

**INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES
AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO**

ASPECTOS DA DEFORMAÇÃO DO ALUMÍNIO EM ENSAIOS DE TRAÇÃO

Ney Freitas de Quadros

**Tese apresentada como parte dos requisitos
para obtenção do Grau de "Doutor na Área
de Concentração em Reactores Nucleares
de Potência e Tecnologia do Combustível
Nuclear".**

Orientador: Dr. Francisco Ambrozio Filho

SÃO PAULO

1984

IN MEMORIAM:

**HELENA E PROF. HIPÓLITO FREIRE,
PELOS ESTÍMULOS À MINHA VIDA.**

**DR. HIBERNON WANDERLEY,
PELOS ESTÍMULOS AO MEU SENSO CRÍTICO.**

**DINAURO ESTEVES (FILÓSOFO),
PELOS ESTÍMULOS AO MEU SENSO PRÁTICO.**

**DOMINGOS DE OLIVEIRA (FILÓSOFO, POETA),
PELOS ESTÍMULOS À MINHA SENSIBILIDADE.**

**ENG. LUCÍOLO MELO (GRANDE HOMEM)
PELOS ESTÍMULOS À MINHA SERENIDADE.**

**A TODOS QUE MORRERAM POR UMA CAUSA JUSTA,
PELOS ESTÍMULOS À MINHA DIGNIDADE.**

Louco, louco sim, porque quis grandeza
Qual a sorte a não dá.
Não coube em mim minha certeza,
Porisso aqui, onde o areal está,
Ficou o ser que houve, não o que há.

Minha loucura, outros que me a tomem,
Com o que nela ia.
Sem a loucura, que é o Homem
Mais que a Besta Sadia,
Cadáver Adiado que procria?

Fernando Pessoa in Mensagem, parte II, canto 5.

Nem só por faceirice o sapo dá pulinhos.

Raul Bopp.

**Louco, louco sim, porque quis grandeza
 Qual a sorte a não dá.
 Não coube em mim minha certeza,
 Por isso aqui, onde o areal está,
 Ficou o ser que houve, não o que há.**

Minha grandeza, minha certeza,
 Com o que não dá,
 Não coube em mim minha certeza,
 Por isso aqui, onde o areal está,
 Ficou o ser que houve, não o que há.

Nem só por feirice o sapo dá pulinhos.

Raul Bopp.

À GUISA DE PREFÁCIO.

Devo a coortunidade de realizar este trabalho ao Dr. Cláudio Pedrigues, Diretor da Diretoria de Materiais do IPEN e ao Dr. Francisco Ambrozio Filho, Chefe da Divisão de Materiais Metálicos, que muito lutaram para torná-lo exequível, em mim depositando um alto grau de confiança, não só como profissional como também como amigo. O estímulo, o apoio e as condições objetivas que obtiveram para a continuidade deste trabalho são dignas de minha profunda gratidão. Devo-lhes ainda o apoio que obtive do Dr. Rex Alves Nazare, Presidente da Comissão Nacional de Energia Nuclear para a realização desta Tese, a quem agradeço encarecidamente nesta oportunidade.

Ao Dr. Ivan de Aquino Viana, chefe do Departamento de Metalurgia Nuclear o meu muito obrigado pelo apoio decidido e pelas facilidades oferecidas no transcorrer deste trabalho.

Ao Prof. Dr. Francisco Ambrozio Filho, amigo, colega, companheiro de 12 anos, que aceitou o pesado encargo de orientar este trabalho, além de lutar subjetiva e objetivamente pelas condições concretas que me permitissem realizá-lo, meu profundo reconhecimento e gratidão.

Ao Prof. Dr. Ivan Gilberto Sandoval Falleiros, que orientou este trabalho de 1974 a 1981, meu reconhecimento e minha gratidão.

Ao Prof. Dr. Iain Le May, cuja co-orientação foi fundamental para o êxito deste trabalho, o qual, apesar da distância, muitas vezes veio a São Paulo apenas para analisar e orientar algumas fases deste trabalho, o meu agradecimento sincero e amigo.

Os prolegômenos de minha formação científica remontam ainda a Recife, no início da década de 50. As conversas sobre Pesquisa nos ramancos dos Ateliers dos pintores pernambucanos foram os primeiros estímulos. Por esta razão gostaria de registrar meus agradecimentos por estas grandes amizades e companheiros que tanto me ajudaram a ganhar uma maior compreensão do mundo que nos cerca e a tomar uma atitude ativa e sãna diante dele: Anchyzes Azevedo, Montez Magno, Maria Carmen, José Cláudio, Liedo Maranhão, Tite Maranhão, Tiago Amorim, Estan Dias, Ariano Sussuna, João Câmara, Genaro, Armando Lacerda e Prof. Enildo Lopez.

O apoio e os sacrifícios para me ajudar a seguir a carreira que escolhi feitos por Napoleão e Bernadeth Quadros, meus pais, merecem todo o meu carinho.

Não poderia deixar de mencionar o casal Bianor e Naide Teófilo a quem devo grandes incentivos para o caminho por mim escolhido.

Grandes incentivos e compreensão também são devidos a Heinz Hartmann.

Do Curso de Metalurgia da Escola de Engenharia da UFF, onde terminei minha graduação, sinto-me particularmente grato: aos Prof. Edyl Patury Monteiro, Mozart de Castro França, Wladimir Pirrô e Longo

4

e George Leonard, que tanto incentivaram cerca de duas gerações de alunos a prosseguirem os estudos em nível de pós-graduação; aos colegas José Gualberto de Freitas Almeida (que me convenceu a ir estudar em Volta Redonda), Paulo Pereira da Silva, Tomosaburo Yamamoto e Alexandre Magalhães da Silveira, com os quais, enfrentando as inerentes dificuldades, graduei-me em Engenharia Industrial Metalúrgica. Os três últimos, em particular, continuaram o curso de Mestrado na Coordenação dos Programas de Pós-Graduação em Engenharia (COPPE), na UFRJ, onde, juntos, nos estimulávamos uns aos outros no mister de aprofundar nossa visão do mundo.

A minha passagem pela COPPE (1968 a 1971) deixou-me eterno grato ao Prof. Walter Arno Mannheim, que me iniciou no laboratório de Propriedades Mecânicas e nos grandes mistérios da maioria dos sofisticados equipamentos que só a COPPE dispunha na época; ao Prof. Ubirajara Quaranta Cabral, Orientador e amigo, cujo apoio nas horas mais difíceis pelas quais passei foi indispensável para a realização de minha Tese de Mestrado e se constituiu no maior estímulo para o prosseguimento posterior de meus estudos e do Prof. Gustavo Lorenz Ferraz, cuja colaboração na análise de dados foi indispensável para a conclusão da citada Tese.

Mesmo depois de minha saída da COPPE, onde deixei grandes amigos e companheiros, muitas vezes recorri ao seu corpo Docente para discussões e análises de trabalhos. Entre estes devo ressaltar a colaboração dos Prof. Sérgio Neves Monteiro, Wolfgang Losch, Paulo Sérgio Valério de Miranda e Tito Luiz da Silveira, que comigo discutiram vários tópicos do presente trabalho, dando sugestões e estimulando-me a prosseguí-lo, pelo que serei sempre grato.

Após minha saída da COPPE trabalhei cerca de seis meses na Escola de Engenharia de Materiais da UFSCAR, onde fui Prof. Assistente do Prof. Foguero de Cerqueira Leite e do Prof. Luiz Romariz Duarte (do qual fui aluno da Cadeira de Introdução a Mecânica Científica), os quais muito influenciaram minha conceituação dos fenômenos submicroscópicos e elementares, merecendo, por isto minha profunda gratidão.

Entrando no IPEN em 1972, trabalhei cerca de 5 anos com o Excmo Professor Dr. Tharcysio Dany de Souza Santos, então Chefe do Departamento de Metalurgia Nuclear. Seu caráter, sua gentileza, sua lucidez, sua sapiência, sua orientação e seu método de trabalho foram de extrema valia para complementar a minha formação científica. Aprendi com ele lições de vida e de dignidade que seu comportamento exemplar nos deu, infelizmente não a todos, mas pelo menos à melhor parte dos que com ele tiveram a ventura de trabalhar.

A partir de 1973 matriculei-me no Departamento de Metalurgia da Escola Politécnica da USP (até 1981), onde comeci o Curso Regular para Doutorado, tendo o prazer de conviver com uma comunidade acadêmica das mais sérias deste País, onde as aulas eram apenas o princípio das discussões sobre os mais relevantes aspectos da Metalurgia em geral e da Metalurgia Física e Mecânica, em particular. Sentirei ali, mais uma vez, a influência positiva do Prof. Tharcysio Dany de Souza Santos e de sua dedicada equipe constituída, entre outros, pelos Professores Ivan Gilberto Sandoval Falleiros, Renato Koch Vieira, Paulo Sérgio Pereira da Silva e Ferdinando Luiz Cavallanti, aos quais devo boa parte de minha formação acadêmica.

Durante o tempo que permaneci no Departamento de Metalurgia

da EPUSP tive o grande prazer de ter tido por orientador o Prof. Dr. Ivan G. S. Falleiros, o qual, além de me ter proporcionado o calor de sua amizade, muito me apoiou e incentivou na redação deste trabalho. Ao Prof. Dr. Renato Focha Vieira devo cerca de 6 meses de intensa discussão sobre o fenômeno da Multielasticidade Quantizada.

É ainda de 1973 o primeiro contato mantido com o Prof. Dr. Jean Le May, durante um curso de Metalurgia Mecânica o qual ministrou como Professor Visitante do Departamento de Metalurgia da EPUSP (mais uma vez graças ao dinamismo e esforço do Prof. Dr. Tharcysio Dany de Souza Santos...). Anos mais tarde este ilustre cientista tornar-se-ia meu co-orientador juntamente com o Dr. Francisco Ambrozio Filho.

Em março de 1983, finalmente, matriculei-me na Área de Motores de Potência e Tecnologia do Elemento Combustível do IPEN onde, após cumpridos os trabalhos acadêmicos de praxe, terminei esta Tese no primeiro semestre de 1984.

No Departamento de Metalurgia Nuclear do IPEN muitos me ajudaram, apoiaram, colaboraram e incentivaram no transcorrer deste trabalho. Quero ressaltar minha dívida de gratidão com os Srs. Ronaldo de Menezes (que muito me ajudou em projetos e idéias de dispositivos e em várias etapas do trabalho), Rubem Cima Pezzo (que projetou e construiu vários dispositivos para ensaios e medições), Waldemar Corvello (mestre em construir dispositivos para usinagem de amostras), Domingos de Oliveira, Aparecido Ferreira, Sérgio Lara e Sras. Luzinete Barboza e Florinda Vieira, que colaboraram em diversas fases deste trabalho.

Outros ex-colegas, grandes amigos, a quem não posso negar meu reconhecimento, são o Dr. Heliton Motta Haydt e o Prof. Erberto Francisco Gentile, pelas discussões e pela confiança em meu trabalho, mesmo nos momentos mais difíceis.

Ao Dr. Reginaldo Mucillo, grande amigo e companheiro, devo grandes incentivos e orientação prática em grande parte da redação deste trabalho. As discussões que se dispôs a ter comigo sempre foram uma fonte de amadurecimento e estímulo. Ao Dr. Filipe Pedroso de Lima, colega e amigo, pelas discussões em torno da Multielasticidade Quantizada, que muito me ajudaram a estabelecer o modelo desenvolvido para explicar o fenômeno.

Aos colegas que compartilharam boa parte deste trabalho comigo, como Nestor Fogaça Filho (com quem discuti tantas vezes a validade deste trabalho), Diva Glasser Leme (que tanto me estimulou trabalhando em conjunto), Anacleto Martin Figueredo (que tanto me ajudou nas etapas finais do trabalho), fica consignado o meu reconhecimento sincero além da grande amizade que lhes dedico.

Ao Dr. Ângelo Fernando Padilha e ao Dr. José Octávio Armani Paschoal fico devendo o apoio e o encorajamento que sempre se fizeram presentes em todos os momentos. A eles minha grande e fraterna amizade.

Uma grande parte deste trabalho foi realizado no Centro de Processamento de Dados do IPEN. A primeira grande ajuda que de lá recebi foi por intermédio do Matemático Antonio Soares Jouveia, atual Chefe da Divisão de Apoio à Engenharia e Pesquisa que coordenou os trabalhos dos Analistas de Sistemas Matemático Luciano Dias e Estatístico Rogério Nello, os quais fizeram o trabalho básico de

programação desta Tese. A paciência, o apoio e o incentivo que me foram dados por ele encorajaram um profundo reconhecimento e uma grande amizade.

Após meus primeiros passos em computação tive ainda a felicidade de contar com a amizade e o apoio incontestes que me foram dados pela Matemática Ellenice Mazzilli, atual Chefe da Divisão de Criação e Manutenção de Computadores e Terminais, que, com sua inerente gentileza e espírito de colaboração muito fez para me familiarizar com o uso dos terminais e do sistema operacional básico do computador. Não poderia deixar de citar a Matemática Lucia Faria Silva, outra grande amiga que tanto colaborou em algumas fases deste trabalho. A elas, meu reconhecimento e minha profunda gratidão.

Ao Físico Francisco Marcos Dias, Chefe do Planejamento e Controle da Produção do CPD, grande amigo e companheiro que colaborou dentro dos limites do possível para o bom andamento dos meus trabalhos em computação, meu fraterno reconhecimento.

Não poderia deixar de agradecer também aos operadores que tão gentilmente colaboraram comigo durante todos estes anos. Entre eles cito o Sr. Ricardo Ramos, o Sr. Paulo Maurício, o Sr. Dionísio Fortunato, o Sr. Tadeu Lousada, o Sr. José Leite e o Sr. Geraldo.

Ao Eng. Santiago Valverde, pelo apoio e facilidades que me ofereceu no transcurso deste trabalho, meus agradecimentos.

Ao Eng. Paulo Rella e colaboradores, minha gratidão.

Ao Eng. A. C. Castagnet e ao Dr. H. Rocca, pela colaboração presente em partes desta Tese, o meu muito obrigado.

Minha gratidão à ajuda prestada pelo Dr. A. Fajalah e sua equipe do Instituto de Pesquisas Tecnológicas, especialmente os Eng. Fábio e Nicolau, que me ajudaram a montar o sistema para os ensaios de tração com extensômetros resistivos.

A todos que direta ou indiretamente participaram deste trabalho, o meu muito obrigado.

A MARION TEODÓSIO DE QUADROS,
EDUARDO TEODÓSIO DE QUADROS,
ISABEL MARIAN HARTMANN DE QUADROS,
meus filhos.

CLARA EMÍLIA LIMA HARTMANN,
grande companheira.

MARTA TEODÓSIO E DIONÍSIO VALOIS,
grandes amigos.

ASPECTOS DA DEFORMAÇÃO DO ALUMÍNIO EM ENSAIOS DE TRAÇÃO.

TESE DE DOUTORAMENTO.

NEY FREITAS DE QUADROS.

ORIENTADOR : DR. FRANCISCO AMBROZIO FILHO.

ASPECTOS DA DEFORMAÇÃO DO ALUMÍNIO EM ENSAIOS DE TRAÇÃO.

NEY FREITAS DE QUADROS.

RESUMO.

Desenvolveu-se um método de análise de curvas tensão-deformação através um Sistema Interativo de Análise usando-se um computador IBM-370/158 e Terminal Tektronix 4010-1. Este método permite a análise tanto da região elástica quanto da região plástica de deformação.

Foram realizados ensaios de tração a três velocidades de deformação e temperatura ambiente, a 100, 200, 300 e 400°C.

Foram feitos ensaios à temperatura ambiente com extensômetro de facas e com extensômetros de resistência (strain-gages) com a finalidade de estudar a região de deformação elástica. Verificou-se a existência de vários módulos de elasticidade longitudinal em cada amostra conforme previsto por J. F. Bell em 1968.

Desenvolveu-se um modelo de molas múltiplas para a análise da região de deformação elástica baseado no modelo das duas molas, levando em conta a existência desses módulos.

Sugeriu-se um modelo qualitativo para explicar a multielasticidade quantizada de Bell obtendo-se um curva resultante similar à obtida por Friedel levando em conta os termos anarmônicos do potencial interatômico de Condon-Morse.

A análise da região plástica de deformação, realizada sem levar em conta qualquer modelo prefixado, seja empírico, seja fenomenológico, revelou a natureza parabólica das curvas tensão-deformação conforme previsto por Taylor e a existência de várias transições explicitadas facilmente pelos diagramas do quadrado da tensão em função da deformação. As equações de Bell para a deformação plástica e para as deformações de transição se adaptaram muito bem aos resultados experimentais obtidos.

A análise dos gráficos obtidos diretamente da carta registradora da máquina de ensaios revelou a presença de serrilhados nas curvas carga versus tempo para todos os materiais, inclusive para o Alumínio de Alta Pureza. Estes serrilhados apareceram sempre imediatamente após o limite elástico, em todos os ensaios realizados, sugerindo a inexistência da deformação homogênea prevista em todos os modelos que tentam explicar o efeito Savart-Masson (ou Portevin-Le Chatelier). Tentou-se explicar este fenômeno por um mecanismo no qual o serrilhado é provocado pelo próprio movimento das discordâncias e se torna de maior amplitude quanto maior o teor de átomos solutos na rede cristalina. Esta propriedade torna visível não só o serrilhado como uma zona de deformação homogênea em ensaios realizados em máquinas com baixa sensibilidade. Este mecanismo nega a existência da deformação crítica para o início do serrilhado nas curvas de carga em função do tempo obtidas em máquinas de ensaio do tipo duras.

DEFORMATION FEATURES OF ALUMINIUM IN TENSILE TESTS.**ABSTRACT.**

A method to analyse stress-strain curves with the aid of a computer assisted Interactive Analysis System with graphics capability has been developed. This method can be used to carry out detailed analysis of both the elastic and plastic regions.

Tensile tests were carried out at three strain rates at room temperature, 100, 200, 300 and 400°C.

Tensile tests at room temperature were conducted with knives extensometer and strain-gages to study the elastic strain region; the existence of more than one longitudinal modulus has been observed as predicted by Bell in 1969.

A multiple spring model has been developed to account for elastic strain analysis including the various moduli presence in tensile tests without extensometers. This model is based on the classical two springs model.

A qualitative model to explain the quantized multielasticity of J. F. Bell has been suggested. The resulting curve was similar to the one obtained by Friedel based on the anharmonic terms of Lennard-Jones's interatomic potential.

Analysis of the plastic region, carried out without considering any aprioristic empiric or phenomenological model, revealed that the stress-strain curves were parabolic as predicted by Taylor and presented various transitions that has been made explicit on squared stress versus strain plots. The experimental data fitted well with Bell's strain plots. The data fit surprisingly well with Bell's equations for plastic deformation and transition strains.

An analysis of the data obtained directly from the testing machine recorder revealed the presence of serrations in the load versus time curves for all the materials tested, including high purity Al. These serrations always appeared just after the elastic limit in all the tests indicating the nonexistence of homogeneous deformation predicted by practically all models built to explain the Savart-Vasson (or Portevin-Le Chatelier) effect. This phenomenon has been explained with a mechanism where the serrations are considered to be due to the movement of dislocations. The amplitude of the serrations increases with solute atom content on crystal lattice. This property is the cause that make possible the observation of the serrated and homogeneous plastic flow in less sensitive machines. This mechanism discards the existence of critical deformation at the start of the serration in the load versus time curves obtained in hard testing machines.

ÍNDICE.

I. INTRODUÇÃO.....	1
II. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA.....	4
II.1. A MECÂNICA DOS SÓLIDOS. SUMÁRIO HISTÓRICO.....	4
2.1.1. INTRODUÇÃO.....	4
2.1.2. ALGUNS ASPECTOS DA MECÂNICA DOS SÓLIDOS ATÉ 1956.....	4
2.1.2.1. A Plasticidade Viscosa nos Metais.....	4
2.1.2.2. Os Ensaio de Impacto.....	7
2.1.2.3. A Propagação de Ondas nos Sólidos.....	11
2.1.2.4. Sumário.....	23
2.1.3. OS TRABALHOS DE JAMES FREDERICK BELL.....	24
2.1.3.1. Introdução.....	24
2.1.3.2. Métodos Experimentais. O Ensaio de Impacto em Vão Livre.....	25
2.1.3.3. As Grades de Difração.....	28
2.1.3.4. Equações de Bell para a Deformação Plástica.....	30
2.1.3.5. A Multielasticidade Quantizada de Bell.....	33
2.1.3.6. Sumário.....	36
II.2. OS ENSAIOS DE TRAÇÃO.....	37
2.2.1. INTRODUÇÃO.....	37
2.2.2. O MODELO DAS DUAS MOLAS.....	37
2.2.3. INTERPRETAÇÃO DAS CURVAS TENSÃO-DEFORMAÇÃO.....	44
2.2.4. SUMÁRIO.....	48
II.3. O ENVELHECIMENTO DINÂMICO E O SERRILHADO NAS CURVAS F-t....	49
2.3.1. INTRODUÇÃO.....	49
2.3.2. MODELOS DO EFEITO SAVART-MASSON.....	50
2.3.3. SUMÁRIO.....	59
III. MATERIAIS E MÉTODOS.....	60
III.1. MATERIAIS.....	60
3.1.1. COMPOSIÇÃO.....	60
3.1.2. PROCEDÊNCIA DOS MATERIAIS.....	61
III.2. MÉTODOS.....	61
3.2.1. OBTENÇÃO DAS AMOSTRAS.....	61

3.2.2. PREPARAÇÃO METALGRÁFICA.....	62
3.2.3. TRATAMENTOS TÉRMICOS.....	63
3.2.4. MEDIÇÕES DAS AMOSTRAS.....	64
3.2.5. MONTAGEM DAS AMOSTRAS NAS GARRAS.....	65
3.2.6. MONTAGEM DOS ENSAIOS.....	65
3.2.7. PLANO DOS EXPERIMENTOS.....	66
IV. RESULTADOS EXPERIMENTAIS.....	69
IV.1. TAMANHO DE GRÃO.....	69
IV.2. ENSAIOS DE TRAÇÃO: A REGIÃO ELÁSTICA.....	69
4.2.1. ENSAIOS COM EXTENSÔMETROS DE FACAS.....	69
4.2.2. ENSAIOS COM EXTENSÔMETROS DE RESISTÊNCIA (STRAIN GAGES)...	77
4.2.3. ENSAIOS SEM EXTENSÔMETROS.....	95
4.2.4. O MODELO DAS MOLAS MÚLTIPLAS.....	98
IV.3. ENSAIOS DE TRAÇÃO: A REGIÃO PLÁSTICA.....	100
4.3.1. CURVAS PARA A ANÁLISE DA REGIÃO PLÁSTICA.....	100
4.3.2. O SERRILHADO DAS CURVAS TENSÃO-DEFORMAÇÃO.....	108
V. DISCUSSÃO.....	110
V.1. DEFORMAÇÃO ELÁSTICA.....	110
V.2. DEFORMAÇÃO PLÁSTICA.....	121
5.2.1. A EQUAÇÃO DE HOLLONON.....	122
5.2.2. O MÉTODO DE CRUSSARD & JAOU.....	122
5.2.3. AS TRANSIÇÕES NAS CURVAS TENSÃO-DEFORMAÇÃO.....	122
5.2.4. AS EQUAÇÕES FENOMENOLÓGICAS.....	125
5.2.5. O EFEITO SAVART-MASSON.....	126
VI. CONCLUSÕES.....	127
VII. SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS.....	128
VII.1. SOBRE A DEFORMAÇÃO ELÁSTICA.....	128
VII.2. SOBRE A DEFORMAÇÃO PLÁSTICA.....	129
REFERÊNCIAS.....	131
APÊNDICE A (GLOSSÁRIO).....	155
APÊNDICE B (O SISTEMA COMPUTACIONAL DESENVOLVIDO).....	158
APÊNDICE C (LISTAGEM DOS PROGRAMAS).....	166

ASPECTOS DA DEFORMAÇÃO DO ALUMÍNIO EM ENSAIOS DE TRAÇÃO.

TESE DE DOUTORAMENTO.

NEY FREITAS DE QUADROS.

INTRODUÇÃO.

O desenvolvimento industrial do mundo contemporâneo e a crise de energia, causada principalmente pelos altos preços do petróleo, apontam na direção da necessidade imperiosa da obtenção de materiais com uma maior relação entre a resistência mecânica e o peso possível, pelo menor custo. Um dos materiais que melhor atende a esta necessidade é o Alumínio e suas ligas. A substituição do aço por ligas de alumínio já é um fato corriqueiro na indústria automobilística, tornando os veículos mais leves e contribuindo para uma maior economia de combustível. Sua vasta aplicação na indústria aeronáutica, na indústria nuclear (reatores de pesquisa) e, inclusive, na fabricação de produtos para uso doméstico (cortadores e trilhos para estantes), transformaram este material em dos mais importantes do mundo moderno.

Um dos grandes problemas do Al, parcialmente resolvido no momento atual, é a sua baixa resistência mecânica. Grandes esforços foram realizados neste século, principalmente após o trabalho pioneiro de Merica /1/, a fim de superar esta falha natural. A solução mais pesquisada foi a variação da composição química de suas ligas e posterior tratamento térmico de precipitação, cujo exemplo mais extremo pode ser medido em certas ligas Al-Mg-Zn, que possuem propriedades mecânicas mais elevadas que as do aço doce, apresentando uma resistência à corrosão mais elevada. Outra solução de grande importância foi encontrada através o uso de combinações de tratamentos térmicos e mecânicos.

As técnicas de combinar tratamentos térmicos e mecânicos tem por finalidade básica o aumento da resistência mecânica dos metais principalmente para aplicações a altas temperaturas. Ivanova et al /2/ dividem estes tratamentos em dois ramos distintos: 1. Tratamentos Termo-Mecânicos (TMT), nos quais o material é submetido a trabalho mecânico a altas temperaturas, seguido de um tratamento térmico de estabilização microestrutural; 2. Tratamentos Termo-Mecânicos (TTH), nos quais há uma transformação alotrópica (ou precipitação) durante o resfriamento após um tratamento mecânico (encruamento) a altas temperaturas.

O recente desenvolvimento desses tratamentos é uma consequência direta da Teoria das Discordâncias e representa um exemplo magistral de como uma Teoria ainda não desenvolvida totalmente pode contribuir para o avanço tecnológico. O objetivo destas técnicas é modificar o comportamento mecânico dos materiais através do controle de suas microestruturas. No caso dos TMT a finalidade da conformação mecânica a altas temperaturas é a obtenção de uma estrutura finamente poligonizada das discordâncias, conferindo ao material uma alta resistência a temperaturas bem acima da ambiente. O segundo tipo de tratamentos tem por objetivo a obtenção de alta resistência mecânica acompanhada de boa ductibilidade à

temperatura ambiente. Esta divisão dos tratamentos termo-mecânicos foi realizada tendo em vista principalmente os aços, podendo ser estendida aos outros materiais com certas precauções. No caso do Al e suas ligas, por exemplo, estes tratamentos se confundem, sendo comum o uso de programas de processamento nos quais se usam os dois indistintamente. Neste trabalho o conjunto destas técnicas será chamado de Tratamentos Termo-Mecânicos (TMM).

Os principais fatores que favorecem a formação de uma subestrutura definida para um determinado TMM cuja finalidade seja aumentar a resistência do material são /3/:

1. O aumento na densidade e na uniformidade da distribuição das discordâncias em relação ao estado inicial (como o estado recozido);
2. A criação de barreiras para as discordâncias sob a forma de contornos de grãos e de subgrãos, de macla, de dispersões de segundas fases, de florestas de discordâncias, etc. ;
3. O decréscimo do tamanho de grão e formação de uma subestrutura de discordâncias bloqueadas.

Estes fatores estão intrinsecamente ligados com o aumento do encruamento no processo da deformação plástica, isto é, quanto maior a densidade das discordâncias, quanto maior o número de barreiras, etc., maior o encruamento do material.

O encruamento, por sua vez, está diretamente relacionado com a presença de átomos solutos no material. Um dos processos de aumentar a resistência mecânica dos metais é, justamente, o endurecimento por solução sólida /4,5/. Este, é causado por interações dos átomos solutos com as discordâncias de um modo estático (ancoramento das discordâncias por átomos solutos que para elas migram quando estas estão em repouso) ou de um modo dinâmico (as forças de atrito que atuam nas discordâncias aumentam por ação dos átomos solutos quando estas se movimentam) /5,7,8/.

No primeiro caso tem-se o Envelhecimento Estático, que é responsável pelo fenômeno do Limite de Escoamento Definido (Sharp Yield Point Phenomenon) ou pelo endurecimento de liga. No segundo caso tem-se o Envelhecimento Dinâmico (ED) /9-11/.

Um dos efeitos mais notáveis do Envelhecimento Dinâmico (ED) é o desenvolvimento de subestruturas de discordâncias emaranhadas mais uniformemente distribuídas e com uma maior densidade destes defeitos /12,13/. Notando que este é também o objetivo dos tratamentos termo-mecânicos, pode-se avaliar num relance a importância deste fenômeno tanto do ponto de vista tecnológico quanto do científico.

A intensidade do Envelhecimento Dinâmico varia com a temperatura e com a velocidade de deformação, entre outros. Técnicas de tratamentos termo-mecânicos desenvolvidas com a finalidade de levar em conta o máximo de intensidade do ED permitiram um aumento de até 100% na resistência a tração de ligas de Al e de Fe /14-16/.

Apesar da reconhecida importância do ED não existe, até agora, uma teoria que explique totalmente o fenômeno, tal a sua complexidade. Ao mesmo tempo há poucos dados na literatura para permitir uma avaliação quantitativa dos parâmetros relacionados ao

ED, a não ser nos metais Ti e Zr /17,18/, do sistema hexagonal compacto.

Por outro lado, os efeitos tanto dos TTM quanto desses mecanismos de endurecimento podem ser medidos de uma maneira muito simples através do Ensaio de Tração. Neste podem ser estabelecidos os limites de escoamento e de resistência, o alongamento e a estricção, os quais permitem a determinação da utilidade e da resistência mecânica dos materiais a diferentes velocidades de deformação, a baixas e altas temperaturas. Além disto o ensaio de tração tem sido aceito como o melhor método de estudar o fenômeno do ED. Um dos motivos, talvez o primordial, é que uma das manifestações mais conhecidas do fenômeno é o serrilhado típico que aparece nas curvas de tensão em função da deformação durante a deformação plástica, o qual fica muito bem definido neste tipo de ensaio, principalmente quando realizado em máquinas do tipo duras, nas quais a deformação e o incremento da carga são controlados pelo deslocamento constante do cabeçote móvel do pórtico de carga. Coincidentemente, este ensaio tem uma aplicação bastante abrangente no estudo dos efeitos dos tratamentos termo-mecânicos, servindo como meio para verificação dos parâmetros relacionados com a resistência e a deformação do material, em suma, da variação do seu comportamento mecânico após o tratamento.

Um dos problemas fundamentais da análise das curvas tensão-deformação obtidas no tipo de máquinas citadas no parágrafo anterior está relacionado com o registro da curva do ensaio. Em geral a curva é traçada numa carta registradora que se move a uma velocidade constante, tendo por ordenada o tempo e por abcissa a carga. Por esta razão a medida do alongamento do corpo de prova é indireta. Além disto, o sistema composto pelas garras, acoplamentos e célula de carga influi nos resultados; na realidade a curva da carga em função do tempo contém uma interação elástica entre os componentes da máquina e o corpo de prova. Este fato, embora complique sobremaneira a análise dos dados, pode ser superado pelo cálculo do efeito da máquina e pela subtração deste efeito em cada ponto da curva traçada. Os modelos que permitem este tipo de cálculo, entretanto, estão fundamentados no conhecimento do módulo de elasticidade longitudinal ou módulo de Euler da amostra /19/.

No início de um ensaio de tração o gráfico deveria apresentar uma zona linear correspondente à deformação elástica. A tangente a esta região da curva seria um módulo tangente aparente (uma vez que seria a soma da deformação elástica da amostra com a da máquina). Acontece que, usando-se uma ampliação adequada (1000 vezes, para o Al, 400 vezes para o aço, etc.), nota-se facilmente que a região é composta por várias retas (e não por apenas uma, como seria de se esperar pela lei de Hooke). Este fenômeno foi observado por James Frederick Bell, que postulou a existência da Multielasticidade Quantizada /20,21/. Segundo esta teoria, os materiais possuiriam vários módulos de elasticidade e estes estariam ordenados segundo um número discreto s , ($s = 1, 2, 3, \dots$). É de se esperar que, uma vez determinadas as retas desta região elástica, seja possível calcular o efeito da máquina (aqui o termo máquina significa a soma dos acoplamentos, garras, deflexão do cabeçote móvel, etc.) sobre o módulo tangente aparente, descontando-o do resto da curva. Com este procedimento pode-se obter uma curva tensão-deformação que represente verdadeiramente o comportamento plástico do material ensaiado.

O objetivo primordial deste trabalho é a obtenção de um Método de Análise das Curvas Tensão-Deformação levando em conta o

fenômeno das elasticidades múltiplas e, concomitantemente, os efeitos da interação do corpo de prova com a máquina de ensaios.

Outro objetivo é o estudo experimental da Multielasticidade Quantizada de Bell e a sugestão de um modelo qualitativo para explicá-la.

Uma vez estudada a Multielasticidade, o próximo objetivo é a obtenção de um modelo quantitativo que permita separar os efeitos da interação do corpo de prova com a máquina de ensaios de tração.

Pretende-se estudar a região de deformação plástica verificando-se a validade das equações constitutivas existentes através da aplicação do método de análise proposto. Uma vez verificado o serrilhado das curvas tensão-deformação, pretende-se analisar a deformação crítica para o aparecimento do efeito Savart-Vasson.

No Apêndice A são apresentadas as definições, abreviações e fórmulas de grandezas usadas no texto e nos programas. O Apêndice B descreve os programas desenvolvidos e o Apêndice C apresenta as listagens destes programas.

II. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA.

II.1 - A MECÂNICA DOS SÓLIDOS. SUMÁRIO HISTÓRICO.

1.1 - Introdução.

No seu excelente tratado /20/ de 1973, James Frederick Bell descreve sistematicamente a história e o desenvolvimento da Mecânica dos Sólidos até aquela data. Analisa meticulosamente os avanços e as contribuições, tecendo comentários críticos e escrupulosos sobre as teorias e os métodos experimentais, ressaltando a importância de alguns pesquisadores e indicando os trabalhos mais importantes para o seu crescimento como um ramo da Ciência dos Materiais. Descreve também os trabalhos em deformação plástica e em deformação elástica por ele desenvolvidos a partir de 1954 e cujos primeiros resultados satisfatórios foram apresentados em 1968 em forma de livro /21/, no qual postula, pela primeira vez, a existência da Multielasticidade Quantizada.

Neste capítulo serão revistos alguns aspectos fundamentais deste desenvolvimento, tomando por base o Tratado de J. F. Bell. Será feito um levantamento histórico sobre a influência da velocidade de deformação no comportamento mecânico dos sólidos, incluindo-se a grande controvérsia sobre a plasticidade viscosa dos metais e sobre a equivalência entre os ensaios de impacto e os ensaios quase-estáticos. Isto posto será revista a teoria da Propagação de Ondas em regime Elástico e Plástico.

1.2 - ALGUNS ASPECTOS DA MECÂNICA DOS SÓLIDOS ATÉ 1956.

1.2.1 - A Plasticidade Viscosa nos Metais.

A intuição da existência de um fluxo plástico (ou escoamento plástico), viscoso, nos sólidos, à semelhança do escoamento lamelar de um líquido, já existia nos pesquisadores desde o século XVII. Em 1774 Thurston /22,23/ verificou que em ensaios quase-estáticos havia um aumento da tensão com o aumento da velocidade de carregamento.

Ludwik /24/, em 1909, interessado nas relações entre a deformação plástica, a velocidade de deformação e o efeito pós-elástico (elastic after-effect), produziu um dos artigos mais citados neste século (... e mesmo lido, segundo Bell /25/).

Para os ensaios à temperatura ambiente Ludwik escolheu o estanho (este material possui uma temperatura homologada de $T/T_f=0.59$ a $0.5 K$, sendo bastante plástico à temperatura ambiente e, por isto, poderia apresentar um fluxo plástico ou Newtoniano). Os ensaios, por limitações experimentais, foram realizados em duas etapas. Na primeira, estudou o estanho em ensaios controlados pela carga e na segunda, em ensaios controlados pela velocidade de deslocamento das barras, uma das quais acoplada a um cabeçote móvel. Para o primeiro tipo de ensaio (fluência ou creep) as amostras usadas mediam 3 m de comprimento por 3 mm de diâmetro, tendo realizado 5 ensaios com cargas fixas variando de 2 a 15 kJ por causa de limitações impostas pelas técnicas de medidas da velocidade de deformação.

No segundo tipo de experiências, Ludwik conseguiu uma máquina de ensaios onde a deformação poderia ser controlada pela velocidade de deslocamento do cabeçote móvel. A velocidade de deslocamento era determinada por mudanças nas engrenagens e pela variação da velocidade do motor; a uniformidade da velocidade era obtida pelo uso de um metrônomo e de um freio. As amostras tinham um comprimento nominal de 200 mm e um diâmetro de 6 mm (notar a disparidade na geometria das amostras para os dois tipos de ensaios). Foram realizados 7 ensaios deste tipo, a velocidades entre 0,00975 e 9,70 mm/s. Para comparar os resultados entre os dois tipos de ensaios Ludwik escolheu uma Deformação Específica de 15%, determinada como a deformação onde a carga era máxima nos ensaios controlados pelo deslocamento do cabeçote da máquina. Desta maneira, nos ensaios controlados pelo carregamento, mediu a velocidade de deformação neste alongamento (15%), obtendo assim os resultados entre as velocidades nominais de deformação de $5,00 \times 10^{-9} \text{ mm/s}$ até 0.0435 mm/s .

A tensão correspondente à Deformação Específica foi definida como a Resistência Específica à Deformação ou Fricção Interna (R).

Com os dados obtidos nestes ensaios, Ludwik obteve duas relações empíricas: uma, parabólica (1.2.1.1), representava bem os dados dos ensaios a velocidade constante; a outra, logarítmica (1.2.1.2), representava muito bem todo o conjunto de dados.

$$R = R_0 + k \sqrt[n]{(de/dt)} \quad (1.2.1.1),$$

$$(de/dt) = k (e^{R/R_0} - 1) \quad (1.2.1.2), \text{ onde:}$$

R = resistência à deformação específica (15%);
 R₀ = resistência do material a uma taxa de deformação nula;

k, a e n = constantes.

Reil /26/ mostrou que embora a equação (1.2.1.2) de Ludwik seja bastante adequada para descrever seus dados (a tensão tomada no ponto de carga máxima), não é uma função tensão-deformação que possa descrever o comportamento geral dos sólidos (como a ela tem sido muitas vezes atribuído). A equação de Ludwik é apenas uma comparação, para um sólido isolado, o estanho, entre taxas de fluência (creep rates) a uma tensão nominal constante tomada a uma deformação específica de 15% com uma velocidade de deformação nominal e um limite de resistência medido na mesma deformação de 15% em ensaios com velocidade de deformação nominal aproximadamente constante.

No entanto, o próprio Ludwik correto os erros de suas medidas e as aproximações experimentais usadas. Com base nestas medições, traçou um diagrama pelo qual analisou o aumento do limite elástico e levou em conta o efeito Thurston /27/, segundo o qual haveria um aumento da deformação elástica logo após uma pausa na deformação plástica durante um ensaio /28/. Uma das observações mais importantes de Ludwik neste artigo foi acerca da pouca significação do comportamento viscoso nas altas velocidades de deformação alcançadas em ensaios de impacto, como estabelecido por Kick /29/, que afirmou que a energia de impacto poderia ser calculada a partir das curvas quase-estáticas da tensão em função da deformação.

Siebel e Pomp /30/, em 1927, também investigaram a deformação plástica em função da velocidade de deformação. Ao mesmo tempo muitos investigadores estavam trabalhando na questão do aumento do limite elástico com a velocidade de deformação /31/. Estes estudos mostraram que a elasticidade das máquinas de ensaio era tão importante na revelação do Limite Duplo de Escoamento quanto a variação de qualquer parâmetro do sólido ensaiado.

Siebel e Pomp realizaram ensaios de compressão e tração à temperatura ambiente em aço doce ($T/T_f = 0,17$), cobre ($T/T_f = 0,22$) e chumbo ($T/T_f = 0,50$), a várias velocidades de deformação, constatando que estes materiais, como o estanho ($T/T_f = 0,59$), apresentavam um aumento mensurável da tensão com a velocidade de deformação. Por este motivo, sugeriram que o k da equação de Ludwik (1.2.1.2) deveria ser uma função da velocidade, ou:

$$k_d = k_e + c (v^*)^n \quad (1.2.1.3), \text{ onde:}$$

k_d = constante k dinâmica;
 k_e = constante k , independente da velocidade;
 c, n = constantes;
 v^* = velocidade de deformação de um ensaio interrompido ($2,5 \cdot 10^{-2}$ s $^{-1}$).

Deutler, em 1932 /32/, tentou observar a variação da tensão com a velocidade nominal de deformação entre $1,00 \times 10^{-3}$ e $10,00$ s $^{-1}$. Acima de $1,00 \times 10^2$ s $^{-1}$ usou uma máquina de ensaio de impacto. Concluiu que a fórmula de Prandtl /33/:

$$S - S_0 = C \cdot \log \dot{\epsilon} / \dot{\epsilon}_0 \quad (1.2.1.4), \text{ onde:}$$

S = limite de resistência (determinado por ensaios de impacto a velocidades de deformação maiores do que 0.01 s^{-1});
 S_0 = limite de resistência determinado na menor velocidade de deformação;
 C = constante;
 $\dot{\epsilon}$ = velocidade de deformação;
 $\dot{\epsilon}_0$ = menor velocidade de deformação ($1.0 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$);

era aplicável na faixa de velocidades estudada, embora não tivesse grande confiança nos resultados, devido aos problemas inerentes aos ensaios de impacto (por exemplo, não podia afirmar se a velocidade de deformação era constante). A importância de seu trabalho é que lançou dúvidas sobre a conjectura de Ludvik de que a plasticidade dinâmica fosse não-viscosa (não-Newtoniana) para muitos metais.

Cuidadosas experiências realizadas por Elam /34/ em 1938, conduziram a conclusões opostas às de Deutler, isto é, a hipótese de um fluxo plástico viscoso era inadequada para explicar as diferenças apresentadas pela deformação plástica em função da velocidade de carregamento.

1.2.2 - Os Ensaios de Impacto.

Os módulos elásticos eram medidos através de experiências em vibração dos sólidos cu de propagação de ondas.

Os estudos em vibrações dos sólidos não foram de grande valia para estudar a plasticidade dinâmica, principalmente por causa da grande diferença entre as funções determinadas durante o carregamento e durante o descarregamento. Outro fator importante é a não-linearidade da deformação permanente associada com a aplicação da carga. O grande problema até 1956 era o desenvolvimento de um método que tornasse possível estabelecer com razoável precisão o perfil das curvas plásticas, de caráter altamente dispersivo /34/.

No fim do século 19 foram introduzidos ensaios com corpos de prova entalhados a fim de se estudar a fratura frágil a baixas temperaturas. Bell /35-37/ chama a atenção para as limitações destes ensaios tanto do ponto de vista científico quanto tecnológico.

Dunn /38/, em 1907, conseguiu medir o deslocamento (em função do tempo) dos terminais de um pequeno cilindro de cobre durante o impacto de um peso em queda livre, através de dispositivos fotográficos que permitiam medições da deformação na faixa de microssegundos. O objetivo de Dunn era estabelecer uma curva de tensão em função da deformação dinâmica de um cilindro de cobre submetido ao impacto de um peso em queda livre. A idéia da experiência era simples. Determinando experimentalmente o deslocamento e o tempo dos dois terminais de uma amostra cilíndrica, era possível conseguir uma curva média da deformação em função do tempo através das diferenças entre o deslocamento destes terminais e o tempo gasto para fazê-lo; seria apenas necessário que o corpo de prova sofresse uma deformação unidimensional e uniforme e que a distribuição de tensões também fosse uniforme durante o impacto. Em seu dispositivo obtinha uma curva do deslocamento da massa em função do tempo, a qual, após duas diferenciações gráficas, fornecia, em primeiro lugar, uma curva da

velocidade v , em segundo, uma curva da aceleração, ambas em função do tempo. Dessa curva, finalmente, obtinha a curva dinâmica da tensão em função da deformação /45/. Para fazer comparações, Dunn traçou uma curva obtida em ensaios quase-estáticos no mesmo gráfico. Este tipo de diagrama foi o primeiro da literatura que, atualmente, contém milhares de comparações iguais às feitas por Dunn, obtidas por meios similares e através das mesmas hipóteses. A análise destes ensaios e sua significação para os ensaios quase-estáticos foram o modelo para uma contínua sucessão de testes similares durante os setenta anos seguintes; os ensaios que permitiram Bell formular suas equações não passaram de refinamentos (teóricos e experimentais) dos testes realizados por Dunn no século passado.

Hopkinson /39,40/, em 1872, tentou interpretar a plasticidade dinâmica como um fenômeno de propagação de ondas. Entretanto, suas experiências parecer ter sido mal concebidas (do ponto de vista atual), confusas e não tiveram maiores consequências, tendo merecido comentários cômicos de Sir Geoffrey Ingram Taylor /41/. Bell /42/, repetiu algumas de suas experiências concluindo, definitivamente, que elas foram mal realizadas, estavam mal relatadas. Apesar disto, Hopkinson contribuiu decididamente para o futuro desenvolvimento dos ensaios a altas velocidades de deformação. É interessante notar que /43/ de 1872 até 1930 /44/ nenhum pesquisador voltou a atacar o problema da plasticidade dinâmica do ponto de vista da propagação de ondas, exceto seu filho, B. Hopkinson /45/, que editou suas obras completas.

Uma das características mais notáveis destas funções tensão-deformação dinâmicas é a falta de reprodutibilidade dos dados experimentais. Embora os pesquisadores chamem a atenção para as limitações do método, especialmente no caso da região inicial da deformação plástica, não fornecer nenhuma análise mais aprofundada da influência da propagação das ondas de amplitude finita, das interações das ondas ou dos complexos fenômenos de natureza elasto-plástica. Apesar disto, a hipótese de Dunn (sobre a igualdade entre os ensaios quasi-estáticos e os ensaios de impacto para amostras pequenas) foi bastante estudada durante os últimos setenta anos: grandes esforços foram realizados para melhorar o ensaio de Dunn /47-51/. Entretanto, a grande maioria dos pesquisadores usou essencialmente a mesma técnica experimental e o mesmo método de análise até que, em 1937, Girns /54/ introduziu uma modificação no dispositivo por meio de um sistema de molas que impulsionava um martelo para o carregamento a altas velocidades de deformação. Neste mesmo ano, numa discussão escrita do trabalho de Girns, Taylor apresentou uma modificação alternativa para as experiências de Dunn.

Nesta época, trabalhando com Davies /55/, Taylor mediu a carga mínima necessária para fazer uma indentação estática com uma esfera de aço na superfície de outro aço. Subsequentemente mediram a altura mínima necessária para que a mesma esfera de aço produzisse uma indentação na mesma superfície, dinamicamente. De acordo com a Teoria do Impacto de Hertz, haveria uma distribuição de tensões próximas ao círculo de contato, a qual seria idêntica nos casos estático e dinâmico. Analisando cuidadosamente o ensaio, Taylor /opus cit./ chegou à conclusão de que poderia calcular a pressão normal no ponto médio do círculo de contato, ou a tensão num ponto do material onde a tensão de cisalhamento tivesse um valor máximo.

O problema experimental proposto por Taylor era que as equações necessárias tanto para o cálculo da pressão normal quanto

para o cálculo da tensão de cisalhamento existiam apenas para o regime elástico de deformação, enquanto que as indentações produzidas pelas bolas de aço eram eminentemente permanentes ou plásticas, portanto, nos ensaios onde o limite de escoamento era ultrapassado, não seria possível usar este método. Seria necessário adotar algum modo de medir a tensão e a deformação independentemente durante a experiência.

Brown e Vincent /55/ construíram um dispositivo que podia ser montado na bigorna de uma máquina de impacto operada por gravidade que permitia realizar estas medições. Neste dispositivo, uma junta dupla estava acoplada ao terminal de uma amostra e podia ser acelerada por dois braços de um martelo que colidia com ela, simultaneamente. No outro terminal da amostra a carga era medida e transferida para a bigorna através de um cristal piezoelétrico. A deformação era medida pela passagem de luz através de um pequeno buraco retangular (colimador) que permitia medir a extensão da amostra. A luz assim transmitida era recolhida por uma célula fotoelétrica e a perturbação elétrica resultante era usada para defletir o feixe de um oscilógrafo numa certa direção. A corrente oriunda do cristal piezoelétrico gerada pela unidade de tensão defletia o feixe do oscilógrafo numa direção perpendicular à primeira. Desta maneira podia-se obter uma curva tensão-deformação, uma vez que o dispositivo permitia registrá-las simultaneamente.

Brown e Vincent /opus cit./ obtiveram os mesmos resultados de Hopkinson /opus cit./ e outros, isto é, no aço doce o limite de escoamento aumentava consideravelmente quando a duração do impacto era bastante pequena. Estes resultados estavam de acordo com os ensaios realizados por Taylor e Davies com a esfera de aço: quase não havia aumento do limite de escoamento com o aumento da velocidade de deformação ou de impacto quando se usava um aço cujo limite de escoamento já fosse alto anteriormente (por já se encontrar deformado ou por alguma propriedade intrínseca à sua constituição química). Essas observações originais, no entanto, foram obtidas: (a) o aumento da tensão no limite de escoamento devido à curta duração do ensaio era sentido durante o período de deformação plástica subsequente; (b) quando a velocidade de um dos terminais da amostra era aumentada além de 10ft/s, ocorriam grandes oscilações que tornavam muito difícil a interpretação das curvas obtidas.

Para resolver este problema, Taylor e Quinney, durante os anos de 1937 a 1939 /57/, desenvolveram outro método de ensaio. No dispositivo que construíram (um pêndulo balístico), havia também uma bigorna, porém muito leve, de maneira a absorver toda a energia cinética de uma bala de chumbo disparada na direção de seu centro. Os resultados encontrados por eles foram similares aos obtidos por Brown e Vincent para o aço doce. Os ensaios realizados com cobre puro pareceram indicar apenas um pequeno aumento na tensão devido à taxa de deformação.

Nos ensaios realizados com as esferas de aço era praticamente impossível medir a velocidade de deformação, como indicado por Taylor /58/. As outras experiências, tanto as de Brown e Vincent quanto as de Taylor e Quinney, permitiam o cálculo da velocidade média de deformação de uma maneira bastante simples e precisa. Deste modo, por extrapolação, tornava-se relativamente fácil medir o limite de escoamento em função da velocidade média de deformação. Extendendo estes métodos para o caso de velocidades de deformação bastante altas, obtidas pelo impacto de uma amostra cilíndrica contra uma

placa de aço endurecido, Taylor mostrou ser possível calcular o limite de escoamento dinâmico. Uma vantagem do método era a inexistência de tensão no terminal da amostra que sofrera o impacto durante a desaceleração da amostra. A tensão próxima a este terminal posterior seria causada por uma série de ondas longitudinais caminhando nos dois sentidos possíveis ao longo da barra cilíndrica, na região da amostra que não havia escoado plasticamente. Uma vez que a velocidade das ondas elásticas deveria ser bem maior que a velocidade do projétil, haveria um grande número de tais ondas passando pelo terminal posterior do projétil antes que este alcançasse o repouso. Sob estas condições, a tensão do terminal posterior do projétil poderia ser tomada como sendo igual à que ocorreria num corpo cilíndrico rígido submetido a uma desaceleração no seu terminal posterior. Neste caso, a tensão (S) deveria aumentar linearmente de acordo com a equação:

$$S = (\text{DENSIDADE}) \times (\text{DESACELERAÇÃO}) \times (\text{DISTÂNCIA DO TERMINAL}) \quad (1.2.2.1)$$

Caso fosse possível realizar medições instantâneas da desaceleração e da posição do contorno elasto-plástico, poder-se-ia medir a tensão de escoamento pela equação (1.2.2.1). Taylor fez a hipótese de que o contorno plástico (ou interface plástica) se moveria a uma velocidade constante durante o impacto, desde o alvo até a sua posição final, facilmente mensurável após o repouso da amostra. Os resultados experimentais demonstraram que esta hipótese era bastante razoável. Os valores do limite de escoamento dinâmico para o aço, em alguns casos, era mais de duas vezes maior que o limite de escoamento quase-estático. Experiências realizadas com tungstênio de várias composições e vários limites de escoamento quase-estáticos mostraram resultados semelhantes. Uma das conclusões finais deste estudo indicou que quando o limite de escoamento determinado quase-estaticamente aumentava, ocorria uma diminuição na diferença entre ele e o limite de escoamento dinâmico até um certo valor onde as duas tensões de escoamento eram iguais. Estes resultados estavam de acordo com os resultados anteriores obtidos pela intuição de uma esfera de aço /55/ e com os de Brown & Vincent /56/.

Todas estas experiências foram realizadas a velocidades de deformação tais que os efeitos inerciais eram desprezíveis. Quando a velocidade de ensaio aumenta de modo que a tensão de inércia tenha a mesma ordem de grandeza que a tensão associada à deformação plástica, a situação muda completamente. Para se obter uma descrição precisa da natureza e da magnitude dos eventos é necessário levar em consideração as ondas plásticas, da mesma maneira que Hopkinson /39/ considerou a tensão associada com as ondas elásticas em suas experiências.

Taylor /59/ afirma que, em 1940, teve sua atenção despertada por um artigo confidencial de Von Karman /60/, publicado nos Estados Unidos, descrevendo os efeitos produzidos por uma bala disparada contra um arame. Após elogiar a excelente análise do autor (usando a teoria da elasticidade), chamou a atenção para as seguintes conclusões: (a) - existe uma velocidade crítica de impacto além da qual a bala quebra o arame; (b) - esta velocidade crítica de impacto depende do módulo de elasticidade e da resistência do arame.

Foram realizados ensaios em muitos tipos de arame, em alguns dos quais alguma deformação plástica deveria, certamente, ter ocorrido, e, em todos os testes, encontrou-se sempre uma velocidade

crítica (que depois ficou conhecida como a Velocidade Crítica de Von Karman /20,21/).

1.2.3 - A PROPAGAÇÃO DE ONDAS NOS SÓLIDOS.

Todos os estudos sobre os módulos elásticos, seja em tração, compressão, torção ou flexão, seja em ensaios quase-estáticos ou dinâmicos (vibratórios), elegiam como hipótese fundamental o conhecimento das distribuições das tensões e das deformações em todo o sólido, como uma função do espaço e do tempo /51/. A Teoria da Elasticidade Linear Elementar exige que certos perfis de onda se propaguem sem mudança de forma quando a velocidade da onda é constante. A observação da dispersão e a análise cuidadosa e detalhada da distribuição das velocidades de onda em função da amplitude da deformação ou da velocidade da partícula aumenta a já enorme dificuldade de distinção entre as contribuições não-lineares da tensão-deformação, as contribuições do fluxo viscoso linear ou não-linear, e a contribuição de algumas influências não delineadas anteriormente.

As primeiras experiências sobre a propagação de ondas foram realizadas por Biot /62/, em 1808. Até 1851, na realidade, mediu-se apenas o tempo gasto pelas ondas sonoras para percorrer um comprimento especificado, obtendo-se assim a velocidade do som para os sólidos de interesse na época. Biot obteve para o ferro uma velocidade de propagação do som igual a 10.5 vezes a velocidade de propagação do mesmo no ar (consideravelmente menor que o valor de 17.2, calculado pelo módulo de elasticidade). Chladni /53/, em 1817, obteve uma razão de 16.66. Wertheim e Breguet /64/, em 1851, obtiveram uma razão de 10.5, igual, portanto, à de Biot.

É interessante notar que, calculando o módulo de Euler para o ferro fundido usado por Biot (densidade de 7.9 g/cm^3), encontra-se um valor de 10.600 kg/mm^2 . Para a mesma densidade pode-se calcular um E de 1620 kg/mm^2 na experiência de Wertheim. O mesmo autor mediu o módulo quase-estático, obtendo um valor de 16.950 kg/mm^2 . Chladni, no mesmo tipo de ensaios encontrou um módulo de elasticidade de 24.700 kg/mm^2 . Duleau /65/, em 1813, havia achado um valor de 20.800 kg/mm^2 para o mesmo material, valor este também detectado por Wertheim em algumas mostras.

As primeiras tentativas para realizar um estudo de perfis de ondas causadas por carregamentos rápidos (ou impacto) nos sólidos começaram com Cauchy /66/, em 1826, e Poisson /67/, em 1833. Uma das dificuldades experimentais mais difíceis de suplantar era a medição de tempos excessivamente curtos, necessários para aplicação das cargas. O único método factível do ponto de vista estritamente experimental era o teste de colisão de sólidos em vôo livre.

Cauchy e Poisson propuseram teorias para o impacto elástico de barras cilíndricas tanto do mesmo comprimento quanto de comprimentos diferentes. Em suas teorias alguns problemas fundamentais não foram resolvidos, como, por exemplo, a determinação do tempo de contato, que pode ser definido como o intervalo de tempo decorrido a partir do instante do impacto e o instante no qual as barras se separam (devido às diferentes velocidades de partícula nas faces de impacto). Por isto, também é chamado de duração do impacto.

Trinta e quatro anos após Poisson haver elaborado sua teoria, Saint-Venant /68/ apresentou uma nova teoria para o impacto unidimensional de barras cilíndricas baseada na Elasticidade Linear.

Scheneebeli /69/, em 1871, usando uma técnica inventada e desenvolvida por Pouillet em 1844 /70/, que tornava possível medir intervalos de tempo da ordem de 0.00001 s, descobriu que o tempo de contato (ou duração do impacto) aumentava com o aumento do comprimento do cilindro. Em 1872 o mesmo autor /72/ determinou a duração do impacto para esferas de metal, demonstrando que os tempos de contato eram inversamente proporcionais à raiz quadrada do módulo de elasticidade do material. Por comparações experimentais Scheneebeli descobriu a natureza geral do impacto dos corpos elásticos. Esta sua contribuição permitiria que uma década após Hertz estabelecesse a sua Teoria do Impacto.

Quando Scheneebeli estava concluindo suas observações em 1872, John Hopkinson encontrava-se apresentando sua teoria sobre a propagação de ondas nos sólidos. Seu método experimental consistia na colisão de um peso com uma extremidade de um arame suspenso verticalmente. Embora bastante criticado do ponto de vista experimental, J. Hopkinson forneceu uma grande contribuição teórica /39,40/ para a teoria que G. I. Taylor iria desenvolver em 1942 /41/.

A década de 70 (1870) seria muito significativa para o futuro desenvolvimento dos ensaios em Mecânica dos Sólidos. Em 1873, Tomlinson /72/ publicou os primeiros estudos sobre a relação que existia entre a resistência elétrica e a deformação por tração em fios metálicos. Estes estudos seriam a base para a fabricação dos extensômetros resistivos desenvolvidos no século XX. Leo Pochhammer /73/, em 1875, propôs uma teoria tridimensional detalhada sobre a vibração de barras cilíndricas. É interessante notar que, até 1889, nenhum pesquisador levaria em conta esta importante teoria, o que por certo atrasou o desenvolvimento experimental em pelo menos 15 anos, como observa Bell / opus cit. /.

Outra contribuição viria a ser dada por Boltzmann /74/, em 1881, o qual, tornando-se interessado pela verificação da aplicabilidade física da teoria de Saint-Venant, projetou uma série de experimentos envolvendo ensaios de impacto axiais em barras cilíndricas de borracha da Índia, recobertas por cápsulas de látex em suas extremidades. Uma de suas conclusões fundamentais foi a de que as velocidades de separação das amostras (duração do impacto) apresentaram valores muito menores que os previstos pela teoria de Saint-Venant.

Hertz /75/, em 1882, publicou a teoria do contato dos corpos elásticos após impacto, concluindo que, após o choque, o curso da colisão era controlado, principalmente, pelas massas dos corpos e pelas formas geométricas das superfícies de contato. Pode-se encontrar um bom resumo da sua teoria nas referências /90,91/. Sua equação pode ser expressa por:

$$t = A \cdot V^{\frac{2}{3}}$$

(1.2.3.1), onde:

t = duração do impacto;
V = velocidade do impacto;

A = constante;
g = constante numérica igual a $-1/5$.

Voigt /76/, em 1883, motivado pelas experiências de Boltzmann, resolveu repetir suas experiências em metais (em lugar de ferrichs), concluindo, como ele, que a teoria de Saint-Venant não estava de acordo com os resultados experimentais. Em sua análise levou em conta o efeito da curvatura e da rugosidade das superfícies de impacto, além do efeito de camadas de gás condensadas entre estas superfícies, introduzindo um fator empírico para correlacionar estes efeitos com seus dados experimentais. Sua teoria mostrou-se inconsistente nos dois ou três anos seguintes, porém suas observações sobre o estado das superfícies de impacto se mostraram válidas até hoje.

Em 1883, Boltzmann induziu Hausmaninger /77,78/ a repetir suas experiências em borracha da Índia. Estes ensaios, realizados sobre corpos de prova essencialmente iguais aos de Boltzmann, conduziram aos mesmos resultados dele. Estes, já indicavam que a teoria da camada elástica de Voigt não era muito adequada. No entanto, Voigt achava que um dos parâmetros fundamentais era o uso de amostras cilíndricas longas, tendo usado espécimes cujas razões entre o comprimento e o diâmetro estavam situadas entre 1:25 e 1:36.4. Hausmaninger testou esta hipótese, escolhendo cilindros com razões de 1:10 e 1:22.5 entre o comprimento e o diâmetro, concluindo que o cilindro que produzia o impacto, sempre seguia por um certo tempo o cilindro que o sofrera, conforme observara Voigt.

Como Scheneebeli fizera em 1871, Hausmaninger usou a técnica desenvolvida por Pouillet em 1844, obtendo condições de realizar medições de tempo com uma resolução de cerca de 1:5000. Desta maneira, pôde medir com grande precisão o tempo de contato (duração do impacto) de dois corpos de prova simétricos, experiência que se constituiu em uma de suas maiores contribuições neste campo. Mesmo assim, as amostras de borracha por ele usadas não eram adequadas para uma comparação entre a teoria elástica linear e as experiências concebidas com esta finalidade. Resolveu então realizar outra série de experiências com cilindros de vidro. Seus experimentos o levaram à importante conclusão de que a duração do impacto para as barras de comprimentos desiguais eram significativamente menores do que para as barras iguais. Estes resultados conduziram-no a conclusões que eram o oposto dos obtidos com os cilindros de borracha e, ao mesmo tempo, eram o contrário do que seria de se esperar caso as teorias de Saint-Venant e Voigt fossem corretas.

Hamburger /79/, em 1886, usando a já consagrada técnica de Pouillet /opus cit./, aliada à disposição experimental de Boltzmann /opus cit./, testou as teorias de Saint-Venant e de Voigt em cilindros de latão endurecido. Seus resultados permitiram verificar quantitativamente: (a) - a variação do tempo de contato com o comprimento da barra para várias velocidades de colisão; (b) - a variação do tempo de contato com a velocidade de impacto para barras de comprimento diferentes; (c) - a variação do tempo de contato com o diâmetro da barra para várias velocidades de choque. Em resumo, Hamburger forneceu todos os parâmetros quantitativos essenciais às experiências sobre colisão de barras em vôo livre.

Chree /80/, em 1889, percebendo a importância do trabalho de Buchhamer /opus cit./, fez uma revisão crítica de sua teoria elaborada em 1876. É interessante notar que nenhum dos grandes

pesquisadores da época, como Boltzmann, Hertz, Saint-Venant ou Voigt, que teriam seus nomes indelévelmente gravados na história da mecânica dos sólidos, sequer indicaram ter tomado conhecimento desta que seria, talvez, a melhor teoria sobre a propagação de ondas nos sólidos do século XIX. Não são eles, mas também centenas de outros excelentes pesquisadores deixariam de lado este trabalho monumental, que só seria devidamente reconhecido em 1948 por Davies (ou seja, cerca de 60 anos após a ótima revisão de Chree).

Em 1905 Bertram Hopkinson /81/, filho de John Hopkinson, introduziu um dispositivo que, com pequenas modificações, tem sido usado até hoje, e é conhecido como Barra Hopkinson, cuja versão completa em 1914 /82/. Este dispositivo consistia de uma barra metálica com uma polegada de diâmetro e vários metros de comprimento, segura horizontalmente por quatro fios, com um pequeno cilindro preso em uma das faces por uma fina camada de lubrificante ou por um sistema magnético. No outro terminal (o terminal livre) era aplicado um pequeno pulso de tensão, provocado pelo impacto de uma bala ou por uma explosão no ar, produzindo um pulso de compressão que caminhava ao longo da barra e penetrava no pequeno cilindro. Quando um pulso de tensão era refletido no terminal livre do pequeno cilindro, existia um momento em que a soma das tensões das ondas transmitidas e refletidas, eventualmente, era igual a zero; neste instante, o cilindro se desprendia da bala e era capturado num anêlo balístico, onde se tornava possível medir seu momento. Através das medições destes momentos era possível determinar a tensão máxima e a duração do pulso aplicado.

Sears /83,84/, em 1908, programou uma série de experiências sobre impacto de barras com a finalidade de determinar um valor dinâmico para o módulo de elasticidade. Usando a técnica de Pouillet /opus cit./ com pequenas modificações, determinou o tempo de contato para barras idênticas com comprimentos entre 14 e 95 cm, inclusive. Suas barras, como as de Hausmaninger e Boltzmann /opera cit./, tinham seus terminais arredondados a fim de evitar as dificuldades adicionais causadas por pequenos erros no alinhamento dos eixos, e, no mesmo tempo, verificar a teoria de Hertz /opus cit./. Isto lhe permitia analisar, com uma única série de experimentos, a validade da teoria de Saint-Venant (colisão de barras) e da teoria de Hertz (colisão de esferas).

Sears achava que as tangentes das curvas da duração do impacto em função do comprimento das barras deveriam ter valores similares às velocidades das barras da teoria de Saint-Venant, fornecendo, portanto, um valor dinâmico para o módulo E. Seus resultados experimentais mostraram que as velocidades de onda para o aço, o Al e o Cu eram de 5130 m/s, 5070 m/s e 3590 m/s, respectivamente. Estes valores estavam bem próximos dos valores calculados a partir de ensaios quase-estáticos nas mesmas amostras, 5110 m/s, 5050 m/s e 3600 m/s para os mesmos materiais. Sears concluiu que os valores das constantes elásticas dos metais eram os mesmos tanto para tensões instantâneas quanto para tensões aplicadas quase-estaticamente. Sears foi capaz de traçar perfis da frente de onda, delineando claramente ondas de tração e de compressão, encontrando uma boa correlação entre os valores calculados e os valores experimentais do tempo de contato em função do comprimento da barra móvel e da velocidade de impacto. Complementando seus trabalhos anos depois, Sears levantou a curva da variação do tempo de contato em função da velocidade de impacto (para uma barra com 12.7 cm de comprimento), concluindo que este tipo de curva não seguia o

comportamento previsto pela teoria de Hertz, a não ser que fossem feitas algumas modificações (empíricas) na mesma.

Após os trabalhos de Sears e Bertram Hopkinson em 1914 (opera cit.), tendo continuidade aos estudos de Tomlinson, McCollum e Peters (85) demonstraram a possibilidade de medir as deformações por meio de extensômetros de resistência, fato que muito contribuiria para a evolução deste tipo de ensaios. Wagstaff (86,87), em 1924, reexaminou as teorias de Hertz e de Saint-Venant. Em suas experiências, colocou um condensador carregado em uma das barras para medir o tempo de contato. Quando as duas barras se encontravam o condensador se descarregava fazendo passar uma corrente por uma resistência padrão e um galvanômetro de baixa indutância ligados em série, permitindo o registro gráfico e o cálculo direto do tempo de contato (ver referência (85) para maiores detalhes). Variando o diâmetro e o comprimento das barras, obteve 42 casos diferentes para a análise. O dispositivo usado por Wagstaff era uma modificação do dispositivo usado por Pouillet, chegando à equação:

$$V = 2 \cdot \pi \cdot x/t \quad (1.2.3.2), \text{ onde:}$$

V = velocidade de impacto;
 x = distância sobre o eixo horizontal;
 t = tempo que a barra leva para colidir com a barra em repouso.

Após medir o tempo de contato para barras com quatro comprimentos diferentes, Wagstaff fez um gráfico do $\log t$ em função do $\log x$, obtendo várias retas, demonstrando assim a consistência da equação (1.2.3.1) e calculando o valor de g pelas tangentes das retas obtidas. Seus resultados mostraram que a inclinação das retas variava de $-1/8$ a $-1/4$ para o alumínio, o latão e o aço fundido. Construiu ainda diagramas da variação do tempo de contato em função do comprimento das barras para impactos simétricos (barras iguais), concluindo que esta variação não era linear como supusera Sears ao medir os módulos de elasticidade.

Love (89), em 1927, publicou um dos mais importantes tratados sobre a teoria da elasticidade do século XX, no qual mostra a teoria deste, em três dimensões, publicadas por Pochhammer (opus cit.) e Chree (ibidem).

Continuando os avanços em instrumentos de medição, em 1931, foi publicado o método de medir tensões e deformações em concreto com o uso de extensômetros elétricos (89).

Prowse (90), em 1936, sob a orientação de Wagstaff, estudou a influência da geometria dos terminais arredondados sobre os ensaios de colisão de barras em voo livre. Demonstrou que o tempo de contato dependia não só do comprimento e da velocidade de impacto (usou 9 velocidades), como mostrado por Wagstaff em 1924, mas também do raio de curvatura do terminal esférico. Discutiu ainda a influência do tratamento térmico, mostrando que para o material mais mole a equação de Hertz (1.2.3.1) não era válida. Note-se que desde 1927 Love já havia escrito seu livro onde discutia não só a teoria de Pochhammer-Chree como também uma teoria aproximada para o caso de uma barra semi-infinita. Embora Prowse tenha usado alguns conceitos ali mostrados, não aprofundou-se o suficiente para notar que a teoria de Saint-Venant não era correta, pois, segundo esta, para comprimentos

maiores de 30 cm deveria haver uma relação linear entre o tempo de contato e o comprimento das barras.

Por volta de 1935 os extensômetros elétricos começaram a ser mais difundidos /91/ e, em 1938, Clark e Dwyler os usaram pela primeira vez para determinar curvas de tensão-deformação em ensaios de tração sob impacto.

A partir de 1939 até 1943 Davies /94/ realizou um dos mais importantes trabalhos críticos sobre a propagação de ondas nos sólidos, trabalho este que só seria publicado em 1949, devido à Segunda Grande Guerra. Neste ponto é interessante fazer um sumário sobre o assunto. Para tanto será usado o artigo original e também o de Abramson et alii, publicado em 1956 /93/.

A teoria de Pochhammer-Chree supõe a existência de uma barra infinitamente longa, com uma seção reta circular, feito de um material homogêneo e linearmente elástico, livre de esforços de tração em suas superfícies laterais. As equações do movimento são estabelecidas em relação aos deslocamentos radiais, tangenciais e axiais. Uma identidade entre estas três componentes, independente das três primeiras equações é admitida. A partir destas quatro equações são derivadas mais três, uma para a tensão axial (normal) e duas para as tensões cisalhantes. A seguir determina-se um grupo de soluções para o caso em que os deslocamentos tangenciais sejam nulos, isto é, numa forma axialmente simétrica. Substituindo estas soluções nas equações originais (as três primeiras) são obtidas duas equações diferenciais ordinárias, cujas soluções, substituídas nas equações derivadas para as tensões resultam em duas outras equações transcendentais para o caso de tensões superficiais iguais a zero. Estas últimas são duas equações diferenciais homogêneas e a solução é como resultado uma equação conhecida como a equação da frequência que expressa uma relação entre a velocidade de fase c e o comprimento de onda.

Seja uma barra cilíndrica de raio a , com seu raio coincidente com a abscissa x e suponha-se que r é a distância medida perpendicularmente a Ox . Seja c a velocidade de propagação de ondas sinusoidais longitudinais na barra, com um comprimento de onda igual a λ , período T , ν a razão de Poisson e D a densidade da barra.

As principais diferenças entre a teoria Elementar e a Teoria Geral Exata de Pochhammer e Chree são:

1. De acordo com a Teoria Elementar a velocidade de uma onda sinusoidal é independente de λ (comprimento de onda) e é igual a c_0 ($c_0^2 = E / D$); de acordo com a Teoria Generalizada, c é determinada por a , ν , c_0 e λ . De fato, c/c_0 é uma função de λ e de a/λ , sendo igual a 1 apenas no limite, quando a/λ tende a zero;

2. De acordo com a Teoria Elementar a tensão e o deslocamento longitudinais são uniformes na seção transversal da barra, a tensão radial é sempre zero e o deslocamento radial a uma distância r do eixo é dado por uma relação linear. No caso geral a tensão e o deslocamento radiais variam na seção transversal da barra, a tensão radial é finita e o deslocamento radial não segue uma lei linear simples;

3. De acordo com a Teoria Elementar a forma do pulso é preservada durante a propagação. Na Teoria Generalizada o pulso sofre uma mudança de forma quando se propaga ao longo da barra, fenômeno chamado de dispersão de ondas.

Entretanto, não é possível satisfazer as condições de contorno nos terminais livres da barra /Love, Ref. 83, item 201/ ; para superar esta dificuldade e as complicações devidas a ondas refletidas por estes terminais é que se faz a hipótese de que a barra é infinita.

As relações entre c/c_0 , ν e m/W são expressas em termos das raízes da equação da frequência e envolvem funções de Bessel. Esta equação possui raízes múltiplas e foram encontradas soluções para as três primeiras raízes diferentes de zero, tomando ν como igual a 0.29 (seu valor aproximado para o aço).

Bancroft /55/, em 1941, calculou a menor raiz da equação da frequência, diferente de zero, para valores de ν entre 0 e 0.5. Davies /94/ fez os cálculos para ν igual a 0.29 e, por interpolação entre 0.25 e 0.30, comparou seus resultados com os de Bancroft, obtendo uma boa concordância.

Davies discute o fenômeno da dispersão de ondas empregando o método da fase estacionária de Kelvin e calcula a distorção de uma perturbação periódica devida ao mesmo. Por problemas de espaço deixa-se de se fazer aqui o resumo desta parte do artigo de Davies /94/, colocando-se apenas suas conclusões em relação à distorção provocada pela dispersão de ondas:

1. A velocidade média da propagação da perturbação decresce com a dispersão;
2. A distorção aumenta quando a distância ao foco da perturbação aumenta;
3. Para minimizar a distorção devida à dispersão, deve-se usar uma barra cujos raio e comprimento sejam os menores possíveis.

Concluindo seu estudo crítico quanto à Barra Hopkinson, Davies concluiu que, mesmo usando melhor instrumental de medição que Hopkinson em 1914 :

1. Não seria possível medir com boa precisão variações de pressão muito rápidas (da ordem de 1 microsegundo);
2. Quando a força aplicada ao terminal de pressão da barra mudasse instantaneamente de zero a um valor finito, existiria um tempo finito (após a chegada da onda) antes que a pressão, reduzida ao deslocamento do terminal de medida, aumentasse para um valor aproximadamente constante. Este tempo dependeria da razão de Poisson do material, do comprimento e do diâmetro da barra;
3. Seriam válidas considerações similares quando a força no terminal de pressão fosse reduzida, instantaneamente, de um valor finito a zero;
4. Existiria um valor mínimo de tempo (T_{min}) abaixo do qual não seria obtida qualquer precisão na medida da pressão, principalmente quando a força aumentasse abruptamente, fosse mantida durante um tempo T e caísse instantaneamente a zero;
5. A pressão calculada a partir do deslocamento no terminal de medida flutuaria ligeiramente em torno do seu valor verdadeiro, fosse ela produzida por uma força constante ou por forças com pequenas variações. Estas flutuações decresceriam e a precisão aumentaria quando o T aumentasse.

De 1940 a 1942 Taylor /96, 37/, von Karman /60/ e Bakhmatulin /69/, independentemente, produziram a teoria da Propagação de Ondas

plásticas nos sólidos.

No seu artigo de 1942 /97/, Taylor adicionou uma nota de rodapé a qual, pela sua importância, será reproduzida abaixo:

... 'it was pointed out to me by Dr. Bohlénblust that von Karmans analysis is correct for finite strains if the analysis and all the symbols used in it are regarded as defined in a Lagrangian system of co-ordinates instead of the Eulerian system used here'...

De acordo com os autores citados a equação fundamental da teoria pode ser dada por:

$$\dot{u} = \int_0^e \sqrt{(1/D_0) \cdot (dS/de)} \, de \quad (1.2.3.3), \text{ onde:}$$

$\dot{u} = f(e)$ = velocidade de qualquer elemento do arame;

S = tensão real;

e = deformação nominal.

D_0 = densidade do material;

$S = F/A$.

Os pontos fundamentais da teoria de Taylor-von Karman são:

1. A derivada dS/de deve se aproximar de zero para grandes valores de e ;
2. De acordo com o item 1, a integral da equação (1.2.3.3) deve ter um valor limite de e , onde o material quebra. Este fornece a velocidade crítica de impacto, citada anteriormente;
3. Deve haver uma região de deformação constante junto ao terminal de impacto, cuja magnitude depende da velocidade de impacto;
4. A frente de onda plástica possui uma amplitude constante e finita.

Segundo White e Griffiths /99,100/, a existência dessa velocidade crítica além da qual haveria uma fratura instantânea poderia ser explicada pela própria anulação da derivada dS/de , a qual, sendo igual a zero para um certo valor de e acarretaria uma velocidade de propagação também igual a zero e apenas uma parte da onda poderia caminhar nela barra. A maior parte da energia de impacto teria que ser absorvida nas vizinhanças do terminal de impacto, acarretando a ruptura.

As experiências realizadas nesta época por Duwez, von Karman e Clark /102-104/ forneceram uma evidência muito boa da validade da teoria.

Von Karman e Duwez atribuem a discrepância entre as curvas teórica e experimental à influência da velocidade de deformação. Neste caso, afirmam, /104, p.92/, não seria justificável a hipótese inicial (curva tensão-deformação independente da velocidade de deformação). O Dr. Pol Duwez havia publicado uma parte deste artigo em 1942 e Taylor o discutiu em seu artigo fundamental daquele mesmo ano (ref. /102/ e /97/, respectivamente). Segundo este, o problema da discrepância era devido ao cálculo incorreto da duração do impacto e

não a quaisquer efeitos oriundos de velocidade de deformação.

Abramson /93/ chama a atenção para o fenômeno pelo qual a forma da curva parece ser altamente influenciada pela maneira com que se faz variar a massa que produz o pulso.

Hughes, Pondrom e Mims /105/, em 1949, introduziram a microsismologia para a determinação das constantes elásticas dinâmicas. Consideraram uma barra cilíndrica como um sólido tridimensional limitado pelas faces e pela aresta de geração, usando um cristal de quartzo para introduzir um pulso de curta duração em uma das extremidades e um cristal detetor na outra face. Variando o comprimento da barra Hughes et al. conseguiram fazer o traçado geométrico dos tempos de chegada (tempo de trânsito da onda dentro do sólido) da dilatação inicial bem como desenhar os pulsos originários tanto de uma reflexão simples quanto de reflexões múltiplas. A concordância entre os diversos valores medidos por esta e por outras técnicas mostraram que era possível usar a Microsismologia para o estudo da elasticidade dinâmica nos sólidos /105,107/. Neste mesmo ano, Kolsky /108/ desenvolveu nova técnica experimental a partir dos trabalhos de R. Hopkinson /opus cit./.

Kolsky /108/ modificou a barra Hopkinson de maneira a estudar o comportamento sob impacto axial de duas barras longas e duras que, durante o impacto, colidiam com uma peça de metal pequena e mole. Um microfone fornecia informações sobre o deslocamento radial de ondas incidentes e refletidas da fatia de metal mole. Kolsky comparou curvas deslocamento-tempo no terminal mais afastado da barra que recebia o impacto (a segunda barra), com e sem a fatia de metal mole; desta maneira, calculou as curvas deslocamento-tempo nos dois lados da fatia. Seus trabalhos o levaram à conclusão (em 1949) de que a hipótese de Dunn /38/ era correta. Embora Kolsky, em 1949, achasse que a fatia de metal mole deveria ser extremamente pequena a fim de minimizar os efeitos das interações das ondas, Davies e Hunter /109/, em 1957, mostraram que o comprimento ou espessura da fatia de metal inter-barras não podia ser escolhido arbitrariamente (alguns pesquisadores o fizeram com o objetivo de variar a velocidade de deformação). As experiências de Kolsky ficaram famosas como a Técnica da Barra Hopkinson Dupla (Split Hopkinson Bar Technique).

Embora a parte experimental caminhasse lentamente, em muito pior situação se encontrava a parte teórica no início da década de 50. Pouca coisa havia se realizado deste ponto de vista após a teoria aproximada de Love /opus cit./. Mindlin e Herrmann /110/, em 1951, reconhecendo a importância dos movimentos radiais dos pontos ou partículas das barras cilíndricas submetidas ao impacto para a produção da maneira em que as ondas longitudinais seriam propagadas e também a grande velocidade de variação das dimensões laterais (especialmente em presença de ondas de pequeno comprimento de onda) nas vizinhanças da frente de onda, com deformações de cisalhamento da ordem de magnitude desprezível, propuseram uma teoria aproximada levando em conta estas deformações e as tensões de cisalhamento. Essencialmente, obtiveram uma relação entre a velocidade de fase e o comprimento de onda, ajustando uma das constantes envolvidas de maneira a corrigir a curva do primeiro modo a aderir o máximo possível à curva da teoria exata de Pochhammer-Chree, para comprimentos de onda muito pequenos. Malvern /111/, também em 1951, apresentava um outro método de solução através de um sistema de cinco equações diferenciais parciais de primeira ordem, que forneciam uma família de soluções características, com equações diferenciais correspondendo a

cada característica, cuja interpretação física foi bastante discutida pelo autor. Outras soluções das equações de Mindlin-Herrmann foram obtidas por Herrmann /112/, Miklowitz /113,114/, Plass /115/ e Plass e Steyer /116/. Outras teorias aproximadas foram apresentadas por Bishop /117/ e, em 1954, por Volterra /118/, o qual, com seu método das restrições internas conseguiu, elegantemente, derivar as equações de Mindlin-Herrmann diretamente das equações exatas de Roehhammer-Chree.

Malvern /119/, em 1951, apresentou um trabalho no qual levava em conta o efeito da velocidade de deformação. Embora alguns autores /93/ insistam na necessidade de contabilizar esta influência, vale a pena observar que a comparação destas brilhantes teorias com os resultados experimentais tornam praticamente impossível aceitá-las a não ser que, a priori, haja uma grande predisposição intelectual neste sentido. O próprio Malvern, principal autor da teoria, escreveu /120/ e Ref. /93, p.147/ a respeito da ausência da zona de deformação permanente em forma de patamar, perto da face de impacto, mostrada na figura 1.2.3.1:

... 'a more realistic speed law than the linear law,... might give more satisfactory results; but it is not likely that any law of the type considered would give a constant strain region'..

É interessante notar que os autores /93/ partem da conhecida equação de Ludwick /opus cit./, já analisada em outra parte deste trabalho, em outra seção. Referem-se ainda às equações de Prandtl /33/, de 1928, e de Deutler /32/, de 1932.

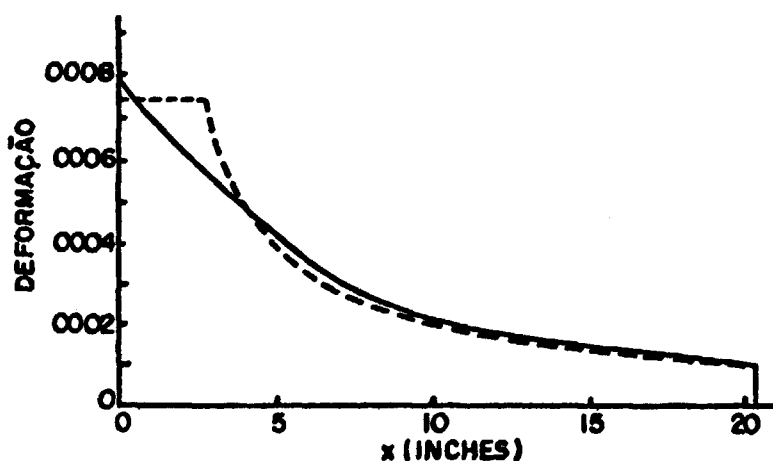


Figura 1.2.3.1 - Distribuição das deformações para $t=102.4\text{ms}$. A linha sólida é a solução de Malvern /119/ e a tracejada representa a solução de Taylor-von Karman (fig. 13, Ref. /93/, p.147).

Plass /121/ estudou o efeito de diferentes formas da curva tensão-deformação quase-estática e comparou as leis da velocidade de deformação linear e exponencial. Encontrou que o efeito da velocidade de deformação na velocidade crítica causaria um certo atraso na fratura (a teoria de Taylor-von Karman prediz uma fratura imediata junto à face de impacto após ultrapassada a velocidade crítica). Segundo Abranson et al. isto explicaria /93/ um dos resultados experimentais de Duwez e Clark /103/; sequer analisaram o método

experimental empregado /103/, embora reconhecessem que seria necessário mais experiências para resolver este tipo de problemas. Em seu Tratado de 1973 /20/, Bell apontou algumas falhas do dispositivo experimental usado por Duwez e Clark.

Pinnerger /122-125/, em 1953, após o desenvolvimento de um extensômetro piezo-elétrico /122,123/, estudou o problema do impacto axial de uma bola de aço contra barras do mesmo material. Analisando os resultados do ponto de vista da variação do diâmetro da barra (mesmo comprimento e mesma velocidade de impacto) e das esferas, comparou as amplitudes de deformação máxima com a teoria de Hertz modificada. As figuras que apresenta mostram claramente os efeitos da dispersão e o decréscimo da amplitude do pulso máximo quando a duração do pulso é aumentada. Uma de suas conclusões mais importantes estabelece que a condição para que um pulso seja transmitido longitudinalmente numa barra sem que haja uma redução severa na amplitude ou uma mudança de forma da onda, é que sua duração seja aproximadamente oito vezes o tempo necessário para que o pulso caminhe uma distância igual ao diâmetro da barra.

Johnson, Wood e Clark /126/ e J. D. Campbell /127/, em 1953, refinaram a barra Hopkinson pela introdução de extensômetros resistivos no lugar das pastilhas usadas por Hopkinson; contudo, suas medidas de propagação de ondas ainda eram indiretas. Esta instrumentação fornecia, pela aplicação da teoria elementar linear, a curva tensão-tempo. Calcularam, então, uma função tensão-deformação através do uso de várias amostras, cada uma sofrendo o impacto a diferentes velocidades. Determinaram, assim, a velocidade máxima da partícula. Nestes ensaios, repetidos exatamente por Kolsky e Douch em 1952 /128/, chegaram à conclusão que a propagação de ondas plásticas em sólidos recozidos poderia ser aproximada por uma curva tensão-deformação simples. No entanto, pensaram que a curva estaria acima da função resposta quase-estática para o mesmo sólido (A1-25). Comentando estes ensaios, Bell /129/ acha que a curva dinâmica caiu por cima da estática por causa da diferenciação gráfica usada. Segundo Bell, Kolsky e Douch previram as distribuições de deformação final tomando como hipótese que o descarregamento era simplesmente estático ou linear, ignorando assim a absorção da onda de descarregamento prevista pela teoria do descarregamento de Lee /130/, publicada em 1953, e também seus trabalhos experimentais /131,132/, de 1951, que o demonstraram claramente.

Segundo Bell /20, p.607/, o primeiro cientista experimental que tentou determinar uma função tensão-deformação a partir dos perfis de propagação de ondas de amplitude finita foi W. R. Campbell /133,134/, cujo trabalho experimental foi realizado no fim da década de 40, tendo sido publicado a partir de 1951. Seus resultados mostraram que, para o cobre (barras de 12.5 mm de diâmetro) recozido, as curvas tensão-deformação dinâmicas ficaram bastante abaixo das curvas estáticas. Bell conclui /20, p.610/, /135/, que o grande problema, comprovado por outros pesquisadores como Pinnerger, Malvern, etc., reside no fato de que os extensômetros de resistência elétrica não são adequados ou confiáveis para o estudo da plasticidade dinâmica. Entre outros motivos, afirma, encontram-se o atraso na resposta à solicitação e a grandeza dos erros (de 5% a 10%), o que foi decisivamente demonstrado por Gillich /136/ em 1950 e confirmado por Malvern /137/ em 1955.

Bell afirma /20, p.611/ que, já no começo de 1950, rejeitou o extensômetro de resistência para medir deformações dinâmicas por

causa das inconsistências encontradas na análise dos resultados. Exatamente por isto /idem/, justificou, continuou procurando métodos alternativos para realizar as medidas das deformações durante a propagação das ondas. É de muita valia a nota de rolapê que colocou em seu trabalho de 1973 /20/, a qual mostra como ele começou a pensar em suas experiências /138/:

"It may be of some interest that this idea occurred to me while listening to a lecture William R. Campbell gave at the John Hopkinson University in the fall of 1948, in which he related some of the discouraging preliminaries of the experiments described above, and particularly of other experiments in which long aluminum specimens were projected along a trough by 50 stretched door springs. Being then a young professor concerned solely with theory in other areas, I was unable to interest any experimentalist my idea for an incremental wave experiment on a long prestressed bar; this resulted in my undertaking the problem myself, thus inaugurating a series of experiments which are still (1973) in progress a quarter of a century later."

A partir de 1948 Bell /139/ tornou-se altamente interessado em conceber uma experiência que pudesse oferecer uma evidência experimental direta sobre o uso de uma função resposta quase-estática caso a teoria não-linear da onda fosse realmente aplicável; na próxima sessão tratar-se-á mais detalhadamente o assunto. Em suas experiências, em 1949, Bell concluiu /139/ que tanto para as ondas de carregamento como para as de descarregamento, com qualquer valor da pré-tensão (antes da fratura), a velocidade da onda era a da onda elástica, ou $c_0^2 = E/D$, e não a velocidade da onda do módulo tangente da curva tensão-deformação dominante para a teoria das ondas de amplitude finita. Bell descobriu também que para altas pré-tensões (44700 psi) havia uma supressão tanto das reflexões quanto das propagações complexas da onda que seguiu a frente de onda inicial. Com uma maior pré-tensão, no entanto, a amplitude do tren de ondas aumentava novamente, da mesma forma complexa anterior. Outra observação interessante foi a da mudança da base das oscilações com o aumento da deformação.

Biorbelli /140/, em 1953, também realizou experiências com ondas em pré-tensão, reconhecendo a importância destas experiências para o desenvolvimento das relações constitutivas em plasticidade elástica e estimulando Bianchi /141/ e Sternglass e Stuart /142/ para o estudo do problema.

Sternglass e Stuart /142/, em 1953, demonstraram que enquanto a pré-tensão estava abaixo do limite elástico não ocorria a dispersão, confirmando assim os trabalhos de Bell /139/. Conquanto não fosse possível confiar nos seus resultados quantitativos (por terem usado extensômetros resistivos) em relação às amplitudes das ondas de carregamento incremental (crescentes), concluíram corretamente através das medidas de tempo de chegada das ondas que elas se propagariam com altas velocidades, confirmando mais uma vez as previsões de Bell /139/.

Bianchi /141/, usando uma amostra de cobre três vezes maior chegou essencialmente às mesmas conclusões de Sternglass e Stuart /142/ e de Bell /139/. Seus resultados são mais confiáveis pois o maior comprimento da amostra (aproximadamente 8 m) permitiu o estudo de ondas cada que seguia o pulso do carregamento incremental sob a pré-tensão, uma vez que as reflexões de ondas originadas nos

terminais da barra se atrasavam muito mais que no caso anterior /142/.

Para superar as dificuldades experimentais originárias do uso dos extensômetros elétricos, Bell /139/ resolveu fazer ensaios com amostras maiores nas quais posicionava a seção transversal maior no centro da amostra, garantindo assim uma ilha elástica (sic) onde não era ultrapassado o limite elástico do material, colocando os extensômetros nestas ilhas. Este procedimento lhe permitiu estudar os detalhes das ondas de carregamento incremental.

Alter e Curtis /143/, em 1956, usaram este método de extensão em corpos de prova de chumbo. Mostraram que as ondas de altas velocidades estavam limitadas à pequena deformação inicial; as ondas plásticas de menores velocidades controlavam a deformação acima desta deformação inicial.

1.2.4 - SUMÁRIO.

Reviu-se, com detalhamentos em alguns pontos específicos, praticamente um século de estudos sobre a plasticidade dinâmica. Pouco progresso houve no estudo direto dos perfis das ondas de amplitude finita, fundamentalmente por causa dos caminhos por onde envolveram as técnicas experimentais, seja por falta de imaginação ou criatividade, seja por falta de condições tecnológicas da época (e principalmente por causa disto em alguns casos), muito embora uma teoria tri-dimensional exata sobre a propagação de ondas nos sólidos já houvesse sido elaborada desde o século passado.

A teoria de Taylor-von Karman representou um grande avanço para o desenvolvimento destes estudos. Embora tenha se estabelecido uma grande controvérsia sobre o possível efeito da velocidade de deformação na plasticidade dinâmica, tudo indica que, pelo menos do ponto de vista experimental, não há uma evidência clara desta influência. Muito pelo contrário, as experiências mostram cabalmente que, pelo menos até 1950, tal efeito não é visível. As teorias que apresentaram equações constitutivas levando em conta a velocidade de deformação na plasticidade dinâmica, como a de Ludwik, são originadas de experiências muito limitadas em sua concepção. Muitos efeitos vistos ou comprovados experimentalmente resultam, em geral, ou de resultados mal interpretados ou de meios inadequados de medição.

De qualquer modo, a única maneira de comprovar qual a teoria está correta no estudo da plasticidade dinâmica é através de experiências. Estas, devem permitir o estudo direto dos perfis de ondas de amplitude finita. James Frederick Bell daria este importante passo no estudo da plasticidade dinâmica ao descobrir o método adequado para realizar estas experiências através de grades de difração inscritas nas amostras a analisar.

O estudo dos trabalhos de Bell servirá para esclarecer todos estes pontos e vazios teórico-experimentais, mostrando ainda como este excelente pesquisador conseguiu chegar às equações constitutivas tanto para a deformação plástica quanto para a deformação elástica, seja do ponto de vista estático, seja do ponto de vista dinâmico.

1.3 - OS TRABALHOS DE JAMES FREDERICK BELL.

1.3.1 - Introdução.

Um dos ensaios mais simples da Mecânica e da Física experimental é a medição de uma força axial e da deformação por ela produzida numa amostra /144/. Mesmo assim, há praticamente dois séculos são escritos artigos com o fim de descrever a relação funcional entre a carga e a deformação neste tipo de ensaio, demonstrando a complexidade da sua natureza. Para o estado de tensão uniaxial as frentes de onda de amplitude finita e a deformação uniforme quase-estática ocorrem de uma forma semelhante.

Apesar dessa complexidade que envolve as experiências com a deformação dos sólidos, seja esta muito pequena (elástica) ou muito grande (plástica), o estudo da mecânica da distorção é essencial para a compreensão da estrutura destes. Algumas dificuldades experimentais mais comuns são: (a) os efeitos das garras em ensaios quase-estáticos; (b) a obtenção da unidimensionalidade em experimentos sobre as distorções causadas pela frente de ondas de amplitude finita /144/.

Entre os ensaios de tensão uniaxial quase-estáticos o mais comum é aquele no qual se prescreve a história da deformação, ou seja, determina-se previamente o caminho da deformação em função do tempo. Em geral escolhe-se uma história de modo que a deformação axial uniforme aumente linearmente com o tempo. Neste caso, o grande problema experimental é determinar a história da carga axial em função do tempo capaz de produzir esta relação entre a deformação e o tempo. Em outras palavras, impõe-se uma curva ou caminho da deformação uniaxial versus o tempo e mede-se a carga em função do tempo. Outro tipo de ensaio muito importante é aquele no qual se prescreve ou se impõe a história da carga axial (ou como uma função linear do tempo ou como uma série de incrementos iguais da carga em intervalos de tempo) e se mede a evolução da deformação em função do tempo. Este caso é similar aos ensaios de propagação de ondas de amplitude finita. Tanto o valor da velocidade de carregamento constante pode ser arbitrariamente escolhido até se alcançar uma velocidade de deformação aproximadamente igual a 1 s^{-1} . Após este valor, os efeitos inerciais do corpo de prova começam a predominar e a deformação passa a ser controlada pelas características dinâmicas de propagação de ondas no sólido em questão, e varia com a posição (no corpo de prova) e com o tempo, segundo as leis da mecânica não-linear.

Quando a deformação ocorre a velocidades de carregamento suficientemente altas de modo a introduzir os efeitos inerciais, não é mais possível impor nem uma condição de carregamento nem uma condição de deformação em cada ponto do sólido. Para obter as funções tensão-deformação no caso de grandes deformações (deformação plástica) durante a propagação de ondas de amplitude finita, torna-se necessário adotar uma aproximação lógica que não requira uma história anterior e na qual seja possível assegurar experimentalmente que as necessárias condições para a obtenção de tensões uniaxiais prevaleçam. A experiência que preenche estas restrições é o ensaio de impacto em voo livre (free flight impact test), no qual se mede a deformação dinâmica finita durante o impacto axial simétrico de cilindros idênticos.

1.3.2 - Métodos Experimentais. O Ensaio de Impacto em Vão Livre.

Neste experimento, quando a velocidade de impacto é suficientemente alta, ocorre a propagação de ondas de amplitude finita, idênticas, em direções opostas a partir da interface comum. Esta simetria assegura uma velocidade de impacto constante. As condições iniciais podem então ser prescritas com confiança, sem que haja necessidade de recorrer a argumentos empíricos auxiliares, uma vez que a expansão radial de ambas as amostras é a mesma na superfície de contato, não havendo, portanto, problemas em relação ao atrito na interface. Medições da deformação e da velocidade da partícula em função do tempo em várias posições ao longo dos cilindros permitem uma descrição completa da distribuição da frente de onda de amplitude finita, altamente dispersiva, em função do espaço e do tempo /145/.

Estas medidas fornecem não apenas as deformações finitas como também as velocidades de onda e a velocidade da partícula para todas as amplitudes em qualquer posição ao longo da amostra. Durante a propagação da frente de onda no cilindro que recebeu o impacto é possível determinar experimentalmente se as velocidades de onda para uma dada amplitude da deformação ou para uma dada amplitude da velocidade da partícula são constantes ou não, sem ser necessário se basear em qualquer teoria de onda não-linear ou a quaisquer hipóteses, a priori, de uma relação constitutiva arbitrária. Outros pontos importantes que são possíveis explicitar a partir destes experimentos são: (1) a relação entre a deformação finita e a velocidade da partícula; (2) a relação entre a deformação e o tempo; (3) a relação entre a velocidade da deformação e a velocidade da partícula /145/.

Até 1955, no entanto, nenhuma técnica experimental era capaz de fornecer as curvas da deformação em função do tempo e da velocidade da partícula em função do tempo em todas as posições ao longo da amostra. Bell /145-153/, neste ano /146,147/, desenvolveu a técnica das Grades de Difração (Diffraction Gratings), inscritas na própria amostra, a qual permitiu o estudo das deformações em altíssimas velocidades de deformação e em comprimentos padrões extremamente pequenos, como se fazia necessário. As fig. (1.3.2.1) e (1.3.2.2) mostram o dispositivo experimental de Bell e uma das curvas resultantes.

O desenvolvimento desta técnica e de uma outra, baseada no deslocamento óptico e que servia para medir a velocidade da partícula, permitiu a J. F. Bell concluir que /154-157/:

1. As velocidades de onda em cada amplitude da deformação eram constantes /154,155/;
2. O valor de cada constante dependia da amplitude da deformação /idem/;
3. Este comportamento só era observado após a frente da onda não-linear haver se propagado, no mínimo, um diâmetro da face de impacto /idem/;
4. A cada valor da amplitude da deformação estava associado,

Invariavelmente, um valor específico da velocidade da partícula /156,157/;

5 . Os ensaios sobre a velocidade da partícula mostraram que existiam velocidades de onda constantes para cada amplitude da deformação após a ultrapassagem do primeiro diâmetro ao longo da amostra /ibidem/;

6 . Cada relação invariável entre a velocidade da partícula dependia da velocidade original da amostra antes do impacto /ibidem/;

7 . Após o primeiro diâmetro a deformação máxima em qualquer posição ao longo do cilindro era idêntica para uma dada velocidade máxima da partícula /154,155/;

8 . O comportamento da propagação de ondas de amplitude finita demonstrou experimentalmente que este fenômeno é independente da velocidade de deformação (ou da viscosidade).

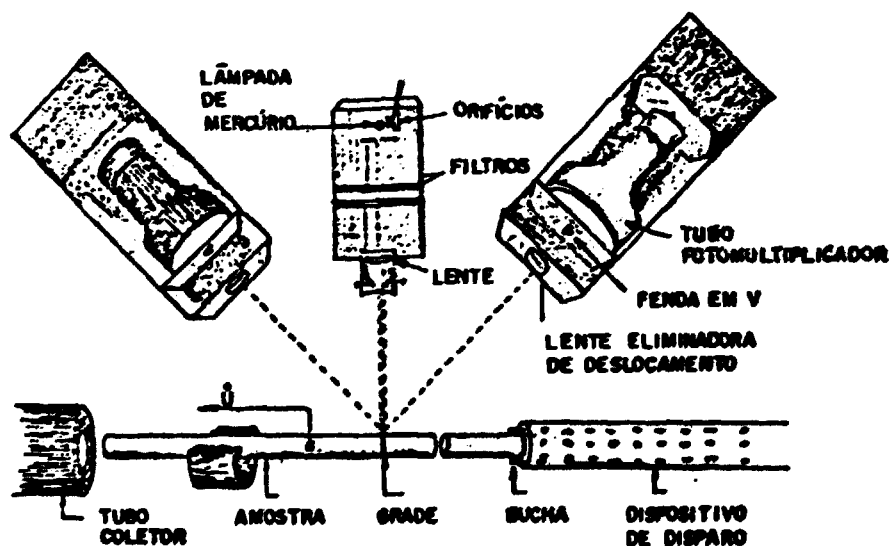


Figura 1.3.2.1 - O dispositivo experimental de Bell para medir a deformação e o ângulo superficial com as grades de difração nos ensaios de vôo livre simétrico. u é a velocidade da partícula.

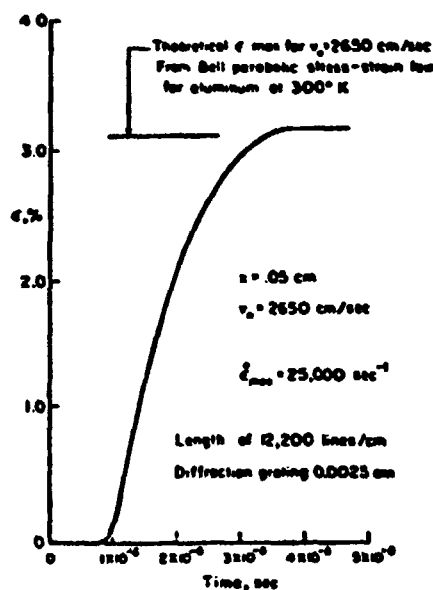


Figura 1.3.2.2 - Um resultado experimental usando as grades de difração mostrando a curva da deformação em função do tempo obtida a 0.05 cm da face de impacto.

Bell, em seus estudos, usou velocidades de deformação (determinadas experimentalmente) entre 70000 s^{-1} e 1 s^{-1} . A partir deste último valor, como visto acima, os efeitos da inércia começam a ser importantes. Entretanto, como observa o pesquisador /158/, suas observações, por si próprias, não fornecem a função tensão-deformação que controla ou governa o comportamento plástico a estas altas velocidades de deformação. Para isto, é necessário lançar mão da teoria de Taylor-von Karman /41,60/ e outros /98-104/, tomando nota, a cada passo, se é possível aplicá-la ao caso em estudo. Para isto, as condições de 1 a 9 deverão ser totalmente satisfeitas. A primeira hipótese da teoria é de que a tensão é uma função simples da deformação, isto é, $S = S(e)$, para uma onda uniaxial de tensão no espaço unidimensional. Tem-se então :

$$\rho_0 \cdot (\partial^2 u / \partial t^2) = \partial S / \partial x, \quad (1.3.2.1)$$

como, por hipótese, $S = S(e)$, vem:

$$\rho_0 \cdot (\partial^2 u / \partial t^2) = (dS/d(e)) \cdot (\partial^2 u / \partial x^2) \quad (1.3.2.2), \text{ onde:}$$

- ρ_0 = densidade ou peso específico do material;
- u = deslocamento da partícula de sua posição original;
- t = tempo;
- x = tensão;
- e = posição ao longo da amostra;
- $\partial u / \partial x$ = deformação.

Como observado, esta teoria só é aplicável à propagação da onda em um sólido particular se as velocidades de onda $C_p(e)$ forem

constantes para cada amplitude de onda e tiverem a forma:

$$C_p(\epsilon) = \sqrt{(dS/d\epsilon)/D_0} = dx/dt = \text{constante} \quad (1.3.2.3).$$

Além disto, deve-se preencher a condição da existência de uma relação invariável entre a velocidade da partícula (\dot{u}) e a deformação finita (ϵ) as funções destas velocidades de onda constantes, na forma da integral:

$$u = \int_0^{\epsilon} C_p(\epsilon) d\epsilon \quad (1.3.2.4).$$

Como o comportamento experimental dos sólidos estudados por Bell estava de acordo com as equações (1.3.2.3) e (1.3.2.4), ficou demonstrado que, em qualquer instante, esta teoria das ondas de amplitude finita estava satisfeita, sendo portanto aplicável neste tipo de ensaio. Ficou também mostrado que estas condições experimentais são obtidas, em geral, depois que a frente de onda não-linear houver se propagado pelo menos uma distância de um diâmetro da amostra a partir da face de impacto, ao longo da superfície do cilindro /159/.

Isto posto, pode-se determinar a função tensão-deformação controladora do fenômeno apenas pela integração de (1.3.2.3), sem nenhuma hipótese adicional. Portanto /159/:

$$S = \int_0^{\epsilon} D_0 \cdot C_p(\epsilon) d\epsilon. \quad (1.3.2.5).$$

Bell /159/ estudou esta função (1.3.2.5) derivada para ensaios dinâmicos em termos de várias variáveis tais como: estrutura cristalina, temperatura, velocidade de impacto, velocidade de deformação, pureza da amostra, tamanho de grão em policristais, etc. /159, 151, 154, 155, 150-152/, comparando-a com a função tensão-deformação obtida em ensaios quase-estáticos. Comparou-a ainda com a função resposta da tensão de cisalhamento resolvida versus a deformação de cisalhamento resolvida, estabelecendo uma grande e estreita interrelação entre estas funções em termos das razões de deformação da teoria do agregado cristalino de Taylor /153/ e Bishop e Hill /164/.

1.3.3 - as Grades de Difração.

Como referido na seção anterior, as grades de difração desenvolvidas por James Frederick Bell forneceram-lhe um método eficiente preciso para a determinação de grandes deformações em intervalos de tempo da ordem de microssegundos em comprimentos padrões milimétricos /145-153/. O princípio básico usado pelo autor para o desenvolvimento destas grades é muito simples. O ângulo das ordens de difração possíveis em uma grade de reflexão depende do espaçamento das linhas impressas ou gravadas sobre uma amostra. Alterando-se o espaçamento (como, por exemplo, através uma deformação), haverá uma variação bem determinada dos ângulos de difração /159, 165, 166/. Desta maneira, a observação das variações angulares das linhas de

difração produzidas por uma luz monocromática incidindo sobre grades de difração gravadas num corpo de prova fornece uma medida direta da deformação dinâmica quando uma onda de grande amplitude se propaga através do sólido.

Neste ponto vale a pena citar J. F. Bell sobre a história do desenvolvimento desta técnica /167/:

'This experiment was conceived by me in the spring of 1950 near the completion of the incremental wave studies. It was the direct result of a deliberate search for an experiment to eliminate the objections to previous studies by examining the phenomena of dynamic plasticity in the same terms as the nonlinear theory, i. e., as a propagating dispersive wave front. That five years of continuous labor were required to obtain usable experimental results, and four more years to obtain a high degree of precision in the observation, was due primarily to the necessity of designing and building a cylindrical diffraction grating ruling engine capable of ruling 30000 lines per inch, and to the need to conceive and develop a recording apparatus capable of measuring small angle changes of diffraction images occurring in microsecond time.'

As primeiras experiências de Bell, publicadas em 1956 /146, 147/, foram realizadas com uma rede de difração de 3400 linhas por polegada (3207 linhas/cm), o que fornecia um espaçamento de 3 μ m. Em 1959 /148/, já havia se tornado possível a inscrição de 30000 a 35000 linhas por polegada (11811 a 13800 linhas/cm), o que foi considerado excelente pelo autor (os espaçamentos correspondentes eram de 0,095 a 0,073 μ m). Com redes de difração de 37200 linhas por polegada (12095 linhas/cm) Bell determinou experimentalmente que somente as difrações de 1a. e 2a. ordens estariam presentes. Fazendo incidir um feixe de luz monocromática, com um comprimento de onda de 5451 Å (lâmpada de Hg) na direção normal à amostra, Bell obteve imagens das duas primeiras ordens de difração a 48°13' de cada lado da normal. Cada uma destas imagens era dirigida através de uma lente cilíndrica apropriada, gozando da propriedade de eliminar o deslocamento da amostra e focalizada em cima de uma pequena fenda em V atrás da qual havia um tubo fotomultiplicador de 10 estágios, com um diâmetro de 5 in (12,7 cm). Durante a deformação as imagens se moviam na direção do ápice das fendas, fornecendo variações de voltagem diretamente ligadas à variação dos ângulos de difração B1 e B2. É necessário a medição de duas imagens de difração pois, além da deformação, a normal à superfície da amostra sofre também uma pequena variação devido ao movimento lateral da superfície quando a onda se propaga através da grade (dando uma variação no ângulo superficial A). A expressão exata para o cálculo do ângulo superficial e da deformação é dada pelas equações:

$$\tan A = \frac{\sin(B1+B2/2) \cdot \cos(B1-B2/2 + D1)}{\cos(B1+B2/2 - A)} \quad (1.3.3.1)$$

$$e = 1 - \frac{\sin D1}{\sin(B1-B2/2 + D1) \cdot \cos(B1+B2/2 - A)} \quad (1.3.3.2), \text{ onde:}$$

D1 = ângulo de difração conhecido antes da deformação.

Isto posto, Bell desenvolveu vários métodos de calibração do seu dispositivo, com a finalidade de relacionar as variações de

voltagem com os ângulos. Um dos mais usados era conseguido pela rotação da fonte luminosa com um parafuso de alta precisão de modo a produzir um ângulo de incidência conhecido, com o qual e a ajuda da equação :

$$\text{sen}C - \text{sen}A = n.L.m_0$$

(1.3.3.3), onde:

n = ordem de difração (+- 1);
 L = comprimento de onda da luz incidente;
 m_0 = número de linhas por polegada;

era possível calibrar o dispositivo.

Em resumo, esta técnica permite /149,168/:

1. A medida da deformação durante sua variação;
2. A medida da variação do ângulo superficial ;
3. Medidas de deformações estáticas ou dinâmicas, desde deformações da ordem de 10^{-6} até cerca de 10%;
4. Medidas precisas da deformação em temperaturas acima de 600°C ;
5. Determinação simultânea da deformação, do ângulo superficial, do gradiente da deformação e do gradiente do ângulo superficial, além do deslocamento absoluto;
6. O uso de comprimentos padrões da ordem de 0.025 mm;
7. Alcançar uma precisão melhor que 1%;
8. Medidas de deformação em projéteis em movimento sem necessidade de contato elétrico com a amostra semovente.

1.3.4 - Equações de Bell para a Deformação Plástica.

Durante cerca de um século um grande número de pesquisadores achava que os vários efeitos memória (mecânicos, térmicos ou químicos) não eram importantes para as equações constitutivas da elasticidade dos materiais. Contudo, as operações de conformação mecânica como a extrusão, o forjamento, o embutimento profundo e a laminção, os tratamentos térmicos, a composição química e a usinagem que precedem os ensaios mecânicos têm mostrado sua importância, funcionando como variáveis implícitas nestas equações. Uma das razões da falta de reprodutibilidade dos resultados em toda a literatura da mecânica dos sólidos reside justamente no efeito destas variáveis. Do ponto de vista científico, para que se consiga realizar experiências fundamentais de caracterização mecânica dos materiais é necessário que os ensaios sejam realizados em sólidos cristalinos puros que estejam num certo estado primordial de maneira que suas propriedades anteriores não tenham pouca ou nenhuma consequência. Este é o caso geral dos metais recozidos, onde o tratamento térmico de recozimento 'apaga' os vestígios dos tratamentos termo-mecânicos a

que tenham sido submetidos. Entre estes metais, um dos que efetivamente não possui nenhuma memória de sua história anterior é o alumínio comercialmente puro após laminação a quente e recozimento a aproximadamente 90% da sua temperatura de fusão, isto é, a 580 °C, durante duas horas e resfriamento no forno por 24 horas. Para materiais como o Al, totalmente recozido, torna-se possível realizar ensaios consistentes e reproduzíveis para um estudo sistemático da plasticidade a qualquer velocidade de deformação. Por esta razão Bell escolheu este material para seus estudos de propagação de ondas nos sólidos e ensaios quase-estáticos, estes realizados tanto em monocristais quanto em policristais com tamanho de grão controlado.

A comparação dos ensaios citados no parágrafo anterior forneceu a Bell os dados necessários para que descobrisse uma equação geral para a deformação plástica, independente da velocidade de deformação:

$$S = (2/3) \cdot G(0) \cdot B_0 \cdot (1 - T/T_f)^{-1/2} \cdot (e - e_0) \quad (1.3.4.1), \text{ onde:}$$

- S = tensão nominal;
- r = No. inteiro (1,2,3...) ligado ao modo de deformação;
- $G(0)$ = módulo de cisalhamento a 0 K;
- $B_0 = 0.0290$, é uma constante universal dimensional;
- T = temperatura do ensaio em K;
- T_f = temperatura de fusão do material em K;
- e = deformação nominal;
- e_0 = interseção com o eixo das deformações.

No caso dos ensaios dinâmicos, quando a deformação aumenta, nota-se que o índice do modo de deformação r , ou simplesmente índice de modo, permanece estável até que a deformação máxima seja atingida. Nos experimentos quase-estáticos, contudo, durante o aumento da deformação, ocorrem transições de um modo de deformação para outro. Haveria portanto a possibilidade de ocorrerem vários valores do índice de modo r da equação (1.3.4.1), num mesmo ensaio. Como os outros parâmetros são conhecidos (ou fáceis de determinar experimentalmente), resta calcular o índice r dominante numa determinada faixa de S e de e . Para isto basta elevar ambos os termos da equação (1.3.4.1) ao quadrado e fazer o gráfico de $(S/(1 - T/T_f))^2$ em função de $(e - e_0)$, como mostrado na fig. (1.3.4.1).

Veste tipo de gráfico, pode-se observar: (1) se a função $S \times e$ é parabólica (neste caso obtém-se uma ou várias retas); (2) que a diferença entre uma tangente de índice de modo r para outra com índice de modo $r+1$ é 2/3; (3) que as variações teóricas das tangentes são suficientemente grandes de maneira a permitir uma correlação entre os dados e a teoria.

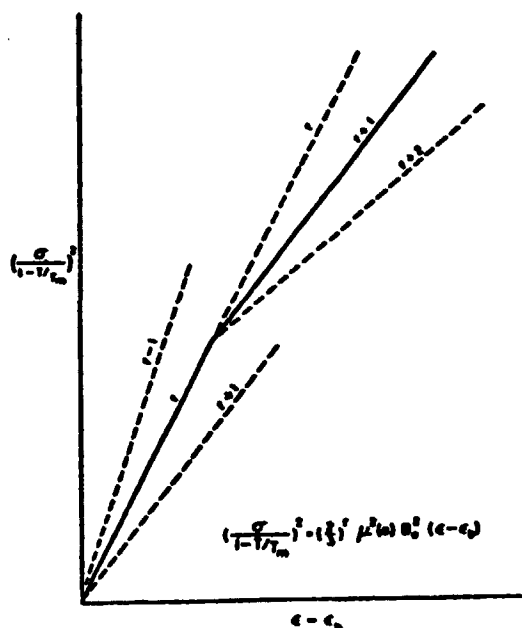


Figura 1.3.4.1 - Diagrama esquemático de $S^2 \times \epsilon$ e mostrando as diferenças das tangentes para valores adjacentes do índice de modo r . Fig. 4.96, Ref. /20/, p. 555.

Como ressaltado anteriormente, tanto a tensão quanto a deformação da equação (1.3.4.1) devem ser dados em função das dimensões iniciais do corpo de prova, ou seja, devem ser nominais. Isto causa uma certa dificuldade para a análise dos dados da literatura, os quais, em sua grande maioria, são fornecidos na forma verdadeira ou real. Há que levar em conta que a equação (1.3.4.1) é uma generalização obtida em ensaios dinâmicos, e, por isto, se refere ao estado inicial não deformado do material; portanto há que se transpor estes dados para os valores nominais. É evidente, todavia, que como a escolha da medida da deformação é arbitrária, isto não causará maiores problemas.

Outro aspecto muito importante desta equação de Bell é a possibilidade prevista da ocorrência de transições do modo de deformação durante o decorrer do ensaio quase-estático, as quais são levadas em conta pela variação do índice do modo de deformação r . Variando o modo de deformação o r também varia e vice-versa. Este fenômeno é reproduzível e Bell também estabeleceu a equação segundo a qual ele atua, quando presente (nem sempre há mudança no modo de deformação e portanto no valor de r , durante um ensaio). Esta equação para o fenômeno da transição do modo de deformação pode ser escrita /171/:

$$\epsilon = \left(\frac{1}{3}\right)^{1/2} \left(\frac{2}{3}\right)^{N/2} \quad (1.3.4.2), \text{ onde:}$$

$N = \text{No. Inteiro} = 0, 2, 4, 6, 8, 10, 13 \text{ e } 18.$
 $e = \text{ponto de transição} = .71, .577, .385, .171, .114, .076, .041, .015$
 N

A figura 1.3.4.2 mostra alguns resultados de J. F. Bell para um alumínio comercialmente puro totalmente recozido.

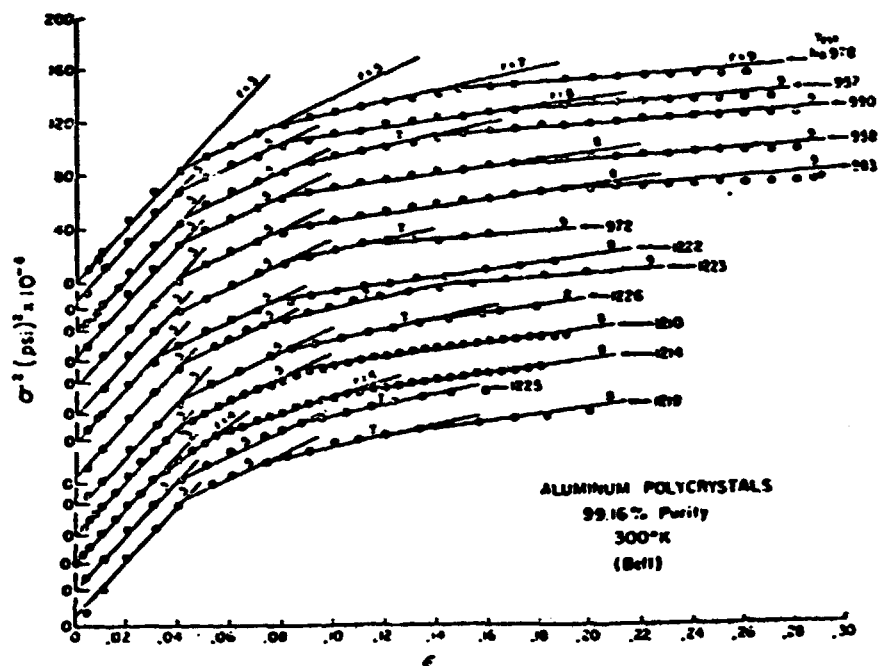


Figura 1.3.4.2 - Alguns ensaios de tração realizados à velocidade de carregamento constante em Al de baixa pureza (99.16%) mostrando a reprodutibilidade das transições do modo de deformação para as deformações críticas onde $N=13$ e $N=10$ ($e = 4.1\%$ e 7.6% , respectivamente). Fig. 4.95, Ref. /20/, p.554.

Recentemente Bell publicou dois artigos onde engloba estes fenômenos de uma forma mais geral /172,173/.

1.3.5 - A Multielasticidade Quantizada de Bell.

Há cerca de 140 anos um grande número de pesquisadores tem tentado relacionar os módulos de elasticidade dos sólidos cristalinos com parâmetros atômicos, especialmente com o espaçamento interatômico /174/, sem grande sucesso, até que, em 1947, Koester /175,176/ apresentou uma grande quantidade de módulos para cerca de 30 sólidos e 50 ligas binárias em função de suas temperaturas homogêneas, tornando possível uma comparação entre estes sólidos.

Após haver descoberto as equações (1.3.4.1) e (1.3.4.2) para a deformação plástica dos sólidos Bell notou que o razão entre os coeficientes parabólicos de um sólido e os coeficientes de outro, diferente do primeiro, era igual ao módulo elástico de cisalhamento no ponto zero (0 K) para a deformação infinitesimal de sólidos isotrópicos /177,178/. Estes, por sua vez, estavam distribuídos segundo a equação:

$$G(0) = (2/3) \cdot A \cdot s^{2+p/4} \quad (1.3.5.1), \text{ onde:}$$

$G(0)$ = módulo de cisalhamento do sólido isotrópico a 0 K;
 s = No. inteiro = 1, 2, 3 ...
 p = parâmetro relacionado com a estrutura = 0 ou 1;
 A = constante universal = 2.89×10^6 kg/mm².

A fig. 1.3.5.1 ilustra a distribuição dos módulos de cisalhamento no ponto zero para 57 elementos comparando resultados experimentais da literatura e os valores preditos pela equação (1.3.5.1) e a tabela 1.3.5.1 mostra alguns valores para alguns elementos escolhidos.

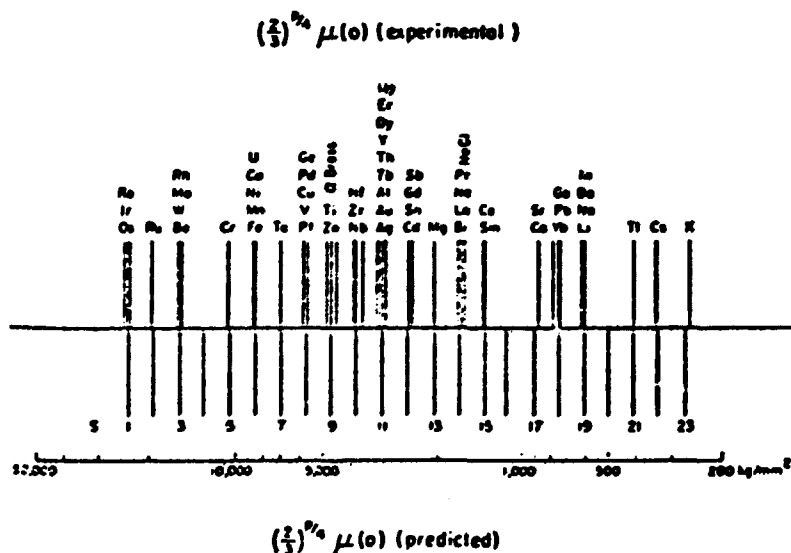


Figura 1.3.5.1 - Uma comparação dos valores médios experimentais de $G(0)$ com os valores preditos pela equação de Bell para a deformação infinitesimal.

Bell /174/ chama a atenção para o fato de que esta distribuição dos módulos isotrópicos de cisalhamento foi descoberta como um resultado de um estudo em deformação plástica (ou deformações finitas, em contraste com as deformações infinitesimais ou elásticas), algumas ordens de grandeza maiores que as amplitudes máximas de deformação para as quais estes módulos foram medidos, sugerindo a existência de uma unidade fundamental na mecânica dos cristais. Esta unidade compreenderia uma série de estados nos quais os módulos ocorrer, aparentemente independente da estrutura cristalina e da natureza (metálica ou não) de suas ligações interatômicas, requerendo apenas que as comparações entre os sólidos sejam realizadas na mesma temperatura homologa.

Continuando /174/, Bell notou que alguns metais são essencialmente instáveis em relação aos parâmetros de deformação, citando o Zn como um dos principais. Entretanto, mesmo sólidos mais estáveis do ponto de vista mecânico como o alumínio, o cobre e o ferro podem ser levados a uma condição no qual exibam instabilidades similares às do Zn, apenas pela alteração de suas histórias térmicas e mecânicas.

Tabela 1.3.5.1 /179/ - Comparação entre resultados da literatura e os valores previstos pela equação de Bell (1.3.5.1).

Sólido	Tf (K)	Número medidas	Valores s		p	Referências	
			médios previstos Eq.(1.3.5.1)	kg/mm ²			
Be	1556	3	16000	15730	3	0	/190-192/
Mo	2893	1	15400	15730	3	0	/194/
Fe	1809	4	8700	8590	6	0	/190-193/
Ni	1726	2	8600	8580	6	0	/180,181/
U	1405	2	8440	8580	6	0	/180,181/
Co	1768	1	7900	7750	6	1	/193/
Cu	1356	4	5080	5160	8	1	/190-193/
Zn	692.5	4	4570	4660	9	0	/180-183/
Ag	1233.8	3	3170	3110	11	0	/190-192/
Au	1336	4	3090	3110	11	0	/180-193/
Al	933	14	3110	3110	11	0	/180-193,185/
Th	2073	2	2960	3110	11	0	/190-181/

Os resultados das pesquisas de Bell (cerca de 20 anos de trabalho) indicaram que os módulos de um sólido cristalino isotrópico pode sofrer transições dos valores estáveis para outros valores discretos fornecidos pela distribuição quantizada da equação (1.3.5.1), para a qual o número inteiro s varia. De acordo com estes resultados, em 1964, Bell começou um estudo experimental dos módulos em sólidos policristalinos com várias histórias térmicas e de deformação (mecânicas). Seus resultados indicaram que para todos os sólidos testados em cuidadosos ensaios com carregamento a peso fixo, os módulos ocorreram na forma de elasticidades múltiplas descritas pela equação (1.3.5.1).

Em subsequentes ensaios projetados especialmente para um estudo mais profundo das elasticidades múltiplas, Bell /174/ estabeleceu experimentalmente:

1. Que os módulos elásticos múltiplos realmente ocorrem para um dado sólido da maneira prevista pela sua equação (1.3.5.1);
2. Algumas vezes a primeira tangente a partir da origem ocorre com um valor do número inteiro s diferente do seu valor para o módulo estável;
3. Após atingir um valor qualquer da tensão o valor do número inteiro s sofre uma transição para outro valor;
4. Algumas vezes a tangente inicial se apresenta com o valor estável do módulo (e do s);
5. Após atingir certo valor da tensão ocorre uma série de descontinuidades, cada uma associada com um valor diferente do número inteiro s .

Isto posto, Bell verificou que para o módulo de Euler (E), a distribuição quantizada também se aplicava e, usando a fórmula que

relaciona E , G e ν (coeficiente ou razão de Poisson), estabeleceu a equação:

$$E = dS/de = 2(1+\nu) \times 1.03 \times (2/3)^{s/2+p/4} A(1 - T/2T_m) \quad (1.3.5.2), \text{ onde:}$$

- s = No. Inteiro = 1, 2, 3...;
 p = 1 ou 0 = parâmetro que depende da estrutura do material;
 A = constante universal = $2,89 \times 10^6 \text{ kg/mm}^2$;
 T = temperatura do ensaio (K);
 T_m = temperatura de fusão ou linha sólida do material (K).

A fig. (1.3.5.2) mostra um exemplo da determinação destes módulos para o alumínio /186/. Note-se a ocorrência de mais de um módulo E no mesmo ensaio, como previsto pela equação (1.3.5.2).

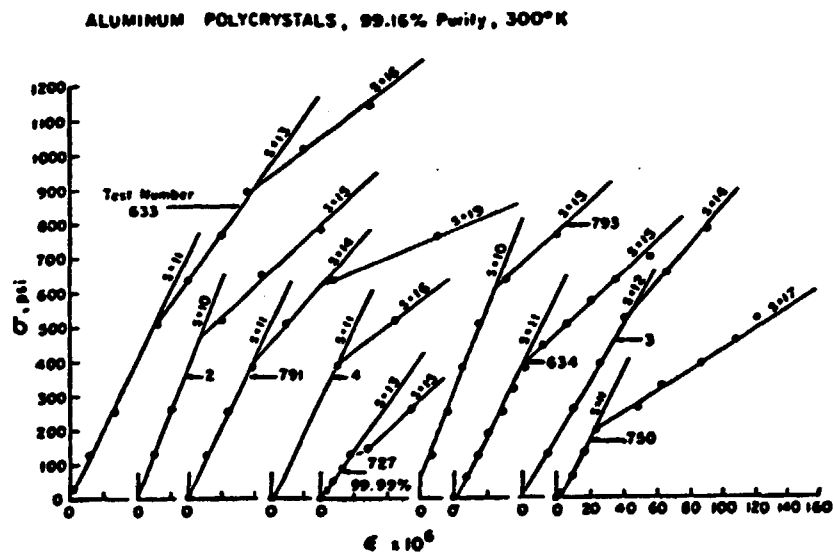


Figura 1.3.5.2 - Determinação dos módulos múltiplos E para o alumínio. Fig. 6.8, Ref. /21/; p. 159.

Em sua monografia de 1968 /21/, Bell apresenta uma alta gama de resultados para o alumínio, o zinco, o magnésio, o cobre, o ferro, o aço, etc., demonstrando uma confirmação assaz convincente da equação (1.3.5.2).

1.3.6 - Sumário.

A partir de sua descoberta das grades de reflexão em 1956, James Frederick Bell pôde resolver uma série de problemas atrelados à mecânica dos sólidos. De grande importância para os estudos em altas velocidades de deformação, seus trabalhos em propagação de ondas de amplitude finita permitiram demonstração da aplicabilidade da Teoria de Taylor-von Karman e, além disto, forneceram a base para, já na

década de 50, descobrir as equações básicas para a deformação plástica e para a deformação elástica.

Suas equações para a deformação plástica mostram uma importante propriedade: a transição de um modo de deformação para outro durante um ensaio quase-estático, com as consequentes descontinuidades nas curvas tensão-deformação.

No caso da deformação elástica ou infinitesimal, descobriu não só uma equação geral para 57 elementos, como o fenômeno das elasticidades múltiplas (que depois chamaria de Multielasticidade Quantizada) para cada sólido.

Estes fenômenos são de extrema importância para o entendimento mais profundo da mecânica dos sólidos.

II.2 - OS ENSAIOS DE TRAÇÃO.

2.1 - Introdução.

O ensaio de tração é um dos mais antigos e conhecidos testes de mecânica dos materiais. O próprio Leonardo da Vinci descreveu uma experiência deste tipo /187/. Todavia, apenas em 1729 Pieter van Musschenbroek /188/ viria a fabricar e publicar os desenhos da primeira máquina de ensaios de tração. Este tipo de máquina, com pequenas modificações, ainda é usada em laboratórios que realizam ensaios com pesos fixos (dead weight tests). Praticamente até 1880 todos os ensaios quase-estáticos eram feitos em tração e só nesta época começaram a ser realizados outros ensaios, como compressão, flexão, etc., após as experiências levadas a efeito por Bauschinger /189/.

O ensaio de tração, em si, é muito simples. Por esta razão, tem sido amplamente usado para a obtenção de informações básicas sobre a resistência dos materiais e como um teste para o controle de especificações /190/. É um ensaio extremamente útil, podendo fornecer consideráveis informações sobre o comportamento do material em serviço, além de dados sobre sua resistência e ductilidade. Por este motivo, este ensaio é, provavelmente, o mais usado para caracterizar os materiais /191/.

Uma observação importante é que as características das máquinas de ensaio podem ter grande influência tanto na forma da curva tensão-deformação como no comportamento da fratura /194,195/. As máquinas eletro-mecânicas com transmissão por parafuso sem fim são de rígidas (alta constante de mola) e são conhecidas como máquinas duras. As máquinas hidráulicas tem baixa constante de mola e são conhecidas como máquinas moles. As máquinas duras reproduzem fielmente os limites superior e inferior de escoamento, os quais, numa máquina mole, são mascarados.

2.2 - O MODELO DAS DUAS MOLAS /19, 194,195,201,202/.

A fig. (2.2.1.a) mostra esquematicamente uma máquina de ensaios de tração do tipo dura. Ao lado, na fig. (2.2.1.b), está esquematizado o modelo das duas molas. A amostra é representada por

usa mola (M1), a qual, quando em repouso, possui um comprimento útil igual a L_0 , ou seja, igual ao comprimento padrão da amostra, possuindo uma resistência à solicitação em tração exatamente igual à do corpo de prova. A outra mola (M2), em série com a primeira, representa o resto do sistema de carga, cuja constituição, de um modo geral, é a seguinte:

1. - Parte da amostra fora do comprimento padrão;
2. - Sistemas de ligação da amostra com as garras;
3. - Retentor da garra inferior;
4. - Acoplamento do retentor da garra inferior com o cabeçote móvel e com a haste da mesma;
5. - Haste da garra superior;
6. - Acoplamento da garra superior com a célula de carga;
7. - Deflexão da célula de carga;
8. - Deflexão do pórtico de carga;
9. - Folgas e deslizamentos que porventura ocorram.

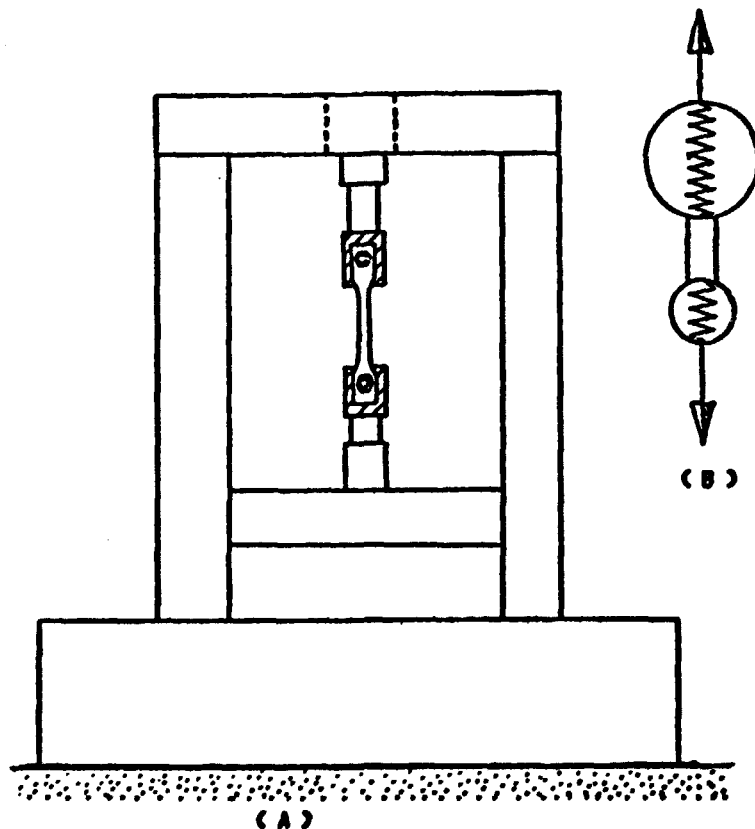


Figura 2.2.1 - (a) Esquema de uma máquina universal de ensaios mecânicos tipo dura; (b) esquema do modelo das duas molas.

Na realidade a segunda mola representa a máquina, como um todo. Note-se também que o comprimento útil desta segunda mola, tanto em repouso, seria igual a $L_0 / 202,203/$ para uma carga inicial nula.

Por outro lado, ao realizar-se o ensaio, obtém-se um gráfico como o da fig. 2, onde F (kgf) representa a carga e L_t o deslocamento efetuado pelo sistema (conjunto máquina e amostra). Pela Mecânica Newtoniana, na parte linear da curva, deve-se ter:

$$F = K_t \cdot L_t \quad (2.2.1)$$

e, como as duas molas estão em série:

$$F = K \cdot L = K_m \cdot L_m = K_t \cdot L_t, \quad (2.2.2), \text{ onde:}$$

K = constante de mola da amostra;
 L = deslocamento devido ao alongamento sofrido pela amostra;
 K_m = constante de mola da máquina ('rigidez' ou 'machine stiffness');
 L_m = deslocamento apenas da máquina;
 K_t = constante de mola do sistema (máquina + amostra);
 L_t = deslocamento do sistema (máquina + amostra), medido na carta.

Pelo mesmo motivo, pode-se escrever:

$$L_t = L_m + L \quad (2.2.3), \text{ e}$$

$$1 / K_t = 1 / K_m + 1 / K \quad (2.2.4), \text{ ou}$$

$$1 / K_m = 1 / K_t - 1 / K \quad (2.2.5)$$

Supondo que o material segue a Lei de Hooke, vem:

$$S = E \cdot e \quad (2.2.6), \text{ onde:}$$

S = tensão real;
 E = módulo de Euler;
 e = deformação elástica real.

Como na região linear de deformação a diferença entre o valor real (corrente) de L e o do comprimento inicial L_0 é muito pequena e tendo em vista a Lei da Constância de Volumens, pode-se escrever:

$$F = K \cdot L = K \cdot L \cdot L_0 / L_0 = K \cdot L_0 \cdot e, \text{ ou}$$

$$S = (K \cdot L_0 / A_0) \cdot e \quad (2.2.7)$$

portanto:

$$K = E \cdot A_0 / L_0 \quad (2.2.8),$$

que é a expressão para a constante de mola da amostra.

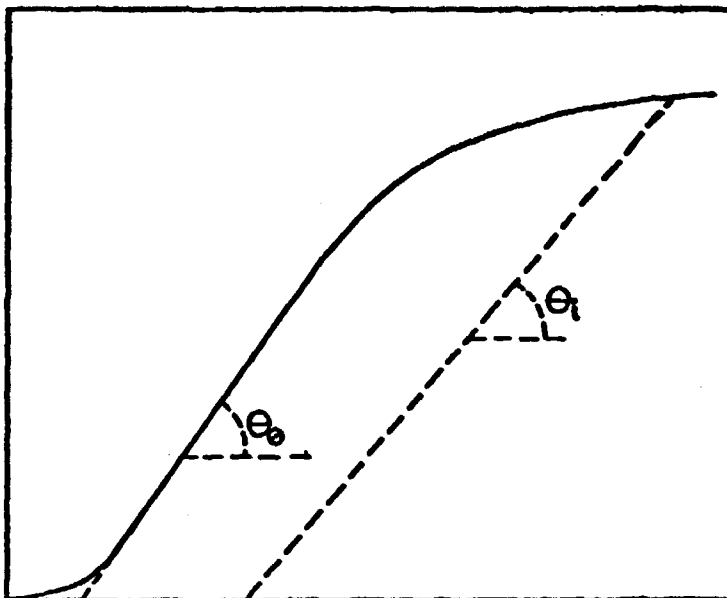


Figura 2.2.2 - Curva da carga em função do deslocamento do cabeçote móvel (proporcional ao tempo).

Substituindo (2.2.8) na equação (2.2.5), vem:

$$1/K_m = 1/K_t - L_0 / E \cdot A_0 \quad , \text{ ou}$$

$$K_m = 1 / (1/K_t - L_0 / E \cdot A_0) \quad (2.2.9)$$

Pela fig.(2.2.2) pode-se ver que K_t é a tangente à curva na região linear. Então, chamando de α o ângulo formado por F em função de L_t , pode-se escrever:

$$K_m = 1 / (\text{Cotan } \alpha - L_0 / E \cdot A_0) \quad (2.2.10)$$

notando-se ainda que, de acordo com (2.2.2) e (2.2.3) :

$$F = K_m (L_t - L), \text{ tem-se:}$$

$$L = L_t - F / K_m \quad (2.2.11), \text{ e}$$

$$e_t = (L_t - F / K_m) / L_0 \quad (2.2.12), \text{ onde:}$$

e_t = deformação total nominal.

Uma vez calculado e_t procede-se de modo normal para obter os outros parâmetros para a análise da região elasto-plástica. Como pode ser notado, o grande problema na análise das curvas de tensão em função da deformação é a determinação do K_m .

Um segundo método de cálculo, também muito usado para a avaliação da rigidez da máquina /19,199, 203-215/, usa um conceito dinâmico, isto é, desenvolve o modelo colocando as variáveis em função do tempo. Existem pelo menos três maneiras de atacar o problema deste ponto de vista dinâmico: dois deles estão envolvidos com ensaios de relaxação de tensão; o último, devido a Clough /19/, é um método que envolve tanto o modelo dinâmico quanto o estático (que foi apresentado acima).

Clough (opus cit.) parte do modelo das duas molas, fazendo as seguintes hipóteses:

1. No início do ensaio a amostra e a máquina não estão nem totalmente alinhadas nem devidamente seguras uma na outra. A equação constitutiva que governa o comportamento elástico da amostra, supondo válida a lei de Hooke, pode ser escrita:

$$S = E \cdot e \quad (2.2.13) \text{ , onde:}$$

S = taxa de aplicação de tensão;
 E = módulo de Euler;
 e = taxa de deformação elástica.

2. Supondo que, após certo tempo decorrido do início do ensaio, a máquina tem suas interfaces devidamente apertadas e que seus componentes estejam suficientemente alinhados (de tal maneira que dentro da resolução do sistema de medidas usado se tenha a rigidez do sistema aproximadamente constante), vem, como na equação (2.2.3):

$$L_t = L_m + L_s$$

ou, tomando as derivadas em relação ao tempo:

$$dL_t/dt = dL_m/dt + dL_s/dt \quad (2.2.14), \text{ ou}$$

$$dL_t/dt = dL_m/dF \times dF/dt + dL_s/dt \quad (2.2.15), \text{ ou}$$

$$V = 1/K_m \times A_0 \times \dot{S} + L_0 \times \dot{e}_t \quad (2.2.16), \text{ onde:}$$

V = dl_t / dt = velocidade da ponte móvel;
 K_m = dF / dL_m = rigidez da máquina;
 \dot{S} = $dF / A_0 \times dt$ = taxa de aplicação de tensão;
 \dot{e}_t = $dL_s / L_0 \times dt$ = taxa de deformação total (ou elástica).

A equação (2.2.16) é a equação básica da interação entre a amostra e a máquina do ponto de vista dinâmico.

Lembrando que, para pequenas deformações, pode-se desprezar a diferença entre valores nominais e reais tanto para a tensão quanto para a deformação e reescrevendo-se a equação (2.2.16) com S no primeiro membro:

$$\dot{S} = K_m \times V/A_0 - K_m \times L_0 \times \dot{\epsilon}/A_0 \quad (2.2.17)$$

Combinando-se a equação (2.2.13) com a equação (2.2.17) pode-se obter a taxa máxima de aplicação de tensão :

$$\dot{S}_{max.} = K_m \cdot V \cdot E / (A_0 \cdot E + L_0 \cdot K_m) \quad (2.2.18).$$

Este valor ocorre na interseção das retas traçadas para as equações (2.2.13) e (2.2.14), como pode ser observado na fig. 2.3(b). A partir do ponto I do diagrama $\dot{S} \times \dot{\epsilon}$ da referida figura, pode-se escrever a taxa de deformação total como composta da taxa de deformação elástica e da taxa de deformação plástica, ou:

$$\dot{\epsilon}_t = \dot{\epsilon} + \dot{\epsilon}_p \quad (2.2.19), \text{ ou, fazendo:}$$

$$M = (A_0/K_m \cdot L_0) + 1/E, \quad (2.2.20),$$

$$\dot{S} = (V_0/M \cdot L_0) - \dot{\epsilon}_p/M \quad (2.2.21).$$

Vários autores chegam a este mesmo resultado por meio de equações obtidas em ensaios de relaxação de tensões. A constante M, também citada por GUIN et al. é bastante usada nos cálculos dos parâmetros a serem obtidos nos ensaios de tração.

Da equação (2.2.17) tira-se, facilmente:

$$K_m = A_0 / (V/S - L_0/E) \quad (2.2.22).$$

Evidentemente o valor de \dot{S} deverá ser o \dot{S}_{max} , ou o valor de \dot{S} na interseção da zona elástica com a zona elastoplástica. Note-se também que na interseção da reta que passa pelos pontos b e I da fig. 2.2.3(b) com o eixo das ordenadas (\dot{S}), correspondente a $\dot{\epsilon}_t = 0$, tem-se:

$$K_m = \dot{S}_I \cdot A_0 / V \quad (2.2.23)$$

Derivando-se \dot{S} em relação a $\dot{\epsilon}_t$ na equação (2.2.17), obtém-se:

$$- d(\dot{S})/d(\dot{\epsilon}_t) = K_m \cdot L_0 / A_0 \quad (2.2.24),$$

mostrando que a tangente negativa na zona plástica de deformação torna possível o cálculo de K_m .

Note-se que, no prolongamento da linha que representa a equação elastoplástica, para o valor $\dot{S} = 0$, tem-se:

$$\dot{\epsilon}_t = V / L_0 \quad (2.2.25).$$

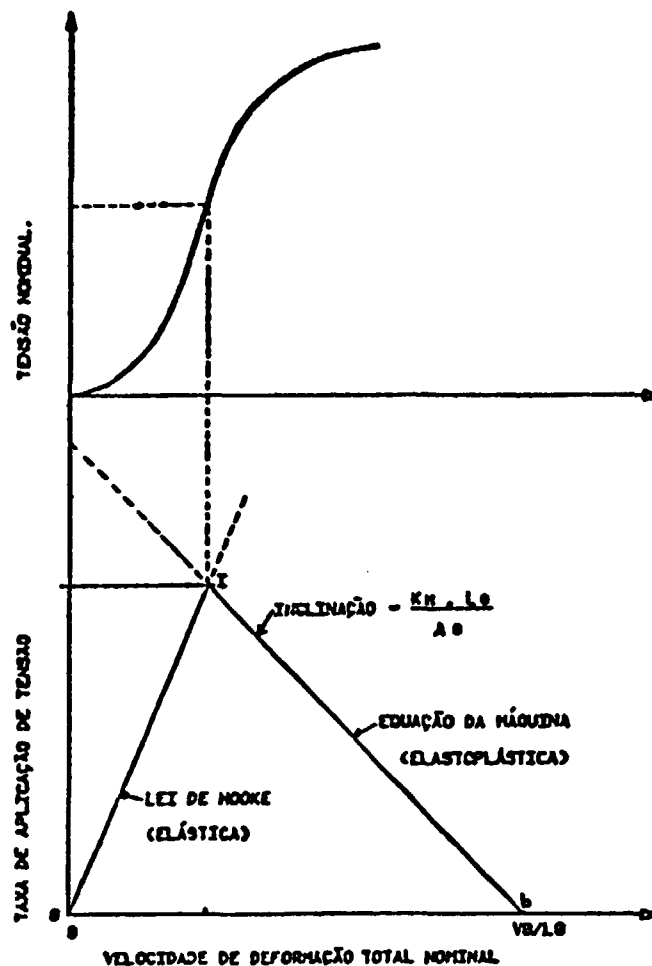


Figura 2.2.3 - (a) Curva obtida normalmente numa máquina dura; (b) Curva obtida pela derivação da ordenada e da abcissa da curva anterior em relação ao tempo (segundo Clough, Ref. /19/, Fig. 2, p. 25).

Vale a pena notar ainda que, partindo da análise de Hart /201/, de Fortes e Proença /205/ e de outros autores /202, 207-209/, costuma-se chegar à equação (2.2.21) fazendo-se as substituições necessárias.

É importante é que os métodos aqui revistos partem do princípio de que o K_H é constante para o intervalo de cargas estudado. Os resultados experimentais, em alguns casos, confirmam esta suposição, embora haja uma grande dispersão em torno de um valor médio para o K_H (para um mesmo material).

Silles e Medrano /210/, cuja determinação do K_H é realizada pelo cálculo de tangentes a curva de relaxação, afirmam que o valor do K_H é elástico de ensaio para ensaio. Fortes e Proença /206/ demonstraram que, tomando as tangentes no fim (ao invés de no princípio) das curvas de relaxação, determinavam-se valores constantes para o K_H em vários ensaios.

O grande problema com estas determinações do módulo de rigidez da máquina e que os autores, em geral, fazem hipóteses e simplificações que não são válidas e não ser em casos muito especiais; além disto, correções simples às vezes são deixadas de lado.

Uma das correções mais simples (embora sempre abandonada) é a

que se refere ao módulo de elasticidade ou módulo de Euler (E). Desde 1784 (portanto há 207 anos) Coulomb /216/ descobriu que o módulo de elasticidade transversal diminuía com o aumento de carga. Em 1893, Hartig /217/ descobriu a Lei que governava a variação do módulo de Euler com o aumento da sollicitação uniaxial:

$$E = E_0 - b \times S \quad (2.2.26), \text{ onde:}$$

E_0 = módulo de Euler determinado na zona elástica;
 E = módulo de Euler após carregamento;
 b = constante numérica (igual a 10.9 para o Al).

Como pode ser observado, a correção é uma simples relação linear entre o módulo e a tensão nominal.

Uma outra correção bastante simples está relacionada com o cálculo do Kt . Como se observou, o Kt pode ser facilmente calculado pela equação (2.2.10). Acontece que, durante o ensaio, ocorrem variações tanto no comprimento quanto na área da amostra. O aumento do comprimento e a diminuição da área do corpo de prova promovem um aumento na deformação elástica. Isto acarreta uma diminuição na rigidez do sistema. Guimarães e Chawla /201/ indicam que a correção na cotangente do ângulo do diagrama carga versus deslocamento da máquina pode ser dado por:

$$\cotan \alpha_i = \cotan \alpha_0 + 1/E (L/A - L_0/A_0) \quad (2.2.27)$$

Então, na região elastoplástica deve-se calcular esta variação. Lembrando a equação (2.2.26) pode-se escrever:

$$1/Kt_i = 1/Kt + L_0/A_0 \cdot ((L/L_0)^2 / E_i - 1/E) \quad (2.2.28), \text{ onde:}$$

Kt_i = rigidez do sistema em cada ponto da região elastoplástica.

O método de Clough pode ser utilizado para comparar com os valores obtidos pela fórmula (28).

O modelo das duas molas e o modelo de Clough estariam totalmente corretos se o comportamento elástico do material seguisse estritamente a lei de Hooke; usando-se ampliações pequenas da deformação estes dois modelos estariam essencialmente corretos. No entanto, ampliando adequadamente as deformações sofridas pela amostra, nota-se que a zona elástica de deformação é composta não por uma reta, mas por duas, três e às vezes quatro segmentos lineares. Este fato experimental está demonstrado em um capítulo anterior.

2.3 - INTERPRETAÇÃO DAS CURVAS TENSÃO-DEFORMAÇÃO.

As equações constitutivas são aquelas que permitem uma conexão entre parâmetros externos mensuráveis tais como tensão, velocidade de deformação, temperatura do ensaio, etc., e alguns parâmetros internos tais como dureza, temperatura de fusão, etc., que, globalmente, governam o comportamento mecânico dos sólidos

/219/. Neste sentido, a equação ou Lei de Hooke /219/ relacionando a tensão diretamente com a deformação na região elástica através do módulo de elasticidade longitudinal (ou módulo de Euler), seria uma equação constitutiva, uma vez que estabelece a variação de dois parâmetros externos mensuráveis com um interno, o módulo de elasticidade do material. A partir da publicação de sua lei, em 1678, algumas dezenas de relações tentando estabelecer a função tensão-deformação para deformações infinitesimais ou finitas vieram à luz.

Em 1897, Mehnke /220/ publicou uma revisão completa das equações existentes até aquela data. Essencialmente classificou-as em cinco tipos, dos quais os mais importantes são:

TIPO	FORMA	AUTOR(ES)
Linear	$\epsilon = a \cdot S$ (2.3.1)	Hooke (1678) /219/.
Exponencial	$A. \epsilon = a \cdot S^m$ (2.3.2)	Bernoulli (1694); Buellfinger (1729); Hodgkinson (1822); Bach-Schuele (1897) /220-223/.
	$B. S = c e^{-1/\epsilon}$ (2.3.3)	Riccati (1731). /224/
	$C. \epsilon = S(a + b e^{mS})$ (2.3.4)	Poncelet (1839) /225/.
Parabólico	$S = a \cdot \epsilon - b \cdot \epsilon^2$ (2.3.5)	Hodgkinson (1849); Hartig (1893); Gerstner (1830) /226-228/.

Na listagem acima:

S = tensão real;
 ϵ = deformação total;
 a, b, c, m = constantes;
 e = base dos logaritmos neperianos.

Mehnke /opus cit./ mostrou também que várias equações empíricas se adaptavam muito bem aos dados publicados por Bach em 1897 /223/, não havendo diferenças significativas entre elas, principalmente para pequenas deformações.

Em 1945, Csgood /222/ publicou uma análise de 22 equações empíricas (incluindo as analisadas por Mehnke, 49 anos antes), mostrando as dificuldades e vantagens de cada uma delas.

Hollomon, em 1945 /230/, propôs uma equação (usada até hoje

por alguns pesquisadores e, principalmente, em simulações realizadas em computadores) que ficou conhecida como Lei da Potência:

$$S = K \cdot e^n \quad (2.3.6), \text{ onde:}$$

S = tensão real;
 K = coeficiente de resistência;
 e = deformação real;
 n = expoente de encruamento.

O grande sucesso da equação de Hollomon residiu na possibilidade de sua linearização pelo uso de coordenadas logarítmicas, uma vez que, tomando-se os logarítmos de ambos os membros, obtinha-se uma reta cuja inclinação era igual ao coeficiente de encruamento n e cuja intersecção com a deformação unitária ($e = 1,00$, $\log e = 0$) fornecia o valor de K . Monteiro & Reed-Hill /231/ analisaram esta equação e estabeleceram algumas de suas deficiências /232-234/.

Voce, em 1948 /235/ e após /236/, propôs uma equação na qual existiria um termo por ele chamado de tensão de saturação, que seria uma tensão finita para a qual todas as curvas tensão-deformação tenderiam, nem que fosse assintoticamente. Em 1955 /236/ adaptou seu modelo para as transições postuladas no início da década de 50 pela Escola Francesa. Koks /233/, em seu modelo baseado nas equações de Voce, tentou evitar o problema destes estágios, sempre ou quase sempre presentes, formulando uma equação em termos da tensão plástica e da tensão de saturação. O gráfico do encruamento normalizado (dividido pelo módulo de elasticidade transversal ou de Coulomb) em função da tensão plástica normalizada forneceria um encruamento extrapolado para uma tensão nula que seria independente da temperatura e da velocidade de deformação (ver fig. 3 e 8 da Ref. /233/). Embora do ponto de vista físico tanto a equação de Voce quanto a de Koks sejam bastante plausíveis (mais elegantes do ponto de vista físico do que plausíveis), a simples observação dos seus gráficos mostra grandes desvios das curvas tensão-deformação obtidas normalmente em ensaios de tração, principalmente por serem baseadas fundamentalmente no conceito de deformação homogênea.

Em 1950 Crussard e Jaoul /237/, baseados num método de diferenças finitas empregado por Lacombe /238/ para o estudo de curvas de fluência, propuseram um método de análise no qual dever-se-iam tomar os alongamentos em progressão geométrica medindo-se, concomitantemente, as tensões correspondentes. Em seguida tomar-se-iam as diferenças de tensão e construir-se-ia um diagrama do logarítmo da diferença de tensões em função dos logarítmos dos alongamentos. Aplicando este tipo de análise os autores (Escola Francesa) descobriram uma transição brusca em torno de um alongamento de cerca de 1.5%, concluindo que a forma das curvas de tração mais aproximada seria a de duas parábolas sucessivas. No trabalho citado os autores analisaram 12 ligas de alumínio diferentes. Em sucessivos artigos os autores e outros /239-245/ estudaram detalhadamente este comportamento, concluindo que no 1º estágio haveria uma acumulação (ou multiplicação), de discordâncias as quais deveriam estar irregularmente distribuídas tanto nos contornos de grãos quanto no interior dos mesmos; no 2º estágio haveria uma concentração de discordâncias intracristalinas nas paredes dos subgrãos, produzindo

uma poligonização imperfeita. O importante de seus trabalhos é o reconhecimento e o estudo destas transições nas curvas tensão-deformação.

Apesar da descoberta desta transição parabólica é necessário que se façam algumas considerações sobre o modo de se tomar medidas de tensão e de deformação. A carga, ou a força, em geral, é medida diretamente numa carta registradora calibrada, permitindo obter a tensão dividindo a força pela área da seção transversal da amostra; a determinação da tensão, desta maneira, é direta e inequívoca. Quanto à deformação, isto não se aplica. Na realidade, qualquer grandeza que sofra uma variação (de preferência linear, e óbvio) quando o material se deforme seja igual a zero quando o material está em repouso e sem tensão aplicada, serve para medir a deformação. Portanto, a escolha de uma grandeza para medir a deformação é totalmente arbitrária e depende de cada caso específico /20,21,246-248/.

Em 1962 Seth /246/ propôs uma medida de deformação generalizada dada por:

$$e = (1/n) \cdot (1 - (l_0/l))^n \quad (2.3.7), \text{ onde:}$$

- l = comprimento instantâneo ou final;
- l₀ = comprimento padrão;
- n = coeficiente de medida de deformação.

Seth mostrou que as diferentes definições de deformação usadas por vários autores são casos particulares da medida generalizada de deformação. Em 1967, Hsu et al. /247/ estudaram esta definição de Seth e a aplicaram às curvas de vários materiais. No entanto, quando existe transição brusca não é possível medir o l₀ estático, uma vez que seria impossível linearizar duas curvas diferentes com as mesmas constantes numéricas, fato este apontado pelos autores.

Truszkowski /248/ tentou linearizar essas curvas usando o logaritmo da tensão e uma medida da deformação baseada na área da seção transversal da amostra. Entretanto, para dar uma base 'física' à sua curva linearizada teve que recorrer a algumas grandezas arbitrárias, tais como o 'encruamento teórico a frio' e uma 'área inicial' fictícia, que, em alguns casos, era maior que a seção reta da amostra real.

Outra maneira de linearizar as curvas tensão-deformação é tomar logaritmos tanto para a tensão quanto para a deformação (como feito por Jaoul e Crussard /opera cit./). Dezenas de trabalhos foram publicados nos últimos 20 anos a este respeito /232, 249-259/. Neste caso, aparecem dois ou três estágios lineares que têm sido estudados por microscopia eletrônica de transmissão. No 1º estágio, em geral, as discordâncias se distribuem mais ou menos uniformemente nos grãos; no 2º estágio ocorre a formação de células de discordâncias (que nos trabalhos de Jaoul e Crussard apareciam como subgrãos); no 3º ocorre uma poligonização mais acentuada.

Outros autores, principalmente Hart /260-265/, tentaram derivar equações constitutivas para a deformação plástica dos materiais policristalinos baseados em modelos fenomenológicos. Deste

ponto de vista a análise fica altamente complexa e torna-se necessário criar grandezas internas tais como a dureza (hardness) a fim de se calcular os parâmetros para as curvas obtidas experimentalmente, as quais, nem sempre representam a realidade, não levando em conta, por exemplo, os estágios existentes nas curvas tensão-deformação.

Uma outra tendência /266-268/ é aquela na qual se tenta obter as equações constitutivas em função da temperatura e da velocidade de deformação, chegando a equações muito parecidas com a equação de Voce /opus cit./ e de Koks /idem/.

Como visto na seção 1.3.4, Bell também propôs uma equação geral para a interpretação das curvas tensão-deformação independente da velocidade de deformação. No caso de Bell, sua equação seria válida para velocidades da ordem de 10^{-9} s⁻¹ até $7 \cdot 10^4$ s⁻¹.

2.4 - SUMÁRIO.

O sucesso do modelo das duas molas, seja oriundo de um conceito dinâmico (como por Clough /opus cit./), seja de um conceito estático, deve-se sobretudo à sua simplicidade e à necessidade da realização de ensaios mecânicos sem o uso de extensômetros aplicados no corpo de prova. Além disto, permite o cálculo da constante de mola da máquina em cada ensaio, para cada amostra e, o que é melhor, pode levar em conta (implicitamente) toda e qualquer variação nas propriedades elásticas do material. Com todas estas propriedades, este modelo torna bastante simples a aquisição de dados das cartas registradoras automáticas e os cálculos posteriores necessários para uma correta interpretação e análise das curvas tensão-deformação.

A análise das curvas tensão-deformação tem sido bastante estudada nos últimos 100 anos, principalmente da década de 40 até hoje. Várias equações constitutivas foram empiricamente propostas e algumas, mais sofisticadas, têm sido propostas com base na física dos sólidos. Contudo, até hoje, nenhuma se mostrou bastante geral de modo a representar detalhadamente o comportamento mecânico dos materiais, apresentando uma ou outra falha que, em geral, é resolvida através da introdução de um ou mais parâmetros e, o que é muito pior, procurando adaptar o comportamento do material à equação constitutiva e não o contrário, como devia ser.

A análise realizada por Jacul e Crussard no início da década de 50 explicitou um dos mais importantes fenômenos sobre o comportamento mecânico dos metais: a transição brusca que acontece nas curvas tensão-deformação quando analisada com o método por eles elaborados. Hoje em dia este fenômeno, embora não compreendido em sua totalidade, já é bastante conhecido e não pairam dúvidas sobre a sua existência. É interessante notar que as equações constitutivas mais recentes como a proposta por Hart, não levam em conta este efeito, o qual fica bastante evidenciado na equação de Bell para a deformação elástica.

II.3 - O ENVELHECIMENTO DINÂMICO E O SERRILHADO NAS CURVAS F-t.

3.1 - Introdução.

Do ponto de vista histórico, o primeiro pesquisador a verificar o serrilhado nas curvas da carga (F) em função do tempo (t), que, 111 anos depois seria associado ao envelhecimento dinâmico, foi Savart, em 1837 /268/. Logo depois, Masson, em 1841 /269/, trabalhando no mesmo laboratório, sob sua orientação, observou o mesmo fenômeno, citando depois em um artigo que Savart chamara-lhe a atenção para o mesmo, observando que as descontinuidades que apareciam nas curvas tensão-deformação eram um fenômeno fundamental do comportamento mecânico e que um maior estudo do mesmo era essencial para a compreensão da física dos sólidos. /269/.

Em 1909 André Le Chatelier /270/ notou descontinuidades nas curvas obtidas ao tracionar aços em temperaturas compreendidas entre 20 e 250°C, atribuindo-as a uma mudança de estado do material provocada pela deformação mecânica.

Rosenhain e Archbutt, em 1912 /271/, descreveram as flutuações na tensão, medidas numa máquina dura, como uma propriedade do material, ao contrário das opiniões que prevaleciam nesta época, segundo as quais as descontinuidades seriam causadas pelas interações elásticas entre a máquina e a amostra.

Em 1923, Portevin e Le Chatelier (François) /272/ realizaram os primeiros esforços para estudar este comportamento e, em 1924, descreveram-no novamente /273/. Desde então vários pesquisadores estudaram o fenômeno /274-276/ até que, em 1949, McReynolds /277/, em singular experiência, observou as ondas lentas que se seguem às oscilações da deformação plástica, denominando-as de ondas de deformação plástica. Usando de dois a quatro extensômetros de resistência em vários pontos do corpo de prova conseguiu determinar a frequência e amplitude de propagação destas ondas relacionando-as com as faixas de Lüders-Piobert.

Dillon, a partir de 1963 /278-281/ observou o fenômeno em ensaios de torção em tubos e barras de alumínio, bem como em ensaios de flexão com o mesmo material. Usou carregamento com pesos fixos. Sharpe, em 1966 /282/ observou o efeito do tamanho de grão e da pureza do alumínio durante ensaios de tração com velocidade de carregamento constante, à temperatura ambiente, sobre a deformação elástica não-homogênea, manifestada sob a forma de degraus. Concluiu que nas amostras policristalinas, os degraus apareciam a princípio pequenos e aumentavam com a tensão. Em alguns casos, após certa deformação, apareciam outros degraus cerca de cinco vezes menores (degraus secundários) que, em geral, desapareciam após certa tensão. No caso dos monocristais estes degraus secundários não apareciam. Por isto, atribuiu os degraus primários a movimentações de discordâncias distribuídas intracristalinamente e os secundários a discordâncias afetadas pelos contornos de grãos. O autor relata também que não encontrou degraus em Al com pureza mínima de 99.99%, citando, contudo, o trabalho experimental de Jeffus /282/, que constatou a presença de grandes degraus de deformação em ensaios de peso fixo realizado com cargas incrementais no mesmo material.

Bell /284/, em 1968 e em 1973 apresentou uma extensa análise

do fenômeno Savart-Masson (assim deveria chamar-se o efeito mais conhecido pelo nome de Portevin-Le Chatelier, por uma questão de justiça histórica) em ensaios de tração, compressão e torção, tanto com velocidade de carregamento constante quanto com cargas incrementais. Uma de suas conclusões principais mostra evidências de que a formação dos degraus está intimamente ligada às transições de modo de deformação plástica e com a existência da multielasticidade quantizada. Infelizmente, nem Bell nem os pesquisadores da John Hopkins University (Dillon, Sharpe, Hartmann, Stein, etc.) apresentaram quaisquer sugestões sobre os mecanismos microscópicos ou atômicos de deformação plástica envolvidos, ignorando persistentemente algumas técnicas experimentais simples (como mudança brusca da velocidade de deformação, por exemplo) essencialmente ligadas a fenômenos de interação de discordâncias móveis e de dinâmica de discordâncias.

Recentemente o serrilhado (o envelhecimento dinâmico está tão diretamente relacionado ao fenômeno que se usam os dois termos indistintamente) nas curvas tensão-deformação tem sido tanto em superligas /285-289/ quanto em ligas amorfas /290-295/, confirmando as observações atribuídas a Savart por Masson, de que o fenômeno era importante e universal.

Do ponto de vista atômico, desde 1948 têm sido feitas propostas de mecanismos através de modelos que serão resumidos no capítulo seguinte.

3.2 - MODELOS DO EFEITO SAVART-MASSON.

Os modelos atômicos propostos para o efeito Savart-Masson (ou Portevin-Le Chatelier), em geral, o explicam como o resultado de uma interação dinâmica entre discordâncias e átomos de soluto.

Em 1948, na célebre Bristol Conference on Strength of Solids (onde foram lançadas praticamente as bases para todos os mecanismos, principalmente dinâmicos, da deformação plástica do ponto de vista atômico), Pabarro /296/ explicou a Fragilidade Azul em ligas Fe-C através da interação das discordâncias móveis na faixa de temperatura onde acontece o fenômeno com átomos solutos que se moveriam a uma velocidade aproximadamente igual. Em sua teoria propunha que a temperaturas suficientemente altas os átomos de carbono exerceriam uma força de arrasto viscoso nas discordâncias de modo que se moveriam em conjunto com elas. A uma temperatura constante existiria uma velocidade de deformação na qual as discordâncias ficariam livres dos átomos solutos, diminuindo assim a tensão necessária para movê-las. Isto explicaria o aparecimento do serrilhado e o deslocamento da Fragilidade Azul para temperaturas mais altas com o aumento da velocidade de deformação /297/.

Na realidade estes serrilhados seriam efeitos similares ao ponto de limite de escoamento nítido (ponto de escoamento) cuja teoria para o aço doce foi publicada por Cottrell na mesma Conferência (1948) e por Cottrell e Bilby em 1949 /298,299/. Os átomos intersticiais C e N seriam fortemente atraídos pelas discordâncias. Devido às suas altas taxas de difusão estes solutos seriam segregados pelas discordâncias durante o resfriamento, formando verdadeiras atmosferas ou nuvens em torno delas. Estas atmosferas de solutos travariam efetivamente as discordâncias (que

teriam sua energia reduzida por relaxação parcial do campo de deformações elásticas das discordâncias). Para movimentar estes defeitos em linha seria necessário uma tensão suficiente para arrancá-los de suas nuvens de solutos; esta tensão seria justamente o limite de escoamento superior. Uma vez arrancadas das atmosferas de solutos as discordâncias poderiam se mover com uma tensão menor: seria esta tensão o limite de escoamento inferior. Logo depois (ainda no início da década de 50) Ardley e Cottrell /300/ apresentaram uma teoria semelhante para explicar o serrilhado que aparecia nas curvas tensão-deformação no latão alfa, segundo a qual a intermitência da tensão seria produzida pela segregação de átomos solutos (Zn) para as discordâncias. A teoria quantitativa dos efeitos da distribuição dos átomos solutos em torno das discordâncias movendo-se lentamente foi publicada por Cottrell e Jaswon ainda em 1949 /301/.

Em 1953, Cottrell /301-303/ explicou porque os metais da rede FCC raramente apresentavam o limite de escoamento nítido, atribuindo o fato às distorções esfericamente simétricas produzidas pela grande maioria dos átomos solutos substitucionais que, por esta razão, não interagem com as discordâncias em hélice. Entretanto, por um mecanismo sugerido por Heidenreich e Shockley /304/, segundo o qual a discordância em hélice se dissociaria em duas meias discordâncias no seu plano de escorregamento e que teriam um caráter parcialmente do tipo aresta e, portanto, susceptíveis às interações com átomos solutos que causam este tipo de distorções, ou seja, os átomos substitucionais. Deste modo, mesmo que este par de discordâncias parciais mude sua orientação no plano de escorregamento de tal maneira que uma delas se torne uma discordância em hélice pura, não mais interagindo com os átomos solutos, a outra torna-se praticamente uma discordância em cunha e pode ser travada /301,303/. Como elas estão ligadas elasticamente, as duas ficam travadas caso os átomos solutos interajam e segreguem para apenas uma delas. Este tipo de ancoragem (ou travagem, prisão) ficou conhecido como travamento elástico e é devido a Cottrell.

Um dos mais importantes mecanismos de ancoramento de discordâncias é essencialmente oriundo do mecanismo de Heidenreich-Shockley-Cottrell e foi desenvolvido por Suzuki et al. /305/. De acordo com este mecanismo, por razões termodinâmicas, os átomos solutos tenderiam a segregar para a região de falha de empilhamento compreendida pelas duas parciais. Este mecanismo ficou conhecido como travamento químico.

A teoria de Cottrell desenvolvida no fim da década de 40 continua algumas falhas. Segundo ela, durante a deformação plástica as discordâncias se moveriam a um velocidade V_d e os átomos solutos à velocidade V_s . Quando V_d é muito maior ou muito menor do que V_s não há interação possível entre os defeitos. Quando as velocidades são aproximadamente iguais, isto é $V_d = V_s$, os átomos solutos interagem com as discordâncias e estas começarão a se movimentar ora rápida ora lentamente. Neste caso, após segregarem os solutos as discordâncias ou reduzem bastante sua velocidade ou são totalmente bloqueadas, parando completamente. Na última hipótese haverá um aumento da tensão até que ela seja suficientemente alta para libertar as discordâncias das atmosferas dos solutos. Quando isto ocorre uma súbita deformação elástica se propaga ao longo do corno de prova, a tensão cai, as discordâncias diminuem a velocidade e são novamente alcançadas pelos átomos solutos (cuja velocidade não varia muito no intervalo de tempo em que isto ocorre) /297/.

Neste resumo da teoria de Cottrell pode-se observar que não há qualquer suposição sobre um possível aumento da densidade das discordâncias. Acontece que existe um aumento da densidade total das discordâncias a uma certa deformação plástica com o aumento da temperatura na região do envelhecimento dinâmico /297/.

Este problema seria contornado com a aplicação da teoria de Gilman e Johnston /306,307/, como proposto por Hahn /309/ e mais tarde por Gillis e Gilman /309/. Nesta teoria, cada pico de tensão corresponderia à tensão necessária para ativar novas fontes de discordâncias.

Um outro problema da teoria de Cottrell está relacionado com o baixo coeficiente de difusão dos átomos substitutionais. Em sua proposição /301,302,310/ Cottrell supõe a existência de uma atmosfera do tipo de Maxwell e estima que a velocidade mais alta com que uma discordância ainda consegue arrastar uma atmosfera deste tipo é uma velocidade crítica e pode ser dada por:

$$V_{dc} = 4 D / l = 4 D \cdot k \cdot T / A, \quad (3.2.1), \text{ onde:}$$

- D_s = coeficiente de difusão do átomo soluto;
- l = comprimento característico, raio da nuvem ($= A / kT$);
- A = constante;
- k = constante de Boltzman;
- T = temperatura absoluta.

Por outro lado, a equação de Orwan mostra que:

$$V_d = \dot{\epsilon} / f \cdot b \cdot d_n \quad (3.2.2), \text{ onde:}$$

- V_d = velocidade de deformação plástica
- f = fator de orientação
- b = vetor de Burgers
- d_n = densidade das discordâncias móveis.

Como durante o envelhecimento dinâmico

$$V_d \leq V_{dc},$$

então, notando que $l = A/kT$ (por simplicidade suponha-se que $V_d = V_{dc}$):

$$\dot{\epsilon} = (4 f b D_s d_n k T) / A \quad (3.2.3), \text{ ou:}$$

$$\dot{\epsilon} = B d_n D_s \quad (3.2.4), \text{ onde:}$$

$$B = (4 f b k T) / A$$

$$D_s = a^2 v Z \exp(-Q_m/kT), \text{ ou:}$$

$$D_s = 0.10 C_v \exp(-Q_m/kT) \quad (3.2.5), \text{ onde:}$$

- a = espaço interatômico;
 v = frequência de vibração dos átomos soltos;
 Z = número de coordenação = 12.
 Q_m = energia de ativação para mover uma lacuna.

Cumprir notar que :

$$Q_m = Q^* - Q_f \quad (3.2.6a), \text{ onde:}$$

- Q^* = energia de ativação total para a difusão do soluto ;
 Q_f = energia de formação de uma lacuna.

A relação (3.2.4) mostra que e é diretamente proporcional a D_s . Esta equação mostrou-se muito boa para prever o comportamento dos soltos intersticiais no Fe /311,312/. Porém, para ligas substitucionais esta relação daria como resultado um coeficiente de difusão:

$$D_s = 10^{-10} e(\text{cm}^2 \text{ s}^{-1}) \quad (3.2.6),$$

e qual é muito menor que os encontrados experimentalmente na região de velocidades de deformação e de temperaturas onde se tem observado o efeito Savart-Masson. O próprio Cottrell /302,297/ resolveu esta questão chamando a atenção para o fato de que a geração de lacunas (ou vacâncias) causada pela deformação plástica homogênea observada antes do primeiro serrilhado seria suficiente para aumentar o coeficiente de difusão dos átomos soltos. Portanto, em sua análise /302/, Cottrell, notando que os coeficientes de difusão dos metais em solução no Al eram da ordem de $10^{-23} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ à temperatura ambiente (verando Nowick /313/) sugeriu que o efeito Savart-Masson só deveria aparecer depois que houvesse transcorrido uma certa deformação plástica homogênea, pelo menos à temperatura ambiente, como foi bem documentado depois para as ligas de Al, principalmente para as de Al-Mg /10,11,13-16,278,282,318-326/. Em seu artigo /302/, usando a teoria de Galtz /314/ e de Mott /315-317/, que demonstraram que a concentração atômica das lacunas criadas pela deformação plástica deveria ser da ordem de $10^{-4} e$, onde e é a deformação plástica homogênea, ou:

$$C_v = K_0 e^m \quad (3.2.7), \text{ onde:}$$

- C_v = concentração atômica das vacâncias;
 K_0 = constante;
 m = constante.

Portanto:

$$\dot{\epsilon} = 0.1 B d_m K_0 \exp(-Q_m / kT) \cdot e^{\frac{m}{2}} \quad (3.2.8), \text{ ou}$$

$$\dot{\epsilon} = K' d_m e^{\frac{m}{2}} \quad (3.2.9)$$

Com este desenvolvimento Cottrell /302/ estabeleceu seu modelo. Um artigo publicado por Lubahn no ano anterior, 1952, /323/ corroborava esta teoria: este mostrou que quando a amostra era resfriada rapidamente da temperatura de recozimento (usou 520 °C) os serrilhados apareciam imediatamente após a região elástica. Isto mostrava que o excesso de lacunas era responsável pelo aparecimento dos serrilhados.

Russel /327/ e Russel e Vela /328/ aplicaram o modelo de Cottrell as ligas cobre-estanho, verificando a equação (3.2.9) para $m = 2.2$.

Han e Jaffrey /329/, em 1967, discutindo a equação (3.2.9), mostraram que, embora ela explicita uma relação direta de $\dot{\epsilon}$ com d_m , a densidade das discordâncias móveis, esta foi considerada constante, quando é sabido que d_m varia com a deformação. Por esta razão propuseram que esta variação fosse levada em conta e estabeleceram a relação:

$$d_m = N e^{-b_0} \quad (3.2.10), \text{ onde:}$$

$N, b_0 = \text{constantes.}$

Fica-se, pois, com:

$$\dot{\epsilon} = k e^{\frac{m + b_0}{2}} \quad (3.2.11).$$

Levando-se em conta a equação (3.2.5), pode-se escrever /30/, 314-321, 322/

$$\dot{\epsilon} = K e^{\frac{m + b_0}{2}} \exp(-Q_m / kT) \quad (3.2.12).$$

Esta equação foi ampliada por Charnock /330, 331/ para levar em conta o efeito do tamanho de grão. Mesmo assim, o autor afirma que a equação continua consistente com a equação de Cottrell /302/.

Em 1972, McCormick /332/, usando conceitos já desenvolvidos na dinâmica das discordâncias (vide Gilman /333/, Gillis et al. /334/ e Lloyd et al. /335/, por exemplo), constatando algumas lacunas entre os valores de $\dot{\epsilon}_c$, a deformação crítica para o início do serrilhado, e C_v , a concentração de lacunas (Eq. 3.2.7), propôs um modelo alternativo para o efeito Savart-Vasson (Portevin-Le Châtelier) baseado no envelhecimento das discordâncias móveis especialmente retidas em obstáculos no sistema de escorregamento contínuo. É conveniente que sejam definidos alguns termos usados neste desenvolvimento:

t_r = tempo de retenção no obstáculo (waiting time) /332-336/;
 t_d = tempo de deslizamento (time of flight) entre obstáculos /idem/;
 t_e = tempo de envelhecimento (aging time) /337/.

Seja um arranjo de obstáculos homogêneos numa rede cristalina. Sendo L o espaçamento médio destes obstáculos como vistos pelas discordâncias que estão se movendo nos planos de escorreamento através da rede. A fração do comprimento ocupado pelos obstáculos será denominada de f . Fazendo a hipótese de que os tempos nos quais acontece uma aceleração das discordâncias são muito pequenos e, por isto, podem ser desprezados, pode-se afirmar que o tempo gasto para a discordância mover-se uma distância L será a soma do tempo necessário para deslizar a distância $L(1 - f)$, isto é, o tempo de deslizamento (t_d), mais o tempo em que ela fica retida (t_r). Portanto, a velocidade média dela será :

$$v = L / (t_r + t_d) \quad (3.2.13)$$

O tempo de retenção é determinado principalmente pela resistência elástica do obstáculo. O tempo de deslizamento, por sua vez, depende das forças de arrasto viscoso que atuam nas discordâncias em movimento. Gillis et al. /334/ mostraram que, quase sempre, o tempo de retenção é que determina ou controla a velocidade média das discordâncias. Então, pode-se escrever:

$$v = L / t_r \quad (3.2.14)$$

Caso o tempo de retenção da discordância num obstáculo for suficientemente longo, esta pode ser travada por átomos soltos vizinhos. Este é o argumento fundamental de McCormick /332/.

A única condição para haver o travamento da discordância é que o tempo de retenção seja aproximadamente igual ao tempo de envelhecimento. Caso t_r seja menor que t_e no início da deformação plástica, as discordâncias retidas nas barreiras não ficarão presas e a curva tensão-deformação será contínua. Entretanto, durante o processo de deformação o tempo de envelhecimento t_e irá diminuindo devido à produção de lacunas enquanto o tempo de retenção irá aumentando devido à multiplicação das discordâncias até que a uma certa deformação crítica, ϵ_c , $t_e = t_r$. Neste momento, a deformação crítica ϵ_c , as discordâncias que não houverem sido travadas se multiplicarão rapidamente, causando a formação de uma banda de Lüders-Piobert e o início do escoamento serrilhado.

Da equação de Rowan, (3.2.2), fazendo

$$V_d = L/t_r \quad (3.2.14), \text{ vem:}$$

$$t_r = (f b t_r = (L f b d_m) / \dot{\epsilon} \quad (3.2.15)$$

Por sua vez, o tempo de envelhecimento (t_e) pode ser dado por /336, 337/ :

$$\tau_e = (C_e / h C_o)^{3/2} (kT / A D) \quad (3.2.16), \text{ onde :}$$

C_e = concentração mínima de soluto que pode bloquear uma discordância;
 h = constante da ordem de 3;
 C_o = concentração de solutos na liga;
 A = parâmetro que depende das constantes elásticas, da mudança de volume causada pelo átomo soluto e do vetor de Burgers da discordância.

Igualando (3.2.15) e (3.2.16), usando-se a equação (3.2.6) com D_0 no lugar da constante numérica, vem:

$$\dot{\epsilon} = (h C_o / C_e)^{3/2} (A b D_0 / kT) C_v \exp(-Q_m / kT) \quad (3.2.17)$$

Calculando a deformação crítica pela substituição das equações (3.2.7) e (3.2.10) na relação (3.2.17):

$$\epsilon = (m + b_0)^{3/2} (C_e / h C_o) A_0 \dot{\epsilon} \exp(Q_m / kT) \quad (3.2.18), \text{ onde:}$$

$$A_0 = kT / (A L b K N D_0)$$

McCormick /332/ chama a atenção que esta equação exibe variações da deformação crítica com a velocidade de deformação e com a temperatura bastante similares à equação de Cottrell. Ou seja, qualitativamente elas são iguais. Alguns detalhes como uma possível variação de ϵ_c com L , o espaçamento efetivo das barreiras, tornam este modelo mais flexível para acomodar resultados experimentais de $m + b_0$ tornando o modelo mais geral. Embora o L não possa ser medido diretamente ele é um parâmetro que traz implícita a variação das resistências dos obstáculos bem como indicações sobre sua distribuição. Caso estes fatores sejam controladores do processo haverá sempre uma variação de L com a deformação. No entanto, em ligas diluídas o controle do processo é praticamente devido às interações tipo discordâncias-discordâncias, interações estas que determinam o movimento das mesmas.

Um dos refinamentos do modelo de Cottrell também válido para o modelo de McCormick tentava explicar determinados comportamentos anômalos principalmente de ligas de Al-Mg através de um mecanismo de enlaçamento de lacunas /297,339-342/. No entanto Longo e Santos /333/ e Munz e Macherauch /342/ mostraram que este mecanismo não resolvia o problema.

Em 1975, van den Beukel /344/ mostrou que a hipótese de McCormick /332/ de que o serrilhado aconteceria quando as discordâncias ficassem saturadas com os solutos durante o tempo de retenção seria muito arbitrária e não seria muito confiável. Em seu modelo van den Beukel parte do princípio de que para as discordâncias superarem obstáculos pela ação combinada da tensão efetiva (S_e) e da difusão térmica H , a velocidade de deformação deve ser dada por:

$$e = e_0 \exp(-H / kT) \quad (3.2.19)$$

Nesta equação, a entalpia de ativação é uma função da tensão efetiva e da concentração dos solutos. A concentração dos solutos nas discordâncias, por sua vez, não é constante e deve ser uma função do tempo de retenção e coeficiente de difusão do soluto. Então:

$$H = H (S_e, c) \quad (3.2.20) e$$

$$c = c(D \tau) \quad (3.2.21).$$

A partir destas hipóteses o desenvolvimento seguido pelo autor é exatamente igual ao descrito anteriormente por McCormick. Van den Beukel chama a atenção que os principais obstáculos são os átomos solutos e que, por esta razão, o parâmetro L é independente da deformação.

Para pequenos valores de Dτ Friedel /336/ derivou a expressão :

$$c - c_0 = (KD\tau)^{2/3} \quad (3.2.22)$$

Mas, de acordo com as equações anteriores pode-se mostrar facilmente que :

$$D\tau = e^{(m+bo)} / \dot{\epsilon} \exp(-Q_m/kT) \quad (3.2.23)$$

Para grandes valores de Dτ, ocorrerá a saturação, portanto c = c(Dτ) e tem-se:

$$\dot{\epsilon} = dc / d(D\tau) \quad (3.2.24)$$

O passo fundamental do modelo de van den Beukel foi o estudo de comportamento da tensão em função da velocidade de deformação no início do serrilhado. Para isto, diferenciou a equação (3.2.19) em relação a e e diferenciou totalmente a equação (3.2.21), obtendo:

$$-kT/\dot{\epsilon} = (\partial H/\partial S_e) \cdot (\partial S_e/\partial \dot{\epsilon}) + (\partial H/\partial c) \cdot (\partial c/\partial \dot{\epsilon}) \quad (3.2.25)$$

Das equações (3.2.21) e (3.2.23) vem :

$$\partial c/\partial \dot{\epsilon} = (dc/d(D\tau)) \cdot (\partial(D\tau)/\partial \dot{\epsilon}) = (-D\tau/e) \cdot (dc/d(D\tau)) \quad (3.2.26)$$

Como, por definição:

$$\partial S_e/\partial \dot{\epsilon} = \partial S/\partial \dot{\epsilon} \quad (3.2.27), e:$$

$$-\partial H/\partial S_e = V^*, \text{ onde:}$$

v^* = volume de ativação.

Inserindo estas equações em (3.2.25), vem:

$$\partial S / \partial \dot{\epsilon} = (kT / \dot{\epsilon} v^*) - (1 / \dot{\epsilon} v^*) (\partial H / \partial c) \cdot D_{tr} \cdot (dc / d(D_{tr})) \quad (3.2.28)$$

Analisando a equação acima nota-se que acontecem pontos singulares (máximo e mínimo) quando:

$$D_{tr} \cdot (dc / d(D_{tr})) = (kT / (\partial H / \partial c)) \quad (3.2.29)$$

Esta condição é satisfeita nos pontos A e B da fig. (3.2.1a). A fig. (3.2.1b) mostra S em função de $\dot{\epsilon}$ e a uma certa deformação plástica e a uma temperatura constante. A fig. (3.2.1c) mostra S em função de $\dot{\epsilon}$ e para vários valores de $\dot{\epsilon}$ e a uma temperatura fixa. Entre os pontos A e B das duas primeiras figuras existe uma faixa de valores de D_{tr} para os quais S/ $\dot{\epsilon}$ tem valores negativos. O mínimo que aparece na fig. 3.2.1b corresponde ao ponto A da primeira figura (alto $\dot{\epsilon}$) e o máximo ao ponto B da mesma figura (baixo $\dot{\epsilon}$). Como o mínimo ocorre a valores relativamente pequenos de D_{tr} pode-se tomar a equação (3.2.22) como válida e, substituindo na equação (3.2.29), vem:

$$k D_{tr} = (3/2 kT / (\partial H / \partial c))^{3/2} \quad (3.2.30),$$

e qual após substituição de D_{tr} na equação (3.2.23) fornece:

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_0 \exp(-Q_m / kT) \quad (3.2.31)$$

A fig. (3.2.1c) mostra que aumentando $\dot{\epsilon}$ o mínimo caminha para a direita, ou seja, para valores maiores de $\dot{\epsilon}$ e S também aumenta para valores e a uma velocidade de deformação constante (linha ea, velocidade de deformação aplicada) na figura 3.2.1c, devido ao encruamento. Nota-se ainda que o valor de S($\dot{\epsilon}$) à esquerda do máximo na fig. (3.2.1b) corresponde à faixa de valores de D_{tr} à direita de B na fig. (3.2.1a). Nesta região ou a difusão é muito grande ou o tempo de retenção é tão grande que as discordâncias sempre se tornam aproximadamente saturadas durante o tempo de retenção dando como resultado uma contribuição constante para a tensão, não havendo mais serrilhados.

Segundo o mesmo autor, o início do serrilhado nas curvas tensão-deformação tem sido atribuído ao início da deformação não homogênea. Lembra que Pening /345/ mostrou que a deformação não homogênea pode ser elegantemente explicada (sic.) através da hipótese que o coeficiente do encruamento dinâmico, isto é, $dS/d\dot{\epsilon}$, é negativo em um intervalo finito de velocidades de deformação. Isto significa, como o autor, que a função S($\dot{\epsilon}$) deve ter a forma derivada neste artigo /344/ e mostrada na fig. (3.2.1b).

A teoria de van den Beukel tornou-se uma das preferidas dos Metalurgistas Físicos. A partir de 1975 praticamente todos os pesquisadores citam-na e usam os conceitos nela definidos. Recentemente /346-348/ van den Beukel tem extendido o campo de aplicação de seu modelo. Recentemente Onodera et al. /349/ propuseram uma divisão dos materiais líquidos em dois grupos de acordo com a concentração mínima de solutos abaixo da qual o efeito Savart-Masson (Portevin-Le Chatelier) não ocorre. No primeiro este efeito ocorre a teores de solutos menores do que 1 at.% e tem a propriedade comum de possuírem baixa solubilidade para os átomos solutos. No segundo o efeito não ocorre a teores menores do que 5 at.% e as solubilidades dos solutos são grandes. Estes autores propõem que o efeito é devido à formação de aglomeração de solutos (precipitados ou região ordenada de curto alcance). A teoria ainda não foi totalmente comprovada.

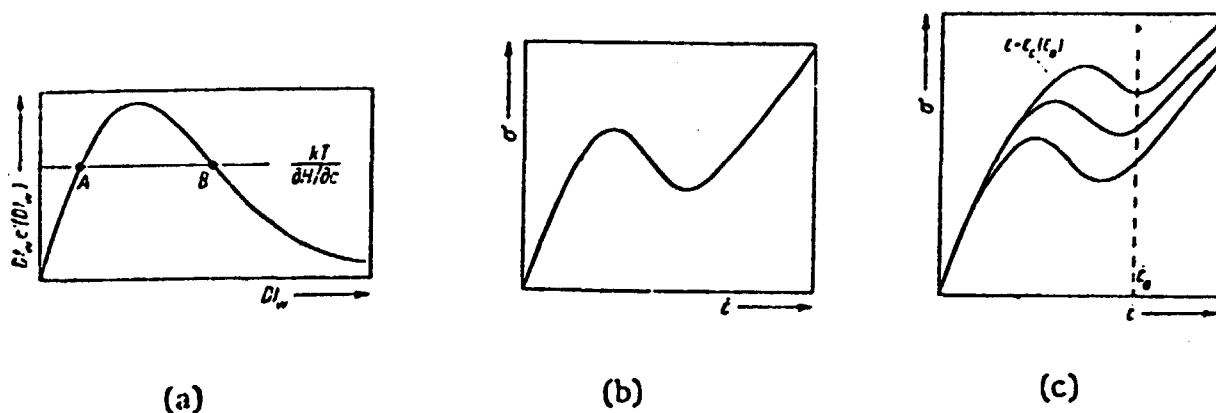


Figura 3.2.1 - (a) $D_{tr} \cdot c(D_{tr})$ em função de D_{tr} . Na região de valores entre A e B $S/$ é negativo. (b) $S/$ em função da velocidade de deformação a uma deformação constante, na mesma temperatura. (c) $S/$ em função de l para vários valores da deformação. A deformação aumenta de baixo para cima. A uma determinada velocidade de deformação l_c a $S/$ torna-se igual à zero. De van den Beukel, /344/, p.199, 200 e 201, fig. de 2 a 4.

Outros autores /350-356/ têm trabalhado recentemente para tentar explicar o fenômeno, entretanto não parece que se chegue a resultados definitivos em pouco tempo devido à complexidade do problema. De qualquer maneira há um grupo de autores que não aceita a existência da deformação crítica para o início do efeito Savart-Masson /357-360/.

3.3 - SUMÁRIO.

Desde que foi observado no século passado por Savart e Masson o fenômeno das oscilações nas curvas da carga em função do tempo ou da deformação ainda permanece no limbo dos problemas não resolvidos. Um passo importante para a sua compreensão foi o trabalho de Nabarro

e concomitantemente, o de Cottrell, a partir de 1949. Reed-Hill /11/ deu uma enorme contribuição ao entendimento do efeito, principalmente pela compilação de resultados e interpretação correta dos fenômenos e efeitos secundários. J. F. Bell mostrou que sua equação geral pode descrever bem os resultados desde que se tomem os valores da tensão e da deformação em pontos especiais da curva carga versus deformação plástica (nos pontos onde a carga é menor em cada degrau da curva). Outros autores simplesmente negam que o fenômeno seja devido a interações de átomos com as discordâncias e sim que depende apenas das interações elásticas entre a máquina de ensaios e a amostra. Outros, mais razoáveis, procuram equações constitutivas mais gerais que levem em conta o efeito da máquina mas aceitam que o fenômeno é de ordem microscópica, e não apenas de interações macroscópicas. Outros, finalmente, tecem considerações sobre a sensibilidade dos instrumentos e o tipo mais adequado de dispositivos para explicitar parâmetros como a deformação crítica para a ocorrência do primeiro serrilhado.

Embora o grupo de Reed-Hill, entre os quais o P. R. Cetlin tenha tentado novos métodos para observar o desenvolvimento das bandas de Lüders-Pobert /opera cit./ pouco se tem lido sobre novas tentativas. Talvez as experiências mais importantes sobre o início da deformação não-homocênea tenham sido realizadas por Mori e Meshii /opus cit./ na década de 70.

III - MATERIAIS E MÉTODOS.

III.1 - MATERIAIS.

1.1 - Composição.

No transcorrer deste estudo foram usados quatro tipos de materiais: um Al de alta pureza (prefixo PP), um Al de pureza 99.95% (prefixo AF), um Al comercialmente puro (prefixo FF), e um Al ligado com .07%U (prefixo AE). A composição destes materiais está disposta na tabela III.1.

Tabela III.1 - Composição dos materiais usados no trabalho.

MATERIAL	Si	Fe	Mg	Mn	Cu	Zn	U	Al
PP (PP4)	21	7	3.6	-	-	17	-	99.995
AF (X)	0.01	0.05	0.02	-	-	0.006	-	99.95
FF (X)	0.1	0.1	0.04	0.06	0.01	0.01	-	99.68
AE (X)	0.1	0.1	0.04	0.06	0.01	0.01	0.07	99.61

Foi usada uma técnica de Análise Espectrográfica desenvolvida pelo IPEN pelo Dr. A. R. Lortello /264,355/ do Departamento de Processos Especiais do IPEN-CNEN/SP para a determinação das composições. O Fe foi determinado pelo Dr. H. Roca do Departamento de

Aplicações na Engenharia e na Indústria, da mesma Instituição, pela técnica de Análise de Ativação Neutrônica na amostra do Al de alta pureza.

1.2 - Procedência dos materiais .

1.2.1 - Alumínio de alta pureza (PP) : foi fornecido em forma de lingotes pela firma Koch-Light Laboratories LTD, Colnbrook, Bucks, England, sob a denominação Aluminium Ingot 5N , e foi cedido para este trabalho pelo Dr. Francisco Ambrozio Filho.

1.2.2 - Alumínio puro (AF) : foi comprado em forma de chapas de 2 mm de espessura, 10 mm de largura e 25 mm de comprimento da firma Carl Baker.

1.2.3 - Alumínio comercialmente puro (FF) : foi adquirido da Companhia Brasileira de Alumínio (CBA) em forma de chapa com 2 mm de espessura, 1000 mm de largura e 2000 mm de comprimento.

1.2.4 - Urânio metálico de pureza nuclear : foi obtido pelo Prof. Dr. Tharcysio Pamy de Souza Santos por redução de U3O8 em bombas de Magnasiotermia no Departamento de Metalurgia Nuclear tendo sido purificado a vácuo num forno Wild- Barfield pelo Sr. Ronildo de Venozes, mostrando Pureza Nuclear após refino.

III.2 - MÉTODOS.

3.2.1 - Obtenção das amostras.

3.2.1.1 - Alumínio de Alta Pureza (PP) : os lingotes de Al foram decapados num banho de soda cáustica a 20% a uma temperatura de 20°C durante 5 minutos e depois mergulhados em um banho de ácido nítrico a 10%, à temperatura ambiente, durante 2 minutos. Os lingotes cortados possuíam uma forma piramidal sendo, por esta razão, sido submetidos a um forjamento em uma prensa Fred Frey de 40 ton de capacidade, sofrendo recozimentos intermediários a 200 C num forno de mufla até obter-se a forma de um paralelepípedo, o qual, após recozimento e decapagem (segundo procedimento anterior) apresentava uma espessura de cerca de 20mm. Este foi submetido a laminação a frio com três recozimentos intermediários a 200°C, até obter-se uma espessura de 2mm. Cada lingote forneceu 6 corpos de prova, cortados e usinados cuidadosamente pelo Sr. José Luiz sob a supervisão do Sr. Waldemar Corvello.

3.2.1.2 - Alumínio Puro (AF) : as pequenas chapas foram fundidas em cadinho de grafita em forno de mufla a 700°C pelo Sr. Aparecido de Oliveira sob a supervisão do Sr. Domingos de Oliveira. Usou-se Creolite como desoxidante e vazou-se o material a 750°C a fim de evitar a formação de bolhas no lingote. Utilizou-se uma lingoteira de grafita pré-aquecida a 200°C. Esta tinha uma forma paralelepípedica (9mm x 10 mm x 35mm).

O lingote assim obtido foi laminado a frio com um recozimento intermediário a 300°C até uma espessura de 2 mm, cortado e usinado, fornecendo 26 amostras.

3.2.1.3 - Alumínio Comercialmente Puro (FF) : as chapas compradas foram cortadas e usinadas fornecendo cerca de 100 corpos de prova. O resto da chapa foi devidamente estocado para eventuais necessidades.

3.2.1.4 - Alumínio-Urânio (AE) : esta liga foi obtida por fusão da liga FF e adição de cerca de .075% em peso de U. Usou-se Creolita como desoxidante do banho. O procedimento foi o mesmo usado para preparação do material AF. O lingote obtido foi homogeneizado a 610°C durante 32 horas num pequeno forno de mufla especialmente preparado para manter a temperatura constante numa faixa de $\pm 5^{\circ}\text{C}$. Após cortado e usinado forneceu cerca de 20 corpos de prova.

3.2.1.5 - Corpos de prova : foram cortados numa cortadeira de precisão e usinados em fresadora de alta precisão. As amostras usadas foram as normalizadas para o forno da Instron, de acordo com as amostras reduzidas da norma ASTM - E - 8. A fig. 3.2.1.1 mostra o desenho.

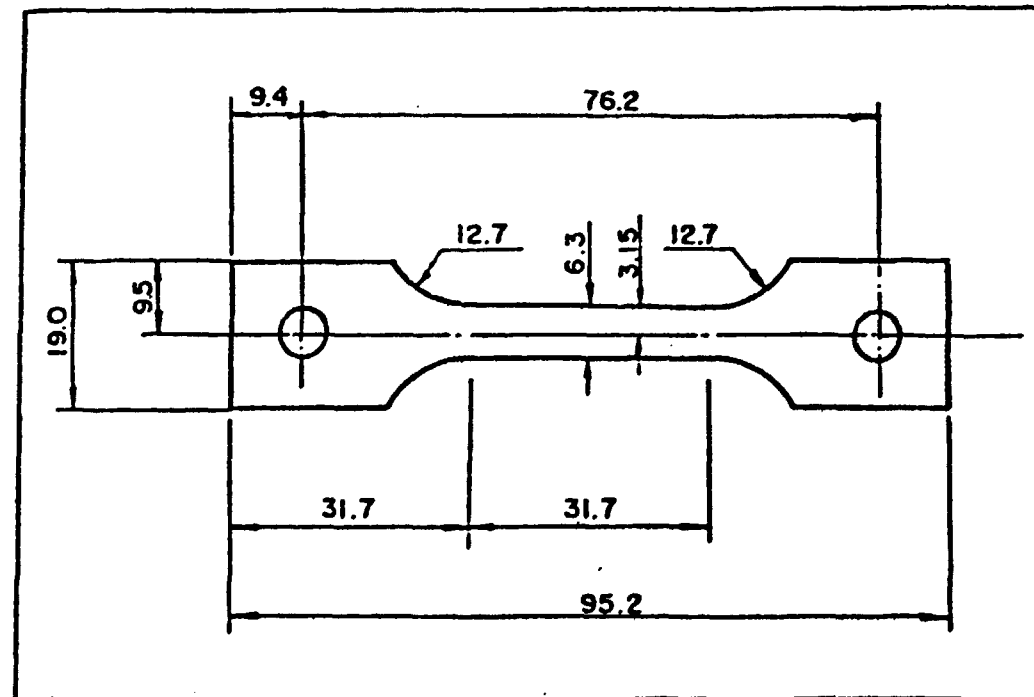


Figura 3.2.1.1 - Esquema das amostras do forno da Instron.

3.2.2 - Preparação metalográfica.

3.2.2.1 - Polimento mecânico : o desenvolvimento do polimento mecânico foi realizado com o material FF, que era o material de que se dispunha. Projetou-se e construiu-se um porta amostras para esta finalidade, com a colaboração do Sr. Rubens Cima Pezzo, perdeu-se uma grande quantidade de amostras nesta fase até que melhorou-se o projeto do porta-amostras. Desenvolveu-se um procedimento que deixava as amostras dentro de rígidas especificações (variação da espessura menor do que $\pm .3\%$ em todo o comprimento útil do corpo de prova)

O polimento consistia em montar o corpo de prova ainda com pequenas rebarbas da usinagem no porta-amostras e passá-lo com pressão leve (5 passes) numa lixa de carboneto de Si da Buehler, na direção longitudinal da amostra, num sentido e depois, invertendo o sentido, com a mesma pressão, passar o corpo de prova mais cinco vezes (a fim de evitar afinamentos num dos lados do eixo longitudinal). Após passar por toda a série normal de lixas do polimento metalográfico normal as amostras eram finalmente lixadas com uma pressão muito leve (alta velocidade) cerca de 30 passes em cada sentido, sempre manualmente, sobre um dispositivo de polimento plano com lixa 600 branca, até a obtenção de uma superfície especular.

Usou-se água deionizada misturada com um agente molhante. A experiência mostrou que o uso de um agente molhante é excelente para o polimento mecânico de grandes superfícies pois consegue-se um melhor polimento e mantém-se a amostra sempre limpa, facilitando o controle visual da superfície lixada. Neste trabalho usou-se Teepol 2, na falta deste, sabão líquido de limpeza.

3.2.2.2 - Polimento eletrolítico e anodização : foram desenvolvidos três tipos de células eletrolíticas para o polimento das amostras. A que apresentou melhores resultados era constituída por um tubo de aço inoxidável 304 com um diâmetro interno de 12 cm, o qual era colocado dentro de um Becker de 1 litro de capacidade. Este era colocado dentro de um isopor redondo com capacidade de 5 litros contendo gelo seco a fim de manter a temperatura do banho em torno de -15°C. A composição do eletrólito e as condições de polimento (melhores resultados) foram :

62 ml de ácido perclórico;
137 ml de água deionizada;
100 ml de butoxietanol (mono-butil-celossolve);
700 ml de álcool etílico;
Temperatura do eletrólito : - 15 5 C
Tensão (corrente contínua) : 14 a 20 V;
Tempo de polimento : 2 a 4 minutos.

Com a finalidade de se medir posteriormente o tamanho de grão depositou-se em algumas amostras de cada tipo uma camada epitaxial em uma das extremidades do corpo de prova, fora do comprimento útil. Para esta anodização usou-se o mesmo dispositivo do polimento eletrolítico. O eletrólito e as condições de anodização foram:

10 ml de ácido fluobórico a 48 %;
990 ml de água deionizada;
Temperatura do eletrólito : ambiente.
Tensão (corrente contínua) : 20 V;
Tempo de deposição : 2 minutos.

3.2.3 - Tratamentos térmicos.

3.2.3.1 - Alívio de distorções mecânicas nas amostras: todas as amostras foram aquecidas a cerca de 400°C durante 10 minutos e resfriadas ao ar. Foram então submetidas a uma compressão leve (esforço de 1.2 ton por amostra) entre duas placas de aço inoxidável

retificadas com a finalidade de evitar distorções oriundas dos processamentos mecânicos anteriores (laminação e usinagem) nas amostras.

3.2.3.2 - Recozimento das amostras: definiu-se um Estado Estrutural Padrão (EEP) como sendo aquele obtido pelo recozimento das amostras a $600 \pm 5^\circ\text{C}$ durante 2 horas e resfriamento no forno por 24 horas. Após obtido o EEP as amostras eram polidas cuidadosa e levemente na lixa #00 branda e depois submetidas ao polimento eletrolítico e à anodização. As amostras eram armazenadas num congelador a 0°C .

3.2.4 - Medições das amostras.

3.2.4.1 - Medidas do comprimento útil (L_0): o comprimento útil foi marcado sobre uma das faces da amostra através de um marcador padrão. As medidas foram realizadas em um perfilômetro Nikon, com aumento de 10 X. O desvio padrão foi da ordem de .05 % em 7 medidas e, por esta razão, não foi levado em conta como variável nos cálculos posteriores de propagação de erros, tendo-se adotado este erro como constante.

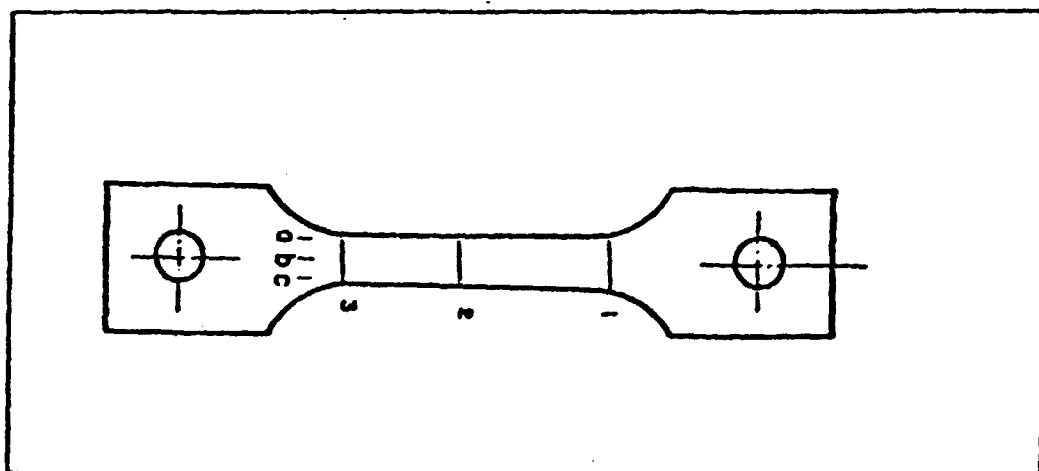


Figura 3.2.2 - Esquema das medidas da largura e da espessura.

3.2.4.2 - Medidas da largura (C): a figura 3.2.2 mostra esquematicamente como foram realizadas as medidas da largura e da espessura (B) das amostras. Estas foram realizadas nos lugares indicados na figura (aproximadamente) com um micrômetro de alta precisão marca Tesa, de ponta fina (diâmetro de 1.5 mm), com leitura mínima de .001mm. A largura está representada pelo símbolo C_i , onde o índice indica a região aproximada da medição, que sempre foi feita dentro do comprimento útil do corpo de prova. Em cada região foram feitas 3 medidas, resultando num total de nove medições.

3.2.4.3 - Medidas da espessura (B): como pode ser observado na fig. 3.2.2 a espessura está representada pelo símbolo B_i . As medidas foram tomadas nas regiões a, b e c da amostra, com a finalidade de levar em conta quaisquer abaulamentos resultantes dos processos de polimento mecânico e eletrolítico (total de 9 medições).

3.2.4.4 - Comentários finais : uma vez realizadas as medidas determinaram-se as médias e os desvios padrões para cada um dos parâmetros mencionados. Com este procedimento pode-se determinar o erro tanto da área inicial (A_0) quanto no comprimento útil inicial (L_0) e observar-se a influência destes nos cálculos das curvas tensão-deformação através da propagação de erros.

3.2.5 - Montagem das amostras nas garras .

Como o alumínio recozido é muito mole e pode sofrer grandes deformações plásticas de flexão e torção durante o manuseio para a montagem dos corpos de prova nas garras, após a perda de grande número de amostras, projetou-se e construiu-se com a colaboração do Senhor Rubens Cima Pezzo, um dispositivo para fixar as garras durante a montagem das amostras. Foram usadas as garras para altas temperaturas da Instron, mesmo nos ensaios à temperatura ambiente. O dispositivo permitia a montagem da amostra nas garras e a montagem destas ou diretamente na máquina ou na cápsula para alta temperatura do forno. Esta operação foi realizada inúmeras vezes (mais de 100) sem que se notasse qualquer esforço resultante sobre a amostra. Mesmo com todo este cuidado perdeu-se cerca de 20% dos corpos de prova durante a montagem.

3.2.6 - Montagem dos ensaios.

3.2.6.1 - Ensaios à temperatura ambiente : a temperatura ambiente oscilava entre 21 e 23°C e foi medida junto ao corpo de prova com um termômetro de Hg e com um termômetro de máxima e de mínima. A umidade do ar oscilava entre 60 e 80% de saturação e foi medida pelo termômetro de máxima e de mínima e por um barômetro também colocado junto ao corpo de prova. A variação por hora era de menos de 3%.

3.2.6.2 - Ensaios a alta temperatura : usou-se um forno de três zonas da própria Instron injetando-se argônio de alta pureza na cápsula onde estava montada a amostra. Devido ao atrito, retirou-se a junção superior da cápsula (O Ring) de maneira que a haste da garra pudesse fluir livremente quando bem centralizada. O fluxo positivo de argônio atuava no sentido de vedar a entrada de ar na cápsula. Notou-se que ensaios realizados com a junta de borracha mascaravam alguns resultados, produzindo cargas espúrias no sistema que, dependendo da velocidade de deslocamento do cabeçote móvel, podiam chegar a 15% da carga medida pela célula de carga. Evidentemente que a junção também amortecia os serrilhados que aparecem durante os ensaios (isto também foi testado).

Verificou-se a zona de aquecimento constante do forno pelo deslocamento lento e cerca de 20 paradas durante 5 minutos de um termopar devidamente calibrado de Pt-13%Pt.Rh, achando-se um comprimento de 50 mm onde a temperatura oscilava em cerca de 3°C em torno da temperatura do ensaio. Na zona central (cerca de 35 mm) esta oscilação era menor que 3°C. Usando-se um termopar mais fino de Chromel-Alumel (melhor resolução às baixas temperaturas usadas) verificou-se haver uma dispersão em torno de 1.4°C em torno da temperatura escolhida para o ensaio. Esta oscilação chegava a 1.8°C para a temperatura mais baixa de ensaio (100°C). Estas medidas eram

feitas toda semana no princípio deste trabalho e, após dois meses, passaram a ser feitas mensalmente.

3.2.7 - Plano dos experimentos.

3.2.7.1 - Temperaturas dos ensaios : programou-se realizar ensaios à temperatura ambiente, a 100, 200 e 300°C. Foram realizados alguns ensaios a temperaturas intermediárias (150 e 250°C), a 350 e 400°C. A estas duas últimas temperaturas a menor velocidade de deformação, fenômenos de fluência ou creep aconteceram e, por esta razão, estes ensaios não foram analisados, pois fugiam ao escopo deste trabalho.

3.2.7.2 - Velocidades de deslocamento : foram usadas 3 velocidades de deslocamento do cabeçote móvel da Instron. Estas, foram escolhidas de maneira a dar uma variação de duas ordens de grandeza entre a maior e a menor. Então, para a velocidade da ponte usaram-se : .005 mm/min; .05 mm/min e .5 mm/min. Estas velocidades são as mais comumente usadas na literatura e a última é a recomendada pelas normas como a mais razoável. Outra razão para esta escolha era a possibilidade de usar a mesma ampliação da carta registradora para todos os ensaios.

3.2.7.3 - Célula de carga: usou-se em todas as experiências uma célula de carga tipo GPM de 500 kg. Esta é automaticamente calibrável na Instron 1115. Foram colocados pesos padrões na garra e verificou-se que o erro máximo quando em repouso era melhor do que 0,05% na escala mais sensível de 10 kg. Usou-se sempre este fundo de escala através da supressão de zero (nesta máquina pode-se calibrar esta supressão em dez faixas, até 100 kg, no caso de desejar-se realizá-la de 10 em 10 kg). Outro dispositivo permitiu medições com fundo de escala de 1, 2 e 5 kg, ampliando consideravelmente a sensibilidade da célula de carga.

3.2.7.4 - Carta registradora : a carta registradora do modelo da Instron usada (1115) e da marca Hewlet-Packard é de alta precisão. Ela registra, normalmente, a carga contra o tempo. A velocidade da mesa sendo constante assim como a velocidade de deslocamento da ponte móvel, permite o cálculo da deformação do sistema máquina-amostra. É, pois, fundamental que se saiba o erro cometido no avanço do papel em cada velocidade da carta. Para isto foram realizadas cerca de 20 experiências com cronômetro eletrônico que permitia leitura de centésimos de segundos (erro de dois minutos por ano de funcionamento, como verificado posteriormente). Os testes foram realizados às velocidades mais usadas e não apresentaram erro detectável em nenhuma delas. No entanto o papel gráfico fornecido pela Instron mostrou erros de dois tipos : (a) o papel fornecia um erro de leitura de 4 mm por m de papel; (b) o erro tinha uma distribuição bimodal, ou seja, em um metro de papel no sentido do comprimento, apareciam duas regiões onde o erro aumentava e diminuía para aumentar novamente. Estes erros são oriundos da impressão do papel gráfico. Para evitar estes tipos de erros os dados foram tomados através de uma régua de aço padronizada, com a qual se traçavam marcas de referência na carta antes da medição. Este procedimento foi tomado apenas em relação à região da deformação plástica. Na zona elástica de deformação desenvolveu-se uma outra técnica.

3.2.7.5 - Coleta de dados : inicialmente programou-se fazer a

aquisição de dados num digitalizador HP gentilmente cedido e devidamente programado pelo Dr. Candido Pinto de Mello, Diretor da Informática do Instituto do Coração. Contudo, por melhor que se usasse o equipamento, este não fornecia a resolução que era necessária, principalmente na região elástica de deformação. Na região plástica o erro na carta induzia maiores erros no digitalizador. Isto posto, partiu-se para outra aproximação. Em primeiro lugar, dividir as medições em duas partes; em segundo lugar medir cada parte com instrumentos diferentes de acordo com o grau de precisão que se fazia necessário.

3.2.7.5.1 - Aquisição de dados na região elástica: foi realizada com o uso de um perfilômetro Nikon. Projetou-se e construiu-se com a ajuda do Sr. Rubens C. Pezzo um dispositivo de lucita que permitia centralizar a carta registradora na mesa do instrumento. Usou-se uma objetiva de 10 X por ser a mais adequada ao trabalho em vista. Desenvolveu-se uma tabela onde se anotavam as leituras dos micrômetros X e Y e que facilitava os cálculos.

Este sistema foi usado para coletar os dados dos ensaios realizados com extensômetros e com extensômetros de resistência tendo se mostrado extremamente útil. Para testar o sistema traçou-se uma linha reta numa folha de papel gráfico e verificou-se que o erro na tangente de uma regressão linear era menor que .2% e o coeficiente de correlação (R^2) era melhor do que .9999. Estes dados foram tomados 12 vezes.

3.2.7.5.2 - Aquisição de dados da região plástica: como dito acima, usou-se uma régua de aço graduada para riscar marcas de referência na carta registradora. Antes a régua fora medida no perfilômetro e achou-se um erro menor do que .5 mm a uma temperatura constante de 20°C mantida por um aparelho de ar condicionado. Todas as marcas e medidas nas cartas foram realizadas nas mesmas condições ambientais.

As medidas foram feitas com uma lupa graduada em décimos de mm, e sua objetiva permitia um aumento de 7 X, o que permitia medir a carga com um erro menor que 1/12 da menor graduação do papel. O erro na escala horizontal (largura) da carta era menor que 0.1%.

3.2.7.6 - Ensaios com extensômetros: foram planejados com a finalidade de determinar o módulo de elasticidade das amostras à temperatura ambiente. Estes ensaios foram realizados principalmente sobre as amostras AE porque já estavam preparados na ocasião em que se resolveu testar a teoria da Multielasticidade Quantizada de Bell. Usou-se um extensômetro de alta resolução (ampliação de 1000 X) da Instron, tipo GPM-11-M. O grande problema do uso deste instrumento nas máquinas modelo 1115 era que não se podia registrar o tempo, pois não se dispunha do sistema de duplas penas. Porém, para a determinação do módulo de elasticidade é muito útil. Outro problema com este sistema era a falta de capacidade de registrar a carga com segurança em outros equipamentos devido à baixa amplificação disponível.

3.2.7.7 - Ensaios com extensômetros de resistência : foram planejados a fim de medir com segurança tanto a deformação da amostra quando a do sistema máquina+amostra. Foram usados extensômetros do tipo KFR-5-C1-11, marca KICWA, gentilmente cedidos pelo Dr. Fajalah da Divisão de Mecânica dos Solos do Departamento de Geo-Ciências do Instituto de Pesquisas Tecnológicas, o qual forneceu todo o

equipamento para as medições necessárias além de prestar todo apoio possível durante cerca de 15 dias com toda sua equipe constituída por dois Engenheiros Eletrônicos e de um Técnico em Eletrônica (não só montaram todo o equipamento como colaboraram em toda monitoração dos ensaios).

Foram colados dois extensômetros, um em cada lado do corpo de prova a fim de evitar problemas oriundos de flexão. Os extensômetros tinham um comprimento padrão de 5mm e eram auto compensáveis em relação ao aço a variações de temperatura. Por isto, foram montados mais dois extensômetros fantasmas ligados aos outros, junto ao corpo de prova, para compensar a temperatura para o alumínio e montou-se uma câmara de acrílico em torno da amostra e das garras como prevenção para sinais espúrios advindos de lufadas de ar. Estes ensaios foram realizados em amostras do tipo FF.

3.2.7.8 - Metalografia : foram planejados vários estudos metalográficos em conjunto com os ensaios mecânicos. Em primeiro lugar foram preparadas amostras para determinação do tamanho de grão. As amostras do tipo PP e AF não precisaram ser anodizadas para estas determinações (embora as extremidades dos corpos de prova de tração tivessem sofrido este tratamento, sem exceção).

Foram feitos inúmeros estudos das faixas de deformação mas não se encontrou nada que não estivesse citado na literatura. Não haviam nem meios nem recursos disponíveis para estudar as faixas de deformação in situ durante o ensaio e, por esta razão, resolveu-se abandonar este caminho.

3.2.7.9 - Cálculos e gráficos : foram planejados em primeiro lugar para calculadoras de mesa tipo Wang ou HP-9810. No entanto, a análise dos ensaios foi aumentando de complexidade de tal maneira que resolveu-se partir para o uso do IPM/370-158 do IPEN. A equipe de Apoio Científico chefiada pelo Professor Antonio Gouveia foi de uma dedicação a toda prova, principalmente o Eng. Luciano Dias e o Estatístico Rogério Bello. O programa realizado pode ser dividido em dois sistemas. O primeiro analisa os dados da carta registradora, calcula uma série de parâmetros (em sua última versão dispõe de 44 parâmetros) e fornece um relatório com os dados completos do ensaio. O segundo é um programa interativo e faz os gráficos num terminal gráfico Tektronix modelo 4010, permitindo a análise das curvas diretamente do vídeo. Acoplado a este sistema dispõe-se ainda de um traficador da mesma marca que permite desenhar os gráficos diretamente para publicação. A descrição do sistema como um todo está contida no apêndice B e os programas desenvolvidos estão listados no apêndice C.

IV. - RESULTADOS EXPERIMENTAIS.

IV.1 - TAMANHO DE GRÃO.

O tamanho de grão foi obtido em algumas amostras pelo método das intersecções. A tabela IV.1.1 mostra os resultados das medidas.

Tabela 4.1.1 - Tamanho de grão das amostras ensaiadas. A composição destes materiais está disposta na tabela III.1.

MATERIAL	T. G. (mm)	Desvio Padrão (mm)
PP	1,050	0,200
AF	1,200	0,220
FF	0,120	0,018
AE	0,250	0,065

IV.2 - ENSAIOS DE TRAÇÃO: A REGIÃO ELÁSTICA.

4.2.1 - Ensaios com Extensômetro de Facas.

Como o módulo de elasticidade não é muito sensível à variação de composição, escolheu-se a liga AE para realizar os ensaios com extensômetro a fim de verificar a existência dos módulos de elasticidade previstos por Bell /Opera cit./. As figuras 4.2.1 a 4.2.6 mostram os resultados obtidos e as tabelas 4.2.1 e 4.2.2 apresentam os módulos e os erros na sua determinação e em relação aos valores previstos pela teoria.

Na Tabela 4.2.1, na primeira coluna, de cima para baixo, aparece o ensaio, a temperatura em que o mesmo foi realizado e a velocidade da ponte em mm/min. A segunda coluna dispõe a ordem em que foram as retas em cada ensaio. Da terceira coluna em diante seguem-se:

PI : ponto inicial (onde começa cada reta);
 PF : ponto da curva onde termina cada reta (ponto final da reta);
 N : número de pontos que pertence a cada reta;
 FORA : ordem dos pontos que por algum motivo não entraram na regressão;
 FI : força ou carga inicial da reta;
 FF : força ou carga final da reta.

A Tabela 4.2.2 apresenta a análise estatística dos dados identificados na Tabela 4.2.1. É evidente que para realizar esta análise houve que se adotar uma série de critérios. Para cálculo dos parâmetros estatísticos usaram-se equações citadas na bibliografia

/366-371,384-387/.

Tabela 4.2.1 - Identificação dos ensaios e condições em que foram realizados. Notem-se o número de pontos que entraram em cada regressão e o ponto inicial e final de cada reta.

ENSAIO Vp T(C)	RETA	Fi	Pf	N	FORA	Fi kg	Pf kg
AE-1 0.05 21	1	5	39	29	17,18 22,23 31,35	2.8	9.8
	2	42	57	10	43,44 52,54 55,56	10.4	13.4
	3	61	79	16	65,66 73	14.2	17.8
	4	78	87	10	—	17.6	19.4
	5	88	96	7	90,93	19.6	21.6
AE-2 0.050 21	1	8	19	12	—	3.0	8.5
	2	22	46	25	—	10.0	22.0
AE-3 0.005 21	1	1	12	8	8, 9 10,11	0.5	6.0
	2	14	38	20	16,20 22	7.0	19.0
	3	38	49	10	39,43	19.0	24.45
AE-4 0.005 21.5	1	6	48	43	—	1.8	18.6
	2	53	62	8	55,56	20.6	24.0
AE-5 0.050	1	1	51	51	—	0.6	19.8
	2	53	60	7	—	21.4	24.2
AE-7 0.500 21.5	1	1	18	18	—	1.5	18.5
	2	18	23	6	—	18.5	23.5

Em alguns ensaios, principalmente os ensaios AE-1 e AE-3, figuras 4.2.1 e 4.2.3, houve certa dificuldade em localizar a melhor reta que representasse alguns trechos, essencialmente os iniciais. Escolheu-se então um critério para determiná-los, que pode ser resumido como segue:

1. Só é aceitável como representativa de um trecho a reta que apresente um coeficiente de determinação no mínimo igual a 0,999;

2. Se, num certo intervalo, nota-se que um ponto está muito distante da reta média, abandona-se o ponto no cálculo;

3. A análise dos resíduos deve apresentar resultados aleatórios /384-387/.

Tabela 4.2.2 - Resultados da análise estatística (regressão linear) segundo os critérios estabelecidos neste trabalho.

ENSAIO	r	b kg	m kg	Sm	R	E kg/mm ²	SE	EB kg/mm ²	dE %	s
	1	1,5172	3990	0,0082	0,9991	8838	0,0112	8825	+0,15	10
	2	2,2616	3250	0,0148	0,9991	7199	0,0178	7206	-0,10	11
AE-1	3	5,7938	2205	0,0107	0,9992	4883	0,0136	4804	+1,66	13
	4	8,2608	1743	0,0142	0,9991	3860	0,0172	3922	-1,55	14
	5	11,888	1164	0,0154	0,9991	2579	0,0184	2615	-1,37	16
	1	0,4400	3932	0,0134	0,9991	8712	0,0164	8825	-1,29	10
AE-2	2	1,3057	3266	0,0075	0,9994	7236	0,0105	7206	+0,43	11
	*1	-0,080	3165	0,0099	0,9997	7012	0,0137	7206	-2,69	11
AE-3	1	0,4085	3279	0,0062	0,9996	7264	0,0114	7206	+0,81	11
	2	3,6913	2682	0,0102	0,9996	5942	0,0137	5942	+0,99	12
	1	1,0272	3251	0,0050	0,9997	7202	0,0072	7203	-0,02	11
AE-4	2	7,1800	2210	0,0159	0,9992	4897	0,0197	4802	+1,97	13
	1	0,7021	3262	0,0041	0,9996	7227	0,0076	7203	+0,33	11
AE-5	2	7,6711	2228	0,0135	0,9995	4935	0,0170	4802	+2,77	13
	1	1,1468	3264	0,0064	0,9997	7231	0,0102	7206	+0,35	11
AE-7	2	3,4661	2664	0,0201	0,9992	5903	0,0239	5883	+0,33	12

Na Tabela 4.2.2, na primeira coluna, aparece a sigla do ensaio, igual à que foi usada na Tabela 4.2.1. A segunda coluna fornece a ordem da reta como na tabela anterior. A partir da terceira coluna têm-se os seguintes valores calculados:

b : interseção da reta com o eixo das ordenadas (carga);

m : valor da tangente;

Sm : erro relativo no cálculo da tangente;

R : coeficiente de determinação da regressão linear;

E : módulo de elasticidade ou de Euler experimental ($E = mL_0/A_0$);
 SE : erro relativo de E ;
 EB : módulo de Euler calculado segundo a equação de Bell;
 dE : diferença (%) entre o módulo experimental e o previsto por Bell;
 s : primeiro número quântico da equação de Bell.

Nestes ensaios o segundo número quântico da equação de Bell sempre tomou o valor $p = 0$.

Na figura 4.2.3 nota-se que aparecem duas retas com a mesma tangente. Isto aconteceu porque no ensaio AE-3 apareceu uma vibração espúria no gráfico (em outros ensaios, 3 ou 4, também apareceram estes pulos no gráfico, com as mesmas características, ou seja, após o evento a tangente continuava a mesma). Como não se sabe a origem deste fato, se devido à máquina, ao sistema de registro eletrônico ou ao corpo de prova, resolveu-se deixá-lo documentado neste trabalho.

A figura 4.2.1 acusa a presença de 5 retas no primeiro ensaio realizado. A amostra se encontra no Estado Estrutural Padrão (EEP) definido anteriormente, no qual foi recozida 2 horas a 600°C e resfriada no forno por 24 h. Os pontos determinados experimentalmente aparecem como pequenos círculos abertos e as linhas cheias representam as tangentes determinadas pelas regressões lineares. Estes coeficientes multiplicados por uma constante (L_0/A_0) forneceram os módulos de elasticidade que são mostrados na Tabela 4.2.2. A letra s é o primeiro número quântico da equação de Bell e aparece na figura com os valores correspondentes às retas. Os dados usados nas figuras (nesta e nas seguintes) retratam fielmente os resultados obtidos na carta registradora da máquina e foram computados com todo cuidado possível no perfilômetro citado no Capítulo anterior. Pode-se observar, feita esta ressalva, que ocorrem várias perturbações, principalmente nas duas primeiras retas. Note-se também que da primeira para a segunda reta ($s=10$ e $s=11$, respectivamente) ocorre um pulo, diferente do citado anteriormente (vide Figura 4.2.3 adiante), uma vez que, após o mesmo, há uma mudança concomitante do s e, portanto, do módulo (a tangente experimental obtida por regressão retrata o fato). Isto mostra que a mudança de direção, neste caso, é brusca. Da segunda para a terceira tangente ocorre mais uma vez o fenômeno. A partir da terceira tangente não acontecem mais estas mudanças abruptas. É importante verificar que a primeira mudança de direção ocorre a 9,8 kg de carga e que o primeiro módulo não é o mais estável, isto é, o módulo mais conhecido do Al (7200 kg/mm^2), e sim um valor cerca de 22% superior a este, correspondendo a $s=10$. Note-se também que enquanto o módulo para $s=10$ (8839 kg/mm^2 como determinado nesta experiência, contra 8825 kg/mm^2 previsto pela teoria de Bell para $s=10$) tem um intervalo de existência de cerca de 9 kg, o módulo normal ocorre num intervalo de carga de apenas cerca de 3kg. Observe-se ainda que com o aumento de s os intervalos tendem a diminuir, o que mostra uma maior inclinação da curva carga versus deformação.

Neste ensaio permitiu-se que uma pequena deformação plástica de 0,0173% ocorresse (correspondendo a um alongamento de 0,004322 mm) com a finalidade de observar seu efeito sobre os valores dos módulos e/ou sobre a distribuição ordenada dos mesmos. Esta deformação foi medida no perfilômetro e calculada pela carta registradora, os dois métodos fornecendo praticamente o mesmo resultado. Esta deformação permanente foi levada em conta no cálculo da nova área para o ensaio seguinte.

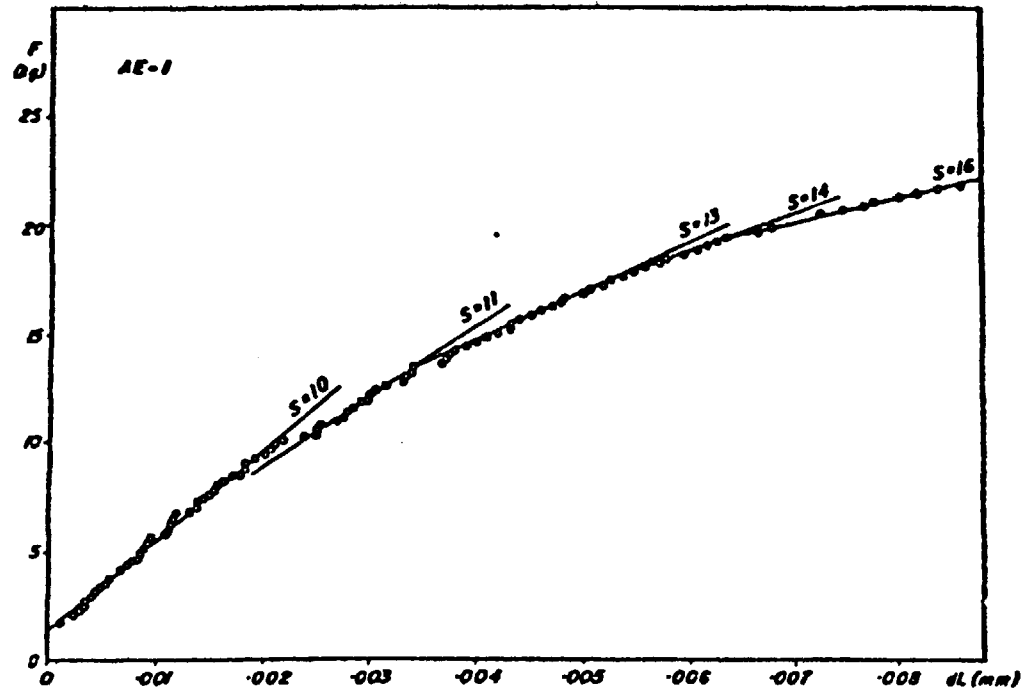


Figura 4.2.1 - Ensaio AE-1, $V_p=0,05\text{mm/min}$. Nota-se a existência de cinco módulos. Neste ensaio permitiu-se uma pequena deformação plástica da ordem de 0,0173%, correspondente a um alongamento de 0,004322 mm.

A Tabela 4.2.3 mostra os valores de L_0 , A_0 e V_p em cada ensaio. Houve também uma pequena deformação plástica no segundo ensaio, o que pode ser visto na figura 4.2.2, a seguir.

Tabela 4.2.3 - Valores de L_0 , A_0 e V_p .

ENSAIO	AE-1	A2-2	AE-3	AE-4	AE-5	AE-7
$L_0(\text{mm})$	25,000	25,000	25,000	25,000	25,000	25,000
$A_0(\text{mm}^2)$	11,2873	11,2846	11,284	11,284	11,284	11,284
$V_p(\text{mm/min})$	0,050	0,050	0,005	0,005	0,050	0,500

Na figura 4.2.2 pode-se ainda observar a perturbação da região inicial da deformação elástica, até cerca de 2 kg de carga (deformação menor do que 0,0005 mm). Estes valores não podem ser resolvidos pelo extensômetro usado pois estão no limite de resolução do sistema. Seria bom lembrar que o extensômetro usado tem um comprimento padrão de 25 mm, que corresponde a 250 mm na carta registradora. Com o perfilômetro pode-se medir até 0,02 mm com confiança e boa reprodutibilidade, o que equivale a cerca de 0,0001 % de resolução. Note-se que a primeira tangente persiste até uma carga próxima de 17 kg, correspondendo a um módulo de 9712 kg/mm^2 (experimental) ou a 9825 kg/mm^2 para $s=10$, $p=0$, como previsto pela teoria de Bell.

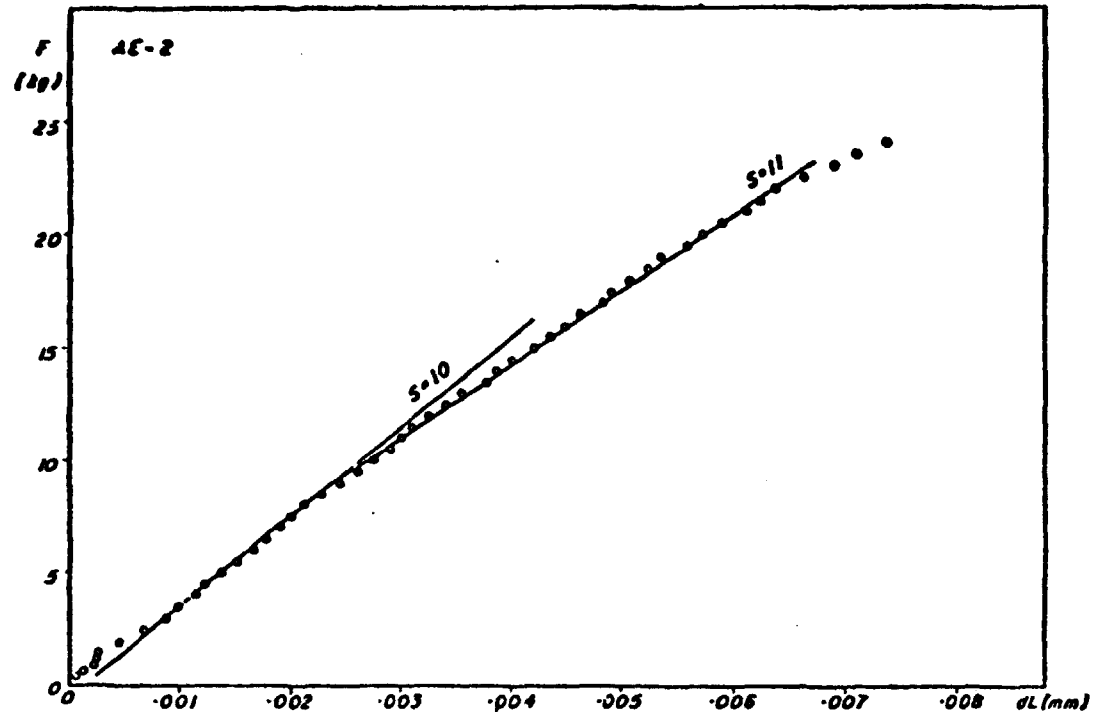


Figura 4.2.2 - Ensaio AE-2; $V_p = 0,05$ mm/min. A partir deste ensaio só apareceram dois módulos, possivelmente por causa da pequena deformação plástica do primeiro ensaio. Os dois módulos iniciais do primeiro ensaio ($s=10$ e $s=11$) estão presentes.

Observe-se também que no primeiro ensaio o intervalo de existência do módulo para $s=11$ (módulo mais estável do alumínio) é de 10,4 a 13,4 kg, enquanto no segundo é bem maior, de 10 a 22 kg. Outra diferença é que após este módulo não existe mais nenhum no segundo ensaio, enquanto no primeiro ainda ocorrem três. Tudo se passa como os três módulos houvessem sido substituídos por um único, por sinal o mais estável. Não deve deixar de ser notado que o intervalo de existência destes três módulos é praticamente o mesmo do intervalo onde o módulo mais estável ocorre.

A figura 4.2.3 apresenta um fato experimental muito interessante. Entre a carga de 0,5 a 6,0 kg ocorrem inúmeras perturbações, até que, de repente, a curva dá um pulso para um nível mais alto, sem perder, contudo, o paralelismo. Este fenômeno acontece a um alongamento de cerca de 0,002 mm, que é onde ele ocorre para o primeiro ensaio. O módulo correspondente à tangente é o mais estável ($s=11$) neste terceiro ensaio. A partir do salto o módulo continua operando até cerca de 19 kg, sem que haja qualquer mudança. Neste valor em diante (até 24,45 kg) há uma mudança brusca de 7264 para 5422 kg/mm². Não se permitiu qualquer deformação plástica neste ensaio.

A única diferença deste ensaio (do ponto de vista das condições experimentais) é a variação da velocidade de deslocamento da ponta que passou de 0,050 para 0,035 mm/min. Isto não evitou que acontecessem as perturbações, as quais, de resto, também aconteceram nos dois ensaios seguintes (com características diferentes) e foram responsáveis pela perda do sexto ensaio, sendo que, neste caso, pôde-se detectar a causa (a máquina usada tem dois intervalos de velocidades, de tal maneira que a faixa de velocidades maiores tem sua menor velocidade coincidente com maior do intervalo de baixas velocidades. Usando-se a maior velocidade desta faixa ocorrem

vibrações em todo o sistema que são captadas pela carta registradora).

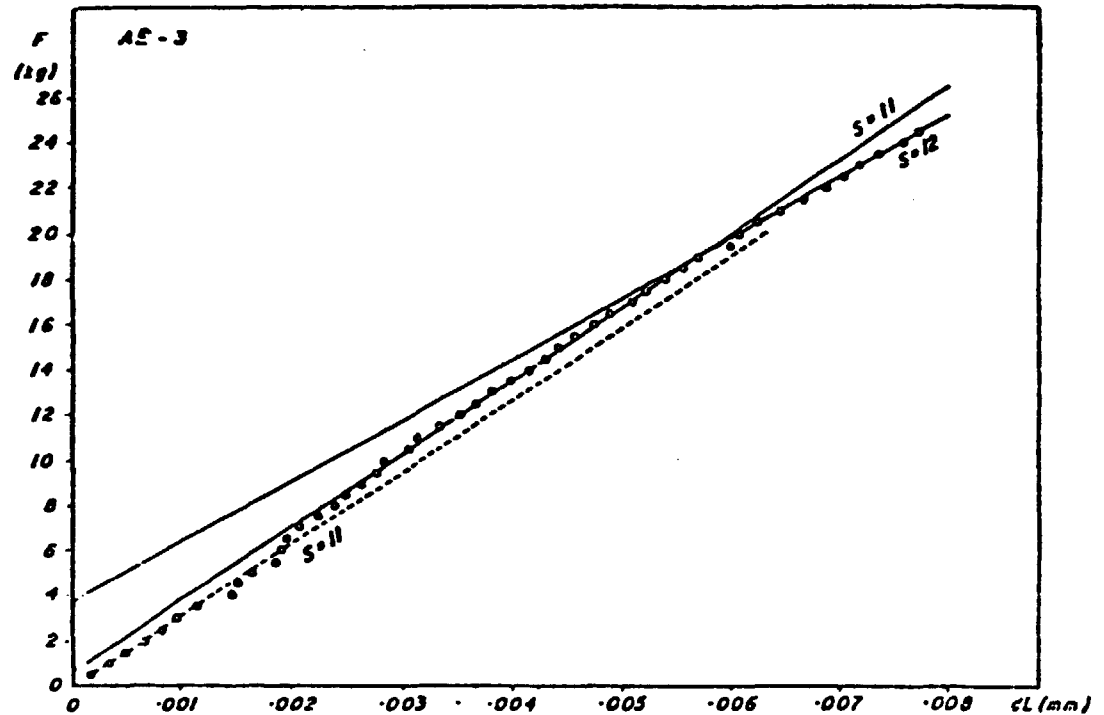


Figura 4.2.3 - Ensaio AE-3; $V_p = 0,005$ mm/min. A cerca de 6,0 kg a tangente salta para outra posição. Vide texto para uma análise mais completa.

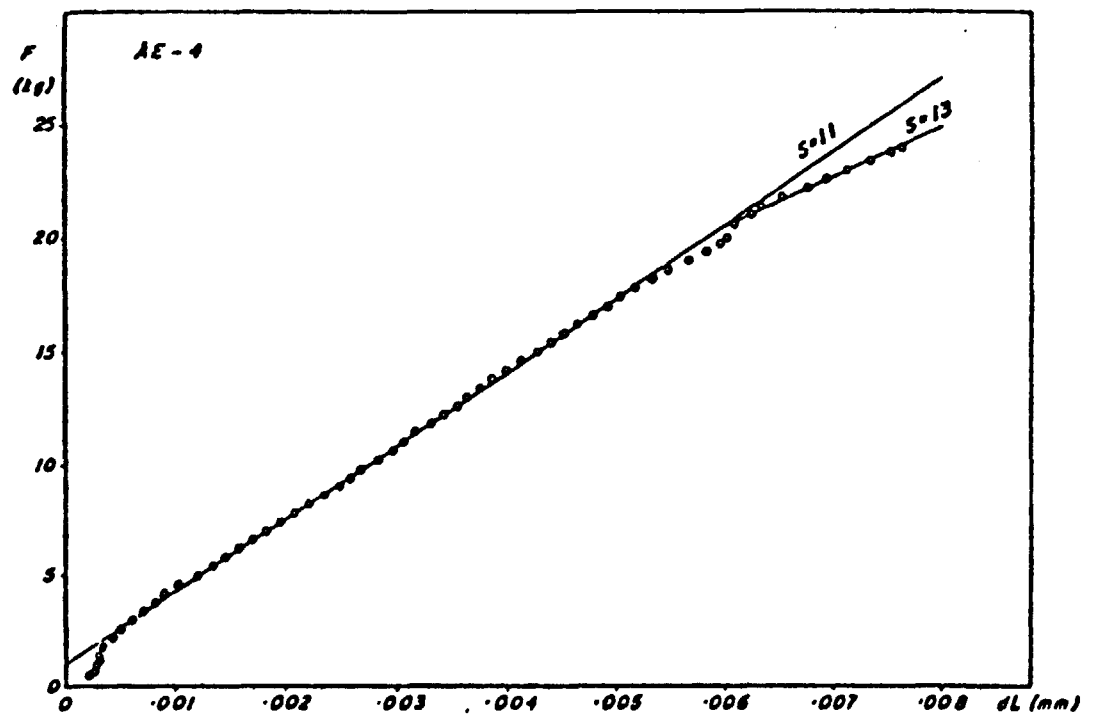


Figura 4.2.4 - Ensaio AE-4; $V_p = 0,005$ mm/min. Note-se a perturbação que acontece logo no início do ensaio. A tangente corresponde ao módulo mais estável ($s=11$). O intervalo de operação deste módulo finda a um nível de carga de 18,6 kg, identicamente ao terceiro ensaio, mas o outro módulo é diferente ($s=13$ em vez de $s=12$).

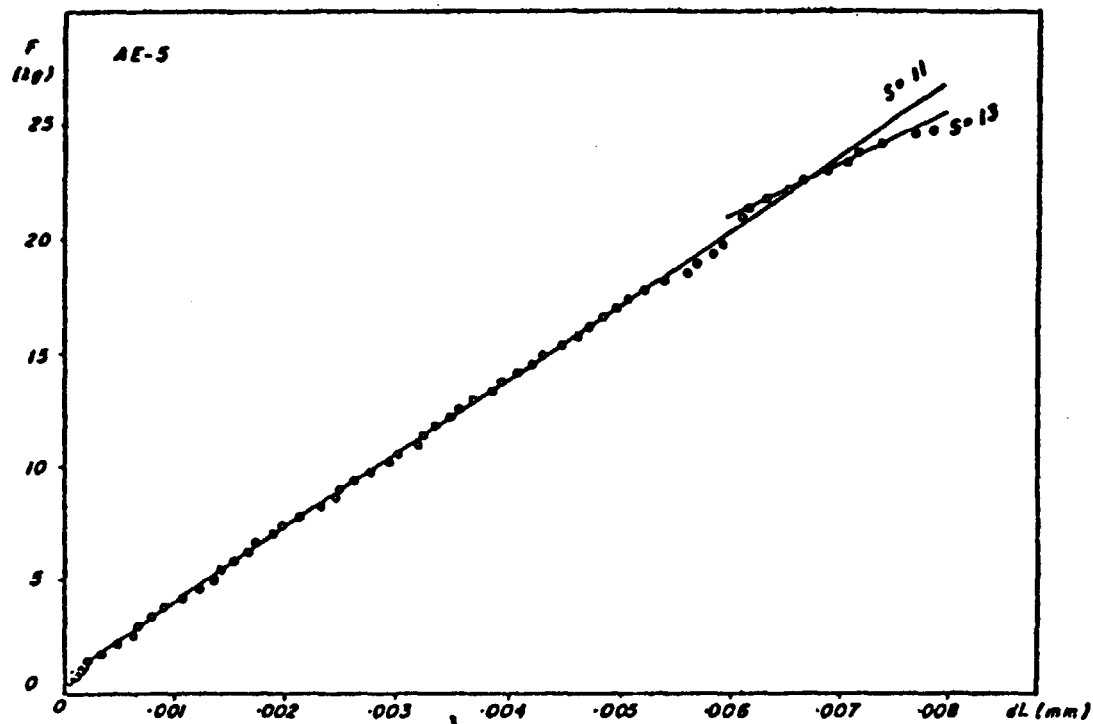


Figura 4.2.5 - Ensaio AE-5; $V_p = 0,05$ mm/min. A carga máxima (19,9 kg) é praticamente igual à dos dois ensaios anteriores. O aumento da velocidade de deformação não alterou a distribuição dos módulos.

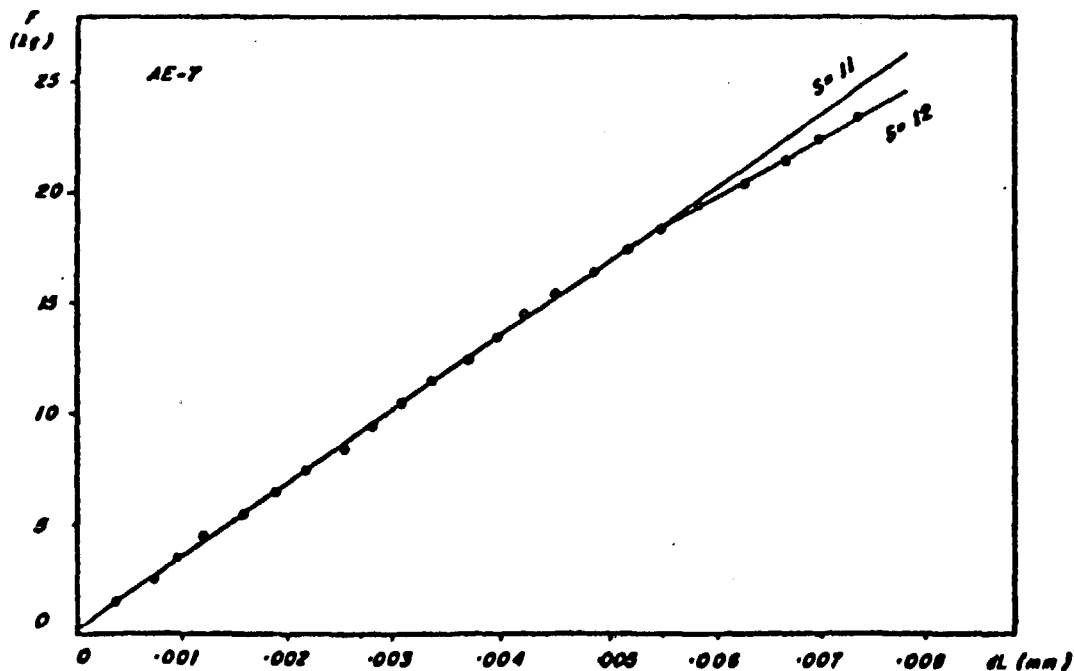


Figura 4.2.6 - Ensaio AE-7; $V_p = 0,50$ mm/min. Neste ensaio a velocidade de deformação foi aumentada uma ordem de grandeza em relação ao ensaio anterior e duas ordens de grandeza em relação ao quarto ensaio. A mudança de módulo se deu um pouco mais abaixo e o segundo módulo assumiu o valor correspondente a $s=12$.

A figura 4.2.4 mostra duas tangentes. A primeira corresponde ao módulo mais estável ($s=11$) e a segunda corresponde ao terceiro módulo do primeiro ensaio ($s=13$). O intervalo de carga para o módulo mais estável é praticamente igual ao anterior, sendo que não acontece

o salto da tangente para outro nível de carga e deformação. No fim do seu intervalo de resistência, porém, há um desvio (a cerca de 0,0054 mm de alongamento) da reta tangente a qual, logo depois, muda de direção. Observe-se que a velocidade de deformação deste ensaio é a mesma do ensaio anterior.

A figura 4.2.5 mostra o gráfico obtido no quinto ensaio. A velocidade de deformação foi novamente mudada, sendo agora 10 vezes maior que a anterior (e igual à dos dois primeiros ensaios). As perturbações do início do ensaio estão praticamente ausentes. No mais houve um comportamento semelhante ao ensaio anterior. O intervalo de carga é praticamente o mesmo para o módulo mais estável ($s=11$), sendo delimitado por 0,6 e 19,8 kg.

A figura 4.2.6 mostra os resultados do ensaio AE-7. Neste ensaio, surpreendentemente, não aconteceu nenhuma perturbação. O intervalo de carga (1,5 a 18,5) é ainda praticamente o mesmo dos ensaios anteriores. A mudança brusca ocorre a uma carga inferior à do quinto ensaio (cerca de 1,3 kg). A partir desta o módulo assume o valor correspondente a $s=12$, diferentemente do quinto e do quarto ensaio, onde $s=13$.

4.2.2 - Ensaios com Extensômetros de Resistência (Strain Gages).

Para este tipo de ensaios foram usados os materiais de sigla FF e PP, uma vez que poderiam fornecer informações importantes sobre o comportamento dos módulos tanto do Al comercialmente puro quanto do Al de alta pureza. Como não se dispunha de muitos extensômetros, acreditou-se que estas informações também seriam válidas para o material intermediário, o Al puro (sigla AF).

A Tabela 4.2.4 mostra os resultados experimentais para cinco ensaios, sendo que os três primeiros foram feitos com uma amostra de Al comercialmente puro e os dois últimos com uma de Al de alta pureza.

Os três primeiros ensaios foram feitos consecutivamente, sendo permitido o aparecimento de uma pequena deformação plástica entre cada ensaio e o anterior. Do quarto para o quinto, realizados sobre Al de alta pureza, não se permitiu que houvesse qualquer deformação plástica. Todos os ensaios foram feitos à velocidade de deslocamento de 0,05mm/min, que se mostrou a mais adequada para o sistema de medição eletrônico disponível.

A tabela mostra alguns resultados um pouco inesperados. Por exemplo, o ensaio S610 apresenta um primeiro módulo igual ao módulo mais estável, $E = 7190 \text{ kg/mm}^2$, comparável ao valor de $E_B = 7206 \text{ kg/mm}^2$ calculado pela equação de Bell para $s=11$, $p=0$, com uma diferença mínima. Note-se que 20 pontos entraram no cálculo da tangente, e esta foi a que apresentou melhor coeficiente de correlação (maior) e menor desvio padrão. Um fato inusitado acontece na segunda tangente calculada segundo os critérios estabelecidos anteriormente. A melhor tangente que se apresentou após extensivo cálculo estatístico corresponde a um módulo cujo valor pode ser dado por $s=11$, $p=1$, o que não era de se esperar, uma vez que os resultados anteriores indicam sempre $p=0$ para o alumínio recozido, e os resultados da literatura /20,21/ mostram a mesma tendência. Isto pode indicar a presença de alguma deformação plástica da amostra. Experiências posteriores mostraram ser praticamente impossível colar

os extensômetros de resistência sem causar deformações no corpo de prova. A única solução experimental viável seria colar os sensores antes do tratamento térmico cu, ao menos, realizar um tratamento térmico de alívio de tensões logo após a colagem. Como dito anteriormente, as previsões dadas pela equação de Bell são válidas apenas para materiais no Estado Estrutural Padrão (EEP).

Tabela 4.2.4 - Resultados dos ensaios realizados com extensômetros de resistência. A tabela é idêntica à tabela anterior. Os resultados serão analisados em mais profundidade através dos gráficos.

ENSAIO	CARGA kg	PONTOS	E kg/mm ²	R ²	EB kg/mm ²	ERRO %	S	P
SG10	0.05-3.97	1-20	7190	0.999961	7206	0,30	11	0
	3.97-5.78	20-25	6497	0.999916	6507	1,20	11	1
	5.78-7.22	25-29	5867	0.999636	5880	0,40	12	0
	7.22-9.33	29-35	4793	0.998849	4800	0,24	13	0
SG11	0.22-10.03	1-25	7166	0.999967	7201	0,22	11	0
	10.03-13.26	25-32	6104	0.999727	5879	2,34	12	0
	0.32-3.91	6-16	6974	0.999900	7201	2,65	11	0
SG12	3.91-10.32	6-30	6500	0.999672	6507	0,01	11	1
	10.32-13.69	30-37	6048	0.999765	5867	2,58	12	0
SGP10	1.11-7.43	5-21	7220	0.999559	7249	0,40	11	0
	7.41-9.57	21-26	6464	0.999977	6525	0,95	11	1
SGP11	0.19-4.15	1-12	8070	0.999917	8064	0,08	10	1
	4.58-8.16	13-21	7301	0.999823	7249	0,71	11	0
	8.16-10.35	21-26	6526	0.999627	6583	0,88	11	1

Quando foram realizadas estas experiências não se dispunha de extensômetros resistentes a alta temperatura (é possível encontrar no mercado internacional extensômetros resistentes até a 500°C com colas apropriadas para uso a aproximadamente a mesma temperatura), que evitariam este problema. Além disto o sistema de leitura das cartas (o único de que se dispunha com a precisão requerida para as medidas realizadas) era de certa forma precário e muito cansativo. É possível que haja erros de medição apesar dos cuidados tomados. A leitura de todas as cartas apenas leva cerca de 25 horas úteis. Como há que se ler a carta registradora da Instron e a carta usada para registrar a deformação, ambas em função do tempo, a primeira leitura geral leva cerca de 50 horas por ensaio. Para facilitar a tarefa usou-se uma máquina de calcular de bolso com alguns programas para converter a leitura do perfilômetro em dimensões das cartas, além de fazer uma

verificação dos espaçamentos entre dois pontos consecutivos. Após a primeira leitura era realizada uma outra para verificar se os espaçamentos coincidiam. Nos primeiros gráficos gastou-se cerca de 120 horas por ensaio. A partir do método desenvolvido conseguiu-se medir o ensaio SGP0, com apenas 27 pontos, em cerca de 45 horas. A única solução em termos ergonômicos seria um sistema de aquisição de dados automático, uma vez que os digitalizadores existentes não fornecem uma resolução adequada para este tipo de medida. Ainda sobre o segundo módulo, a tabela mostra que seu valor é previsto na equação de Hall, só que o valor de μ , que representa um certo fator estrutural /20,21/, é diferente do referido nas referências citadas.

O segundo ensaio (SG11) apresenta valores previstos na citada equação, também com boas aproximações. Já o terceiro apresenta sua segunda tangente correspondendo a um valor de $p=1$ com uma aproximação excelente.

Se o manuseio dos corpos de prova da serie FF é muito difícil, muito pior é trabalhar com o Al de ultra pureza, de sigla PP. Os ensaios SGP10 e SGP11, realizados com este material mostraram novamente o aparecimento de valores de $p=1$. A presença destes módulos no segundo ensaio das séries não seria tão anormal, uma vez que a amostra já havia sido deformada.

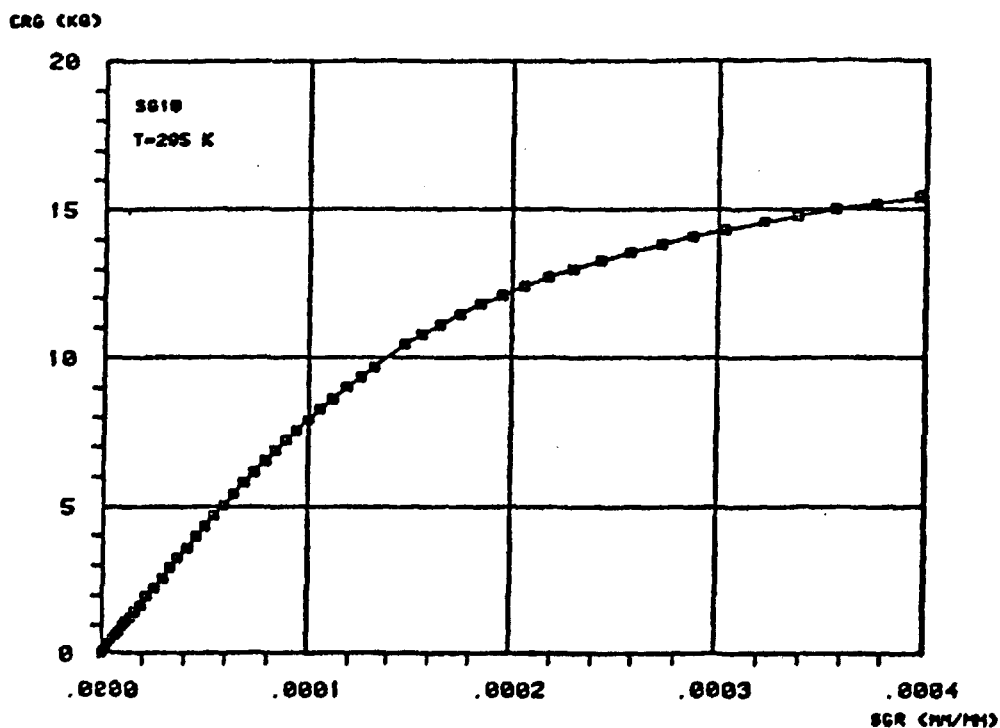


Figura 4.2.7 - Ensaio SG10, $V_p=0.05\text{mm/min}$, $T=22\text{ C}$, $A_0=12.0985\text{mm}^2$. Carga em função da deformação medida pelos extensômetros colados de cada lado da amostra. O ponto que aparece como um quadrado escuro, entre 7 e 8 kg, corresponde a uma perturbação na curva da carga em função do tempo. Para uma carga de 10 kg houve uma supressão do zero da carta registradora e não foi possível medir a carga.

A figura 4.2.7 mostra os resultados do ensaio SG10. Permite-se uma deformação plástica de $2,17 \cdot 10^{-4}$ neste experimento. A figura 4.2.8 mostra o gráfico da carga contra o tempo.

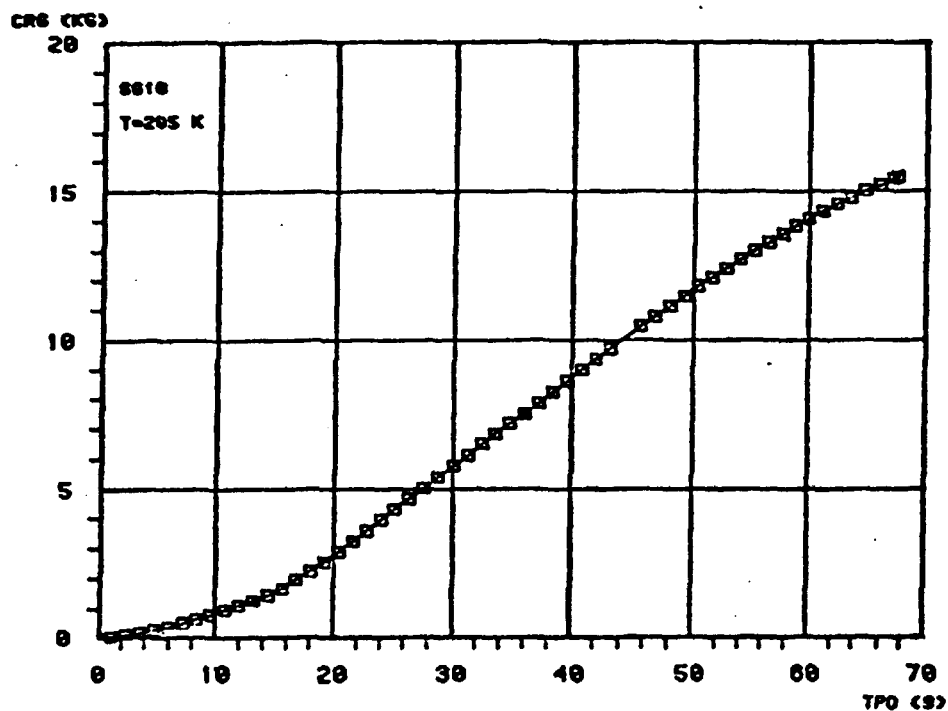


Figura 4.2.8 - Ensaio SG10, T=22 C. Carga em função do tempo. Note-se que a concavidade da curva está dirigida para cima, ao contrário da figura anterior. Esta curva é a que aparece normalmente na carta registradora quando não se usa extensômetro.

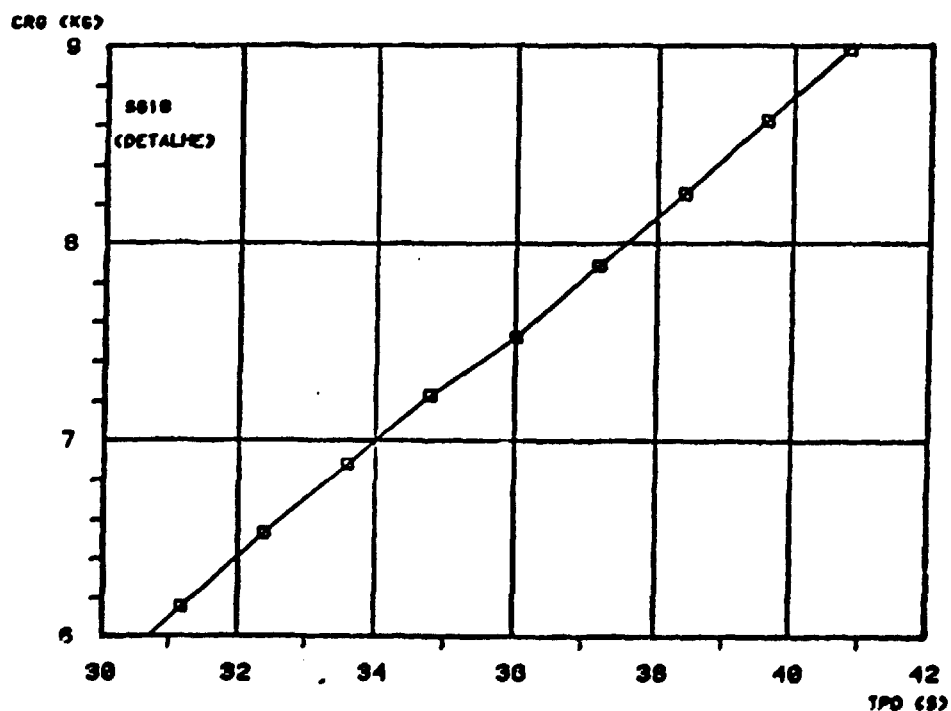


Figura 4.2.9 - Ensaio SG10. Detalhe da figura anterior mostrando o ponto onde houve um salto na curva da carga em função do tempo.

Uma das diferenças fundamentais entre as curvas obtidas nos

ensaios realizados com extensômetro, onde a deformação não depende da elasticidade da máquina uma vez que é obtida diretamente da amostra, pode ser observada comparando a figura 4.2.7 e a figura 4.2.8. Sabendo-se que o deslocamento da ponte móvel da máquina é diretamente proporcional ao tempo, a forma da segunda figura é exatamente igual ao gráfico da carga com o deslocamento. Note-se que neste tipo de curva a concavidade aparece exatamente do lado oposto ao da figura 4.2.7, que retrata fielmente o comportamento mecânico do material.

A figura 4.2.9 apresenta um detalhe da figura anterior mostrando o ponto onde houve um pequeno salto na curva da carga em função do tempo. O fato aconteceu entre 34.8 e 35 s. É de grande interesse notar que após este ponto ainda há uma região onde a deformação é linear (entre os pontos 29 e 35), contudo o coeficiente de correlação é bem menor que os outros (vide tabela 4.2.4)

A figura 4.2.10 mostra a curva da deformação contra o tempo, exatamente como obtida do gráfico. Note-se também que a tangente aumenta com o aumento do tempo, produzindo uma concavidade para cima, o que era de se esperar. Note-se também que não se produz uma mudança nítida da direção da tangente quando a amostra passa a se deformar plasticamente. É interessante notar também que o distúrbio observado no gráfico da carga contra o tempo não acontece no mesmo instante para o strain gage, sofrendo um certo atraso, como pode ser verificado na figura 4.2.11, que é um detalhe da figura 4.2.10.

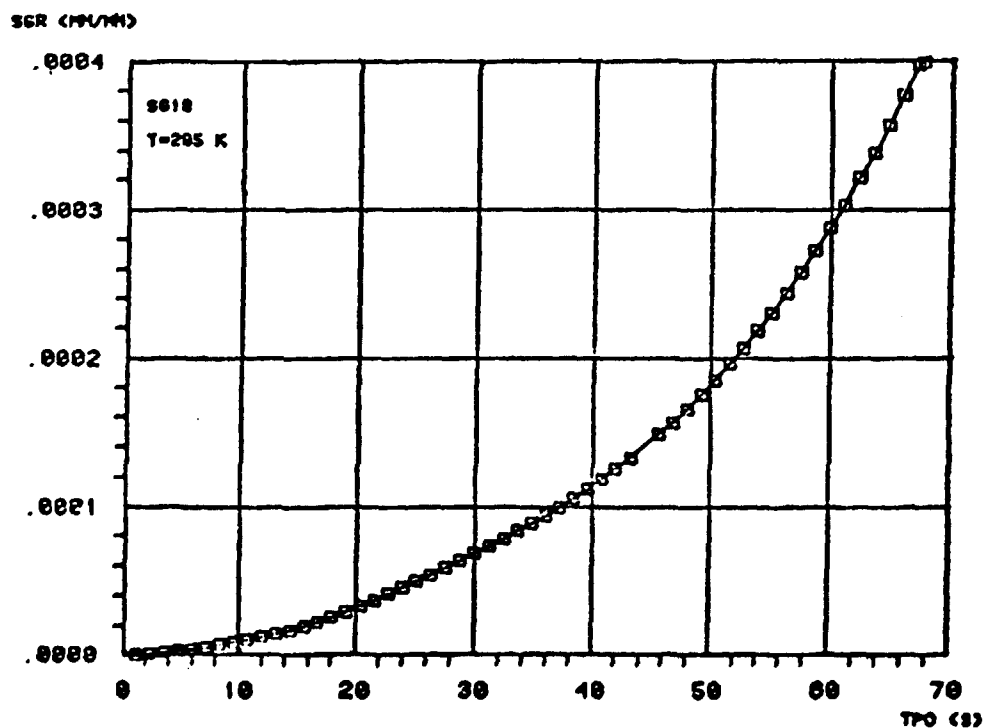


Figura 4.2.10 - Ensaio SG10. Deformação (SGR) em função do tempo (TPO).

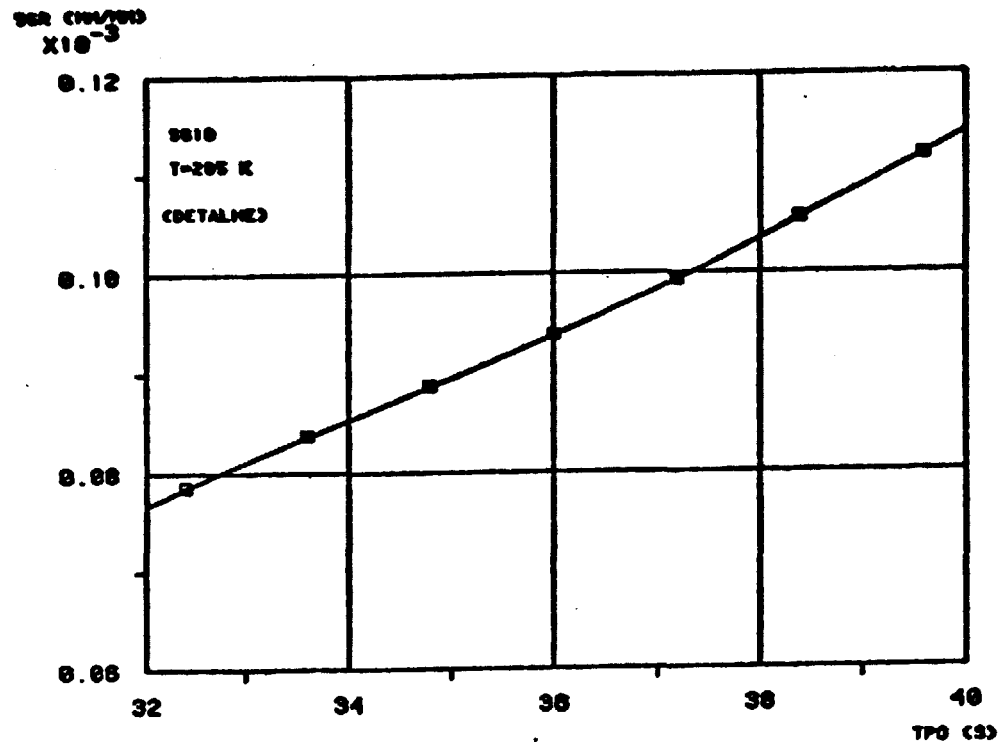


Figura 4.2.11 - Ensaio SG10. Deformação (SGR) em função do tempo (TPO). Detalhe. Note-se o ponto marcado para $t=36$ s.

A próxima figura apresenta a variação da Taxa de Aplicação de tensão (TAT) com o tempo.

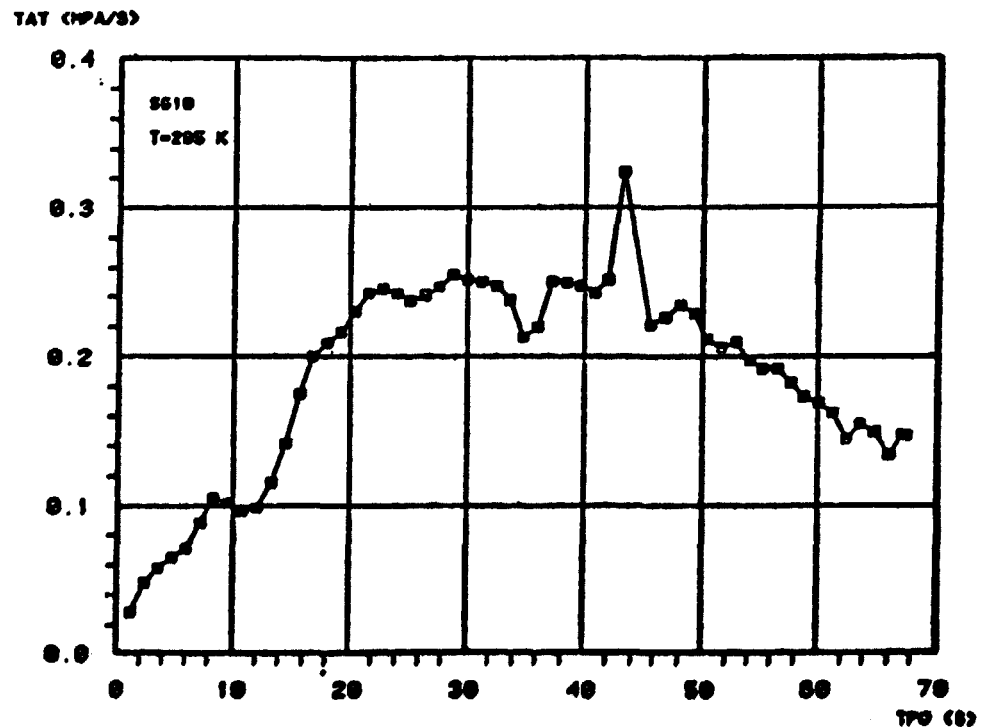


Figura 4.2.12 - Ensaio SG10. Taxa de Aplicação de Tensão (TAT) versus tempo (TPO). Note-se a queda brusca da derivada em torno de 36 s.

Observe-se o ponto marcado quando $TPO=36$ s. O ponto onde a

TAT máxima corresponde ao ponto que falta no gráfico da figura 4.2.9. A derivação numérica acarreta alguns problemas deste tipo. Todavia, mesmo na parte elástica, pode-se verificar que em nenhum momento a TAT é linear com o tempo, e não ser em trechos muito curtos.

Nesta figura acontece um fato interessante. A derivada é calculada pelo método de Lagrange para 5 pontos. Como o tempo para o último ponto guarda um intervalo menor que os outros isto pode gerar um valor muito impreciso para a derivada nesta região. Por este motivo tirou-se o último ponto antes de calcular as derivadas. A maior influência far-se-á sentir no gráfico da taxa de aplicação de tensão em função da velocidade de deformação (figura 4.2.16 a seguir). Por este motivo incluem-se para este ensaio os gráficos com e sem o ponto final, mostrando o seu efeito. Os gráficos que contiverem derivadas com este tipo de efeito terão cortados os pontos finais. A figura 4.2.13 mostra o mesmo gráfico da figura anterior sem o ponto terminal.

A figura 4.2.14 foi feita sem o último ponto. Logo depois mostrar-se-á a grande influência deste ponto final quando se faz um gráfico de uma derivada contra a outra.

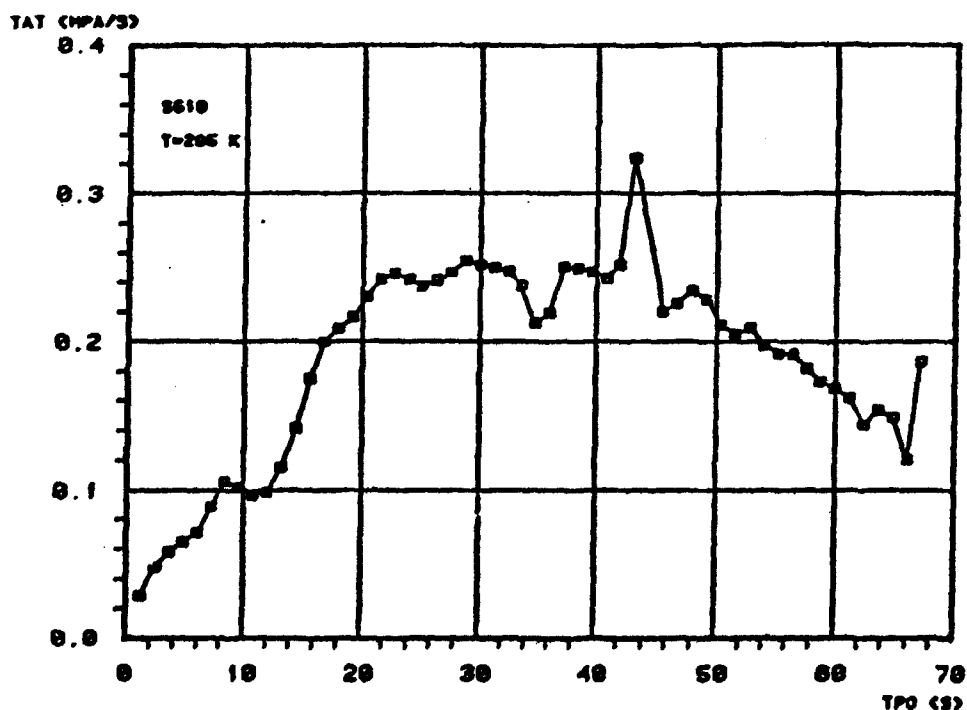


Figura 4.2.13 - Ensaio SG10. Note-se o efeito da derivação sobre o último ponto nesta figura e na figura anterior.

As duas figuras seguintes (14 e 15) mostram a derivada da deformação em relação ao tempo, ou seja, a velocidade de deformação em cada ponto, em função do tempo (ou do deslocamento do sistema, o que é a mesma coisa). A figura 4.2.14 mostra o resultado para todo o ensaio enquanto a 4.2.15 mostra um detalhe na região de TPO = 36 s. Note-se que a curva da derivada da deformação em função do tempo é mais suave do que a curva da taxa de aplicação de tensão em função da mesma variável. Nessa primeira figura dá para se observar uma subida rápida da curva após 36 s.

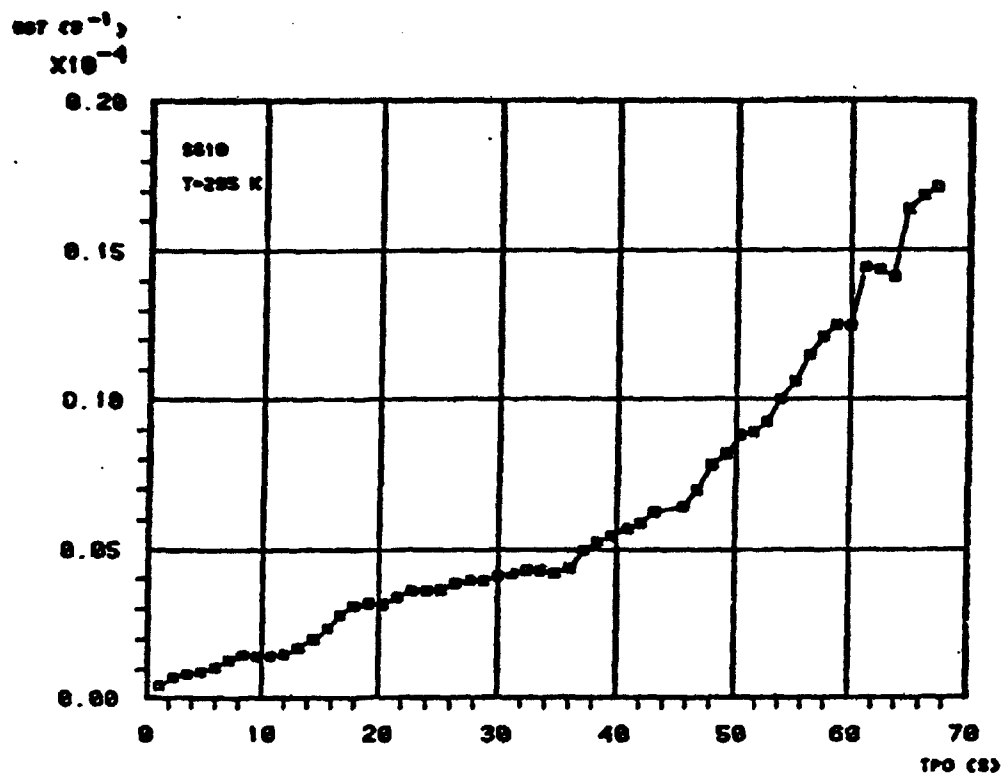


Figura 4.2.14 - Ensaio SG10. Velocidade de deformação (SGT) em função do tempo (TPO).

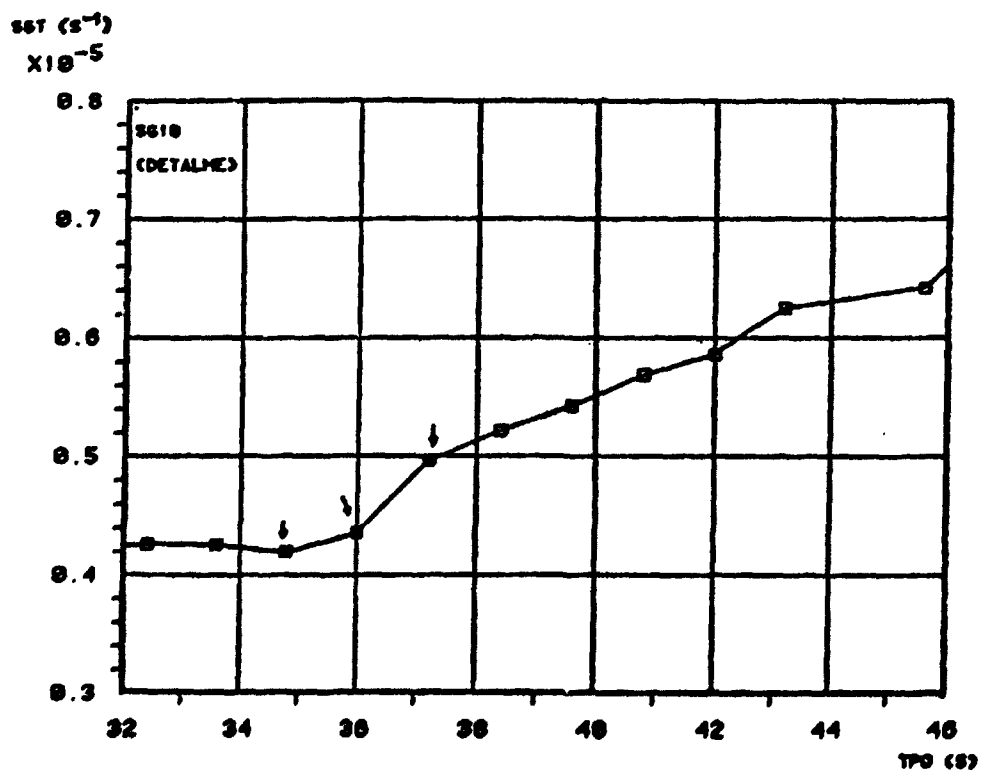


Figura 4.2.15 - Ensaio SG10. Velocidade de deformação em função do tempo. Detalhe da região onde houve um distúrbio na tensão.

O detalhe da região contido na figura acima está com os pontos correspondentes a 34.8, 36 e 37.2 e marcados para uma melhor visualização. Observe-se que a derivada da tensão sofreu uma influência maior que a da deformação.

O próximo gráfico mostra a variação de taxa de aplicação de tensão em função da variação da velocidade de deformação. Este tipo de gráfico é muito importante. Clough /19/ conseguiu fazer estas derivadas eletronicamente, mas como não se dispõe do circuito usado por este pesquisador, resolveu-se obtê-las numericamente. Evidente que ocorrerá um grande número de imprecisões, contudo, em certos casos poder-se-á obter bons resultados, principalmente levando em conta o efeito de certos pontos, como discutido acima.

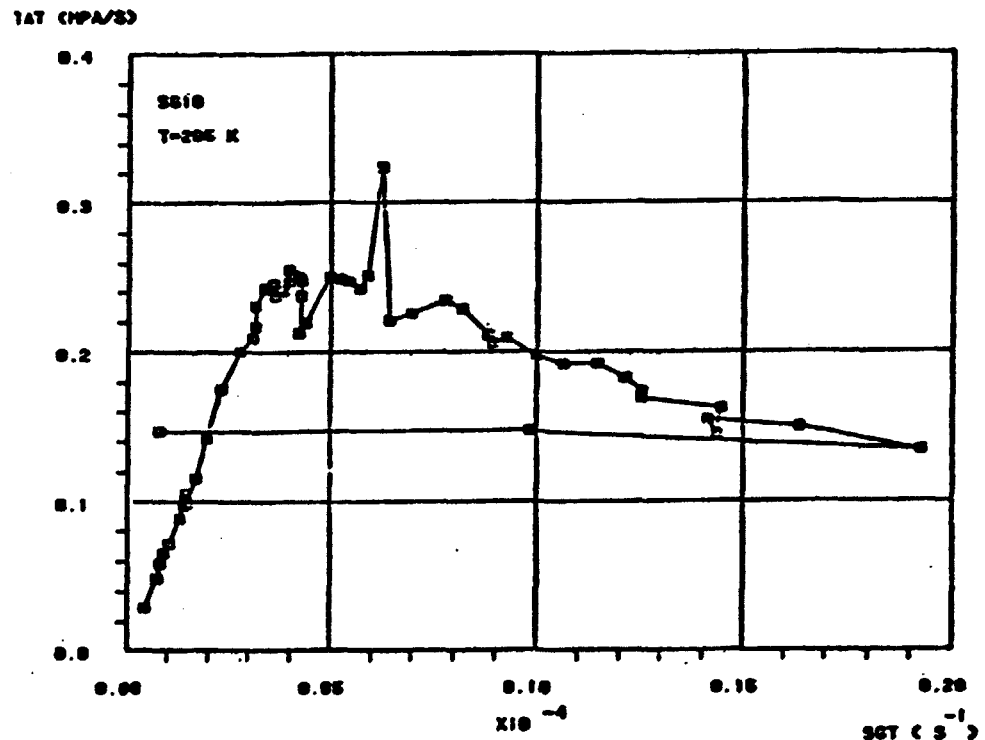


Figura 4.2.16 - Ensaio SG10. Taxa de aplicação de tensão (TAT) em função da velocidade de deformação (SGT).

A figura seguinte mostra o mesmo gráfico sem o último ponto. Note-se a grande influência exercida por ele sobre os três últimos pontos, chegando a mascarar a forma da curva na figura anterior. É muito importante que se tenha uma derivação com a menor imprecisão possível neste tipo de gráfico, pois ele é a expressão do modelo de Clough. Na realidade nem sempre é possível medir diretamente estas derivadas /19/. Note-se também que a reta (vide figura 4.2.17 para o ensaio SG11) que deveria ser obtida na região de deformação plástica e que fornece a equação da máquina praticamente não existe para este ensaio. A única solução seria fazer uma regressão linear dos pontos na região de deformação plástica. Isto foi feito fornecendo o seguinte resultado entre os pontos 38 a 54:

$$TAT = (0.30612 - 10518.78 \text{ SGT}) \text{ (MPa/s)} \quad (4.2.1)$$

$$DPI = 0.00755 \quad DPTan = 636.449$$

$$R^2 = 0.947904$$

DPI e DPTan são os desvios padrões da intersecção e da tangente, respectivamente.

Calculando-se o K_w pelo método de Clough, obtêm-se:

$$TAT_{max}=0.306 \text{ MPa/s} \quad K_w=4443,5 \text{ MPa.mm} = 453.1 \text{ kg/mm}$$

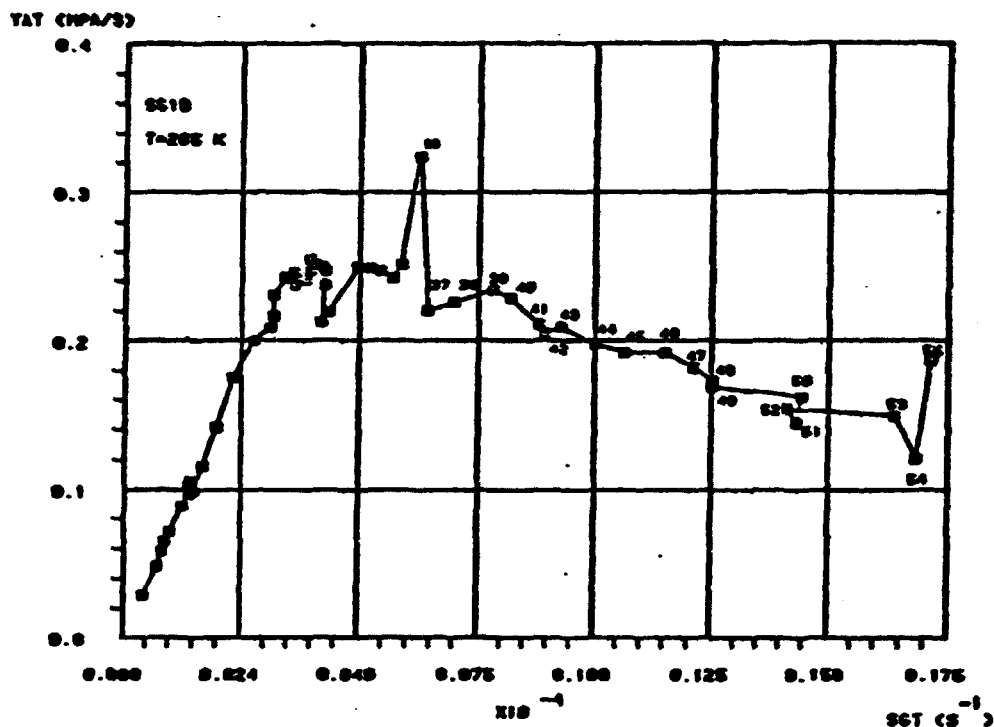


Figura 4.2.17 - Ensaio SG10. Mesmo gráfico anterior sem a influência do último ponto. Note-se a grande diferença entre esta figura e a antecedente. Os pontos que entraram na regressão linear estão numerados. O ponto 36 não entrou por conter grande imprecisão.

A próxima figura mostra o mesmo tipo de gráfico para o ensaio SG11. Aqui a regressão dá um resultado muito melhor em termos de coeficiente de correlação. Note-se que os pontos numerados se apresentam bastante alinhados. A regressão foi realizada sobre os pontos 34 e 39 (inclusive) dando os seguintes resultados:

$$TAT = (0.43748 - 18244.46 \text{ SGT}) \text{ (MPa/s)} \quad (4.2.2)$$

$$DPI = 0.00226 \quad DPtan = 171.768$$

$$R^2 = 0.999638$$

Calculando-se o K_w pelo método de Clough, obtêm-se:

$$TAT_{max}=0.437 \text{ MPa/s} \quad K_w=6348,2 \text{ MPa.mm} = 647.3 \text{ kg/mm}$$

Como pode ser observado por este ensaio, alguns resultados permitem a obtenção de derivadas sem grandes imprecisões.

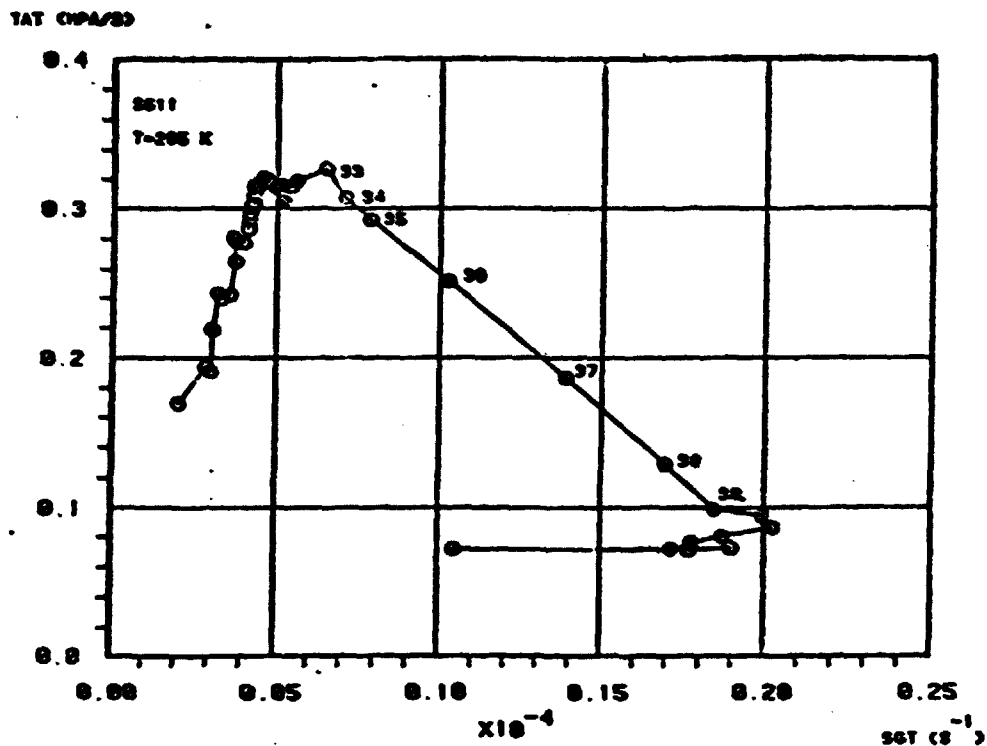


Figura 4.2.18 - Ensaio SG11. Taxa de aplicação de tensão em função da velocidade de deformação. Os pontos numerados entraram na regressão linear, menos o 33.

A figura 4.2.19 mostra o mesmo gráfico da figura anterior. A diferença reside no fato de que se tirou o ponto final. Note-se o efeito que este ponto trazia às derivadas comparando as duas figuras.

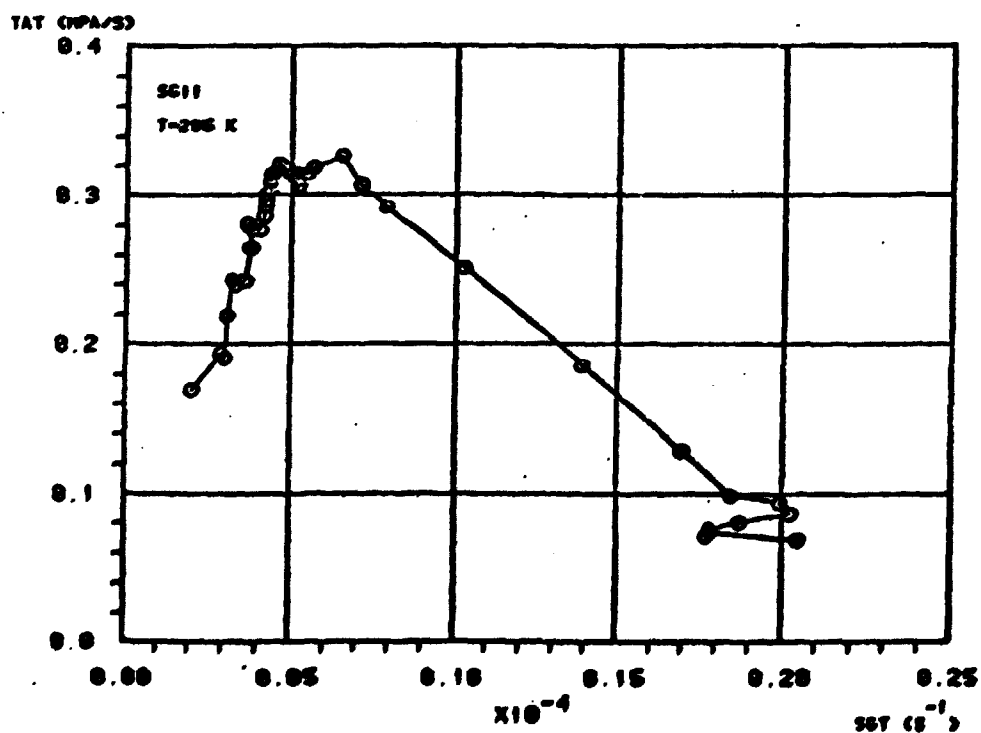


Figura 4.2.19 - Ensaio SG11. Igual à figura anterior, sem o ponto final. Note-se o efeito.

As duas figuras seguintes mostram a taxa de aplicação de tensão em função do tempo. Na figura 4.2.20 tem-se o gráfico completo e na 4.2.21 tirou-se o último ponto.

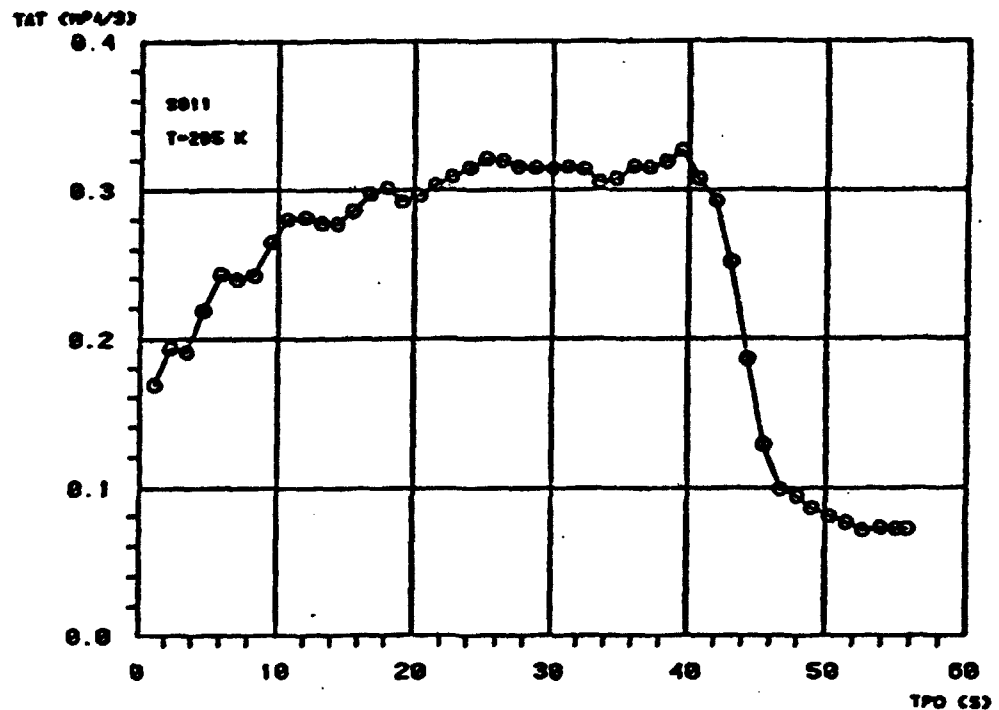


Figura 4.2.20 - Ensaio SG11. Taxa de aplicação de tensão em função do tempo. Completo.

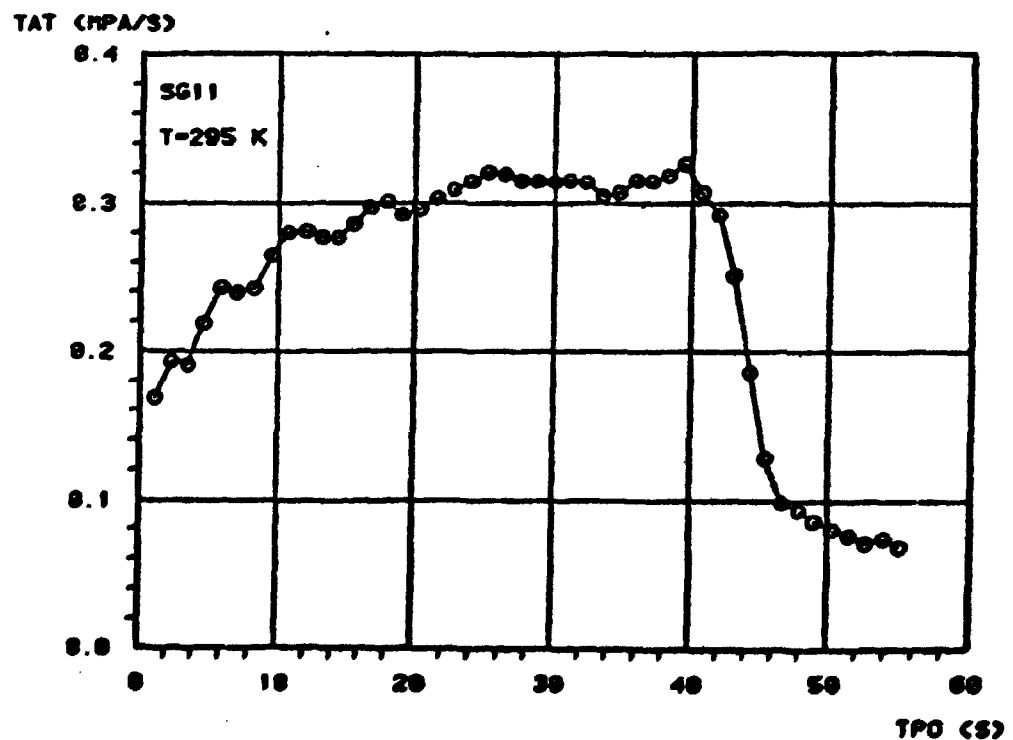


Figura 4.2.21 - Ensaio SG11. Mesmo gráfico anterior, sem o último ponto.

Note-se que os resultados não são muito afetados neste caso. Porém quando se traça o gráfico da taxa de aplicação de tensão contra a velocidade de deformação pode-se verificar o quanto as derivadas são afetadas, como nas figuras anteriores.

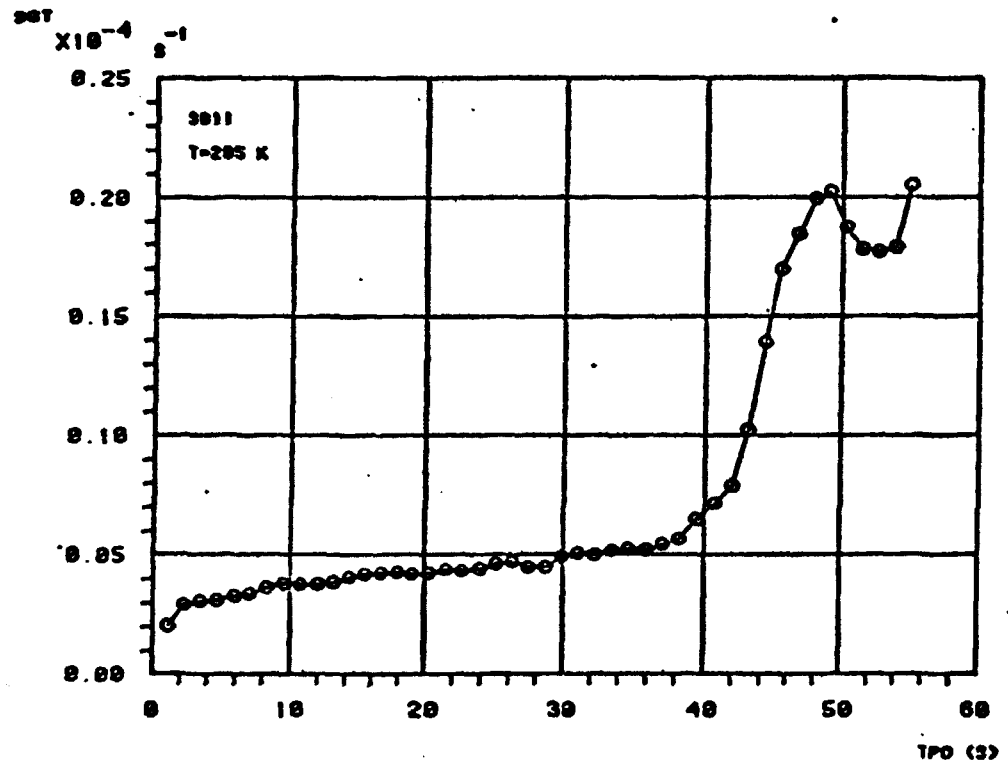


Figura 4.2.22 - Ensaio SG11. Velocidade de deformação em função do tempo.

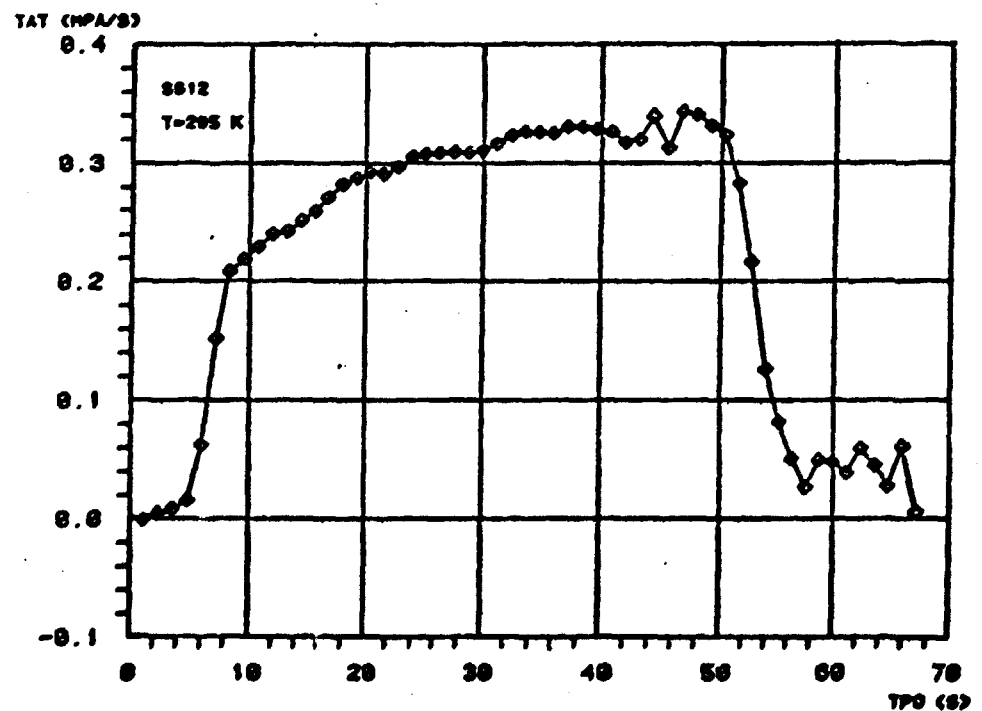


Figura 4.2.23 - Ensaio SG12. Taxa de aplicação de tensão contra o tempo.

A figura 4.2.22 apresenta a velocidade de deformação em

função do tempo para o ensaio SG11 enquanto a figura 4.2.23 representa a taxa de aplicação de tensão em função do tempo para o ensaio SG12. A figura seguinte mostra o gráfico da taxa de aplicação de tensão em função da velocidade de deformação.

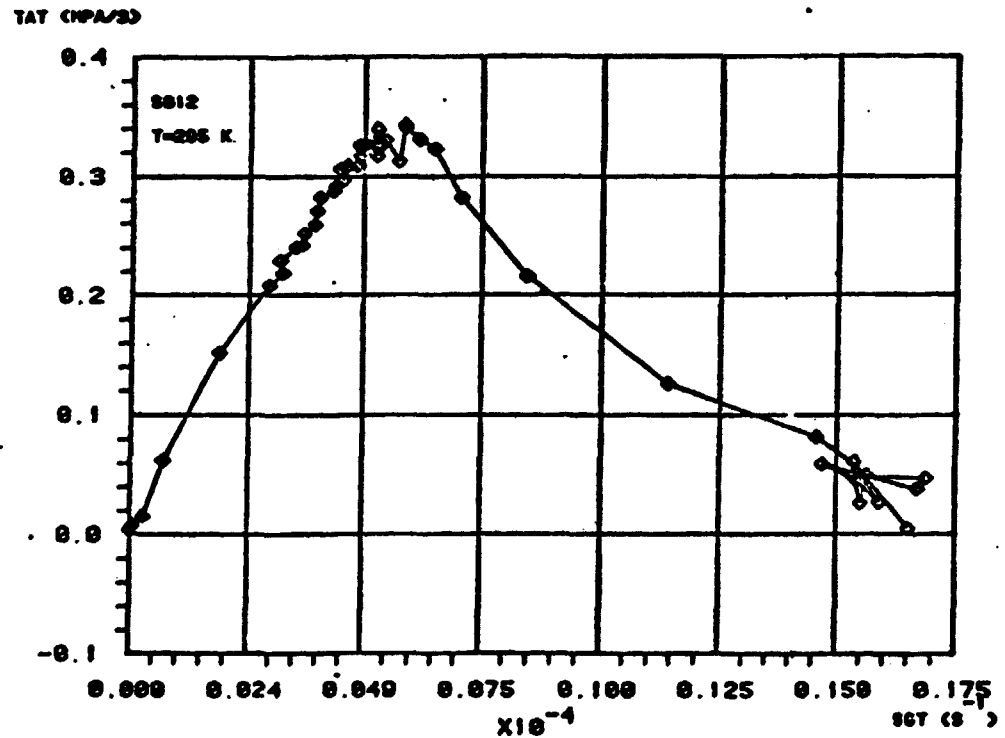


Figura 4.2.24 - Ensaio SG12. Taxa de aplicação de tensão versus a velocidade de deformação.

Uma vez realizada a análise dos gráficos anteriores, pretende-se agora mostrar as curvas resultantes do deslocamento da máquina, do sistema máquina mais amostra e do alongamento da amostra. Nos próximos gráficos DES, DMQ, ALG e ALP designam o deslocamento total do sistema como medido na carta registradora, o deslocamento da máquina, o alongamento calculado para um comprimento padrão de 25,00 mm (alongamento grande, ALG) e o alongamento calculado para um comprimento padrão de 5,00 mm, ou seja, o alongamento sofrido pelo extensômetro de resistência. Este tipo de gráfico é muito importante pois mostra o comportamento da máquina, da amostra e do sistema máquina mais amostra. Observe-se que o DMQ permanece linear mesmo após a deformação plástica da amostra no caso do ensaio SG10 mostrado na figura 4.2.25. Tal não acontece para os ensaios seguintes desta série. No ensaio SG10 não houve deformação plástica e o deslocamento da máquina permanece linear com a carga, como pode ser visto na figura 4.2.29. Contudo, no outro ensaio da mesma série o deslocamento da máquina se comporta como para os ensaios SG11 e SG12.

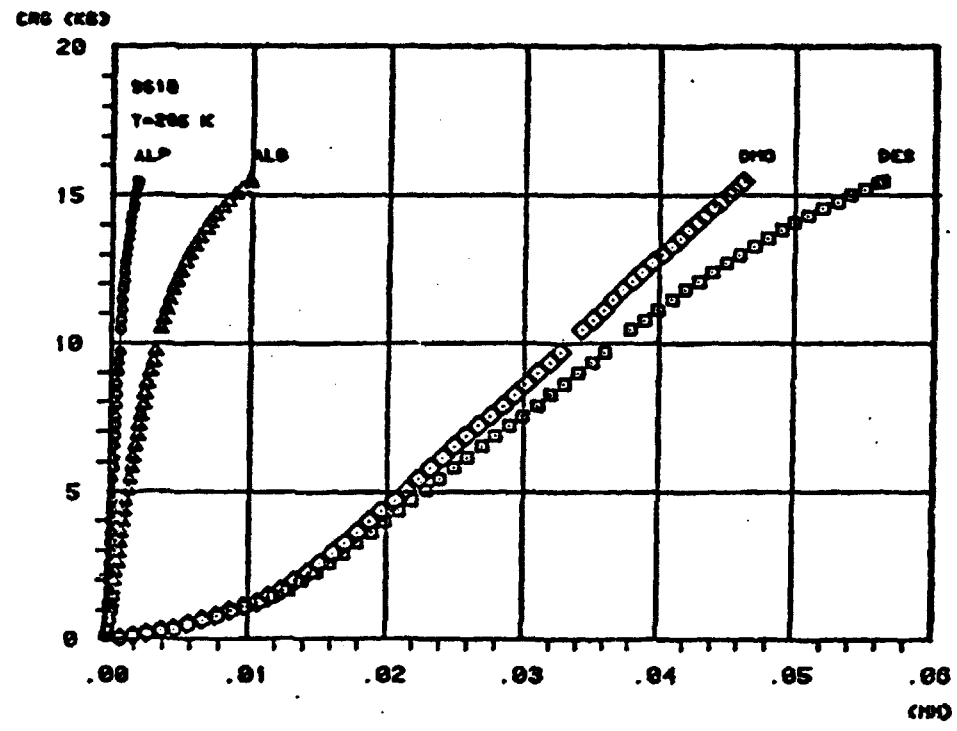


Figura 4.2.25 - Ensaio SG10. Deslocamento do sistema (DES), da máquina (DMQ), e alongamentos da amostra (vide texto).

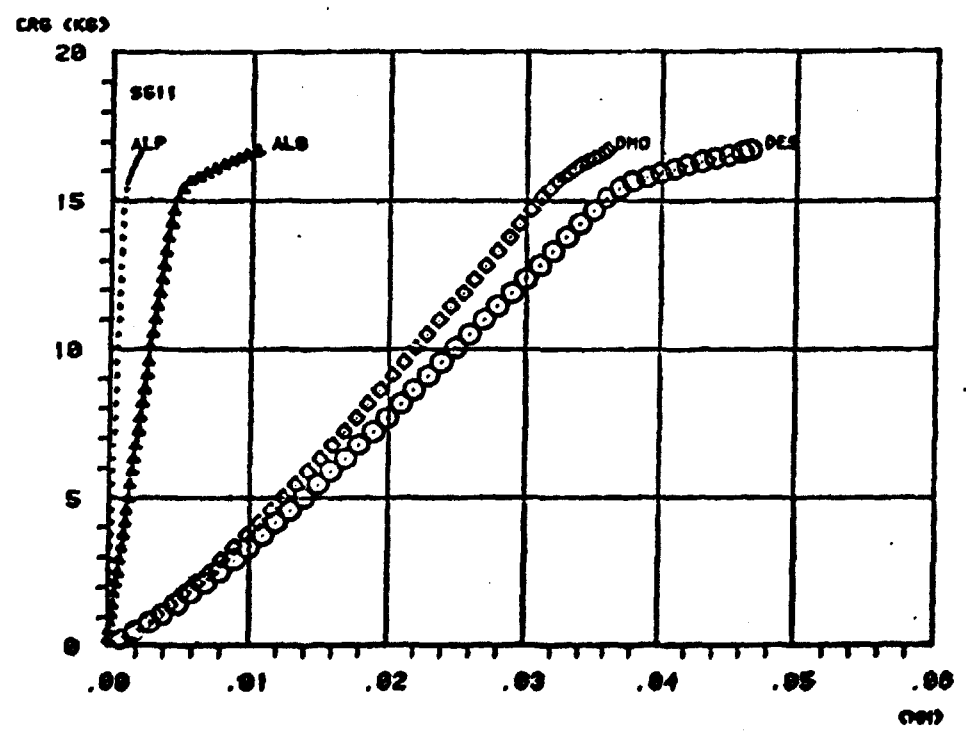


Figura 4.2.26 - Ensaio SG11. Deslocamento do sistema (DES), da máquina (DMQ), e alongamentos da amostra (vide texto).

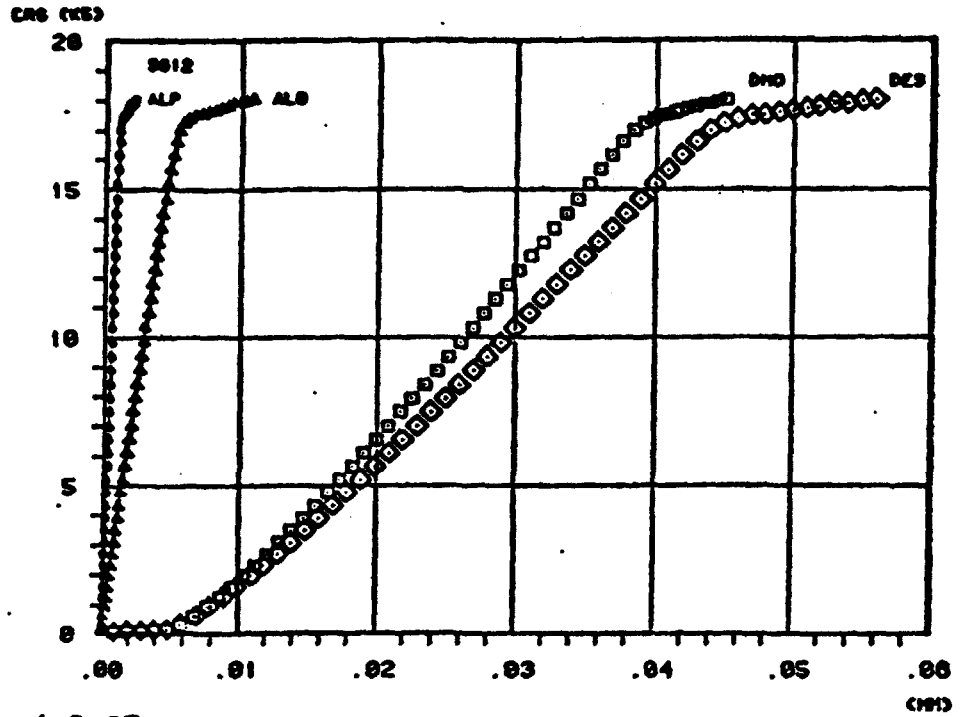


Figura 4.2.27 - Ensaio SG12. Deslocamento do sistema (DES), da máquina (DMQ), e alongamentos da amostra (vide texto).

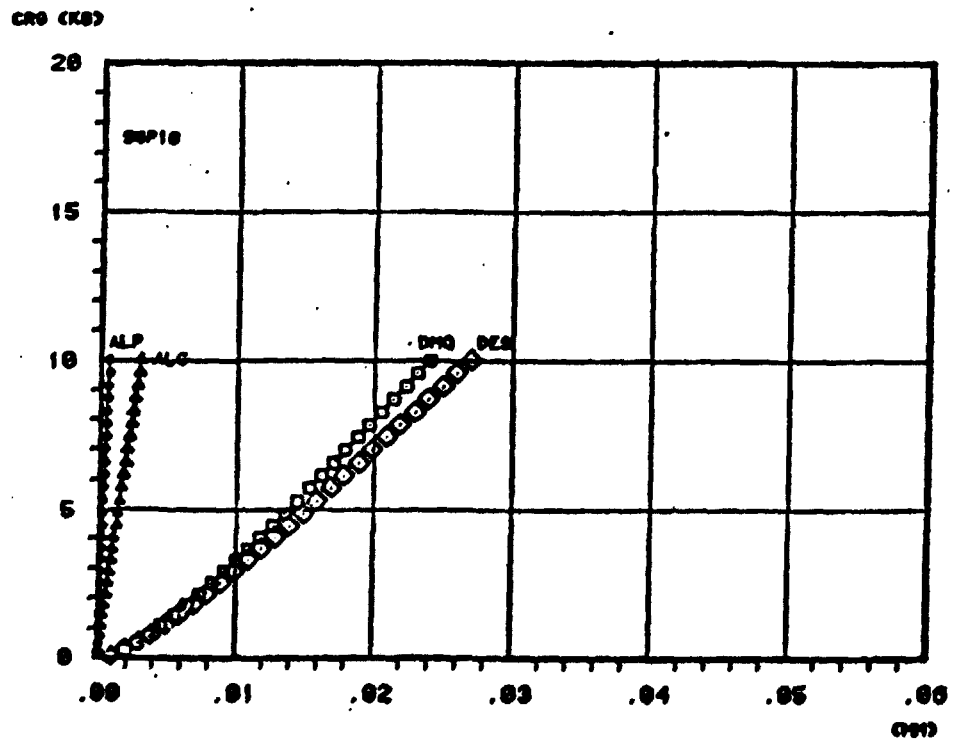


Figura 4.2.28 - Ensaio SGP10. Deslocamento do sistema (DES), da máquina (DMQ), e alongamentos da amostra (vide texto).

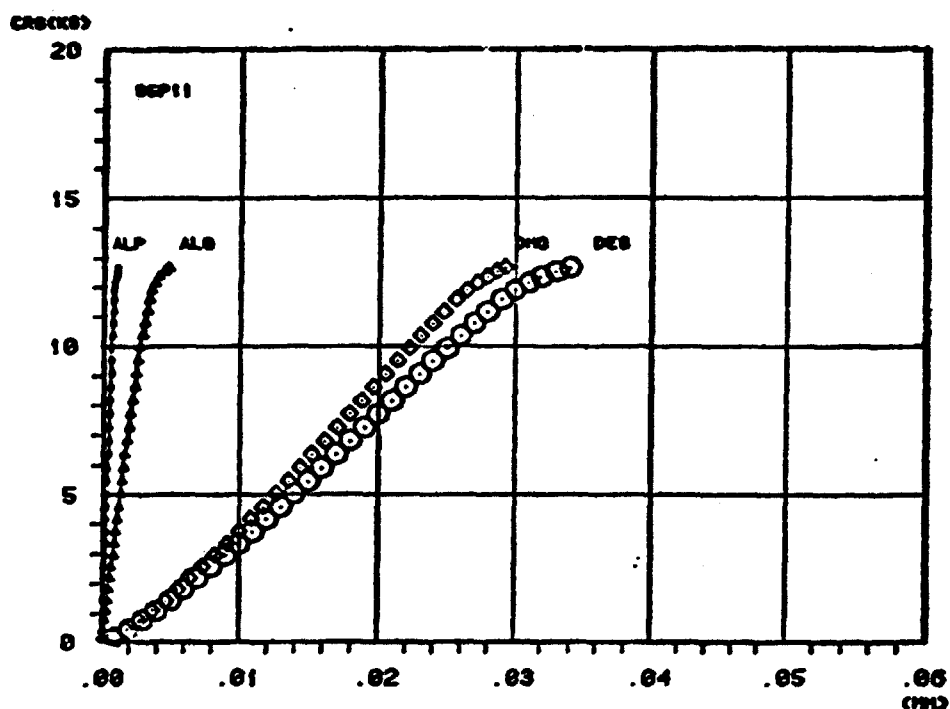


Figura 4.2.29 - Ensaio SGP11. Deslocamento do sistema (DES), da máquina (DMQ), e alongamentos da amostra (vide texto).

As duas figuras seguintes mostram os resultados da carga em função da deformação medida pelos extensômetros de resistência (CRG versus SGR), sendo que a segunda mostra um detalhe da primeira.

Na figura 4.2.30 note-se a curva parabólica do ensaio SG10 e compare-se com as curvas dos ensaios SG11 e SG12. A curvatura da função tensão-deformação do ensaio SGP11 segue a mesma tendência destas últimas. É interessante frisar que não houve deformação plástica no ensaio SGP10 e, apesar disto, o comportamento do material é equivalente ao dos ensaios realizados logo após uma deformação plástica. Infelizmente não foi possível realizar novos ensaios com o alumínio de alta pureza devido à escassez de extensômetros de resistência. Foram usados os mesmos símbolos para os ensaios nas duas figuras.

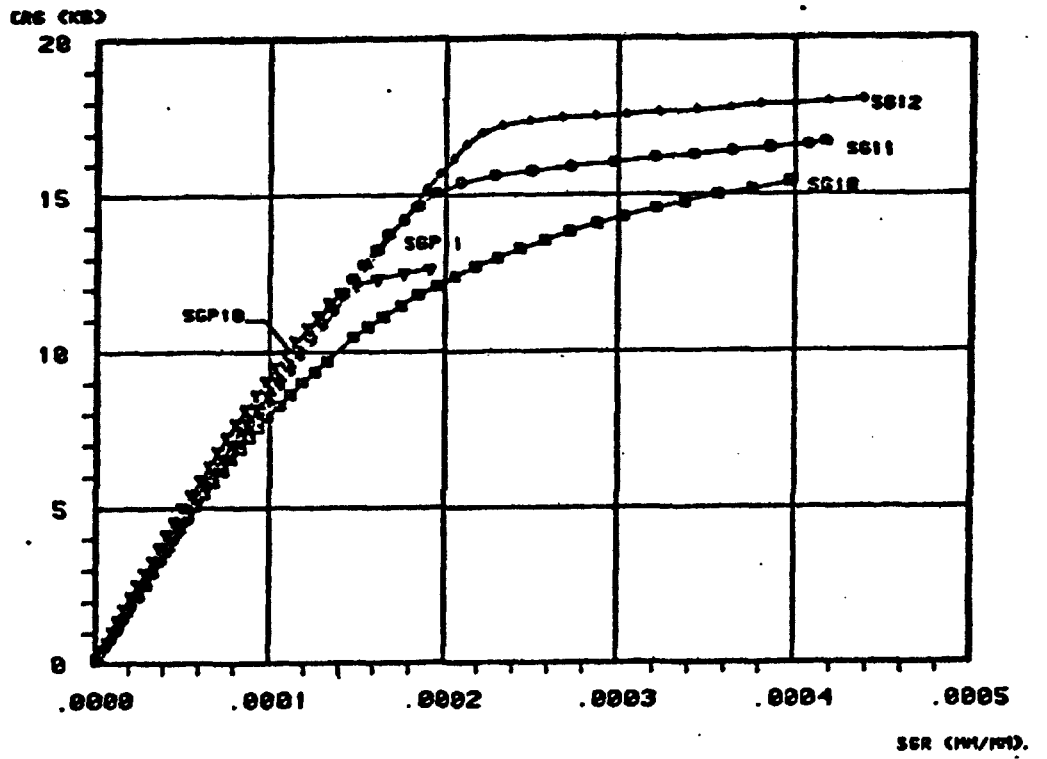


Figura 4.2.30 - Carga em função de deformação para os cinco ensaios.

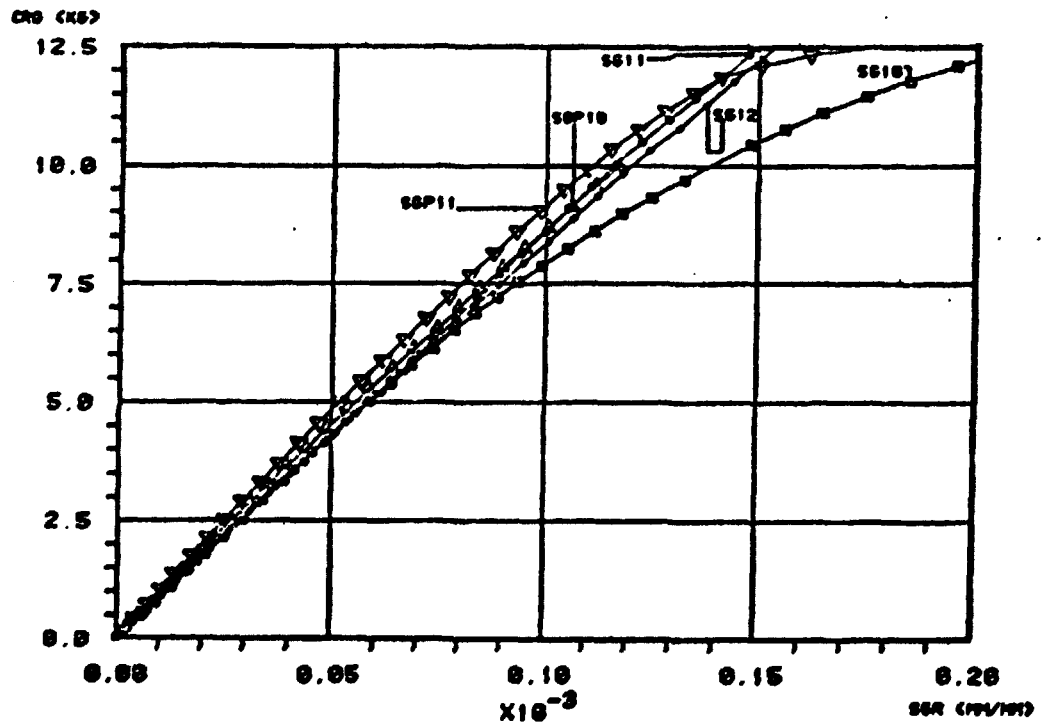


Figura 4.2.31 - Detalhe da figura 4.2.30.

4.2.3 - Ensaio sem Extensômetros.

Os ensaios realizados a várias temperaturas e velocidades de deformação sem extensômetros, isto é, com medição indireta da deformação, estão catalogados na tabela seguinte.

Tabela 4.2.5 - Ensaio realizados sem extensômetros.

ENSAIO	Vp mm/min	T C	MATERIAL
PP01	0.05	300	AL ALTA PUREZA
PP02	0.50	300	AL ALTA PUREZA
PP03	0.50	300	AL ALTA PUREZA
PP04	0.05	200	AL ALTA PUREZA
PP05	0.50	200	AL ALTA PUREZA
PP06	0.50	25	AL ALTA PUREZA
PP07	0.50	25	AL ALTA PUREZA
PP08	0.05	25	AL ALTA PUREZA
AF01	0.500	200	AL PURO
AF02	0.500	200	AL PURO
AF03	0.500	100	AL PURO
AF04	0.050	100	AL PURO
AF05	0.050	300	AL PURO
AF06	0.050	400	AL PURO
AF07	0.500	400	AL PURO
AF08	0.500	300	AL PURO
AF09	0.500	400	AL PURO
AF10	0.005	22	AL PURO
AF11	0.050	24	AL PURO
AF12	0.500	22	AL PURO
FF01	0.500	300	AL UNS: 91060
FF02	0.500	400	AL UNS: 91060
FF03	0.500	400	AL UNS: 91060
FF04	0.500	400	AL UNS: 91060
FF05	0.500	300	AL UNS: 91060
FF06	0.500	300	AL UNS: 91060
FF07	0.050	200	AL UNS: 91060
FF08	0.500	200	AL UNS: 91060
FF09	0.050	200	AL UNS: 91060
FF10	0.500	100	AL UNS: 91060
FF11	0.050	100	AL UNS: 91060
FF12	0.500	100	AL UNS: 91060
FF13	0.500	26	AL UNS: 91060
FF14	0.050	26	AL UNS: 91060
FF16	0.005	25	AL UNS: 91060

A figura 4.2.32 apresenta os resultados experimentais para todos os ensaios da série PP; no gráfico, a ordenada é a carga e a abscissa tanto pode ser o deslocamento do sistema como o tempo. Os outros ensaios não podem ser apresentados em gráfico único porque muitos se confundem, principalmente na região elástica.

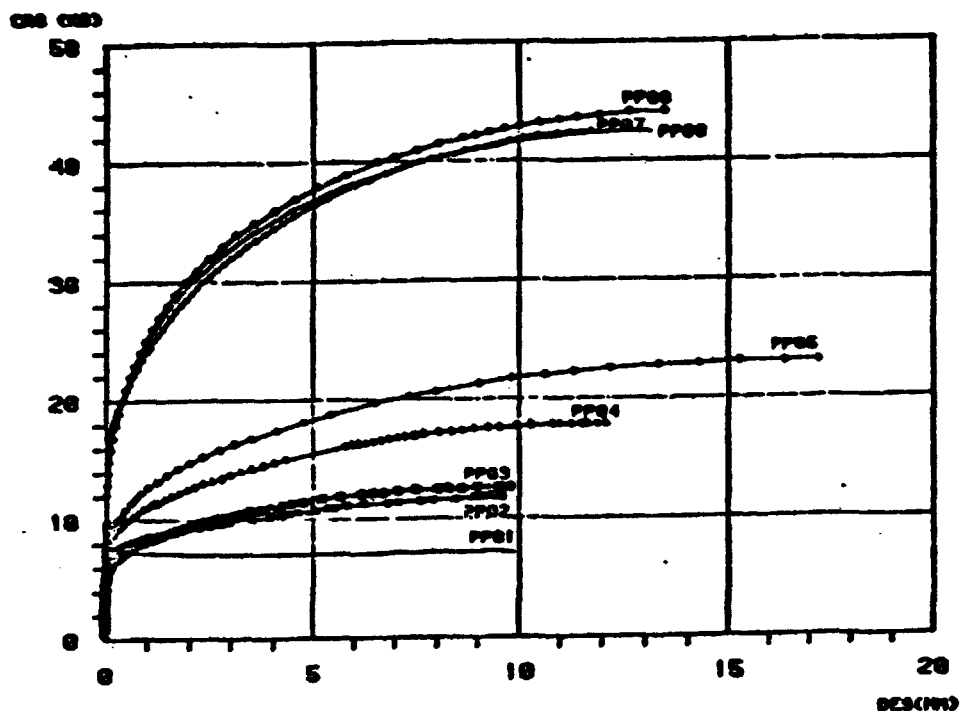


Figura 4.2.32 - Ensaio da série PP. Carga (kg) em função do deslocamento do sistema. As unidades estão como na carta registradora da máquina.

A próxima figura mostra o ensaio PP07 isoladamente e a figura que a segue mostra a região elástica do mesmo ensaio, com as três retas mostradas pelas linhas cheias. As figuras 4.2.35 e 4.2.36 mostram os gráficos correspondentes para o ensaio PP03. Em geral estas curvas são muito semelhantes entre si, mudando apenas quantitativamente. A existência das retas na região elástica de deformação é vista claramente nas figuras 4.2.34 e 4.2.36. Esta multiplicidade de retas deixou claro que não era possível aceitar o modelo das duas molas, uma vez que este não levava em conta senão uma reta nesta região. Por esta razão procurou-se criar um modelo que atendesse às novas necessidades de cálculos dos parâmetros da região elástica. A próxima seção tratará do assunto.

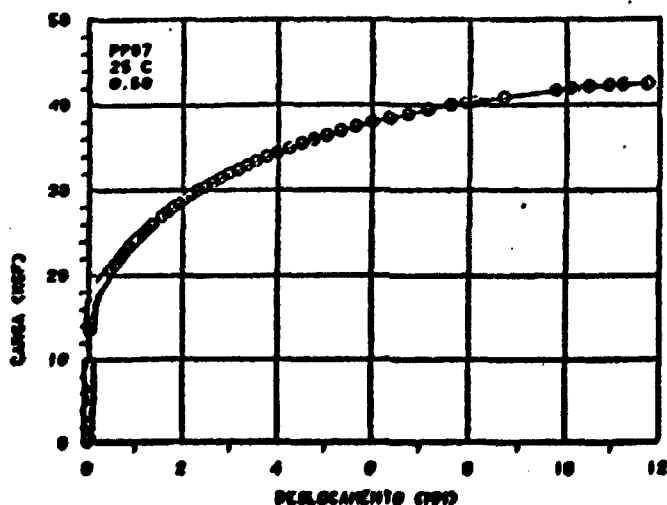


Figura 4.2.33 - Ensaio PP07. Carga em função do deslocamento. Dados tirados diretamente da carta registradora.

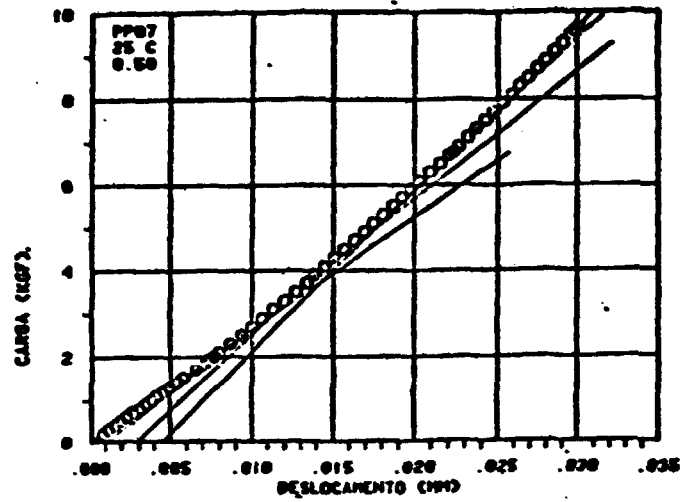


Figura 4.2.34 - Ensaio PP07. Carga em função do deslocamento. Dados tirados diretamente da carta registradora. Região elástica.

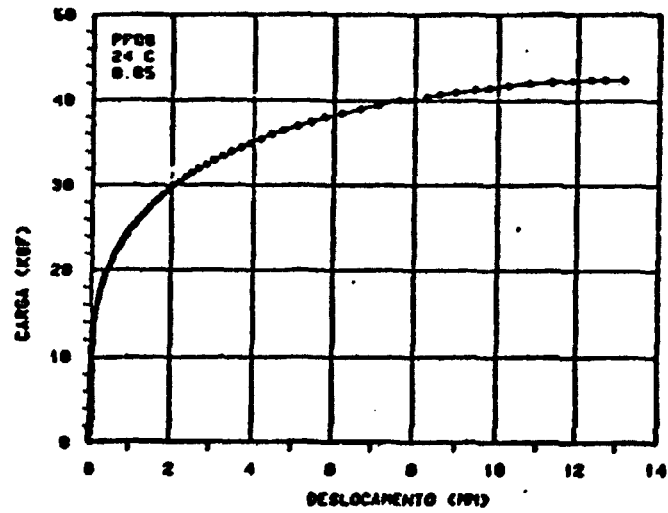


Figura 4.2.35 - Ensaio PP08. Carga em função do deslocamento. Dados tirados diretamente da carta registradora.

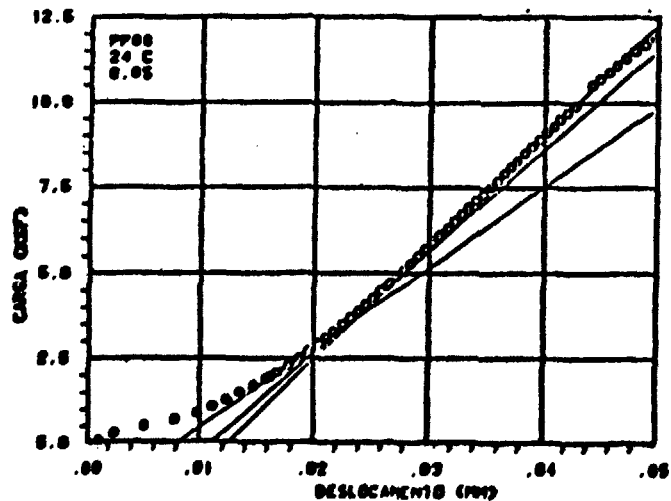


Figura 4.2.36 - Ensaio PP08. Carga em função do deslocamento. Dados tirados diretamente da carta registradora. Região elástica.

4.2.4 - O Modelo das Molas Múltiplas.

Suponha-se que tanto a máquina quanto a amostra podem ser representadas por várias molas. Nomeando de M_i as molas que representam a máquina e de K_i as molas que representam a amostra, devem-se estabelecer algumas condições de contorno para elas, definindo suas propriedades e limitando-as:

1. Condições de contorno para as molas que representam a máquina:

- 1.1- Cada mola possui um intervalo de existência bem definido;
- 1.2- O intervalo de existência de cada mola é definido por uma relação linear entre a carga e o deslocamento da máquina;
- 1.3- Após operar no seu intervalo de existência (segmento linear) a mola passa a funcionar como um corpo idealmente rígido para o sistema;
- 1.4- O critério para a determinação do segmento linear deve ser construído em bases puramente estatísticas.

2. Condições de contorno para as molas que representam a amostra:

- 2.1- Os módulos de elasticidade são dados pela equação de Bell;
- 2.2- O intervalo de existência de cada módulo ou de cada mola deve ser determinado de acordo com o comportamento elástico de cada material;
- 2.3- Após operar no seu intervalo de existência (segmento linear) a mola passa a funcionar como um corpo idealmente rígido para o sistema.

O ideal seria que a cada mola M_i correspondesse uma mola K_i ; contudo, principalmente no início do ensaio ocorrem ajustes e escorregamento do sistema corpo de prova-máquina, especialmente nas barras, podendo dar origem a duas ou três molas M_i correspondendo a apenas uma mola K_i (cuja constante de mola é proporcional ao módulo de elasticidade do material).

Operacionalmente, podem-se definir as seguintes equações:

$$F_i = K_{t_i} \cdot L_{t_i} = K_{m_i} \cdot L_{m_i} = K_j \cdot L_j \quad (4.2.3), \text{ onde}$$

o subscrito j pode ser menor ou igual a i . Então :

$$K_{m_i} = 1 / (\cotan \alpha_i - L_0 / E_j \cdot A_0) \quad (4.2.4)$$

As figuras seguintes mostram a aplicação deste modelo num ensaio de tração a 200 °C. A figura 4.2.37 mostra o diagrama da taxa de aplicação de tensão (TAT) em função da velocidade de deformação total nominal (TDT). Pelo tipo de análise (raiores detalhes no APÊNDICE A) realizado, como descrito anteriormente neste trabalho, descobriu-se a presença de três retas na região elástica. O gráfico mostra claramente os módulos de elasticidade correspondentes. Na região elastoplástica obtém-se uma reta exatamente como previsto por Clough /opus cit./ e não ser por um ou outro ponto que, provavelmente por causa da derivação numérica, escapar um pouco da previsão do autor citado.

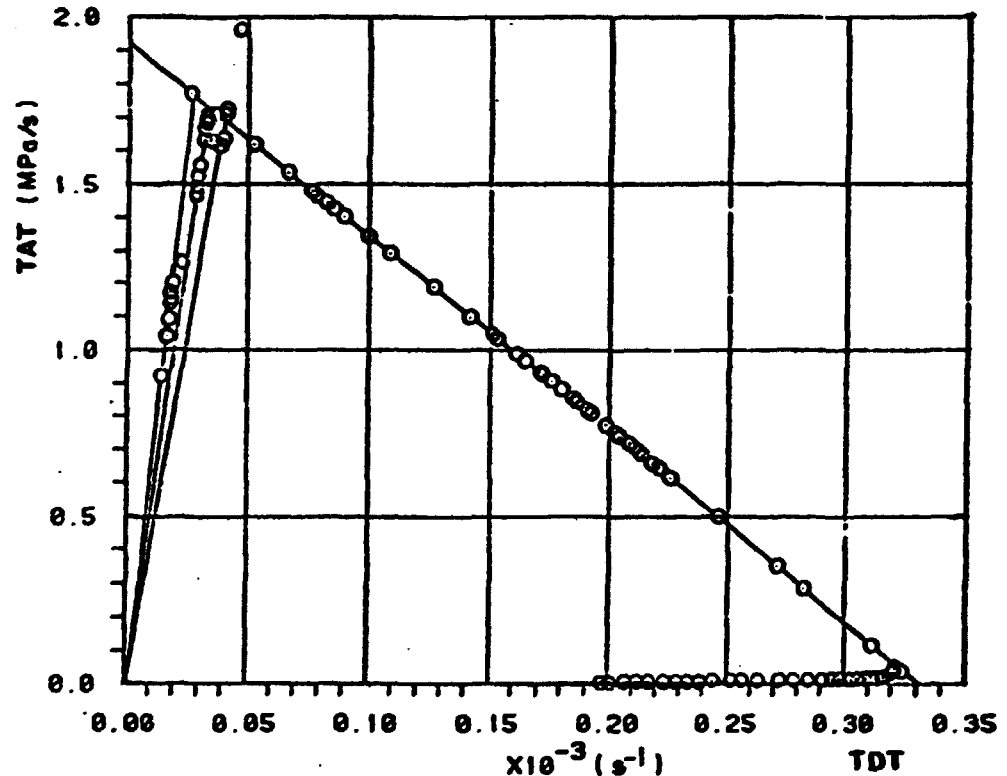


Figura 4.2.37 - Ensaio PP05, 200 C, 0.50mm/min. Taxa de aplicação de tensão (TAT) em função da velocidade de deformação total nominal (TDT), mostrando a concordância do modelo das duas molas dinâmico de Clough e o modelo das molas múltiplas na região elastoplástica. Observe-se a presença de três módulos de elasticidade na região elástica.

A próxima figura mostra o mesmo gráfico para o caso em que não se levasse em conta a presença das três retas, ou seja, o modelo das duas molas clássico. Note-se o valor da ordenada para a velocidade de deformação nula e compare-se com a figura 4.2.37.

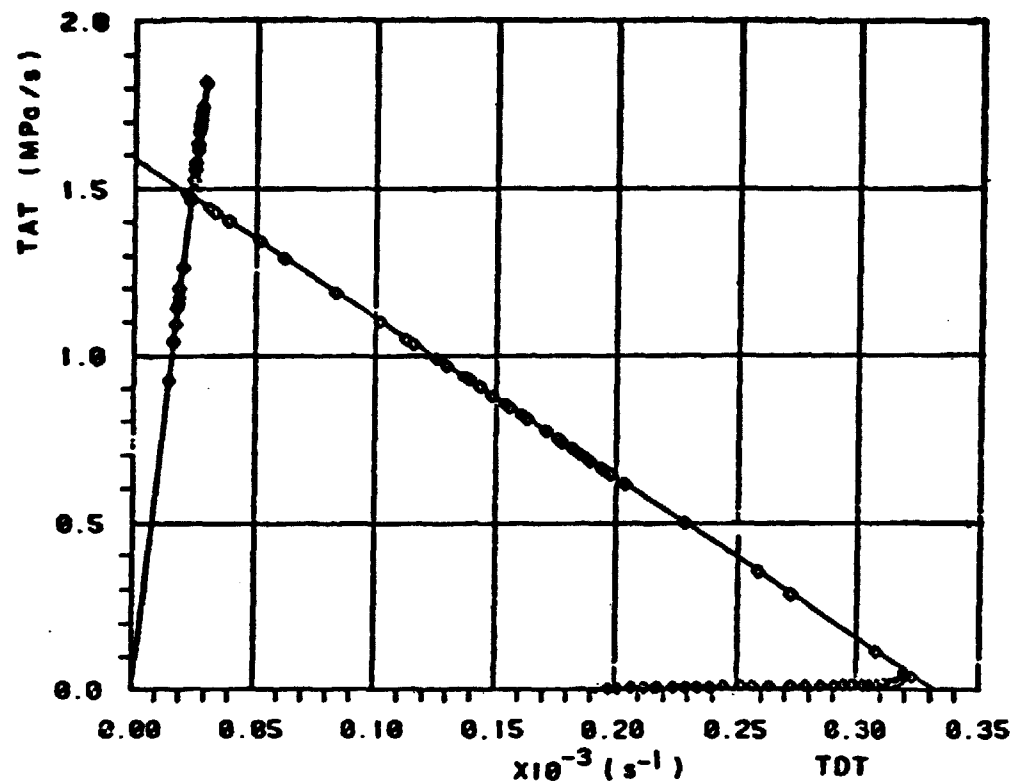


Figura 4.2.38 - Ensaio PP05. Taxa de aplicação de tensão versus taxa de deformação total nominal. Comparar com a figura anterior.

IV.3 - ENSAIOS DE TRAÇÃO: A REGIÃO PLÁSTICA.

4.3.1 - Curvas para a Análise da Região Plástica.

A fig. 4.3.1 mostra cinco ensaios cujas coordenadas foram tiradas diretamente da carta da máquina. Pode-se observar que não existe uma grande influência da velocidade da ponte sobre o Alumínio de Alta Pureza. A presença de apenas 0.05% de impurezas, no entanto, torna o Alumínio bastante sensível à velocidade de deformação, como indicam as curvas dos ensaios AF11 e AF12. A curva do ensaio FF13 indica o efeito das impurezas principalmente em relação ao encruamento.

Como se sabe, a medida da deformação em ensaios de tração é um dos problemas fundamentais para a normalização do ensaio. Em geral, qualquer grandeza proporcional à variação do comprimento da amostra pode ser tomada como a medida da deformação. Mesmo assim, se não se levar em conta a acomodação elástica da máquina, a grandeza não vai expressar o comportamento da amostra e sim do conjunto constituído pela máquina e pela amostra. As duas curvas superiores da fig. 4.3.2 mostram a diferença entre a Deformação Plástica Real, calculada após descontar o efeito do sistema deformante, e o Deslocamento Relativo Real, calculado sem este desconto. Da mesma forma, as duas curvas situadas um pouco mais abaixo, indicam a diferença entre a Deformação Plástica Nominal (calculada após descontar o efeito do sistema deformante) e o Deslocamento Relativo Nominal, calculado diretamente nos dados da carta registradora. As duas curvas superiores têm por ordenada a Tensão Real enquanto as

duas inferiores possuem por ordenada a Tensão Nominal. É importante notar que, tanto num caso quanto no outro, quanto maior a deformação, menor a diferença. No entanto, nos primeiros estágios de deformação esta diferença chega a ser maior do que 100 %. O APÊNDICE A define estas grandezas e indica suas fórmulas.

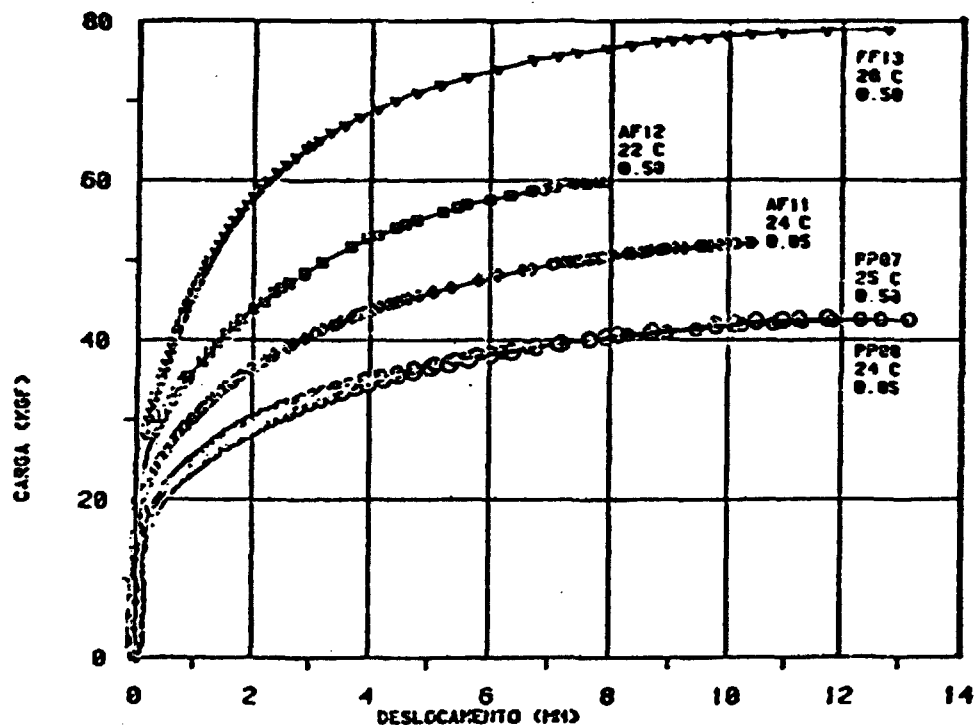


Figura 4.3.1 - Carga em função do deslocamento para cinco ensaios a temperatura ambiente.

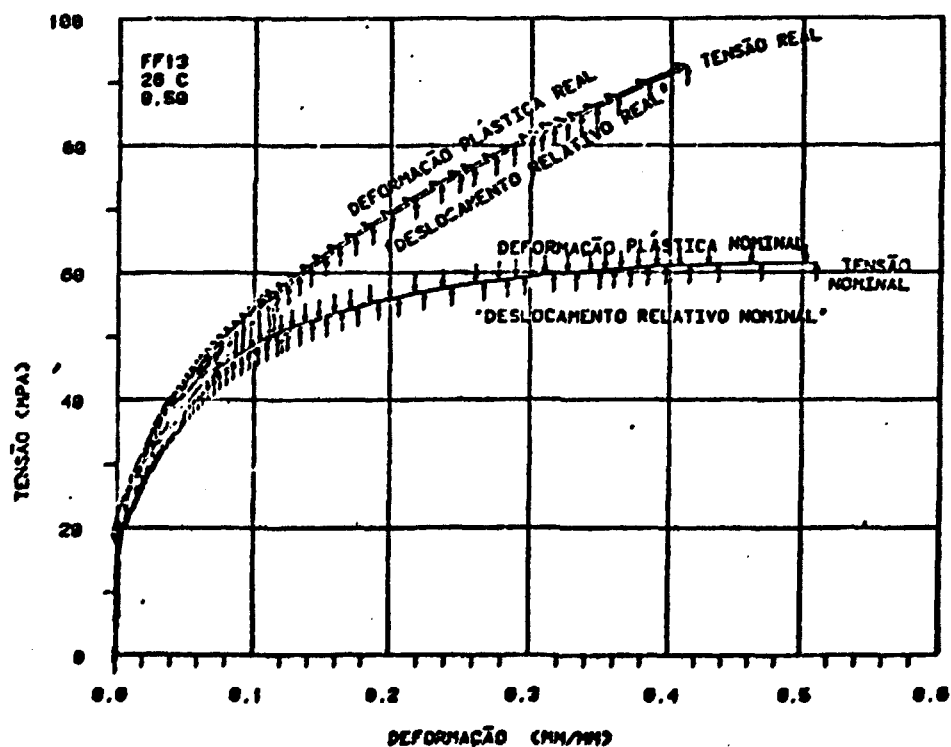


Figura 4.3.2 - Vide texto.

Os gráficos das figuras seguintes evidenciam uma relação parabólica entre a Tensão Real e a Deformação Plástica Real.

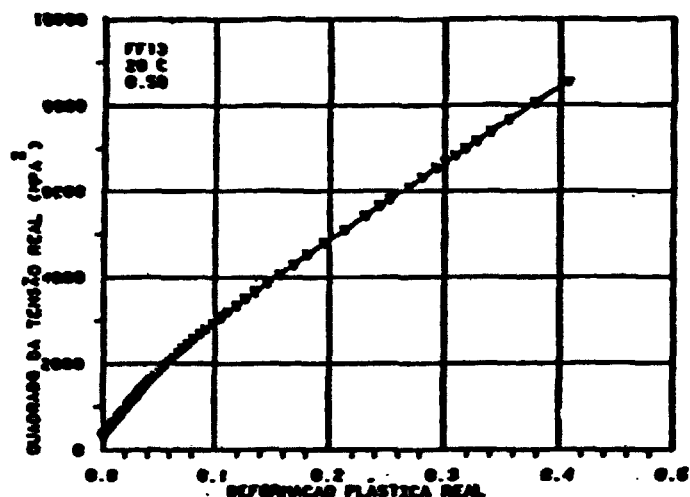


Figura 4.3.3 - Ensaio FF13. Quadrado da tensão real versus deformação plástica real.

Pell, em seu trabalho citado /20,21/ chama a atenção para relações parabólicas deste tipo entre a Tensão Nominal e a Deformação Total Nominal. No entanto seus ensaios de tração evidenciam este tipo de relação funcional apenas até cerca de 12% da Deformação Total Nominal. A fig. 4.3.3 indica que existem trechos parabólicos até o Limite de Resistência. A fig. 4.3.4 mostra um detalhe da etapa inicial de deformação plástica (até 10 %) onde aparecem mais claramente os trechos retilíneos. O uso das regressões lineares do Sistema Interativo de Análise permite analisar estes trechos, fornecendo não só as equações da curva como os erros inerentes a estes cálculos e, além disto, o coeficiente de Determinação.

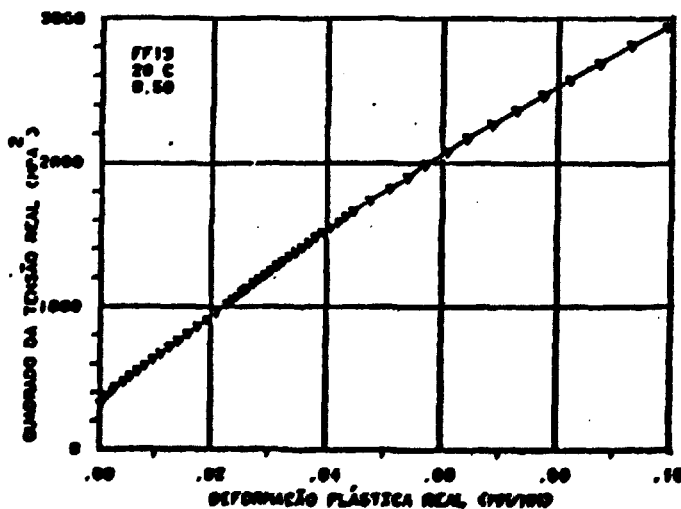


Figura 4.3.4 - Ensaio FF13. Detalhe da figura anterior.

A fig. 4.3.5 apresenta a variação do quadrado da Tensão Nominal com a Deformação Plástica Nominal. A curva é composta por várias parábolas, o que será mostrado com mais detalhes para o ensaio 9905 a partir da figura 4.3.7.

A fig. 4.3.6 mostra a variação do logaritmo da Tensão Real em função do logaritmo da Deformação Plástica Real. Este tipo de gráfico é muito importante pois serve para testar a clássica equação de Hollomon. Segundo ele um gráfico deste tipo evidenciaria uma relação linear entre aqueles parâmetros. Na realidade esta equação não se verifica para o Alumínio, pelo menos até uma deformação plástica de 0.01. Note-se também que o gráfico indica a existência de pelo menos duas retas após esta deformação.

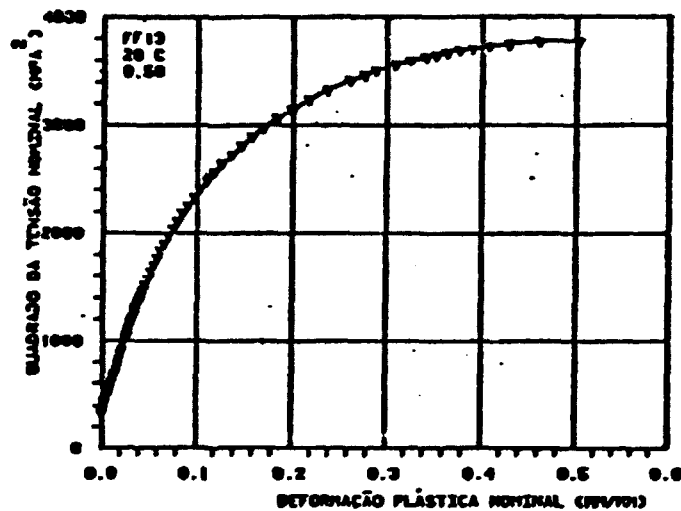


Figura 4.3.5 - Ensaio FF13. Quadrado da tensão nominal versus deformação plástica nominal.

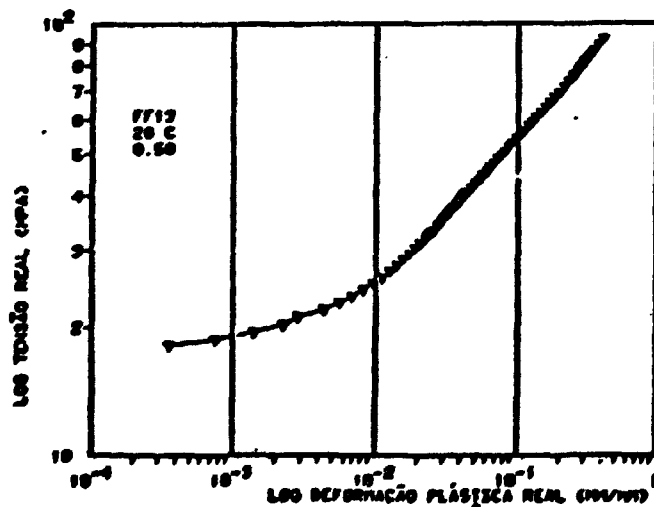


Figura 4.3.6 - Ensaio FF13. Quadrado da tensão real em função da deformação plástica real.

As figuras seguintes mostram o gráfico do Quadrado da Tensão Nominal em função da Deformação Total Nominal para o ensaio PP05.

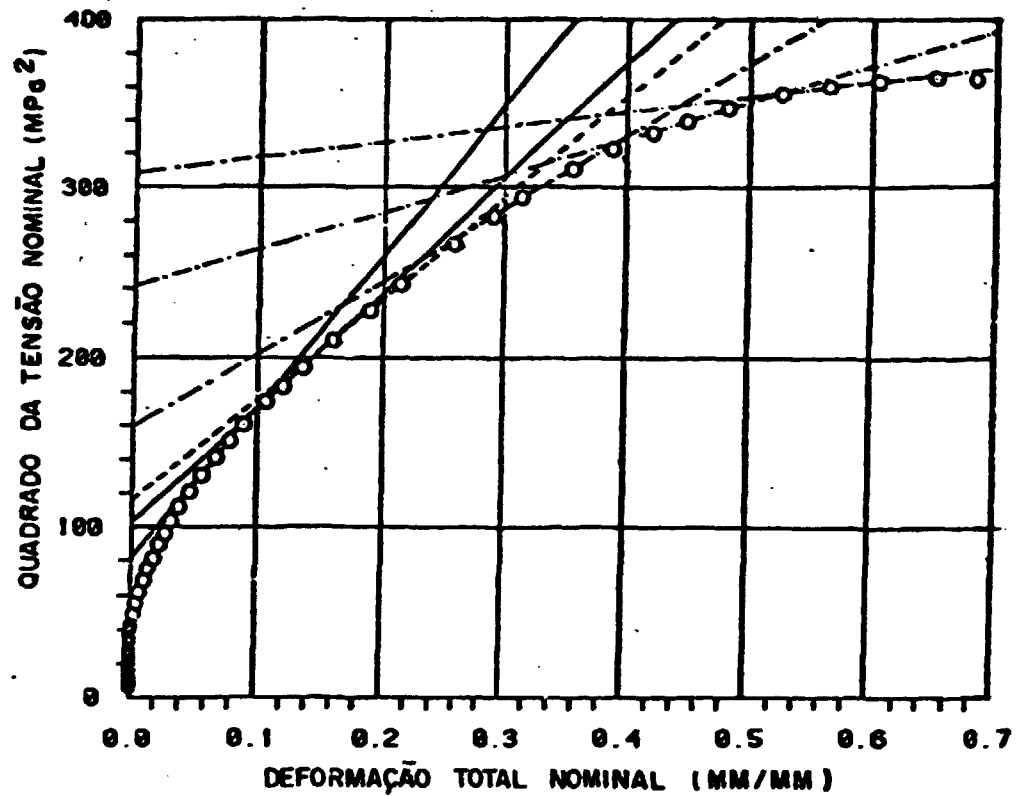


Figura 4.3.7 - Ensaio PP05. As retas previstas por Bell estão assinaladas.

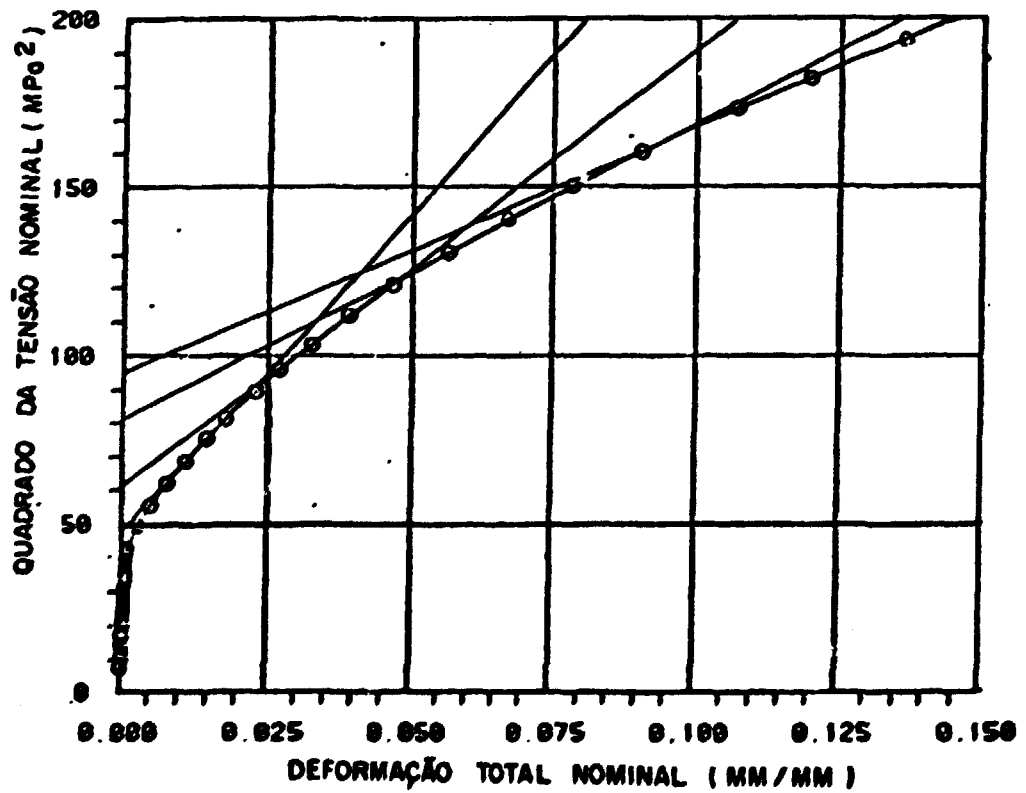


Figura 4.3.8 - Ensaio PP05. Detalhe mostrando uma região intermediária.

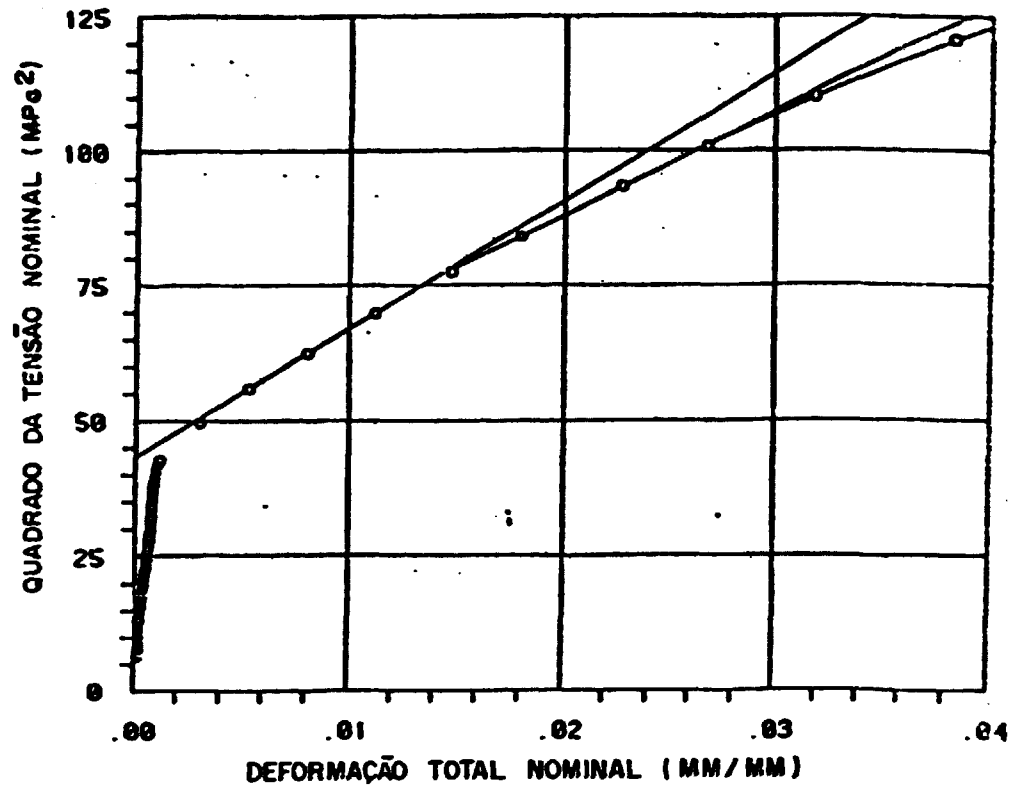


Figura 4.3.9 - Ensaio PP05. Detalhe mostrando a região inicial.

A fig. 4.3.10 apresenta a variação do logaritmo do Encruamento (definido como $dTNR/dDPR$) com o logaritmo da Deformação Plástica Real (DPR) para o ensaio PP07 e a fig. 4.3.11 mostra o mesmo tipo de gráfico para o ensaio FF13.

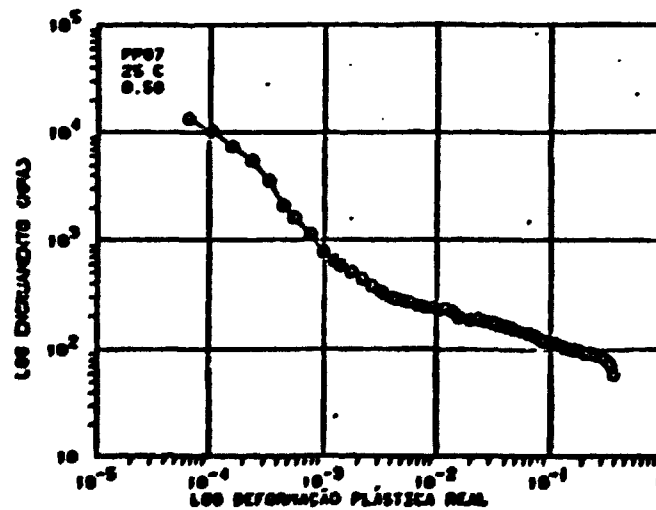


Figura 4.3.10 - Ensaio PP07. Encruamento versus deformação plástica real. (LOG x LOG).

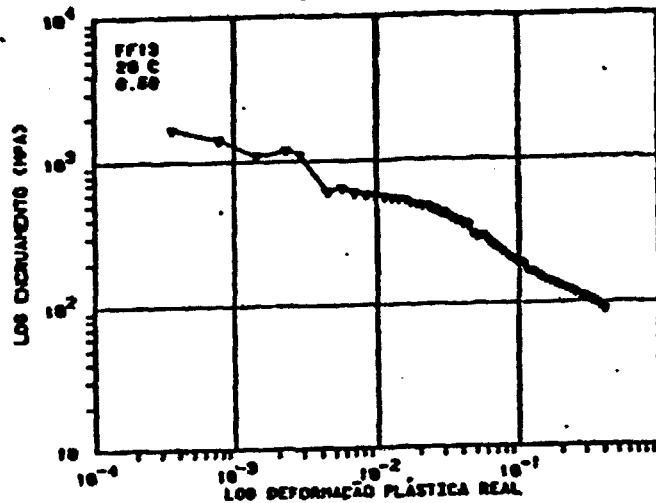


Figura 4.3.11 - Ensaio FF13. Encruamento versus deformação plástica real. (LOG x LOG). Comparar com a fig. 4.3.10

Este tipo de gráfico foi idealizado por Crussard e Jaoul para o estudo do comportamento mecânico dos materiais em ensaios de tração.

Embora amplamente aceito pela literatura, muitas críticas podem ser feitas a eles. Em primeiro lugar, a derivação numérica conduz a um espalhamento significativo dos dados. Em segundo lugar, a maioria dos autores elimina alguns pontos das curvas com a finalidade de obter trechos lineares bem definidos, o que permite a montagem de uma equação empírica através de regressões lineares.

As figuras seguintes mostram a variação do logaritmo do encruamento com o logaritmo da Tensão Real. Reed-Hill propôs este tipo de gráfico como mais indicado para uma formulação empírica do que o mostrado na fig. 15 /opus cit./ . No entanto o mesmo tipo de crítica pode ser feito.

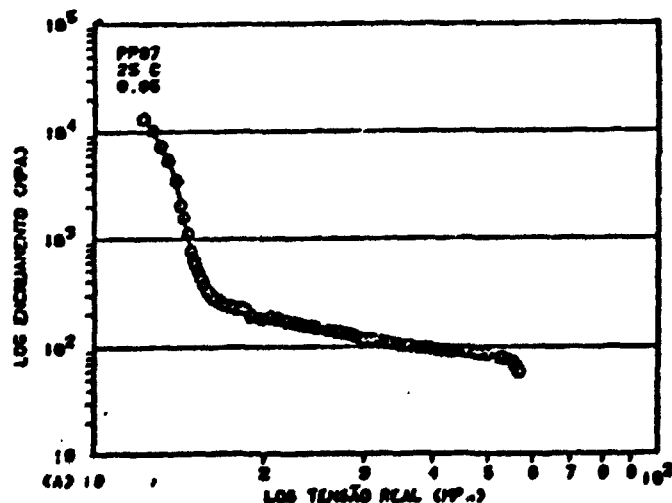


Figura 4.3.12 - Ensaio PP07. Encruamento versus tensão real. (LOG x LOG).

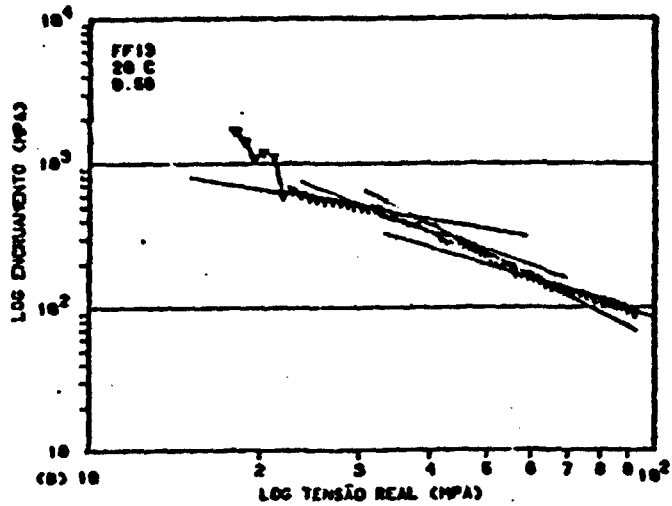


Figura 4.3.13 - Ensaio FF13. Encruamento versus tensão real (Log x Log). Comparar com a fig. 4.3.10.

A fig. 4.3.14 mostra a variação do Encruamento com o Tempo (Log . Log) para o Alumínio de Alta Pureza e o Alumínio Comercialmente Puro, indicando a influência das impurezas. Note-se o comportamento mais abrupto de Al impuro.

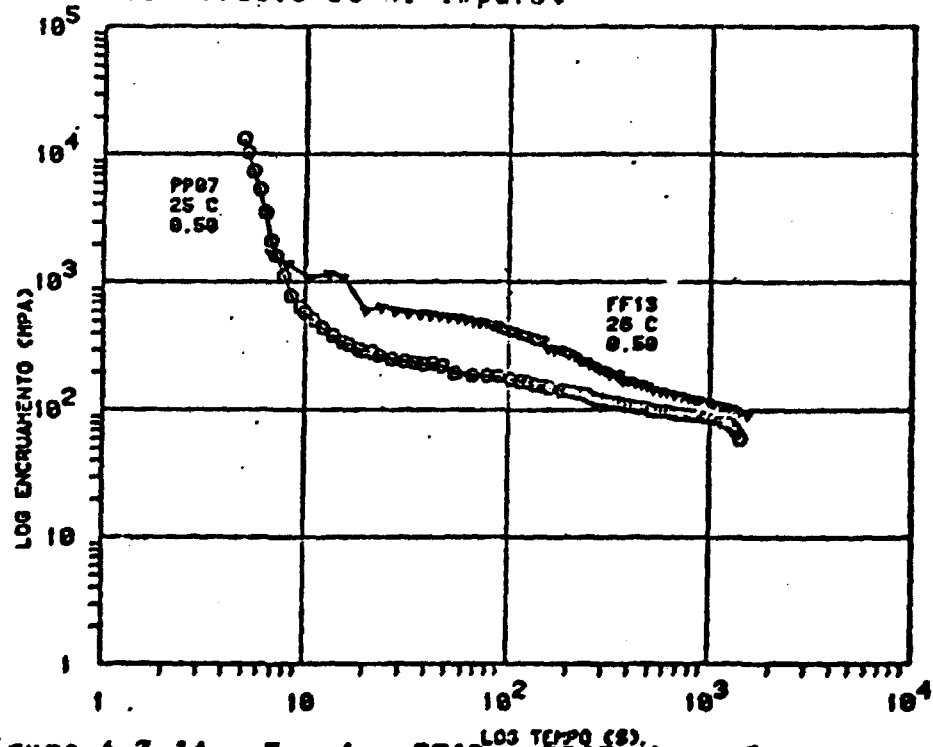


Figura 4.3.14 - Ensaios FF13 e PP07. Logaritmo do encruamento versus tempo (s).

As fig. 4.3.15 e 16 mostram a variação do Encruamento Normalizado (dividido pelo Módulo de Elasticidade Transversal ou Módulo de Coulomb) com a Tensão Real, também normalizada para dois ensaios. A teoria de Kocks, baseada na Equação de Voce, pode ser testada neste tipo de gráfico. Em primeiro lugar, não parece verossímil que o ponto de interseção do prolongamento do trecho

retilíneo da curva seja comum aos dois ensaios. Em segundo lugar este tipo de extrapolação proposto por Kocks não explicaria vários segmentos da curva. Em terceiro lugar, a equação proposta por Voce, embora reconhecidamente simples, está baseada em um ajuste de curva que não reflete os trechos parabólicos encontrados nas curvas de Tensão em função da Deformação.

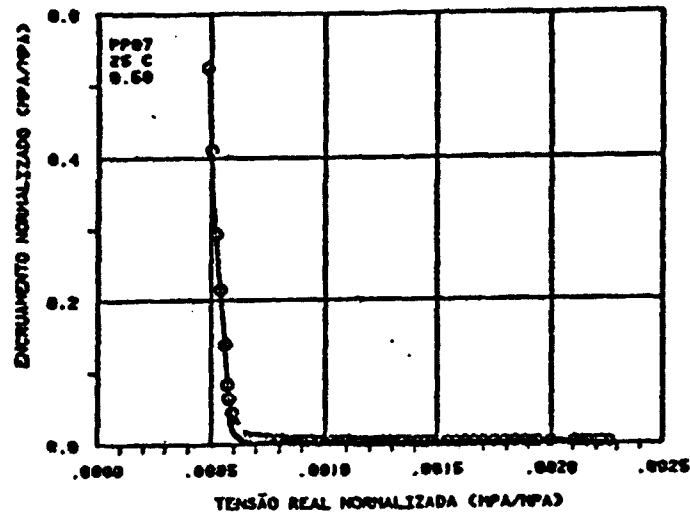


Figura 4.3.15 - Ensaio PP07. Encruamento normalizado versus tensão real normalizada.

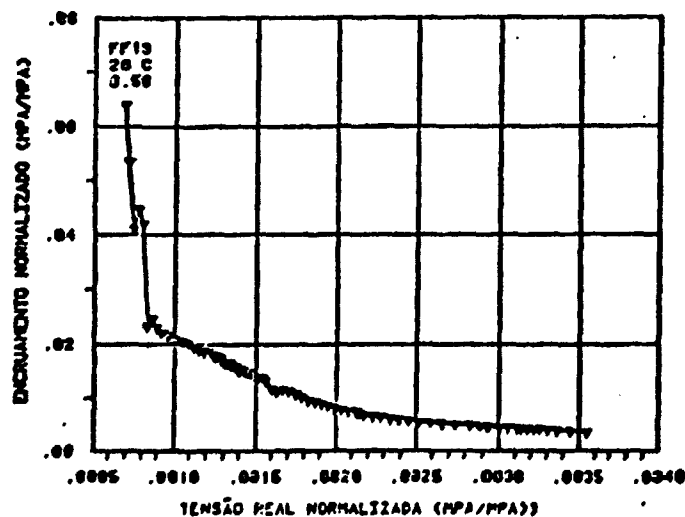


Figura 4.3.16 - Ensaio FF13. Encruamento normalizado versus tensão real normalizada.

4.3.2 - O Serrilhado das Curvas Tensão-Deformação.

A figura 4.3.17 mostra um fato novo em relação ao alumínio de alta pureza: a presença de serrilhados nas curvas força versus deslocamento em máquinas duras. Estes ensaios foram realizados com todo o rigor possível. O uso de faixas mais sensíveis da célula de carga mostraram inequivocamente a presença destes serrilhados em

todos os ensaios e com todas as amostras. O material com maior impureza sempre mostrou uma amplitude maior do efeito. Contudo, mesmo nos ensaios com extensômetro de resistência, não foi notada a presença destas oscilações em nenhum ensaio durante a deformação elástica.

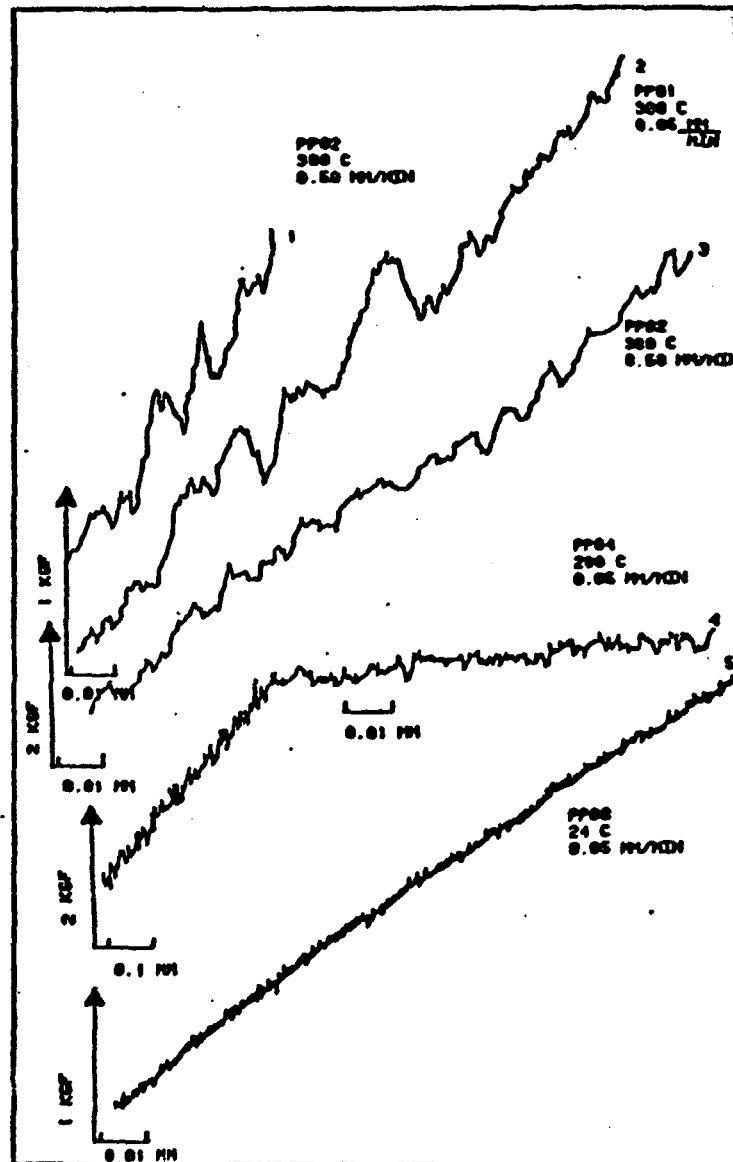


Figura 4.3.17 - Serrilhados típicos das curvas tensão versus deformação copiadas diretamente da carta registradora da máquina. Registrou-se aqui apenas o serrilhado para o alumínio de alta pureza.

Na figura 4.3.17 o fundo de escala está anotado no início de cada curva. A primeira e a terceira curvas foram copiadas do mesmo ensaio (PP02, 300°C, 0,50 mm/min); na primeira a escala usada foi de 1 kg e na terceira de 2 kg. A quarta curva mostra um trecho (inicial) com uma ampliação de 100 X no deslocamento e, logo após, um segundo trecho com uma ampliação de 100 X (1cm=0,1mm na carta e 1cm =0,01mm na carta, respectivamente). A presença dos serrilhados se deu em todos os ensaios desde a temperatura ambiente até 300°C. Em nenhum dos ensaios notou-se qualquer indício de uma deformação crítica para o início do serrilhado; este se fez notar, com maior ou menor intensidade, logo após a última reta detectada na zona de região elástica.

V - DISCUSSÃO.

V.1 - Deformação Elástica.

Os resultados experimentais de 11 ensaios apresentados no Capítulo IV demonstram cabalmente a existência de vários módulos experimentais de elasticidade, em acordo com a teoria de Bell /20,21/.

No ponto de vista macroscópico cabe apontar apenas que as experiências de Bell e seus colaboradores também foram realizadas em monocristais, tendo sido constatada a existência da multielasticidade quantizada em todos os experimentos, independente da velocidade de deformação, da temperatura ou do material.

Como já citado em outra parte deste trabalho, porém, Bell e seus colaboradores não se preocuparam em dar uma interpretação teórica ou microscópica a seus resultados experimentais, mesmo após praticamente 15 anos do lançamento de sua teoria (note-se que os últimos trabalhos de Bell são de 1980).

Vai-se tentar discutir do ponto de vista microscópico a significação da multielasticidade quantizada. Desta posição é melhor começar com um trabalho de Zener, de 1948 /359/, que realizou uma ótima análise da micrelasticidade em seu livro publicado naquele ano.

Segundo este autor o conceito de uma região elementar no sentido cristalográfico (algumas centenas de células unitárias em linha) seria ligado a uma região perfeita, sem defeitos, a qual não sofreria nem deformação plástica nem fratura até que a tensão aplicada excedesse o limite de resistência teórico. Na realidade a deformação plástica ocorre simplesmente pela passagem de regiões elementares de uma configuração de energia mínima para outra de mesma mínima energia através de uma deformação de cisalhamento homogênea. O termo Microelasticidade refere-se à relação entre a energia e a deformação de uma região elementar deste tipo.

Em primeiro lugar, deve-se estabelecer que a energia de deformação microelástica deve ser uma função periódica da deformação de cisalhamento. Seja um cisalhamento simples através de um plano compacto tipo (111) de uma rede CFC. Supondo que o cisalhamento se dê na direção $[211]$ e que tenha um deslocamento suficiente, resultará uma estrutura maclada como ilustrado na figura 5.1.

Durante a deformação os átomos representados pelos círculos abertos mover-se-ão desta posição para a posição marcada pelos círculos fechados. De maneira similar, os átomos do terceiro plano se moverão em relação aos do segundo plano como estes se moveram em relação ao primeiro, etc. Durante este processo, a região elementar passa de uma configuração para outra, ambas de mínima energia. A figura 5.2 mostra a periodicidade da energia de deformação em relação ao deslocamento descrito.

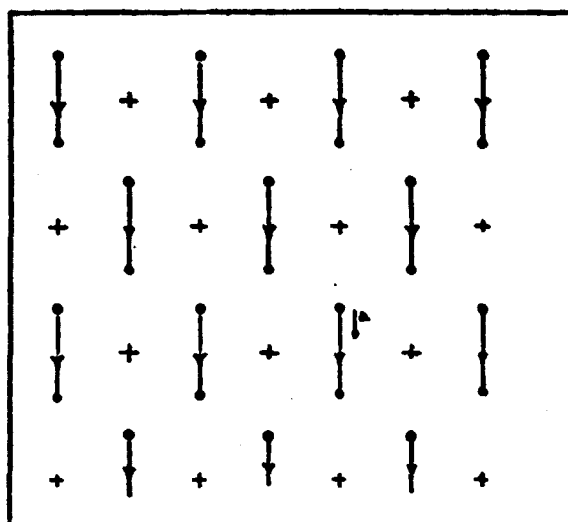


Figura 5.1 - Movimentos atômicos durante uma maclação numa rede CFC. O plano dos átomos é (111) e a direção do movimento é $[211]$. As cruzes denotam os átomos de um plano (111) , os círculos vazios, outro plano da mesma espécie e os círculos fechados as novas posições dos átomos após a deformação de cisalhamento. Segundo Zener, Ref. /369/, Fig. 8, p. 33.

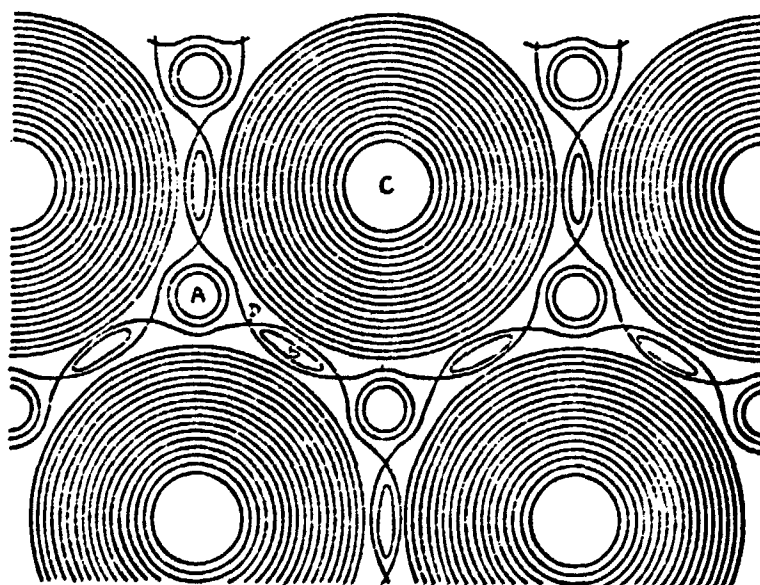


Figura 5.2 - Linhas de isocontorno energético. As linhas de contorno são dadas para a energia de um microelemento a 0 K. As coordenadas podem ser escolhidas como as coordenadas de um átomo particular no segundo plano ou como as duas componentes da deformação de cisalhamento através do plano (111) . As posições tipo A correspondem a uma rede CFC e são as posições de energia mínima. A maclação corresponde a passar um átomo de uma posição A para outra posição A adjacente. Segundo Zener, Ref. /369/, Fig. 9, p. 34.

Uma maclação contínua, alternada, nas direções $[211]$ e $[1\bar{2}1]$, ao resultar numa deformação contínua (porém discreta, periódica) na direção $[110]$, como ilustrado na figura 5.3. Portanto, uma deformação plástica continuada pode ser representada na figura 5.2 por um movimento em $z11-z1\bar{1}$ ao longo dos vales entre os máximos

do tipo C. Ao longo destes caminhos podem estar presentes mínimos subsidiários do tipo B. Estes mínimos secundários estão separados dos mínimos primários por divisões de tipo D. Por esta descrição da deformação plástica fica evidente que a resistência de um metal não endurecido ou encruado por uma deformação plástica é determinada pela variação da energia nestes pontos para ir de uma posição A sobre uma divisão D, através de um mínimo secundário B, e sobre uma seguinte divisão D até outra posição A adjacente.

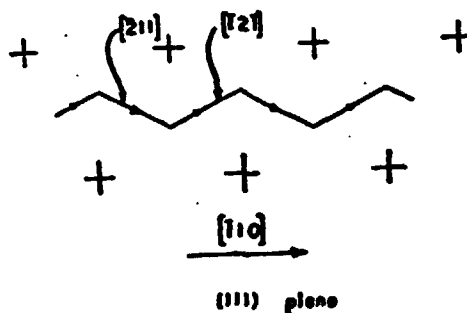


Figura 5.3 - Ilustração de como uma quantidade ilimitada de deformação de cisalhamento pode ocorrer numa estrutura CFC através uma sucessão de maclas. Segundo Zener, Ref. /369/, p. 34, figura 10.

Um diagrama da energia microelástica pode ser construído como na figura 5.2 segundo dois esquemas. De acordo com um deles, deve-se tomar como variáveis independentes todas as seis componentes da deformação. Neste caso o diagrama corresponde a todos estes componentes constantes, exceto os dois da deformação de cisalhamento através do plano (111). De acordo com o segundo esquema os únicos componentes da deformação tomados como variáveis independentes são os correspondentes às deformações de cisalhamento através do plano (111), enquanto todas as componentes da tensão são tomadas como constantes exceto as duas correspondentes aos dois componentes das deformações de cisalhamento. Portanto, passando da configuração A para a configuração B, a distância entre os planos (111) permanecerá invariante de acordo com o primeiro esquema e sofrerá uma variação de modo a manter uma energia mínima de acordo com o segundo esquema, que é o adotado por Zener.

Nos parágrafos anteriores viu-se como se processa a deformação plástica através de deformações de cisalhamento repetidas indefinidamente, causando maclações sucessivas no cristal. Ver-se-á agora o caso da deformação elástica de acordo com o segundo esquema de Zener.

Suponhamos que por um motivo qualquer a deformação por cisalhamento se processe apenas até a metade do caminho. Neste caso os átomos no segundo plano da figura 5.1 ficarão situados na metade do caminho entre as posições da rede correspondentes aos círculos abertos e aos círculos cheios. A configuração resultante é muito próxima a de uma rede CCC com seu plano (110) e sua direção $[1 \bar{1} 0]$ coincidindo respectivamente com o plano (111) e a direção $[211]$ da rede CFC original (figura 5.4).

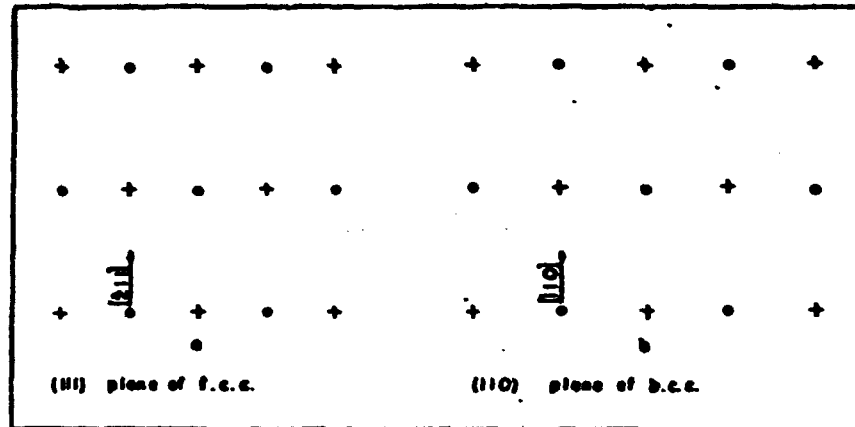
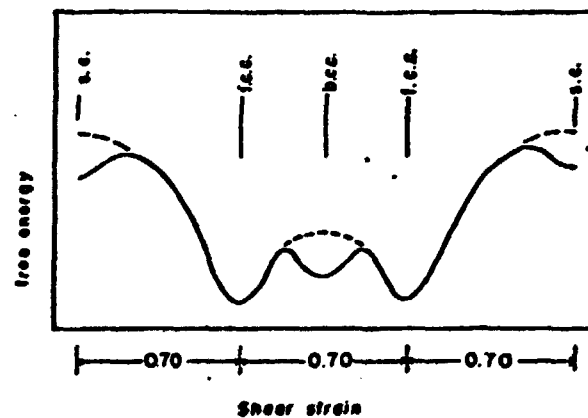


Figura 5.4 - Ilustração do reajustamento que obriga uma rede CFC a passar por uma estrutura CCC durante uma deformação de cisalhamento por macla. Se a rede CCC for mecanicamente estável, a rede cristalina adquire automaticamente uma estrutura CCC, de tal maneira que a configuração B da figura 5.2 corresponde a uma rede CCC. Segundo Zener, Ref. /369/, p. 35, figura 11.

A figura 5.5 mostra a energia livre em função da coordenada do cisalhamento da maclação.



(111) $[211]$ shear strain of f.c.c. lattice

(110) $[110]$ shear strain of b.c.c. lattice

Figura 5.5 - Ilustração da energia de deformação microelástica. Segundo Zener, Ref. /369/, p. 35, figura 12.

As linhas de contorno internas em torno das configurações do tipo A da figura 5.2 são circulares correspondendo ao fato de que a constante elástica associada com um cisalhamento através de um plano (111) é independente da direção deste cisalhamento. Seu valor é dado por:

$$s(111) = (1/3) s_{44} + (2/3) 2.(s_{11}-s_{12}) \quad (5.1), \text{ onde}$$

$s(111)$ = constante elástica associada com o cisalhamento através do plano (111);

s_{44}, s_{11}, s_{12} = constantes elásticas.

Por outro lado as linhas de contorno interno que circundam as

configurações do tipo B são elípticas, o que corresponde ao fato de que a constante elástica de cisalhamento através de um plano (110) depende da direção do cisalhamento. Portanto:

$$s(110)_{-110} = 2(s_{11} - s_{12}) \quad (5.2)$$

$$s(110)_{001} = s_{44} \quad (5.3)$$

Nos metais a primeira constante é sempre consideravelmente mais larga do que a segunda e a relação entre as duas pode ser tão alta quanto 13 no latão beta.

Das equações (5.1) e (5.2) pode-se obter um valor estimado da curva de energia (como as mostradas na figura 5.2) desde que se conheçam os valores das constantes elásticas das estruturas CFC e CCC.

Embora este tratamento dado por Zener se refira à deformação plástica por nucleações sucessivas, pode-se intuir que estas estruturas intermediárias também devem ser possíveis no processo de escorregamento normal para estruturas compactas tipo CFC.

Assim, pela própria figura 5.2 pode-se observar que as posições do tipo A se repetem exatamente após dois rearranjos do tipo descrito por Zener /370/. Então, na realidade, ter-se-ia uma posição tipo A, intermediária, embora com aproximadamente a mesma energia livre, onde o empilhamento seria do tipo HC. Neste caso, ter-se-iam passado por três rearranjos estruturais. Para que haja este tipo de falha de empilhamento não é necessário que haja qualquer tipo de escorregamento, embora a presença de falhas de empilhamento, em geral, signifique que aconteceu algum tipo de escorregamento /371/.

Para o caso que está sendo discutido (solicitação por tração na região elástica) podem ser estabelecidos os seguintes fatos:

1 - Nas estruturas CFC, antes de alcançar o Limite Elástico, os materiais podem passar por pelo menos três arranjos subestruturais diferentes, na seguinte ordem:



2 - Estas mudanças de configuração podem acontecer de um modo reversível;

3 - Não é necessário que aconteçam todas estas mudanças estruturais quando o material está submetido a uma solicitação externa qualquer.

Com base nestes itens, pode-se construir o diagrama 5.6 e o diagrama 5.7, baseados nos anteriores, com algumas modificações.

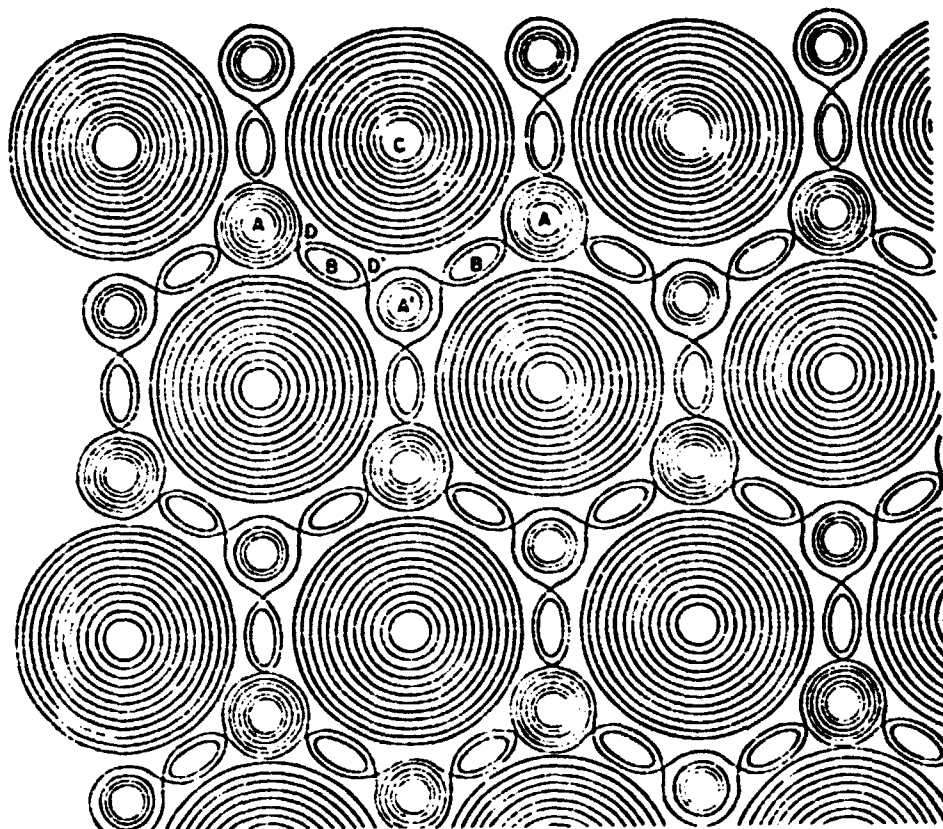


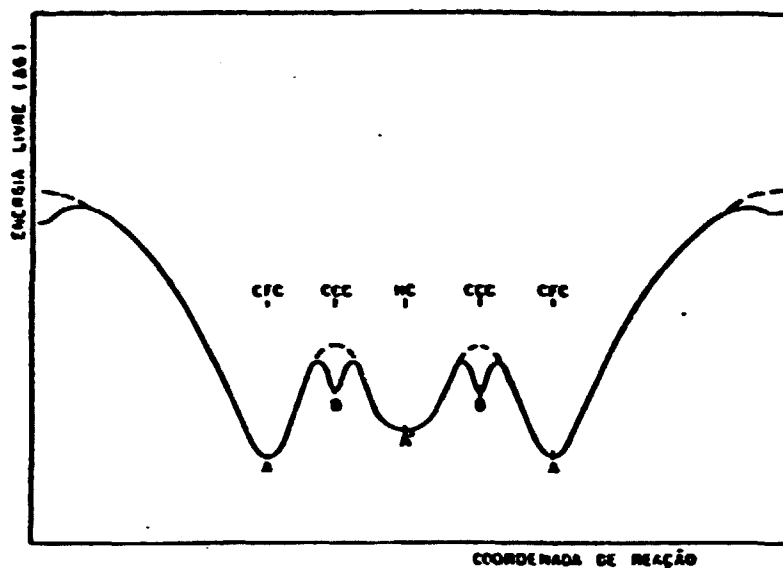
Figura 5.6 - Linhas de isocontorno energético. As linhas de contorno são dadas para a energia de um micrelemento a 0 K. As coordenadas podem ser escolhidas como as coordenadas de um átomo particular no segundo plano ou como as duas componentes da deformação de cisalhamento através do plano (111). Modelo deste trabalho.

Na realidade, quando se mostram estas linhas de isocontorno energético a 0 K deve-se levar em conta as oscilações dos átomos e a curvatura resultante do Nível de Energia de Fermi a temperaturas mais altas. No entanto, é muito útil raciocinar a 0 K porque pode-se descrever o fenômeno como se o sistema estivesse em quase-equilíbrio. Desta maneira, pode-se imaginar que, antes de qualquer solicitação mecânica externa o material apresenta uma configuração de energia livre como a mostrada na figura 5.7. Olhando para a figura 5.6 pode-se notar que a posição tipo A requer o mínimo de Energia. A configuração do tipo B, por sua vez, apresenta um mínimo mais alto que a do primeiro tipo. A configuração do tipo A', que aparece na zona central da figura, apresenta um mínimo de Energia intermediário. A única diferença entre as posições tipo A e A' reside na energia de interação entre os segundos vizinhos mais próximos, uma vez que a segunda tem uma configuração hexagonal compacta.

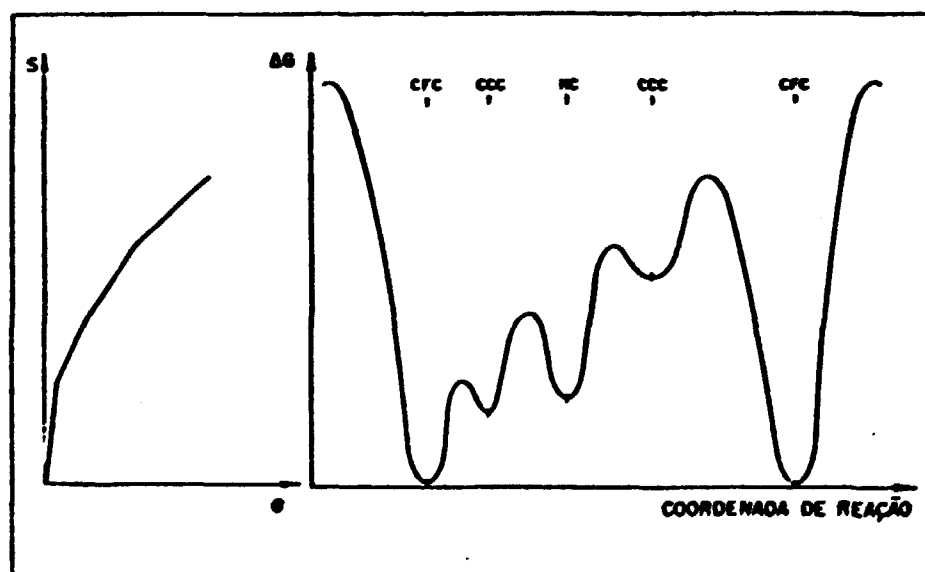
Para a construção da figura 5.7 pelo mesmo método usado por Zener, contudo, deve-se observar que a abscissa não pode mais ser a direção $[211]$ ou a direção $[121]$ como na figura 5.5. Já que reverter estas direções sobre a direção $[110]$ apenas para que o esquema ofereça uma visão geral das energias em jogo de acordo com a posição do átomo (ou da discordância) no plano de escorregamento.

Na figura 5.7(a) pode-se notar a energia de deformação do material antes de ser deformado; na figura 5.7(b) nota-se que a solicitação externa produz uma inclinação no diagrama anterior de tal maneira que o eixo da tensão produzirá um retorno à posição mostrada na (a). Na realidade estes diagramas ilustram o caminho reversível que uma discordância mais favoravelmente orientada em

relação ao eixo da tensão percorre antes de cavilhar um espaçamento interatômico.



(a)



(b)

Figura 5.7 - (a) Ilustração da energia de deformação microelástica a 0 K, sem solicitação externa; (b) Energia Livre de deformação com solicitação externa de tração. Modelo deste trabalho.

Por outro lado, sabe-se que as interações elásticas num sólido obedecem a leis que envolvem os potenciais interatômicos. Embora já se tenha desenvolvido uma série destes potenciais, nenhum deles parece ter resolvido a questão, principalmente por causa das

interações entre os átomos no núcleo das discordâncias. Friedel /372/ propôs uma forma de interação que leva em conta os termos anarmônicos destes potenciais. O resultado qualitativo está ilustrado na figura 5.8, juntamente com a curva para o potencial de Morse.

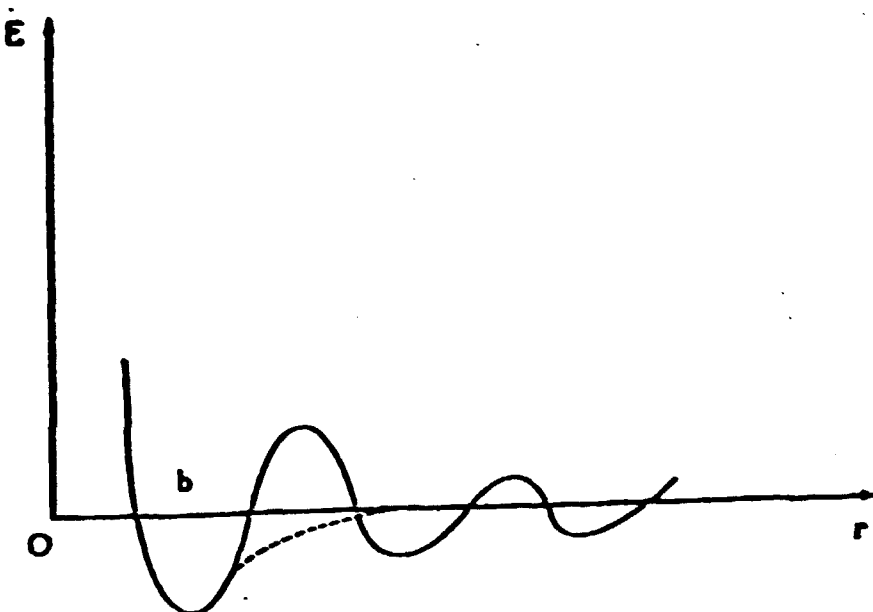


Figura 5.8 - Potencial interatômico versus distância interatômica para os metais. A linha contínua ilustra o comportamento real e a linha tracejada a aproximação de Morse. Segundo Friedel, ref. /372/, fig. 8, p. 18.

Existem outros modelos mais simples para os potenciais interatômicos. As figuras 5.9 e 5.10 apresentam um modelo comum /373,374/ onde no diagrama superior aparece uma aproximação para a energia potencial em função da distância interatômica, no do meio aparece a derivada desta energia, isto é, a força interatômica em função da distância e na inferior /374/ aparece a derivada da força, isto é, o módulo de elasticidade.

Nos metais /372/ os elétrons de condução (móveis) são os responsáveis pelo efeito blindagem (screening) ou efeito Tela e as interações de longo alcance não precisam ser considerados. Este efeito pode, pelo menos em princípio, ser estudado quantitativamente para os metais normais (sic) onde os pequenos desvios de uma superfície de Fermi perfeitamente esférica podem ser descritos em termos de espalhamento pelos pseudopotenciais atômicos fracos. No caso de linhas retas de discordâncias a energia total de interação com um defeito pontual pode ser dividida em interações destes defeitos com fileiras de átomos equidistantes correndo paralelamente à linha da discordância. A forma da equação que rege este tipo de interações vai depender da zona de Brillouin. Portanto, em primeira aproximação pode-se afirmar que os elétrons de condução serão os responsáveis pela forma dos potenciais interatômicos.

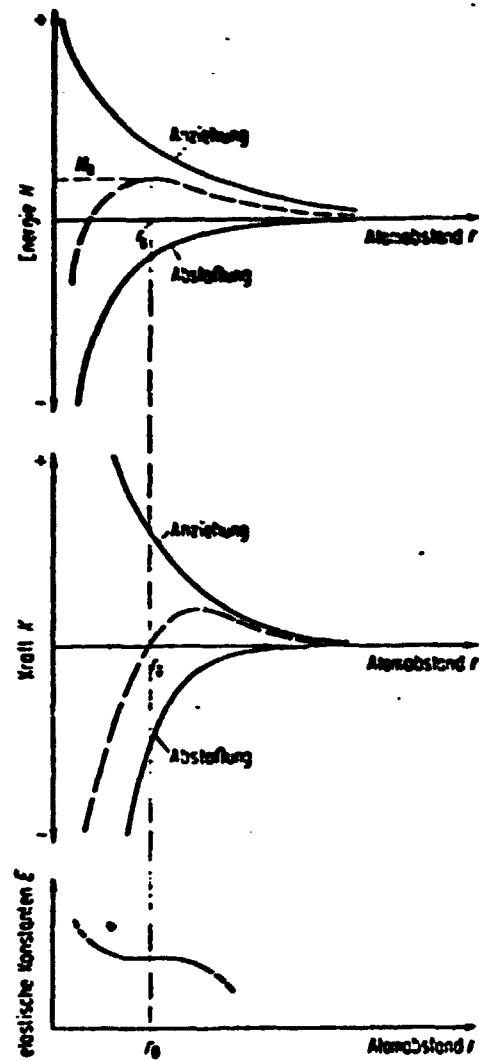


Figura 5.9 - Curvas correspondentes a um potencial interatômico do tipo Morse. Segundo Hornbogen, Ref. /374/, p. 25.

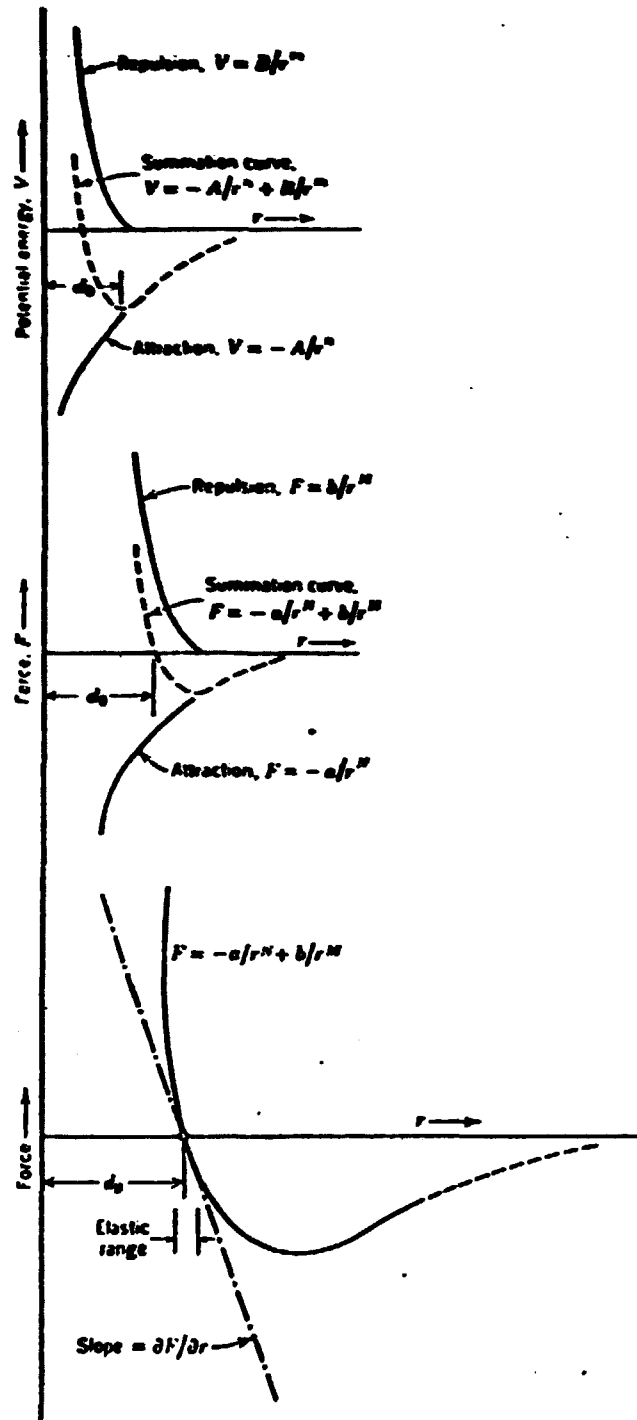


Figura 5.10 - Curvas correspondentes a um potencial interatômico do tipo Condon-Morse. Segundo Hayden et al. /373/, figuras 2.5 e 2.6, p. 27 e 28. Note-se a semelhança dos modelos. Comparar com o modelo de Friedel, figura 5.8.

Esta estrutura de um metal possui um contorno associado à zona de Brillouin que lhe é própria. Assim, se durante o carregamento mecânico de um material em tração houver uma mudança de subestrutura cristalina, o mesmo deverá ocorrer com o contorno de sua zona de Brillouin. Ao mesmo tempo já se demonstrou que a zona de Brillouin se deforma caso se coloque o metal num campo elétrico /392/. Recentemente /393-394/ pesquisadores mostraram que esta zona também se deforma em alguns casos quando se expõe o material a um campo magnético. Finalmente /393,394/ demonstrou-se que a zona também se

deforma (continuamente) quando se submete o material a uma solicitação mecânica.

O exposto acima sugere fortemente que a Multielasticidade Quantizada de Bell está intimamente associada aos seguintes fenômenos:

1. Mudanças de estrutura da rede cristalina nas condições descritas anteriormente;
2. Mudanças das zonas de Brillouin associadas a estas redes cristalinas durante um ensaio mecânico;
3. Os elétrons de condução são os responsáveis ou estão implicitamente relacionados com a existência destes módulos múltiplos.

Neste caso, o novo modelo deve prever algumas regiões de vazios de energia (gaps) diretamente relacionados com os níveis de Fermi.

A figura 5.11 ilustra qualitativamente o modelo a que se chegou. Ainda falta se fazer o estudo quantitativo mas acredita-se que, em primeira aproximação, não se pode sair muito do modelo mostrado nesta figura.

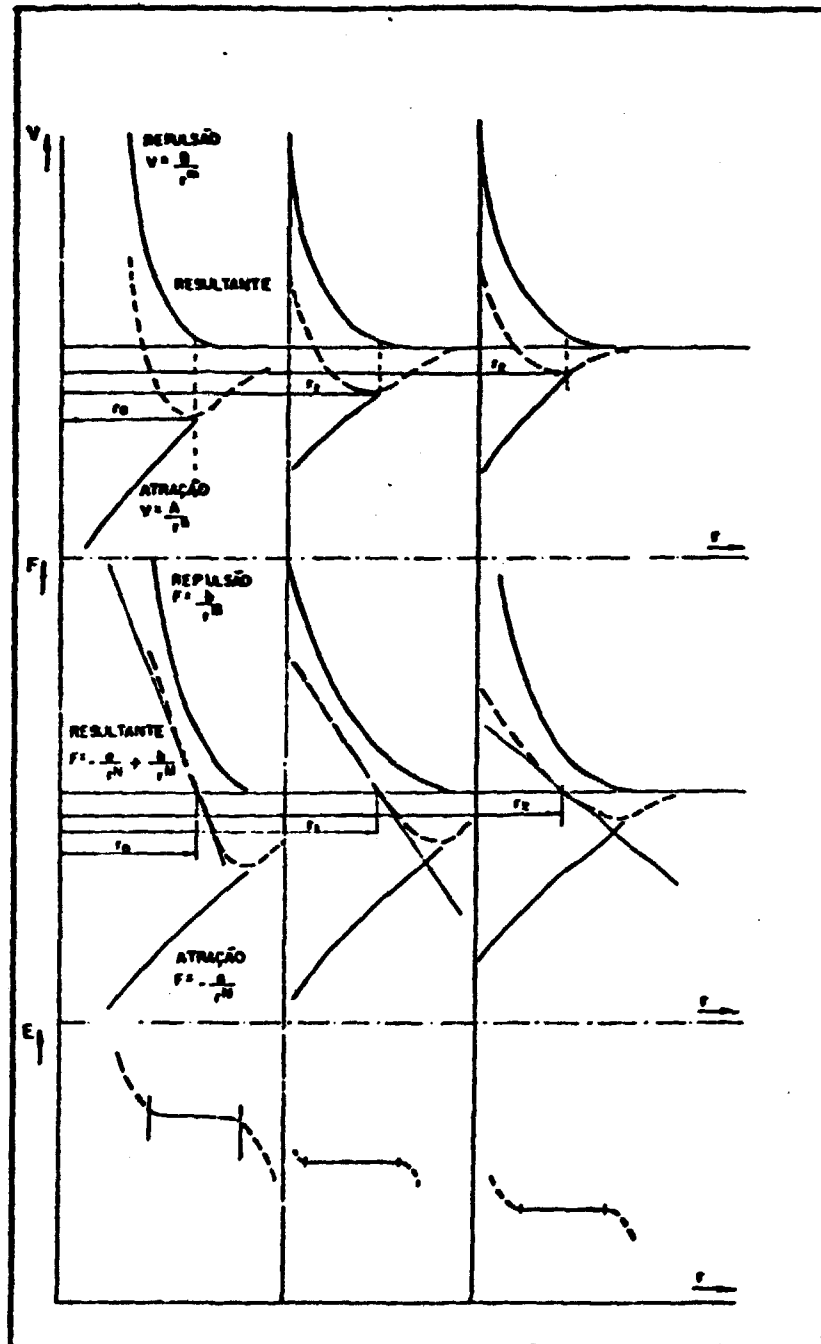


Figura 5.11 - Modelo sugerido para explicar a Multielasticidade Quantizada de James Frederick Bell. Note-se que a forma resultante é aproximadamente a mesma proposta por Friedel na figura 5.8. A figura não está em escala.

V.2 - A REGIÃO DE DEFORMAÇÃO PLÁSTICA.

Como visto no Capítulo II, praticamente todos os autores (231-232, 237-245, 246, 249-253) que analisaram as curvas tensão-deformação se referem à equação de Ludwig como ponto de partida para o estudo destas curvas. Fora alguns detalhes, como o método usado pelo citado autor (24), sua lei de potência tem sido usada extensivamente para cálculo dos parâmetros que permitiriam definir curvas deste tipo. Hollomon, por exemplo, baseou sua equação

na lei da potência de Ludwig. O grande problema com este tipo de análise é que ela fornece apenas equações empíricas quando se ajustam as equações aos dados experimentais. Em geral, quando se parte de um processo fenomenológico, as equações não refletem os dados experimentais. Portanto, o único caminho seria partir de uma análise mais simples possível dos dados experimentais e a partir daí, se possível, tentar relacionar a equação obtida com os fenômenos microestruturais presentes durante a deformação plástica. Estes aspectos serão discutidos a seguir.

5.2.1 - A Equação de Hollomon /230/.

Esta equação (vide Revisão) contém algumas incongruências. Em primeiro lugar ela não prevê a presença de estágios nas curvas de tensão em função da deformação. Em segundo lugar, a derivada da tensão real em relação à deformação total seria sempre uma constante, quando se sabe que perto do limite de resistência o encruamento ($dS_r/d\epsilon_r$) se anula. Outro problema é que para $S_r=0$ a deformação total também se anula, fato que praticamente jamais acontece. Outros detalhes podem ser vistos no trabalho de Monteiro & Reed-Hill /231,232/ e de Dellarretti et al. /249,250/.

A figura 4.3.6 mostra claramente que a equação de Hollomon não satisfaz aos dados experimentais obtidos. Esta figura foi uma das que mais se aproximou desta equação. A partir de cerca de 10% de deformação plástica real a aproximação torna-se razoável.

5.2.2 - O Método de Crussard & Jaoul /237-245/.

Este método consistia essencialmente em tomar os logaritmos da tensão e da deformação de uma maneira especial (as deformações eram tiradas dos gráficos em progressão geométrica com razão igual a 2). Foi o primeiro método a acusar a existência de estágios de deformação para o alumínio. Em seus trabalhos mostraram que o primeiro estágio de deformação acontecia em torno de 1.5% de deformação plástica.

Crussard /243/ fez um grande esforço para relacionar os estágios de deformação (em geral 3) com as modificações da estrutura do alumínio.

Em que pese a grande contribuição dada pela Escola Francesa, principalmente pelos esforços realizados para encontrar uma significação física para os estágios encontrados nas curvas de tração em função da deformação, ela ficou limitada no tempo (apenas início da década de 50). Por isto, embora caminhando na direção certa, seus membros não foram capazes de relacionar os diversos aspectos destas curvas com a microestrutura de discordâncias, o que só seria feito, anos mais tarde, pelos pesquisadores da Escola Alemã, já na década de 60 /375-381/.

5.2.3 - As Transições nas Curvas Tensão-Deformação.

Jaoul et al. /242/ descobriram que para o Alumínio com 99.99%

de pureza a primeira transição ocorria a 1.5% de deformação com um desvio padrão de 0.2% em cerca de 250 ensaios. Estudaram então a variação deste ponto de transição com a composição e descobriram que o valor da deformação aumentava com o aumento do Si e com o aumento do Cu, o mesmo acontecendo para incrementos nos teores de Mn, W, Vg, Cr e Zn, concluindo que o alongamento correspondente ao ponto de transição era proporcional ao inverso da distância média entre as zonas de distorção criadas pelos átomos de liga em solução sólida.

Concluíram ainda que para o alumínio comercialmente puro (até 1% de impurezas) a transição ocorria em torno de 4% de deformação. Estes resultados são muito interessantes na medida em que Bell, por outro método, em ensaios de peso fixo incremental ou com carregamento constante em relação ao tempo (Jaoul e Crussard usaram uma micromáquina de tração tipo Chevenard, na qual se impõe uma velocidade constante de deslocamento de uma das garras, como nas máquinas tipo Instron de hoje em dia), bem como em ensaios de alta velocidade de deformação à tensão constante (ensaios dinâmicos), descobriu o mesmo tipo de transição para praticamente todos os metais /21/.

No caso de Bell, no entanto, as curvas que apresentam o fenômeno são levantadas com a tensão nominal em função da deformação nominal total, e não como no método de Crussard e Jaoul. E também, no caso de Bell, ele demonstrou em cerca de 2000 ensaios que as curvas da tensão em função da deformação são parabólicas e não logarítmicas. Portanto, basta fazer um gráfico do quadrado da tensão em função da deformação para se obter as parábolas e os pontos de transição (no caso as parábolas aparecem como trechos retos e os pontos de transição são as interseções entre retas sucessivas). Como visto na revisão, Bell achou uma equação geral para estes pontos de transição /20.21.171/, estabelecendo ainda que as deformações críticas de transição nem sempre existem, mas, se existirem, seguirão uma sequência de valores dada por:

1.5%; 4.1%; 7.6%; 11.4%; 17.1%; 38.5%; 57.7% e 71.0%

As figuras 4.3.5 a 4.3.9 mostram evidências experimentais destas parábolas e destes pontos de transição. Cumpre dizer que todos os ensaios mostraram estas parábolas (isto é, retas nos gráficos do quadrado da tensão nominal em função da deformação total nominal) e apresentaram os pontos de transição como previstos por Bell. Este fato não pode ser coincidência pois é tão reproduzível nestes ensaios em máquinas duras, onde o processo de deformação é controlado pelo deslocamento do travessão móvel, quanto nos ensaios realizados por aquele pesquisador em máquinas moles ou em ensaios de peso fixo.

Por outro lado, o método de Crussard e Jaoul pode mascarar um grande número destas transições. Os gráficos do logaritmo da tensão real em função do logaritmo da deformação plástica real podem mascarar estas transições, como pode ser observado pela figura 4.3.6. Este tipo de figura também é comum para todos os ensaios realizados, inclusive a altas temperaturas.

Um dos maiores méritos dos Cientistas da Escola Francesa, no entanto, residiu na certeza que alimentaram sobre uma correspondência biunívoca entre a estrutura dos materiais e os pontos de transição (aqui a estrutura tem mais a ver com os grãos e seus contornos), como

se pode verificar pela citação direta da p. 535 da Ref. /242/:

'Le brusque changement de courbure des courbes de traction au point de transition doit correspondre a quelque modification de la structure des grains qui peut se traduire sur l'asterisme (aux rayons X, N. A.)'

Os autores concluíram então que até 1.5% de deformação não havia poligonização dos grãos. Após 1.5% (realizaram as medidas a 3%) notaram que existia uma poligonização imperfeita dentro dos grãos, o que corresponderia a uma certa fragmentação dos grãos. Este fato foi comprovado para uma liga Al-Mg por medidas de resistividade e metalografia ótica. Resumindo, até a primeira transição as discordâncias começariam a escorregar e a se multiplicar por toda a amostra. Após esta, tenderiam a se reagrupar em paredes formando subgrãos e dando origem à poligonização.

Reed-Hill, Cribb e Monteiro fizeram um bom resumo das referências /275-281/. Seus autores identificaram quatro comportamentos diferentes em Cu e Ni policristalinos. No estágio inicial de acomodação ($\epsilon < 0.001$) o escorregamento múltiplo começa nos grãos maiores e se espalha pelos grãos vizinhos. O estágio I começa quando todos os grãos estão se deformando por escorregamento múltiplo e termina em torno de 1% de deformação real. O estágio II começa em torno desta deformação e termina mais ou menos em torno de 10%, com um mecanismo de deformação semelhante ao 2o. estágio para monocristais FCC, ao contrário do estágio I, isto é, o escorregamento ocorre localmente em um sistema único com interações com sistemas secundários que endurecem o material. O estágio III seria caracterizado pela recuperação dinâmica (acima de 10%).

Reed-Hill et al. /245/ fazem uma comparação do método de Grassard e Jaoul, o qual, fazendo a hipótese de que a lei da potência de Ludwig está correta, traça um gráfico do logaritmo do encruamento contra o logaritmo da deformação plástica real, criticando-o em termos da diferenciação de um material anteriormente deformado e um material recozido. Mostram então que um gráfico deste tipo pode levar a se tomar como diferentes duas curvas essencialmente iguais. Um gráfico com o logaritmo do encruamento por ordenada e o logaritmo da tensão real por abcissa evitaria este inconveniente. Neste trabalho os autores mostram como é possível determinar os pontos de transição neste tipo de gráfico. As figuras 4.3.10 a 4.3.13 mostram estes tipos de gráficos. Como pode ser observado é quase impossível determinar os estágios com precisão. Como dito anteriormente este efeito pode ser creditado a um mascaramento dos pontos de transição pelas ordenadas logarítmicas. Outro problema certamente advém da derivação numérica a qual, por melhor que seja, sempre causará oscilações devidas não ao ensaio mas ao processamento matemático dos resultados.

Quanto a este mascaramento de resultados, a própria determinação da deformação plástica real pode induzir este efeito pois requer que se tome o logaritmo neperiano da deformação plástica nominal. Isto pode ser notado pela simples inspeção das figuras 4.3.3 a 4.3.7 para os ensaios F13e PP05.

Finalizando, os resultados experimentais mostram indiscutivelmente que as curvas tensão-deformação são parabólicas, seja em termos de tensão real em função da deformação plástica real, seja em termos de tensão nominal em função da deformação nominal total. No primeiro caso há um inconveniente em relação a um certo

miscaramento dos pontos de transição revelados fácil e legivelmente pelo seu tipo de gráfico. Isto significa que as previsões de Taylor /382/ e Bell /20,21/ sobre uma forma parabólica deste tipo de função para a grande maioria dos metais é bastante realística. Além disto os resultados confirmam a existência dos pontos de transição segundo as previsões de Bell.

5.2.4 - As Equações Fenomenológicas.

Não são poucos os autores que desde o século passado tentam achar equações constitutivas para englobar o comportamento mecânico dos materiais em relação à microestrutura, velocidade de deformação, tamanho de grão, fases presentes, temperatura de fusão, etc. /20, 21, 172, 173, 190, 202-204, 206-215, 218, 219, 229, 230, 233-236, 245-249, 254, 255, 260-267/. Dunn /38/ no fim do século XIX aventou a hipótese do comportamento mecânico único de corpos de prova submetidos a ensaios de tração quasi-estáticos e dinâmicos. Desde então se fazem hipóteses e teorias para resolver a questão.

Voce /235,236/ propôs uma equação constitutiva para ensaios de tração e compressão, mais tarde aproveitada por Kocks /233/ em sua tentativa de obter uma equação constitutiva única para ensaios de tração, compressão e fluência. As figuras 4.3.15 e 4.3.16 mostram claramente que não existe possibilidade de existir um encruamento normalizado que reflita a sua 'tensão de saturação'. Seu argumento inicial falha por considerar uma deformação homogênea para o alumínio comercialmente puro.

Uma das equações constitutivas que obteve o maior sucesso nesta segunda metade do século XX foi a de Hart /250-267/. Da mesma maneira que as hipóteses de Kocks e Voce, parte da idéia de que a deformação é homogênea.

Pode-se afirmar com segurança que as aproximações em todas estas tentativas de achar uma equação fenomenológica que descreva ao mesmo tempo as variações da microestrutura, apesar da pesada matemática envolvida, não chegaram a sequer considerar as transições de modo de deformação fatalmente presentes até no mais simples dos ensaios mecânicos, o ensaio de tração. Por incrível que pareça, nem Kocks nem Hart levam este se nômemo em consideração, quando até intuitivamente se pode perceber a sua importância para um melhor conhecimento do comportamento mecânico dos sólidos.

Mais uma vez Bell /20,21/, em ensaios que cobrem uma gama de velocidades de deformação de cerca de 10^{12} fornece uma equação geral que leva em conta praticamente todos os parâmetros intensivos e extensivos dos materiais como tamanho de grão, temperatura de fusão, módulo de Euler, temperatura do ensaio, etc., prevendo inclusive a existência de transições na deformação, de grande reprodutibilidade e que engloba praticamente todos os tipos de ensaios mecânicos /172,173/.

Os resultados experimentais deste trabalho indicaram uma concordância bastante alta com esta equação. No entanto os expoentes quantizados n de sua equação não reproduziram suas previsões. Isto se deve muito provavelmente ao tipo de carregamento usado neste trabalho, uma vez que todas as experiências de Bell são feitas ou com peso fixo incremental ou com uma variação linear do carregamento.

5.2.5 - O Efeito Savart-Masson.

Como mostrado na figura 4.3.17, os serrilhados das curvas tensão-deformação foram observados inclusive no Al de alta pureza. Todos os ensaios apresentaram este serrilhado a partir do limite elástico. Estes resultados implicam em que:

1. A deformação plástica não é homogênea;
2. Não existe uma deformação crítica para o início do serrilhado;
3. A detecção do fenômeno depende apenas da resolução do equipamento.

Os resultados obtidos mostraram a presença do serrilhado para todos os corpos de prova, sem exceção, e um exame meticuloso das curvas revela que logo após a última reta do regime elástico tem início o serrilhado. Foram usadas as escalas de maior resolução possível do equipamento. Note-se que foram realizados ensaios desde a temperatura ambiente até 400°C. Notou-se também que quanto maior a quantidade de impurezas maior eram a amplitude e a frequência do serrilhado. Estas aumentavam também com a carga para depois diminuir. Isto significa que o teor de impurezas aumenta o efeito (talvez seja esta a causa de um grande número de trabalhos ter sido realizado principalmente com Al-Mg).

Estas observações sugerem que seria necessário um equipamento com maior resolução para o estudo destes serrilhados. Em 1957 Fisher e Lally /361/ realizaram um estudo de alto nível sobre o fenômeno através de uma técnica de emissão acústica. Seus resultados mostraram que a partir do fim da região elástica apareciam grandes oscilações nas curvas de tensão em função do tempo. Estas oscilações eram da ordem de microssegundos. Atribuindo estes distúrbios ao movimento desordenado das discordâncias demonstraram experimentalmente a impossibilidade de uma deformação homogênea no alumínio.

pelas razões expostas não se achou necessário medir qualquer tipo de energia de ativação para caracterizar o envelhecimento cinético uma vez que os resultados mostraram que a mesma vai depender da sensibilidade do equipamento usado.

VI - CONCLUSÕES.

1. Constatou-se a existência da multielasticidade quantizada de Bell em ensaios com extensômetros de facas e de resistência.

2. Através um sistema de análise estatística comprovou-se a existência de vários módulos de elasticidade em ensaios sem extensômetro entre a temperatura ambiente e 400°C e a duas velocidades de deformação (0.50 e 0.05 mm/min). Alguns ensaios realizados a 0.005 mm/min mostraram o mesmo comportamento.

3. Baseando-se na existência da multielasticidade quantizada e no modelo das duas molas construiu-se um modelo de molas múltiplas que se mostrou eficiente tanto do ponto de vista estático quanto dinâmico.

4. Demonstrou-se a possibilidade da mudança de estrutura cristalina durante a deformação elástica na sequência :

CFC ==> CCC ==> HC ==> CCC ==> CFC

para os metais do sistema CFC por um processo de escorregamento reversível através sucessivas falhas de empilhamento.

5. Construiu-se um modelo qualitativo que explica a existência da multielasticidade quantizada de Bell pela mudanças necessariamente acarretadas nas zonas de Brillouin pelas mudanças sofridas pela rede cristalina ao se deformar elástica e reversivelmente. O modelo leva em conta os níveis discretos de energia e sugere curvas de potenciais interatômicos com vazios de energia potencial entre elas.

6. Demonstrou-se experimentalmente que as curvas tensão-deformação nominais são constituídas por parábolas de acordo com as previsões da equação de Bell para grandes deformações.

7. Demonstrou-se experimentalmente a existência de pontos de transição na região de deformação plástica. Demonstrou-se que estas deformações críticas onde acontecem as transições de modo de deformação obedecem as previsões de Bell.

8. Demonstrou-se a falha das equações fenomenológicas mais conhecidas principalmente pela falta de previsão das deformações de transição e pela necessidade de se ter uma deformação homogênea, o que não é realístico do ponto de vista microscópico.

9. Mostrou-se com base nos dados experimentais que o serrilhado que aparece nas curvas da tensão em função da deformação (Efeito Savart-Masson) é independente da pureza do material e que sua detecção depende da sensibilidade do equipamento.

10. Mostrou-se a inexistência da deformação crítica para o início do serrilhado das curvas tensão-deformação.

VII. SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS.

VII.1 - SOBRE A DEFORMAÇÃO ELÁSTICA.

1.1 - Determinar, com maior precisão, os módulos de elasticidade de vários materiais, à temperatura ambiente, a várias velocidades de deformação, em máquinas duras tipo Instron, se possível com instrumentação externa, isto é, que permita medir a deformação sem interferência direta com a amostra. Para isto sugere-se um sistema de medição tendo por base o raio LASER, o qual permite uma resolução de até 10^{-9} /393/, acoplado a um sistema automático de tomada de dados, digital, com capacidade de armazenar dados em tempos da ordem de 10^{-6} s.

Justificação:

1. O método das grades de difração inscritas diretamente na amostra embora permita uma resolução de cerca de 10^{-8} tem os seguintes inconvenientes: (a) - é difícil inscrever a grade de difração em amostras planas; (b) - a inscrição destas grades interfere com a superfície das amostras, podendo mascarar alguns resultados;

2. Os métodos usados neste trabalho (extensômetros de faca e resistivos) também interagem com as amostras podendo fornecer resultados inesperados. Os extensômetros de facas interagem diretamente na medição da deformação por intermédio de seu peso, o qual, se não for muito bem balanceado, pode causar binários que vão interferir não só nas medidas da carga, como também nas da deformação. Além disto, a maneira de prendê-los na amostra tem uma grande influência principalmente nos primeiros estágios da deformação. Os extensômetros resistivos, por sua vez, podem causar deformação na amostra durante a colagem. Além disto, a aderência destes sensores requer uma superfície um pouco áspera (tipo a obtida com lixa metalográfica grana 320), não permitindo ensaios com corpos de prova polidos eletroliticamente.

3. A medida da carga, da deformação e do tempo com alta resolução permitirá: (a)- a identificação de possíveis fenômenos (como vibrações) que ocorram na região de deformação elástica, principalmente no entorno dos pontos de transição dos módulos; (b)- verificar se os pontos de transição são reproduzíveis; (c)- verificar a influência do sistema deformante sobre os módulos e sobre os pontos de transição; (d)- determinar o comportamento do sistema deformante.

4. A variação da velocidade de deformação permitirá: (a)- verificar sua influência sobre o intervalo de existência de cada módulo; (b)- verificar sua influência sobre os pontos de transição da região elástica; (c)- verificar sua influência sobre o sistema deformante.

Finalidade:

O conjunto destas informações é fundamental para uma melhor visão do comportamento elástico dos materiais, podendo influir decisivamente na compreensão dos mecanismos microscópicos e subestruturais que regem a deformação dos materiais.

1.2 - Usando o sistema de alta resolução descrito acima determinar a variação dos módulos e dos pontos de transição a temperaturas acima da ambiente, a várias velocidades de deformação.

Finalidade: a variação da temperatura permitirá determinar a variação dos intervalos de existência dos módulos em função da temperatura. A variação concomitante da velocidade de deformação permitirá a determinação da influência do tempo e da temperatura no fenômeno. Além disto, o conhecimento da variação dos pontos de transição elástica com estes fatores permitirá uma visão mais profunda e quantitativa do mecanismo proposto.

1.3 - Usando o sistema de alta resolução determinar a variação dos módulos e dos pontos de transição a temperaturas abaixo da ambiente até a mínima temperatura executável (cerca de 3 K, por meio do He líquido).

Finalidade:

A realização de ensaios a baixíssimas temperaturas permitirá a verificação da existência de mecanismos que possam esclarecer detalhes do modelo proposto.

1.4 - Determinar através de difração de raios-X de alta resolução em amostra tracionada por carregamentos incrementais ou contínuos os parâmetros de sua rede recíproca nos intervalos de existência de cada módulo elástico.

Finalidade:

Comprovar a validade do modelo proposto. A zona de Brillouin pode ser construída facilmente a partir dos parâmetros da rede recíproca dos materiais cristalinos. A experiência deve ser capaz de ver a distorção contínua da zona de Brillouin para pequenos incrementos de carga e de detectar as mudanças bruscas previstas pelo modelo.

VII.2 - SOBRE A DEFORMAÇÃO PLÁSTICA.

Usando-se um sistema de alta resolução para os ensaios mecânicos, como no caso anterior, cumpre responder as seguintes questões:

2.1 - A deformação plástica pode ser considerada homogênea?

Viu-se neste trabalho que a deformação plástica não é homogênea. A questão proposta visa determinar até que ponto pode-se considerá-la homogênea sem se perder de vista seu caráter essencialmente heterogêneo. Isto significaria trabalhar com uma curva tensão-deformação média, o que facilitaria sobremaneira uma análise geral da função. Acredita-se também que em pequenos trechos poder-se-ia tratar a função tensão-deformação como uma pseudo-função homogênea sem cometer grandes erros. No entanto é necessário estabelecer para cada material os limites em que este tratamento poderia ser usado sem causar mascaramentos de fenômenos que poderão ser essenciais para o futuro estabelecimento de equações

constitutivas. Trata-se, na realidade, de estabelecer até que limites pode-se tratar uma função essencialmente discreta como contínua.

2.2 - O que significam os estágios parabólicos?

Esta talvez seja a questão mais difícil de responder em futuro próximo. Isto porque os grupos que se preocuparam com o aparecimento de estágios nas curvas tensão-deformação (escola francesa e americana) e fizeram partindo de gráficos tipo Crussard & Jaoul. Em primeiro lugar, há que se aceitar o tipo de gráfico proposto por Bell, isto é, diagramas do tipo tensão nominal versus deformação nominal. A partir daí pode-se partir para uma análise dos pontos de transição sem que haja mascaramento dos estágios parabólicos. Essencialmente trata-se de analisar a microestrutura do material (por meios óticos, por raios-X, por microscopia eletrônica de transmissão e de varredura, etc.) antes e depois de cada ponto de transição. Este tipo de trabalho poderá revelar o que acontece com as discordâncias em cada estágio, fornecendo subsídios para o estabelecimento das equações constitutivas adequadas, levando em conta os mecanismos que atuam em cada estágio.

2.3 - É possível estabelecer uma equação constitutiva que reflita realmente o comportamento dos materiais; em que condições?

Tudo indica que a resposta é negativa. A equação de Bell, embora pareça a mais completa, reflete essencialmente o comportamento do material recozido. Muitas experiências terão de ser realizadas a fim de se determinar até que ponto o histórico termo-mecânico do material vai influir nas constantes desta equação.

2.4 - Seria possível medir o módulo de elasticidade durante a deformação plástica?

Aqui, a resposta é positiva. O autor tentou fazer esta medição com um aparelho de ultrassom durante ensaios na Instron. Não houve sucesso na experiência porque houve interferência vibratória da máquina no cabeçote usado. Acredita-se que em ensaios em máquinas molas com aplicação linear da carga seja possível realizar tais medidas.

REFERÊNCIAS.

1. MÉRICA, P. D., WALTENBERG, R. G. & SCOTT, H. - 'Heat-treatment of duralumin.', Bull A.I.M.E, June (1919); 913-927.
2. IVANOVA, V. S. & GORDIENKO, I. K. - 'New Ways of Increasing the Strength of Metals.', Transl., ISI Publication 109, The Iron and Steel Institute, (1968).
3. HAASEN, P. - 'Mechanical properties of solid solutions and intermetallic compounds.', in 'Physical Metallurgy', Ed. R. W. Cahn, North-Holland Pub. Cia., Amsterdam (1965); 821-885.
4. COTTRELL, A. H. - 'Dislocations and Plastic Flow in Crystals.', Clarendon Press, Oxford (1953).
5. HAASEN, P. - Apud Ref. (3); 828-829.
6. COTTRELL, A. H. - Apud Ref. (4); 133-150.
7. HIRTH, J. P. & LOTHE, J. - 'Theory of Dislocations.', McGraw-Hill Book Company, New York (1968); 584-633
8. COTTRELL, A. H. - Apud Ref. (4); 137-138.
9. COTTRELL, A. H. - 'Distribution of solute atoms round a slow dislocation.', Proc. Roy. Soc., A 199 (1949); 104-116.
10. LUBAHN, J. D. - 'Simultaneous aging and deformation in metals.', Metals Trans. AIME, 185 (1949); 702-710.
11. REED-HILL, R. E. - 'On the dynamics of dislocation pinning during dynamic strain aging.', Tech. Report to U. S. A. Army, (1973); 217-242.
12. SWANN, P. R. 'Dislocation arrangements in face-centered metals and alloys.', in 'Electron Microscopy and Strength of Crystals', John Wiley Sons, Inc., Interscience, New York (1963); 193
13. LONGO, W. P., KESTENBACH, H. J. & SANTOS, V. R. - 'Influência da composição sobre o início do efeito Portevin-Le Chatelier em ligas Al-Mg.', Metalurgia da ARM, 30(1972); 951-955.
14. MORRIS, J. G. - 'Superstrength aluminum alloys.', Mater. Sci. Eng., 9(1972); 361-367.
15. MORRIS, J. G. - 'Dynamic strain aging in aluminum alloys' Mater. Sci. Eng., 13(1974); 101-108.
16. LLOYD, D. J. & TANGRI, K. - 'Dynamic strain aging as a strengthening mechanism.', Mater. Sci. Eng., 10(1972); 75-79.
17. GARDE, A. M., SANTHANAM, A. T. & REED-HILL, R. E. - 'The significance of dynamic strain aging in titanium.', Acta Metall., 20(1972); 215-220.
18. GARDE, A. M., AIGELTINGER, E. T. & REED-HILL, R. E. -

'Concerning the strength of dynamic strain aging in zirconium.',
Metall. Trans., 6a(1975); 1183-1188

19. CLOUGH, R. B. - 'Rational basis and new methods for proportional limit, machine stiffness, critical stress intensity, and crack velocity measurements.', in Recent Developments in Mechanical Testing, ASTM STP 608, American Society for Testing and Materials, (1975); 20-44.

20. BELL, J. F. - 'The Experimental Foundations of Solid Mechanics.', in Handbuch der Physik, S. FLUEGGE, Chief Ed., C. A. TRUESDELL, Ed., VIa/1, Berlin-Heidelberg-New York, Springer-Verlag, (1973).

21. BELL, J. F. - 'The Physics of Large Deformation of Crystalline Solids.', Springer Tracts in Natural Philosophy, 14, Berlin-Heidelberg-New York, Springer-Verlag, (1968).

22. THURSTON, R. H. - 'A note on the resistance of materials.', Trans. Am. Soc. Civil Engrs., 2, Supplement (1874); 239-240.

23. THURSTON, R. H. - 'On the strength, elasticity, ductibility and resilience of materials of machine construction.', Trans. Am. Soc. Civil Engrs., 2, Supplement (1874); 349-379.

24. LUDWIK, P. - 'Ueber den Einflub der Deformationsgeschwindigkeit bei bleibenden Deformationen mit besonderer Beruecksichtigung der Nachwirkungserscheinungen.', Physikalische Zeitschrift, 10(1909); 411-417.

25. BELL, J. F. - Apud Ref. (20), p. 570.

26. BELL, J. F. - Apud Ref. (20), p. 572.

27. THURSTON, R. H. - 'Torsional resistance of materials determined by a new apparatus with automatic registry.', J. of Franklin Institute, 95 (1873); 254-260.

28. BELL, J. F. - Apud Ref. (20), p. 573.

29. KICK, F. - 'Kritik ueber R. H. Thurston's Untersuchungen ueber Festigkeit und Elasticitaet der Constructions-materialen.', Dingler's Polytechnisches Journal, 218(1875); 185-191.

30. SIEREL, E. & POMP, A. - 'Die Ermittlung der Formaenderungsfestigkeit von Metallen durch der Stauchversuch.', Mittheilungen, Kaiser-Wilhelm-Inst. Eisenforschung (Max-Planck-Inst.), 9(1927); 157. Apud Ref. (20), p. 574.

31. ELAM, C. F. - 'Distortion of Metal Crystals.', Clarendon Press, Oxford, England (1935).

32. DEITLER, H. - 'Experimentelle Untersuchungen ueber die Abhaengigkeit der Zugspannungen von der Verformungsgeschwindigkeit.', Physikalische Zeitschrift, 33(1932); 247-259. Apud Ref. (20), p. 574.

33. PRAVOTL, I. - 'Ein Gedankenmodell zur Kinetischen Theorie der festen Koerper.', z. Angew. Math. Mech., 8(1928); 85-106. Apud Ref. (20), p. 575.

34. ELAM, C. F. - 'The influence of rate of deformation on the tensile test with special reference to the yield point in iron and steel.', Proc. Royal Soc., London, 165(1938); 563-592.
35. BELL, J. F. - Apud Ref. (20), p. 579.
36. BELL, J. F. - 'Impact strength.', Encyclopedic Dictionary of Physics, Pergamon Press, London, 3(1962); 799.
37. BELL, J. F. - 'Impact testing.', Encyclopedic Dictionary of Physics, Pergamon Press, London, 3(1962); 789.
38. DUNN, B. W. - 'A photographic impact testing machine for measuring the varying intensity of an impulsive force.', J. Cf Franklin Inst., 144(1897); 321-348.
39. HOPKINSON, J. - 'On the rupture of iron wire by a blow.', Proceedings of Manchester Literary and Philosophical Society, 11(1872); 40-45. In 'Original Papers of John Hopkinson, v. II, Scientific Papers.', B. Hopkinson, Ed., Cambridge, England, (1901); 316-320. Apud Ref. (20); 579-582.
40. HOPKINSON, J. - 'Further experiments on the rupture of iron.', Proceedings of Manchester Literary and Philosophical Society, 11(1872). In 'Original Papers of John Hopkinson, v. II, Scientific Papers.', B. Hopkinson, Ed., Cambridge, England, (1901); 321-324. Apud Ref. (20); 581-582.
41. TAYLOR, G. I. - 'The testing of materials at high rate of loading.', J. Inst. Civil Engrs., 26(1946); 436-518. In 'The Scientific Papers of Sir Geoffrey Ingram Taylor.', Mechanics of Solids, G. K. Batchelor, Ed., Cambridge, England, v. 1(1958); 516-545.
42. BELL, J. F. - Apud Ref. (20), p. 582. Vide nota de rodape' 5.
43. BELL, J. F. - Apud Ref. (20); 579-580.
44. DONNEL, L. R. - 'Longitudinal wave transmission and impact.', J. Appl. Mech., Trans. Cf American Society of Mechanical Engineers, ASME, 52(1930); 153-157.
45. HOPKINSON, J. - 'The effects of momentary stresses in metals.', Proc. Royal Soc., London, 74(1905); 518-523.
46. BELL, J. F. - Apud Ref. (20); 583-586.
47. PLANK, R. - 'Betrachtungen ueber dynamisch Zugbeanspruchung.', Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure, 66(1912); 17-24. 46-51.
48. SEHASF, H. - 'Die experimentelle Ermittlung des Verlaufs der Stoßkraft und die Bestimmung der Deformationsarbeit beim Stauchversuch.', Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure, 68(1914); 1345-1348.
49. KOEPPER, F. & SACH, R. H. - 'Vergleichende statische und dynamische Zugversuch.', Mitteilungen des Kaiser-Wilhelm-Instituts

fuer Eisenforschung, 4(1922); 11-29.

50. KÖRBER, F. & STORP, H. A. - 'Ueber den Kraftverlauf bei der Schlagpruefung.', Mitteilungen des Kaiser-Wilhelm-Instituts fuer Eisenforschung, 7(1925); 81-97.

51. ITIHARA, M. - 'Impact torsion test.', The Technology Reports of the Tohoku Imperial University, Sendai, Japan, 1(1933); 16-5). Apud Ref. (20), p. 597.

52. ITIHARA, M. - 'Impact torsion test, No. 4.', The Technology Reports of the Tohoku Imperial University, Sendai, Japan, 11(1935). Apud Ref. (20), p. 587.

53. ITIHARA, M. - 'Impact torsion test, No. 5.', The Technology Reports of the Tohoku Imperial University, Sendai, Japan, 12(1936). Apud Ref. (20), p. 587.

54. GINNS, D. W. - 'The mechanical properties of some metals and alloys broken at ultra high speeds.', J. Inst. Metals, 61(1937); 61-71.

55. TAYLOR, G. I. - Apud Ref. (41); 521-524.

56. BROWN, A. F. C. & VINCENT, N. D. G. - 'The relationship between stress and strain in the tensile impact test.', Proc. Inst. Mech. Engrs., 145(1941); 125-132.

57. TAYLOR, G. I. QUINNEY, H. - Apud Ref. (41); 526-528.

58. TAYLOR, G. I. - Apud Ref. (41), p. 527.

59. TAYLOR, G. I. - Apud Ref. (41), p. 37.

60. VON KARMAN, T. - 'On the propagation of plastic deformation in solids.', USA National Defense Research Council, Progress Report, No. A-29, OSRD No. 931 (February, 1942).

61. BELL, J. F. - Apud Ref. (20), p. 306.

62. BIRT, J. P. - 'Expériences sur la propagation du son a travers les corps solides et a travers l'air, dans des tuyaux très-allongés.', Memoirs de Physique et de Chimie de la Societé d'Arcueil, 2(1909); 405-423. Apud Ref. (20); 307-308.

63. CHLADNI, F. F. F. - 'Neue Beitræge zur Akustik.', Leipzig (1817). Apud Ref. (20); 307-308.

64. WERTHEIM, G. & BREGUET, L. F. C. - 'Experience sur la vitesse du son dans le fer.', Comptes Rendus Acad. Sci. Paris, 32(1851); 292-294.

65. DULEAU, A. J. C. B. - 'Essai thëorique et expëriental sur la rësistance du fer forgë.', (1817). Artigo apresentado à Academia Francesa em 28 de junho de 1819 e publicatio em 1920.

66. CAUCHY, I. A. - 'Mëmoire sur le choc des corps élastiques.', Bulletin de la Societe Philomatique, Paris (1826) 304-306. Apud Ref. (29); p. 313.

67. POISSON, S. D. - 'Choc longitudinal des veerges élastiques.', 'Traité de Mécanique', Paris, 2(1833); 331-343. Apud Ref. (20), p. 313.

68. SAINT-VENANT, A. J. C. B. DE - 'Mémoires sur le choc longitudinal de deux barres élastiques et de matières semblables ou différentes, et sur la proportion de leur force vive qui est perdue pour la translation ultérieure; et généralement sur le mouvement longitudinal d'un système de deux ou plusieurs prismes élastiques.', J. Math. Pures et Appl., 2eme Series, 12(1857); 273-376. Apud Ref. (20); 313-314. Citras.

69. SCHNEEBELI, H. - 'Ueber der Stoss elastischen Koerper und eine nuerische Bestimmung der Stosszeit.', Annalen der Physik und Chemie (Poggendorf), 143(1871); 235-250. Apud Ref. (20); 315-316.

70. SCHILLET, C. S. M. M. F. - 'Note sur un moyen de mesurer des intervalles de temps extrêmement courts, comme la durée de choc des corps élastiques, celle du débondissement des ressortes, de l'inflammation de la poudre, etc., et sur un moyen nouveau de comparer les intensités des courants électriques, soit permanents, soit instantanées.', Comptes Rendues Acad. Sci. Paris, 19(1844); 1384-1389. Apud Ref. (20); 315-316.

71. SCHNEEBELI, H. - 'Stossversuche mit Kugeln aus verschiedenem Metall.', Annalen der Physik und Chemie (Poggendorf), 145(1871); 23e-43r. Apud Ref. (20); 315-316.

72. BOCHHAMER, L. - 'Ueber die Fortpflanzungsgeschwindigkeiten kleiner Schwingungen in einem unbegrenzten isotopen Kreiscylinder.', J. fuer reine und ang. Math. (Crelle), 81(1876); 327-336. Apud Ref. (20), p. 331.

73. BOLTZMANN, L. - 'Einige Experimente ueber der Stoss von Cylindern.', Sitz. Ber. Math.-Naturw. Cl. Kaiserl. Acad. Wiss., wien 84, Abt. II (1882); 1225-1229. Apud Ref. (20); 313-314.

74. HERTZ, H. R. - 'Ueber die Beruehrung fester elastischer Koerper.', J. FUER DIE REINE UND Angewandte Math. (Crelle, 92(1882); 155-171. Apud Ref. (20); 314-319.

75. VOIGT, W. - 'Die Theorie des longitudinalen Stosses cylindrischen Staebe.', Annalen der Physik und Chemie (Wiedemann), Neue Folge, 19(1893); 44-66. Apud Ref. (20); 314-315.

76. TOMLINSON, H. - 'The influence of stress and strain on the action of physical forces.', Phil. Trans. Royal Soc., London, 174, Part 1, (1893); 1-132.

77. HAUSMANINGER, V. - 'Versuch ueber der Stoss von Kautschukcylindern.', Sitz. Ber. Math. - Naturw. Cl. Kaiserl. Akad. Wiss., Wien, 89, Part. II, Nos. 1-5, (1884); 765-781. Apud Ref. (20); 315-320.

78. HAUSMANINGER, V. - 'Zur Theorie des longitudinalen Stosses cylindrischer Koerper.', Annalen der Physik und Chemie, Neue Folge, 25(1885); 189-202. Apud Ref. (20); 316-320.

79. HAMPFURGER, M. - 'Untersuchungen ueber die Zeitdauer des Stosses von Cylindern und Kugeln.', Annalen der Physik und Chemie,

ue Folge, 25(1886); 653-655. Apud Ref. (20); 318-319.

90. CHREE, C. - 'The equations of an isotropic elastic solid polar and cylindrical coordinates, their solution and application.', Trans. Cambridge Phil. Soc., 14(1889); 250-369.

91. HOPKINSON, B. - 'The effects of momentary stresses in solids.', Proc. Royal Soc. London, 74(1905); 493-506. Apud Ref. (20); 5-329.

92. HOPKINSON, B. - 'A method of measuring the pressure produced in the detonation of explosives or by the impact of pellets.', Phil. Trans. Roy. Soc. London, Ser. A, 213(1914); 437-456.

93. SEARS, J. E. - 'On the longitudinal impact of metal rods with rounded ends. Part I.', Proc. Cambridge Phil. Soc., 14(1908); 7-295.

94. SEARS, J. E. - 'On the longitudinal impact of metal rods with rounded ends. Part II.', Trans. Cambridge Phil. Soc., 14(1908); -105.

95. MCCOLLUM, B. & PETERS, O. S. - 'A new electrical lemeter.', U. S. Bureau of Standards Technological Papers, No. 221, (1922); 737-777. Apud Ref. (20), p. 329.

96. WAGSTAFF, J. E. P. - 'Experiments on the duration of impacts, mainly of bars with rounded ends, in elucidation of the elastic theory.', Proc. Roy. Soc. London, Ser. A, 105(1924); 544-570. Apud Ref. (20); 324-327.

97. WAGSTAFF, J. E. P. - Phil. Mag., 48(1924); 147. Apud Ref. (20).

98. LOVE, A. E. H. - 'Treatise on the Mathematical Theory of Elasticity.', 4th. Edition, New York, Dover (1927); 195-200.

99. EATON, E. C. - 'Resistance strain gage measures stress in concrete.', Engineering News-Record, 107(1931); 615-616. Apud Ref. (20), p. 329.

100. PROUSE, W. A. - 'The development of pressure waves during the longitudinal impact of bars.', Phil. Mag., Ser. 7, 22(1936); 9-239.

101. CARLSON, R. W. - 'Five years' improvement of the elastic-wire strain meter.', Engineering News-Record, 114(1935); 6-607. Apud Ref. (20), p. 329.

102. CLARCK, D. S. & DATWYLER, G. - 'Stress-strain relations under tension impact loading.', Proc. of the 41st Annual Meeting of the ASM, American Society for Metals, Metals Park, Ohio, 38, Part II (1948); 98-111.

103. ABRAMSON, H. W., PLASS, H. J. & PIPPERGER, E. A. - 'Stress wave propagation in rods and beams.', in Advances in Applied Mechanics, H. L. Dryden & Th. Von Karman, eds., vol. V(1958); 1-114.

104. DAVIES, R. M. - 'A critical study of the Hopkinson

pressure bar.', Phil. Trans. Of the Royal Society, London, Ser. A, 240(1948): 375-457.

95. BAYCROFT, D. - 'The velocity of longitudinal waves in cylindrical bars.', Phys. Rev., 2nd Ser., 57(1941): 588-593.

96. TAYLOR, G. I. 'Propagation of earth waves from an explosion.', Civil Defense Research Committee Report, RC 222(1940) . In 'The Scientific Papers of Sir Geoffrey Ingram Taylor.', Mechanics of Solids, G. K. Batchelor, Ed., Cambridge , England, v. 1(1958), Paper 30: 456-463.

97. TAYLOR, G. I. - 'The plastic wave in a wire extended by an impact load.', Civil Defense Research Committee, RC 329(1942). In 'the Scientific Papers ...', Paper 32: 467-479.

98. RAKHMATULIN, K. A. - 'Propagation of a wave of unloading.', Prikl. Mat. Mekh., in Russian, (Sov. J. Appl. Mathematics Mechanics), 9(1945): 91-100.

99. WHITE, M. P. & GRIFFIS, LE VAN - U. S. A. National Defense Research Council Progress Report No. A-7, OSRD No. 742, (1942).

100. WHITE, M. P. & GRIFFIS, LE VAN - 'The permanent strain in a uniform bar due to longitudinal impact.', J. Appl. Mech., 14(1947): A-337 a A-342.

101. WHITE, M. P. & GRIFFIS, LE VAN - 'The propagation of plasticity in uniaxial compression.', Trans. Am. Soc. Mech. Engrs., 70(1948): 256-260.

102. DUWEZ, P. - 'Preliminary experiments on the propagation of plastic deformation.', National Defense Research Council Report, 473(1942).

103. DUWEZ, P. & CLARK, D. S. - 'An experimental study of the propagation of plastic deformation under conditions of longitudinal impact.', Proc. Am. Soc. Testing Materials, 47(1947): 502-532.

104. KARMAN, TH. VON & DUWEZ, P. - 'On the propagation of plastic deformation in solids.', J. Appl. Phys., 21(1950): 987-994.

105. HUGHES, D. S., PONDROM, W. L. & MIMS, R. L. - 'Transmission of elastic pulses in metal rods.', Phys. Rev., 75(1949): 1552-1556.

106. KOLSKY, H. - 'The propagation of longitudinal elastic waves along cylindrical bars.' Phil. Mag., 7th ser., 45(1954): 712-726.

107. BELL, J. F. - 'The initial development of an elastic strain pulse propagating in a semi-infinite bar.', U. S. Army Ballistics Research Laboratory, Technical Report No. 6, The John Hopkins University (November, 1950). Apud Ref. /20/: 347-351.

108. KOLSKY, H. - 'An investigation of the mechanical properties of materials at very high rates of loading.', Proc. Phys. Soc. (London), 62(1949): 576-700.

109. DAVIES, F. D. H. & HUNTER, S. C. - 'The dynamic compression testing of solids by the method of the Split Hopkinson Pressure Bar.', J. Mech. Phys. Solids, 11(1963); 155-179.
110. MINDLIN, R. D. HERRMANN - 'A one-dimensional theory of compressional waves in an elastic rod.', Proc. Of the First U. S. National Congress of Applied Mechanics, Ann Arbor, Michigan, (1952); 187-191. Ver Ref. /93/.
111. MALVERN, L. E. - 'Plastic wave propagation in a bar of material exhibiting strain rate effect.', Quart. Appl. Math., 9(1951);405. Ver Ref. /93/.
112. HERRMANN, G. - 'Forced motions of elastic rods.', J. Appl. Mech., 21(1954); 221-224.
113. MIKLOWITZ, J. - 'Traveling compressional waves in an elastic rod according to the more exact one-dimensional theory.', Proc. 2nd. U. S. National Congress Appl. Mech.,(1955); 179-186.
114. MIKLOWITZ, J. - 'The propagation of compressional waves in a bar of strain rate material.', J. Appl. Mech., 24(1957); 231-239.
115. PLASS, H. J. JR. - Proc. 2nd. Midwestern Conf. Sol. Mech., Purdue University, (1955); 109-134.
116. PLASS, H. J. JR. & STEYER, C. C. - 'Studies in longitudinal and bending waves in long elastic rods.', University of Texas, Defense Research Lab. Report DRL-376, CM-850, (1955). Apud Ref. /93/; 124-126.
117. BISHOP, R. E. D. - 'Longitudinal waves in beams.', Aeronautic Quarterly, 7(1952); 280. Apud Ref. /93/, p. 127.
118. VOLTERRA, E. G. - 'A one-dimensional theory of wave propagation in elastic rods based on the assumption of constrained elasticity.', Office of Naval Research NOR R(591)05, Rensselaer Poly. Inst., Progress Report No. 1, (1954).
119. VOLTERRA, E. G. - 'On the dispersion of longitudinal waves in elastic rods of rectangular cross section according to the one-dimensional theory of wave propagation based on "the method of internal constraints" .', Office of Ordnance Research Contract No. DA-30-080-709 , Rensselaer Poly. Inst. Progress Report No. 2 (1955).
120. MALVERN, L. E. - 'The propagation of longitudinal waves of plastic deformation in a bar exhibiting a strain-rate effect.', J. Appl. Mech., 73(1951); 203-207.
121. PLASS, H. J. JR. - 'A study of longitudinal plastic waves in rods of strain-rate material.', University of Texas, Defense Research Laboratory, Report DRL-339, CF-2054, (1953).
122. PIPPERGER, E. A. - 'Longitudinal impact of cylindrical bars.', Proc. Soc. Exp. Stress Anal., 10(1952); 203-226.
123. PIPPERGER, E. A. - 'A technique for elastic wave measurements.', Technical Report No. 12, NG-ONR-251, Task Order 12, Stanford University.

124. PIPPERGER, E. A. - 'The propagation of pulses in cylindrical bars - An experimental study.', Technical Report No. 13, Div. Engrs. Mech., Stanford University, (1952).
125. PIPPERGER, E. A. - 'The propagation of pulses in cylindrical bars - an experimental study.', Proc. First Midwestern Conf. Sol. Mech., University of Illinois, (1953); 29-39.
126. JOHNSON, J. E., WOOD, D. S. & CLARK, D. S. - 'Dynamic stress-strain relations for annealed 2S aluminum under compression impact.', J. Appl. Mech., 20(1953); 523-529.
127. CAMPBELL, J. D. - 'An investigation of the plastic behavior of metal rods subjected to longitudinal impact.', J. Mech. Phys. Solids, 1(1953); 112-123. Apud Ref. /20/, p. 605.
128. KOLSKY, H. & DOUCH, L. S. - 'Experimental studies in plastic wave propagation.', J. Mech. Phys. Solids, 10(1962); 195-223.
129. BELL, J. F. - Apud Ref. /20/; 605-612.
130. LEE, E. H. - 'A boundary value problem in the theory of plastic wave propagation.', Quart. Appl. Math., 10(1953); 335-346. Apud Ref. /20/; p. 607.
131. BELL, J. F. - 'An experimental study of the unloading phenomenon in constant velocity impact.', J. Mech. Phys. Solids, 2(1961); 1-15.
132. BELL, J. F. - 'Further experimental study of the unloading phenomenon in constant velocity impact.', J. Mech. Phys. Solids, 2(1961); 261-278.
133. CAMPBELL, W. R. 'Determination of dynamic stress-strain curves from strain waves in long bars.', U. S. Nat. Bur. Std., Report No. 1017, NBS Project 0604-31-0614. (1951); 1-12.
134. CAMPBELL, W. R. - 'Determination of dynamic stress-strain curves from strain waves in long bars.', Proc. Sec. Exp. Stress Anal., 10(1952); 113-124.
135. BELL, J. F. - Discussion. Proc. 2nd. Symposium on Naval Structural Mechanics, New York, Pergamon Press, (1960); p. 495.
136. GILLICH, W. J. - 'The response of bonded wire resistance strain gauges to large amplitude waves in annealed aluminum.', Master's Essay, The John Hopkins University, Baltimore, Maryland. Apud Ref. /20/; p. 610.
137. MALVERN, L. E. - 'Experimental studies of strain-rate effects and plastic wave propagation in annealed aluminum.', In Behavior of Materials under Dynamic Loading, ASME Colloquium, (1965); 21-22. Apud Ref. /20/; p. 611.
138. BELL, J. F. - Apud Ref. /20/, p. 611. Nota de rodape'.
139. BELL, J. F. - 'Propagation of plastic waves in pre-stressed bars.', Technical Report No. 5, U. S. Naval Contract, The John Hopkins University, (June, 1951).

140. RIPAPPELLI, C. - 'On the time lag of plastic deformation.', Proc. First Midwestern Conf. Sol. Mech., University of Illinois, (1953); 148-157.
141. BIANCHI, G. - 'On the propagation of longitudinal strain pulses in a bar prestressed into plastic region.', Master's Essay, Cornell University, Ithaca, New York, (September, 1953).
142. STEENGLASS, E. J. & STUART, D. A. - 'An experimental study of the propagation of transient longitudinal deformation in elastoplastic media.', J. Appl. Mech., 20(1953); 427-434.
143. ALTER, B. E. K. & CURTIS, C. W. - 'Effect of strain rate on the propagation of a plastic strain pulse along a lead bar.', J. Appl. Phys., 27(1956); 1079-1085.
144. BELL, J. F. - Apud Ref. /21/; 1-3.
145. BELL, J. F. - Apud Ref. /21/; 7,8.
146. BELL, J. F. - 'Determination of dynamic plastic strain through the use of diffraction gratings.', J. Appl. Phys., 27(1956); 1107-1113.
147. BELL, J. F. - '10000 threads to the inch.', American Machinist, 100(1956);112-113.
148. BELL, J. F. - 'Normal incidence in the determination of large strain through the use of diffraction gratings.', Proc. Third U. S. National Congress of Applied Mechanics, Brown University, Providence, Rhode Island, (1958); 489-493.
149. BELL, J. F. - 'Diffraction grating strain gauge.', Proc. Soc. Experimental Stress Analysis, 17(1960); 51-64.
150. BELL, J. F. - 'Experimental study of dynamic plasticity at elevated temperatures.', Experimental Mechanics, 2(1962);1-6.
151. BELL, J. F. - 'Theory vs. experiment for finite amplitude stress waves.', in 'Recent Advances in Engineering Science', Gordon Breach Science Publishers, Inc., New York, (1967); 535-592. Presented at the Society for Engineering Science Symposium, (1964).
152. BELL, J. F. - 'On the direct measurements of very large strain at high strain rates.', Experimental Mechanics, 7(1967); 1-8. Presented at a meeting of the Society for Experimental Stress Analysis, (1966).
153. BELL, J. F. - 'On experiments revealing the distribution of critical strains in the large deformation of solids.', Rendiconti del Seminario 'Matematico dell'Universita' e del Politecnico di Torino, Italia, 70(1971); 40-61.
154. BELL, J. F. - 'Propagation of large amplitude waves in annealed aluminum.', J. Appl. Phys., 31(1960); 277-282.
155. BELL, J. F. - 'Experimental study of the interrelation between the theory of dislocations in polycrystalline media and

finite amplitude wave propagation in solids.', J. Appl. Phys., 32(1961); 1982-1993.

156. BELL, J. F. - 'An experimental study of the unloading phenomenon in constant velocity impact.', J. Mech. Phys. Solids, 9(1961); 1-15.

157. BELL, J. F. - 'Further experimental study of the unloading phenomenon in constant velocity impact.', J. Mech. Phys. Solids, 9(1961); 261-278.

158. BELL, J. F. - Apud Ref. /21/; p. 9.

159. BELL, J. F. - Apud Ref. /21/; p. 10.

160. BELL, J. F. - 'Single temperature-dependent stress-strain law for the dynamic plastic deformation of annealed face-centred cubic metals.', J. Appl. Phys., 34(1963); 134-141.

161. BELL, J. F. - 'A generalized large deformation behavior for face-centred cubic solids - high purity copper.', Phil. Mag., 10(1964); 107-126.

162. BELL, J. F. - 'Generalized large deformation behavior for face-centred cubic solids: nickel, aluminium, gold, silver and lead.', Phil. Mag., 11(1965); 1135-1156.

163. TAYLOR, G. I. - 'Plastic strain in metals.', J. Inst. Metals, 32(1933); 307-324. In 'The Scientific Papers....'; paper No 27; 424-438.

164. BISHOP, J. F. K. & HILL, R. - 'A theoretical derivation of the plastic properties of polycrystalline face-centred metals.', Phil. Mag., 42(1951); 1299-1307.

165. BELL, J. F. - Apud Ref. /20/; 621-631.

166. BELL, J. F. - Apud Ref. /21/; 10-21.

167. BELL, J. F. - Apud Ref. /20/; p. 621.

168. BELL, J. F. - Apud Ref. /20/; p. 623.

169. BELL, J. F. - Apud Ref. /20/; 550-562.

170. BELL, J. F. - Apud Ref. /21/; 51-92.

171. BELL, J. F. - Apud Ref. /21/; 41-46, 56-57, 205-221.

172. BELL, J. F. - 'A physical basis for continuum theories of finite strain plasticity: Part I.', Archive for Rational Mechanics and Analysis, 70(1979); 319-339.

173. BELL, J. F. - 'A physical basis for continuum theories of finite strain plasticity: Part II.', Arc. Rat. Mech. Analysis, 75(1981); 103-126.

174. BELL, J. F. - Apud Ref. /20/; 397-406.

175. KOESTER, W. - 'Elastizitaet fester Koerper.', FIAT Rev.

Ger. Sci., Part I, (1947): 119-125. Apud Ref. /20/: 389, 397.

175. KRESTER, W. - 'Die Temperaturabhaengigkeit des Elastizitaetmoduls reiner Metalle.', Z. Metallk., 39(1949); 9-12. Apud Ref. /20/: 389-395.

177. BELL, J. F. - 'An experimental study of instability phenomena in the initiation of plastic waves in long rods.', Proc. Symp. Mech. Behavior of Materials under Dynamic Loads, San Antonio, Texas, published in 1969 by Springer Verlag, New York. (1967); 10-20.

178. BELL, J. F. - Apud Ref. /21/: 151-173.

179. BELL, J. F. - Apud Ref. /20/: 398-399.

180. COTTRELL, A. H. - 'The Mechanical Properties of Matter.', John Wiley Sons, New York, (1964).

181. SMITHELL'S METALS REFERENCE BOOK - Butterworth Co. Ltd., 3rd ed., vol. II(1962); p. (14).

182. HEARMON, R. F. S. - Advan. Phys., 5(1955); p. 350.

183. HEARMON, R. F. S. - 'Applied Anisotropic Elasticity.', Oxford University Press, (1961)

184. HANDBOOK OF CHEMISTRY AND PHYSICS - 43rd ed., (1962); p. 2160.

185. ZUCKER, C. - 'Elastic constants of aluminum from 20 to 400 C.', J. Acoust. Soc. Am., 27(1955); 319-320.

186. BELL, J. F. - Apud Ref. /21/: p. 159, Fig. 6.8.

187. BELL, J. F. - Apud Ref. /20/: p. 165.

188. MUSSCHENBROEK, P. VAN - 'Physicae Experimentales et Geometricae de Magnete, Tuborum Capillarum Vitreorumque Speculorum Attractione, Magnitude Terrae, Cohaerentia Corporum Firmorum Dissertationes.', Apud Samueler Luchtmans, Lugduni Batavorum, (1729). Apud Ref. /20/: 162-164.

189. BELL, J. F. - Apud Ref. /20/: p. 162.

190. DIETTER, G. E. - 'Metalurgia Mecânica.', Tradução, 2a. Ed., Ed. Guanabara Dois (1981).

191. LE MAY, I. - 'Principles of Mechanical Metallurgy.', Elsevier North Holland, Inc., New York, (1981).

192. MEYERS, M. A. & CHALLA, K. K. - 'Princípios de Metalurgia Mecânica.', Editora Edgard Blucher Ltda., São Paulo, (1982).

193. SOUZA, S. A. - 'Ensaio Mecânicos de Materiais Metálicos.', Editora Edgard Blucher Ltda., São Paulo, (1974).

194. FEGART, W. J. M. - 'Elements of Mechanical Metallurgy.', MacMillan, New York, (1966).

195. AVERY, D. H. & FINDLAY, W. N. - 'Quasi static mechanical testing.', in *Techniques of Metals Research*, v. 5, Part I, 'Measurements of Mechanical Properties', R. F. BUNSHAH, Ed., Interscience, New York, (1971); 91-143.

196. 1979 ANNUAL BOOK OF ASTM STANDARDS - 'Standard Definitions of Terms Relating to Methods of Mechanical Testing.', Part 10, ANSI/ASTM E6-76, Am. Soc. Test. Mater., Philadelphia, Pa., (1979); 150-159.

197. 1979 ANNUAL BOOK OF ASTM STANDARDS - 'Standards Methods of Tension Testing of Metallic Materials.', Part 10, ANSI/ASTM E8-79, Am. Soc. Test. Mater., Philadelphia, Pa., (1979); 150-180.

198. QUADROS, N. F. - 'Evidência da Fragilidade do Revenido Reversível no aço AISI 4340.', Tese de Mestrado, COPPE-UFRJ, Rio de Janeiro, (1971); p. 19.

199. MIRANDA, P. E. V. - 'Sobre o Efeito do Sistema Deformante e das Alterações Subestruturais na Relaxação de Tensões do Titânio.', Tese de Mestrado, COPPE-UFRJ, Rio de Janeiro, (1979); 10-12; 76-91.

200. INSTRON - 'Graphical Techniques.', INSTRON Publication. (See data).

201. GUIMARAES, J. P. C. & CHAWLA, K. K. - 'Um estudo das características de rigidez de uma máquina universal para ensaio de tração.', *Metallurgia-ABM*, 34(1978); 549-552.

202. BAPTISTA, A. A. & FORTES, M. A. - 'Computer simulation of the tension test: effect of testing conditions.', *J. Test. Eval., JTEVA*, 7(1979); 254-263.

203. HART, E. W. - 'Theory of tensile test.', *Acta Metall.*, 15(1967); 351-355.

204. NOBLE, F. W. & HULL, D. - 'Stress dependence of dislocation velocity from stress relaxation experiments.', *Acta Metall.*, 3(1955); 1089-1092.

205. FORTES, M. A. & PRONCA, J. G. - 'Constancy of the tension test machine stiffness.', *J. Test. Eval., JTEVA*, 4(1976); 248-250.

206. MECKING, H. & LUCKE, K. - 'Die Bestimmung des Aktivierungsvolumens durch Wechsel der Dehngeschwindigkeit insbesondere am Silbereinkristallen.', *Mater. Sci. Eng.*, 1(1967); 249-259.

207. GUIU, F. & PRATT, P. L. - 'Stress relaxation and the plastic deformation of solids.', *Phys. Stat. Sol. B*, 6(1964); 111-120.

208. LLOYD, D. S. & FEMBY, J. D. - 'Stress relaxation testing and the determination of the internal stresses.', *Phys. Stat. Sol. B*, 43(1971); 393-399.

209. RUDOLF, R. W. & NORDSTROM, T. V. - 'Stress relaxation of a copper-1.87wt% beryllium alloy.', *Mater. Sci. Eng.*, 12(1973);

179-185.

210. GILLFS, P. P. & MEDRANO, L. E. - 'A consistency criterion applicable to strain rate and stress relaxation tests.', *J. Mater.*, 6(1971); 514-523.

211. CHRIST, R. W. & PICKLESIMER, M. L. - 'The relationship between Lueder's strain, testing system compliance and other phenomenological variables affecting serrated yielding of recrystallized iron.', *Acta Metall.*, 22(1974); 435-447.

212. VAN DEN BRINK, S. H., VAN DEN BEEKEL, A. & MCCORMICK, P. C. - 'The influence of specimen dimensions and machine stiffness on the Portevin-Le Chatelier effect in an AlCu alloy.', *Phys. Stat. Sol. A, Applied Research*, 41(1977); S13-S21.

213. LEE, D. & HART, E. W. - 'Stress relaxation and mechanical behavior of metals.', *Metall. Trans.*, 2(1971); 1245-1248.

214. CORREIA, M. T. & FORTES, M. A. - 'The initial stage of deformation leading to periodically serrated tensile curves.', *Scripta Metall.*, 15(1981); 369-372.

215. CORREIA, M. T. & FORTES, M. A. - 'Experimental determination of Lueders band parameters from load-elongation data.', *J. Test. Eval.*, JTEVA, 10(1982); 269-272.

216. COULOMB, C. A. - 'Recherches theoriques et experimentales sur la force de torsion et sur l'elasticite' des fils de metal.', *Histoire de l'Academie Royale des Sciences, Paris*, (1744); 223-269. Reeditado in *Memoires de Coulomb, vol. 1, Collections de Memoirs relatifs a la Physique*, publicados pela Societe Francaise de Physique, Paris, Gauthier-Villars, (1984); 6-103. *Apud Ref. /20/*; 173-179.

217. HARTIG, F. K. - 'Der Elasticitatsmodul des gerades Stables als funktion der Spezifischen Beanspruchung.', *Civilingenieur*, 39(1903); 113-139. *Apud Ref. /20/*; p. 107.

218. ARSON, A. S. - 'Physical basis of constitutive equations for inelastic deformation.', in *Constitutive Equations in Plasticity*, A. S. Arson, Ed., the MIT Press, Cambridge, Massachusetts (1975); 1-22.

219. HOOKE, R. - 'Lectures De Potentia Restitutiva, or of Spring, Explaining the Power of Springing Bodies.', John Martin, London (1678). Reprinted in *Early Science in Oxford*, R. T. Gunther, Ed., Oxford, Vol. VIII (1931); 331-355.

220. BERNOUILLI, J. - 'Curvatura laminae elasticae...', *Acta Fructitorum Lipsiae*, June (1695). In *Opera Jacobi Bernouilli*, 576-600. *Apud Ref. /20/*; 111-116.

221. BUELFINGER, G. F. - 'De solidorum resistentia specimen.', *Comentarii Academiae Scientiarum, Petrop.*, 4 (1729); 140-155. *Apud Ref. /20/*; 111-116.

222. HODGKINSON, E. - 'On the transverse strain, and strength of materials.', *Memoirs of the Literary and Philosophical Society of Manchester, 2nd. Series*, 4(1824); 255-299. Presented in 1822.

Ibidem.

223. BACH, C. - 'Allgemeines Gesetz der elastischen Dehnungen.', Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure, 41(1897); 248-252.

224. RICATTI, J. - Apud Ref. /20/, p. 115.

225. BONCELET, J. V. - 'Introduction a la Mecanique Industrielle, Physique et Experimentelle.', Metz, Paris, 2ieme. Ed., (1841).

226. HODGKINSON, E. et al. - Iron Comission Report : Report of a Comission appointed by the English Government to conduct a study on the use of iron and cast iron in the construction of rail roads and bridges. Members of Comission : JOHN WROTTESELEY, ROBERT WILLIS, HENRY JAMES, GEORGE RENNIE, WILLIAM CUBITT and EATON HODGKINSON. Whitehall, 25 July, (1849). Apud Ref. /20/; 111-115.

227. HARTIG, E. K. - 'Der Elasticitaetsmodul des gerades Stabes als Funktion der spezifischen Beanspruchung.', Civilingenieur, 32(1887); 113-138. Apud Ref. /20/; 111-116.

228. GRESTNER, W. R. - 'Handbuch der Mechanik.', vol. 1, Herbig, Leipzig, (1930).

229. GRESTNER, W. R. - 'Stress-strain formulae.', J. Aeronaut. Sci., 13(1946); 45-49.

230. HOLLOWAY, J. H. - 'Tensile deformation.', Trans. Metall. Soc. AIME, 162(1945); 269-290.

231. MONTEIRO, S. N. & REED-HILL, R. E. - 'Análise da forma das curvas de tensão-deformação plástica de metais policristalinos.', Metalurgia - AB4, 28(1972); 741-749.

232. REED-HILL, R. E., CRIBB, W. B. & MONTEIRO, S. N. - 'Concerning the analysis of tensile stress-strain data using log dS/dep versus log S diagrams.', Metall. Trans., 4(1973); 2665-2667.

233. KOKS, U. F. - 'Laws for work-hardening and low temperature creep.', Trans. ASME, J. Engng. Mater. Tech., 99(1976); 70-85.

234. ANDRADE, A. H. P. - 'Comportamento da deformação plástica numa liga de Cu-Zn duplex no intervalo de temperatura 24-300°C.', Tese de Mestrado, (1977). Publicação IEA-DT-090, setembro (1978).

235. VOCE, F. - 'The relationship between stress and strain for homogeneous deformation.', J. Inst. Metals, 74(1947-48); 537-562.

236. VOCE, F. - 'A practical strain hardening function.', Metallurgia, 51(1955); 219-226.

237. CRUSSARD, C. & JACUL, R. - 'Contribution à l'étude de la forme des courbes de traction des métaux et à son interpretation physique.', Rev. Metall., 47(1950); 589-600.

238. LACOMBE, J. - Rev. Metall., 36(1939); 138. Apud Ref.

/237/.

239. WYCN, G. & CRUSSARD, C. - 'Modifications de structure de l'aluminium au cours du fluage.', Rev. Métall., 47(1951); 121-139.

240. LALDEUF, A. & CRUSSARD, C. - 'Relations entre la déformation et la recristallisation de monocristaux d'aluminium.', Rev. Métall., 48(1951); 462-470.

241. JADUL, B. & CRUSSARD, C. - 'Relation entre les déformations par traction et par fluage, et la recristallisation.', La Metallurgia Italiana, No. 5 (1951); 175-179.

242. JADUL, B., AUBERTIN, F. & CRUSSARD, C. - 'Sur les propriétés du point de transition des courbes de traction et son influence sur le vieillissement des alliages à base d'aluminium.', Rev. Métall., 49(1952); 633-646.

243. CRUSSARD, C. - 'Rapport entre la forme exacte des courbes de traction des métaux et les modifications concomitantes de leur structure.', Rev. Metall., 50(1953); 697-699.

244. JADUL, B. - 'Étude de la Plasticité et Application aux Métaux.', Dunod, Paris (1965).

245. JADUL, B. - 'Consolidation des polycristaux de fer et hypothèses sur l'origine du palier des courbes de traction.', J. Mech. Phys. Solids, 9(1961); 69-90.

246. SETH, B. R. - 'Generalized strain measure with applications to physical problems.', Proc. Int. Symp. Second-Order Effects in Elasticity, Plasticity and Fluid Mechanics, Haifa, Pergamon Press, Oxford (1962); 162-172.

247. HSU, T. C., DAVIES, S. F. & COYLES, R. - 'A study of the stress-strain relationship in the work-hardening range.', Trans. ASME, J. Bas. Engng., 89(1967); 452-458.

248. TRUSZKOWSKI, K. - 'Stress-strain relationship for tensile tested materials.', Archiwum Mechaniki Stosowanej, 2(1956); 591-595.

249. DELLAPETTI, D., Fc. - 'Análise do comportamento à tração do Zircalloy na região de envelhecimento dinâmico.', Tese de Mestrado, UFMG (1974).

250. DELLAPETTI, D., Fc., VEADO, J. T. & CETLIN, P.R. - 'Discussão das técnicas de análise das curvas tensão-deformação verdadeiras.', Rev. Esc. Engr. Da UFMG, 2(1974); 22-34.

251. GUIMARÃES, J. B. C., LONGO, W. P. & VALERIANO ALVES - 'Método para interpretação de curvas tensão-deformação.', Metalurgia - ABM, 10(1974); 775-779.

252. GUIMARÃES, J. B. C. - 'On the analysis of stress-strain curves.', Scripta Metall., 9(1974); 919-922.

253. MONTEIRO, S. M. & PEED-HILL, R. E. - 'An empirical analysis of titanium stress-strain curves.', Metall. Trans., 4(1973); 1011-1015.

254. BERGSTRON, Y. & AFONSSON, B. - 'Effects of change in temperature and strain-rate on the double-n behaviour of alpha-iron.', *Metall. Trans.*, 1(1970); 1029-1031.

255. CHALLENGER, K. D. & MCTEFF, J. - 'A correlation between strain-hardening parameters and dislocation substructure in austenitic stainless steels.', *Scripta Metall.*, 6(1972); 155-161.

256. MONTEIRO, S. N. & REED-HILL, R. E. - 'On the double-n behaviour of iron.', *Metall. Trans.*, 2(1971); 2947-2949.

257. RAMANI, S. V. & RODRIGUEZ, P. - 'The work-hardening parameters of polycrystalline materials.', *Scripta Metall.*, 4(1970); 255-260.

258. APANACHALAM, V. S., PATTANAIK, S., MONTEIRO, S. N. & REED-HILL, R. E. - 'The effects of temperature and purity on the second stage of hardening in polycrystalline alpha-titanium.', *Metall. Trans.*, 3(1972); 1009-1011.

259. LUDWIGSON, D. C. - 'Modified stress-strain relation for fcc metals and alloys.', *Metall. Trans.*, 2(1971); 2825-2828.

260. HART, E. W. - 'A theory for flow of polycrystals.', *Acta Metall.*, 15(1967); 1545-1549.

261. HART, E. W. - 'A phenomenological theory for plastic deformation of polycrystalline metals.', *Acta Metall.*, 18(1970); 589-610.

262. HART, E. W., LI, C-Y, YAMADA, H. & WIRE, G. L. - 'Phenomenological theory: a guide to constitutive relations and fundamental deformation properties.', *Constitutive Equations in Plasticity*, A. S. Argon, Ed., MIT Press, Cambridge, Massachusetts (1975); 142-170.

263. HART, E. W. - 'Constitutive relations for the nonelastic deformation of metals.', *Trans. ASME, J. Engrg. Mater. Tech.*, 82(1976); 193-202.

264. HART, E. W. - 'Constitutive relations for nonelastic deformation.', *Nuclear Engrg. Design*, 46(1979); 179-185.

265. BODNER, S. P. & PARTON, Y. - 'Constitutive equations for elastic-viscoplastic strain hardening materials.', *Trans. ASME, J. App. Mech.*, 42(1975); 385-389.

266. BODNER, S. P. & MERZER, A. - 'Viscoplastic constitutive equations for copper with strain rate history and temperature effects.', *Trans. ASME, J. Engrg. Mater. Tech.*, 100(1979); 398-394.

267. MERZER, A. & BODNER, S. P. - 'Analytical formulation of a rate and temperature dependent stress-strain relation.', *Trans. ASME, J. Engrg. Mater. Tech.*, 101(1979); 254-257.

268. SAVART, F. - 'Recherches sur les vibrations longitudinales.', *Annales de Chimie et de Physique, Second Series*, 65(1827); 337-402. Apud Ref. /20/; 649-651.

269. MASSON, A. P. - 'Sur l'élasticité des corps solides.', *Annales de Chimie et de Physique, Third Series*, 3(1841); 451-452. Apud Ref. /20/; 649-651.
270. LE CHATELIER, A. - 'Influence du temps et de la température sur les essais au choc.', *Rev. Metall.*, 5(1909); 914-917.
271. ROSENHAIN, W. & ARCHBUTT, S. L. - 'Tenth Report to the Alloys Research Committee: On the alloys of aluminum and zinc.', *Proc. Inst. Mech. Engrs.*, (1912); 313-515.
272. PORTEVIN, A. & LE CHATELIER, F. - 'Sur un phénomène observé lors de l'essai de traction des alliages en cours de transformation.', *Comp. Rend. Acad. Sci. Paris*, 175(1923); 507-510.
273. PORTEVIN, A. & LE CHATELIER, F. - 'Le traitement thermique des alliages légers d'aluminium à base de cuivre.', *Rev. Metall.*, 21(1924); 233-246.
274. ELAM, C. F. - 'Tensile tests of large gold, silver and copper crystals.', *Proc. Roy. Soc. London, Ser. A*, 112(1926); 289-296.
275. ELAM, C. F. - 'The influence of rate of deformation on the tensile test with special reference to the yield point in iron and steel.', *Proc. Roy. Soc., London, Ser. A*, 165(1938); 568-592.
276. HANSON, D. & WHEELER, M. A. - 'The deformation of metals under prolonged loading. Part I: The flow and fracture of aluminum.', *J. Inst. Metals, London*, 45(1931); 229-264.
277. McREYNOLDS, A. W. - 'Plastic deformation waves in aluminum.', *Trans. AIME*, 185(1949); 32-45.
278. DILLON, C. W., JR. - 'Experimental data on aluminum as a mechanically unstable solid.', *J. Mech. Phys. Solids*, 11(1963); 289-304.
279. DILLON, C. W., JR. - 'Coupled thermoplasticity.', *J. Mech. Phys. Solids*, 11 *J. Mech. Phys. Solids*, 11(1963); 21-33
280. DILLON, C. W., JR. - 'Waves in bars of mechanically unstable materials.', *J. Appl. Mech.*, 32(1966); 267-278.
281. KENIG, M. J. & DILLON, C. W., JR. - 'Shock waves produced by small stress increments in annealed aluminum.', *J. Appl. Mech.*, 33(1966); 907-916.
282. SHAPPE, W. N., JR. - 'The Portevin-Le Chatelier effect in aluminum single crystals and polycrystals.', *J. Mech. Phys. Solids*, 14(1966); 187-205
283. JEFFUS, C. J. - Private communication. Apud Ref. /281/, p. 200.
284. BELL, J. F. - Apud Ref. /20/; 176-193. Apud Ref. /21/; 649-666.
285. LLOYD, D. J., CHUNG, D. W. & CHATJEVERDI, M. C. - 'Serrated yielding in a super alloy (40 Co- 38 Ni - 17 Cr - 5 Ti).',

Acta Metall., 23(1975); 93-100.

295. MULFORD, R. A. & KNOCKS, U. F. - 'New observations on the mechanisms of dynamic strain aging and of jerky flow.', Acta Metall., 27(1979); 1125-1134.

297. MULFORD, R. A. - 'Analysis of strengthening mechanisms in alloys by means of thermal activation theory.', Acta Metall., 27(1979); 1115-1124.

298. HAYES, R. W. & HAYES, W. C. - 'On the mechanism of delayed discontinuous plastic flow in an age-hardened nickel alloy.', Acta Metall., 30(1982); 1295-1301.

299. HAYES, R. W. - 'On a proposed theory for the disappearance of serrated flow in F.C.C Ni alloys.', Acta Metall., 31(1983); 365-371.

299. SPAPPEN, F. - 'A microscopic mechanism for steady state inhomogeneous flow in metallic glasses.', Acta Metall., 25(1977); 407-415.

291. KIMURA, H. & MASUMOTO, T. - 'A model of the mechanics of serrated flow in an amorphous alloy.', Acta Metall., 31(1983); 231-240.

292. KIMURA, H. & MASUMOTO, T. - 'A model of the mechanics of shear crack propagation in tearing for amorphous metals. I. Critical shear stress for inhomogeneous flow.', Phil. Mag., A 44(1981); 1005-1020.

293. KIMURA, H. & MASUMOTO, T. - 'A model of the mechanics of shear-crack propagation in tearing for amorphous metals. II. Kinetics of inhomogeneous flow.', Phil. Mag., A 44(1981); 1021-1030.

294. EGAMI, T., MAEDA, K. & VITEK, V. - 'Structural defects in amorphous solids. A computer simulation study.', Phil. Mag., A 41(1980); 893-901.

295. DONOVAN, P. E. & STOBES, W. M. - 'On dilatation and plastic flow in metallic glasses.', Phil mag., A 47(1983); 537-546.

296. NABARRO, F. R. N. - In Proceedings of the Bristol Conference on Strength of Solids, London, Physical Society, (1948); 36. Abstr Ref. /227-207/.

297. SANTOS, V. P. & LUNGO, W. P. - 'Envelhecimento dinâmico: o efeito Portevin-Le Chatelier.', Revista do Círculo de Engenharia Militar, 74(1975); 9-125 - 9-132.

298. COTTRELL, A. H. - In Proceedings of the Bristol Conference on Strength of Solids, London, Physical Society, (1948); 30-37. (1948); 30-37.

299. COTTRELL, A. H. & BILBY, B. A. - 'Dislocation theory of yielding and strain aging of iron.', Proc. Roy. Soc., A 62(1949); 41-52.

300. ADDLEY, G. W. & COTTRELL, A. H. - 'Yield points in brass crystals.', Proc. Roy. Soc., A 210(1953); 323-341.

301. COTTRELL, A. H. & JASWEN, M. A. - 'Distribution of interstitial atoms round a slow dislocation.', *Proc. Roy. Soc.*, **a** **9**(1949); 104-116.
302. COTTRELL, A. H. - 'A note on the Portevin-Le Chatelier effect.', *Phil. Mag.*, **7th. Ser.**, **44**(1953); 929-932.
303. COTTRELL, A. H. - 'Dislocation and Plastic Flow in Crystals.', Clarendon Press, Oxford, (1953); p. 143.
304. HEIDENREICH, R. D. & SHOCKLEY, W. - In Proceedings of a Bristol Conference on Strength of Solids, London, Physical Society, (1948); 57.
305. SUZUKI, H., IKEDA, S. & TAKEUCHI, S. - IN *Dislocations and Mechanical Properties of Crystals*, John Wiley & Sons, New York-London, (1957); 384
306. JOHNSTON, W. J. & GILMAN, J. J. - 'Dislocation localities, dislocation densities and plastic flow in lithium fluoride crystals.', *J. Appl. Phys.*, **30**(1959); 129-144.
307. JOHNSTON, W. J. - 'Yield points and delay times in single crystals.', *J. Appl. Phys.*, **33**(1962); 2716-2730.
308. HAHN, G. T. - 'A model for yielding with special reference to the yield point phenomenon of iron and related BCC metals.', *Acta Metall.*, **10**(1962); 727-738.
309. GILLIS, R. & GILMAN, J. J. - 'Dynamical dislocation theory of crystal plasticity II. Easy glide and strain hardening.', *J. Appl. Phys.*, **36**(1965); 3380-4545
310. COTTRELL, A. H. - *Apud Ref. /303/*; 136-139.
311. KEH, A. S., NAKADA, Y. & LESLIE, W. C. - 'Dynamic strain aging in iron and steel.', in *Dislocation Dynamics*, Rosenfield, A., Hahn, G. T., Bement, A., Jr. Jaffe, R. I., eds., New York, Graw-Hill, (1968); 381-408.
312. NAKADA, Y. & KEH, A. S. - 'Serrated flow in Ni-C alloys.', *Acta Metall.*, **18**(1970); 437-443.
313. NEWICK, - 'A reinterpretation of experiments of intermetallic diffusion.', *J. Appl. Phys.*, **22**(1951); 1182-1186.
314. SEITZ, - 'On the generation of vacancies by moving dislocations.', *Adv. Phys.*, **1**(1952); 43-90.
315. MOTT, N. F. - 'A theory of work-hardening of metal crystals.', *Phil. Mag.*, **42**(1952); 1151-1178.
316. MOTT, N. F. - 'A theory of work-hardening of metals. II: flow without slip-lines, recovery and creep.', *Phil. Mag.*, **40**(1953); 3-765. See pp. 758-760.
317. MOTT, N. F. - 'Dislocations, plastic flow and creep.', *Proc. Roy. Soc.*, **a** **228**(1953); 1-14.

318. WORTHINGTON, P. J. & BRINDLEY, B. J. - 'Serrated yielding in substitutional alloys.', *Phil. Mag.*, 19(1969); 1175-1178.
319. BRINDLEY, P. J. & WORTHINGTON, P. J. - 'Serrated yielding in aluminium-3% magnesium.', *Acta Metall.*, 17(1969); 1357-1361.
320. MUKHERJEE, K., D'ANTONIO, C., MACIAG, R. & FISCHER, G. - 'Impurity-dislocation interaction and repeated yielding in a commercial Al alloy.', *J. Appl. Phys.*, 39(1969); 5434-5440.
321. MCCORMICK, P. G. - 'The Portevin-Le Chatelier effect in an Al-MgSi alloy.', *Acta Metall.*, 19(1971); 463-471.
322. THOMAS, A. T. - 'The tensile deformation behaviour of an Aluminum-Magnesium alloy.', *Acta Metall.*, 14(1966); 1363-1374.
323. LUBAHN, J. D. - 'Strain aging effects.', *Trans. ASM*, 44(1962); 543-555.
324. BODNER, S. R. & ROSEN, A. - 'Discontinuous yielding of commercially pure aluminum.', *J. Mech. Phys. Solids*, 15(1967); 63-77.
325. CETLIN, P. R. & FEED-HILL, R. E. - 'Estudo do efeito Portevin-Le Chatelier através da fotoelasticidade por reflexão.', *Metallurgia ASM*, 29(1973); 585-589.
326. CETLIN, P. R., GULEC, A. S. & FEED-HILL, R. E. - 'Serrated flow in aluminum 6061 alloy.', *Metall. Trans.*, 4(1973); 513-519.
327. RUSSEL, B. - 'Repeated yielding in tin bronze alloys.', *Phil. Mag.*, 8(1963); 615-630.
328. RUSSEL, B. & VELA, P. - 'Strain ageing of copper-tin alpha solid solutions.', *Phil. Mag.*, 3(1963); 677-692.
329. HAN, P. K. & JAFFREY, D. - 'Dislocation multiplication, vacancy accumulation, and the onset of jerky flow during forward and reversed strain in Cu-3.2 at% Sn.', *Phil. Mag.*, 15(1967); 247-256.
330. CHARNOCK, W. - 'The initiation of serrated yielding at elevated temperatures.', *Phil. Mag.*, 20(1969); 427-432.
331. CHARNOCK, W. - 'The apparent activation energy for serrated yielding.', *Phil. Mag.*, 19(1969); 209-211.
332. MCCORMICK, P. G. - 'A model for the Portevin-Le Chatelier effect in substitutional alloys.' *Acta Metall.*, 20(1972); 351-354.
333. GILMAN, J. J. - 'Dislocation mobility in crystals.', *J. Appl. Phys.*, 36(1965); 3195-3206.
334. GILLIS, P. P., GILMAN, J. J., & TAYLOR, J. W. - 'Stress dependence of dislocation velocity.', *Phil. Mag.*, 20(1969); 279-289.
335. LLOYD, D. J., WORTHINGTON, P. J. & EMBURY, J. D. - 'Dislocation dynamics in the copper-tin system.', *Phil. Mag.*, 22(1970); 1147-1160.

335. FRIEDEL, J. - 'Dislocations', Pergamon Press, London, (1954); p. 405.
337. COTTRELL, A. H. - Apud Ref. /303/, p. 149.
338. GILLIS, P. P. et al. - Apud Ref. /334/, p. 282.
339. LINGG, W. P. & SANTOS, V. P. - 'O efeito Portevin-Le Chatelier em ligas Al-2,7%Mg.', Anais do 1o. Congresso Brasileiro de Engenharia e Ciência dos Materiais, Revista Brasileira de Tecnologia, Suplemento 1, vol. 2, CNPQ, IME, Rio de Janeiro, RJ, (1974); 571-588.
340. MCCORMICK, P. J. - 'The inverse Portevin-Le Chatelier effect in an Al-Mg-Si alloy.', Acta Metall., 6(1972); 165-170.
341. MCCORMICK, P. J. & LINGA MURTY, K. - 'On the effect of vacancy sinks and sources on serrated yielding due to solute locking.', Scripta Metall., 6(225-228).
342. MERRZ, V. D. - Ph. D. Thesis, T 31, Stanford University, (1967). Apud Ref. /297/, p. S-129.
343. MÜNZ, V. D. & MACHERAUCH, E. - 'Dynamische Reckalterung von alpha messing.', Z. Metallkd., 11, 57(1965); 552-557.
344. VAN DEN BEUKEL, A. - 'Theory of the effect of dynamic strain aging on mechanical properties.', Phys. Stat. Solids (a), 70(1978); 137-208.
345. PENNING, P. - 'Mathematics of the Portevin-Le Chatelier effect.', Acta Metall., 20(1972); 1169-1175.
346. VAN DEN BEUKEL, A. & KOCKS, U. F. - 'The strain dependence of static and dynamic strain-aging.', Acta Metall., 30(1982); 1027-1034.
347. VAN DEN BEUKEL, A., BLOK, J. & VAN HAASSTERT, G. H. - 'The strain dependence of static strain aging in a gold-copper alloy.', Acta Metall., 31(1983); 65-73.
348. VAN DEN BEUKEL, A. - 'The influence of static and dynamic strain aging on the temperature dependence of the flow stress in solid solutions.', Scripta Metall., 17(1983); 659-663.
349. SUGIMOTO, S., ISHIBASHI, T., KUGA, Y. & SHINIZU, M. - 'The relation between the Portevin-Le Chatelier effect and the solid solubility in some binary alloys.', Acta Metall., 31(1983); 535-540.
350. PARK, S. C., BECKERMAN, L. P. & REED-HILL, R. E. - 'On the Portevin-Le Chatelier effect due to Snoek strain aging in the niobium oxygen system.', Metall. Trans., 14A(1983); 463-469.
351. DIAM, K. W. & REED-HILL, R. E. - 'A model for the flow stress and strain rate sensitivity of a substitutional alloy - Cu-3.1at% Sn.', Acta Metall., 31(1983); 87-94.
352. NEELAYANTAN, K. & VENKATARAMAN, G. - 'Instability associated with repeated yield drop.', Acta Metall., 31(1983); 77-85.

353. CACERES, C. H. & BERTORELLO, H. R. - 'Acoustic emission during non-homogeneous flow in Al Mg alloys.', *Scripta Metall.*, 17(1983); 1115-1120.

354. PINK, E. & GRINBERG, A. - 'Stress drops in serrated flow curves of AlMg.', *Acta Metall.*, 30(1982); 2153-2160.

355. DEMIRSKI, V. V. & KOMNIK, S. N. - 'On the kinetics of stress jumps during plastic deformation of crystals.', *Acta Metall.*, 30(1982); 2227-2232.

356. MCCORMICK, P. G. - 'The Portevin-Le Chatelier effect in an Al-Mg-Si alloy loaded in torsion.', *Acta Metall.*, 30(1982); 2073-2083.

357. MORI, T. & MESHII, M. - 'Plastic deformation of quench-hardened aluminum single crystals.', *Acta Metall.*, 17(1969); 167-175.

358. FISHER, P. M. & LALLY, J. S. - 'Microplasticity detected by an acoustic technique.', *Can. J. Phys.*, 45(1967); 1147-1159.

359. MACEWEN, S. B. & RAMASWAMI, R. - 'Dynamic strain aging and jerky flow in Al-Mg single crystals.', *Phil. Mag.*, 22(1970); 1025-1037.

360. KUBIN, L. P., SPIESSEF, Ph. & ESTRIN, Y. - 'Computer simulation of the low temperature instability of plastic flow.', *Acta Metall.*, 30(1982); 385-394.

361. CHARBEL, M. Y. & LORDELLO, A. R. - 'Determinação espectrográfica de elementos ao nível de traços em alumínio metálico.', Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, IPEN/CNEN-SP, São Paulo, abril (1983). (IPEN-Pub-57).

362. CHANDOLA, L. C., ERITO, J., GOMES, E. P. & LORDELLO, A. R. - 'Spectrographic analysis of aluminum for minor alloying and impurity elements employing an ac arc excitation.', Instituto de Física Atomica, São Paulo, Janeiro (1978). (IEA-PUB 499).

363. SPIEGEL, M. R. - 'Estatística' Trad. Por Lucena, C. J. P., McGraw-Hill do Brasil, São Paulo, (1977).

364. HOFFMANN, B. & VIEIRA, S. - 'Análise de Regressão.', Editora da Universidade de São Paulo, São Paulo, (1977)

365. PARZAT, L. G. - 'Probability and Experimental Errors in Science.', Dover, New York, (1961)

366. BARR, A. J., GOODNIGHT, J. H., SALL, J. P. & HELWIG, J. T. - 'SAS Programmer's Guide.', SAS Institute Inc., ISBN 0-917382-03-03 (1977)

367. HELWIG, J. T. - 'SAS Supplemental Library User's Guide.', SAS Institute Inc., ISBN 0-917382-03-03 (1977).

368. BARR, A. J., GOODNIGHT, J.H., SALL, J.P. & HELWIG, J. T. - 'A User's Guide to SAS.', SAS Institute Inc., ISBN 0-917392-01-03 (1975).

369. ZENER, C. - 'Elasticity and Anelasticity of metals.', The University of Chicago Press, Chicago London, (1948), Fifth Impression, (1965); 32-37.

370. FRIEDEL, J. - 'Dislocations.', Pergamon Press, Oxford, England, (1964); 134-149.

371. FRIEDEL, J. - IBIDEM. P. 140.

372. FRIEDEL, J. - 'On the nature of dislocation point defects interactions.', in 'The interaction between dislocations and point defects.', Proceedings of a Symposium held at Harwell, July 4th-12th, (1968), AERE - R 5944, Ed. B. L. Eyre, England, (1968); 1-21.

373. HAYDEN, H. W., MOFFATT, W. G. & WULFF, J. - 'Structure and Properties of Materials. Volume III. Mechanical BEHAVIOR.', John Wiley Sons, inc., New York-London-Sidney, (1965)

374. HOENESGEN, D. R. - 'Werkstoffen .', Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York, (1980).

375. MACHERAUCH, E. - 'Die plastische Verformung von vielkristallen.', Z. Metallkd., 55(1964); 60-82.

376. ZANKL, G. - 'Magnetische und elektronenmikroskopische Untersuchungen zum plastischen Verhalten von vielkristallen Nickel.', Z. Naturforsch., 18a(1963); 795-809.

377. SCHWINK, C. & VOBERUGG, W. - 'Experimentelle und theoretische Untersuchungen zum plastischen Verhalten kubischlochenzentrierter vielkristalle.', Z. Naturforsch., 22a(1967); 426-442.

378. SCHWINK, C., & KNOPPIK, D. - 'Experimentelle Untersuchungen zum plastischen Verhalten von vielkristallen Nickel.', Phys. Status Solidi, 8(1965); 729-738.

379. KAUSE, D. & GOETTLER, E. - 'Untersuchungen zur Verfestigungskurve vielkristallinen Kupfers.', Phys. Status Solidi, 2(1965); 435-498.

380. ESSMAN, U., PAPP, M. & WILKENS, M. - Acta Metall., 17(1969); 1275-1287.

381. VOEHFINGER, C. & MACHERAUCH, E. - 'Verfestigungskennlinien von alpha-Kupfer-Zinn Legierungen.', Z. Metallkd., 58(1967); 21-28.

382. TAYLOR, G. I. - 'The mechanism of plastic deformation of crystals. Part I: Theoretical.', Proc. Roy. Soc., Ser. A, 145(1934); 242-307. In 'The Scientific Papers of Sir Geoffrey Ingram Taylor.', Mechanics of Solids, G. K. Batchelor, Ed., Cambridge, England, v. 1(1958); 344-366.

383. TAYLOR, G. I. - 'The mechanism of plastic deformation of crystals. Part II: Comparison with observations.', Proc. Roy. Soc., Ser. A, 145(1934); 382-404. In 'The Scientific Papers of Sir Geoffrey Ingram Taylor.', Mechanics of Solids, G. K. Batchelor, Ed., Cambridge, England, v. 1(1958); 367-380.

384. CARVALHO, J. F. - Comunicação pessoal.
385. CARVALHO, J. F. & DACHS, J. N. W. - 'Regressão.', Ed. UFSCAR, em preparacac.
386. DRAPEP, N. & SMITH, H. - 'Applied Regression Analysis, Second Edition.' John Wiley Sons, Inc., New York, (1981); 141-176.
387. DANIEL, C. & WOOD, F. S. - 'Fitting Equations to Data.', Wiley Interscience, New York, (1971); 27-31.
388. REED-HILL, R. E. - 'Physical Metallurgy Principles.', D. van Nostrand Company, Inc., New York, (1968); p. 85.
389. KITTEL, C. - 'Introduction to Solid State Physics.', Fifth Edition, John Wiley Sons, New York, (1976); 50-57; 157-184.
390. BRANDT, N. B. & CHUDIMOV, S. M. - 'Electronic Structure of Metals.', Mir Publishers, Moscow, (1975).
391. FISCHER, P., PETER, M. & STEINEMANN, S. - 'Elasticité des métaux paramagnétiques.', Helvetia Phys. Acta, 42(1969); 459-484.
392. BERNSTEIN, B. T. - 'Electron contribution to the temperature dependence of the elastic constants of cubic metals. I. Normal metals.', Phys. Rev., 132(1963); 50-57.
393. WANDERLEY, P. - Comunicação pessoal.

APÊNDICE A.

NOMENCLATURA E DEFINIÇÕES USADAS NO TEXTO E NO PROGRAMA.

A fim de tornar mais simples a identificação das siglas usadas no texto, logo após a definição da variável ou parâmetro segue a sigla usada nos programas, em negrito. Quando a variável ou parâmetro só aparecer no programa sua sigla vira em negrito e em primeiro lugar. Algumas equações (principalmente as mais simples, que definem facilmente a variável) usadas no texto ou nos programas são apresentadas.

Grupo I. Parâmetros ou variáveis relacionadas com a deformação.

Lt : deslocamento da ponte móvel medido na carta registradora (mm).
DES.

L : deslocamento sofrido pela amostra durante a deformação (mm).
ALO, ALG, ALP. ALG e ALP são usados no caso de ensaios com extensômetros de resistência para os alongamentos em relação a um comprimento padrão de 25 mm e de 5 mm, respectivamente.

Lo : comprimento padrão da amostra. É igual a 5 mm quando relacionado ao extensômetro de resistência (strain gage) e, neste caso, o alongamento é dado por ALP. É igual a 25 mm quando relacionado ao extensômetro de facas, e, neste caso, o alongamento respectivo é dado por ALG. É aproximadamente igual (depende das medições) a 25 mm para o comprimento padrão da amostra em ensaios sem extensômetros. O alongamento correspondente é dado por ALO.

Lm : deslocamento sofrido apenas pela máquina (mm). **DMQ.**

DSL : deslocamento relativo do sistema. $DSL = Lt/Lo = DES/Lo$. Não leva em conta a constante de mola da máquina.

DEL : deformação elástica. Calculada pela lei de Hooke em regiões bem determinadas. $DEL = S / E_i = TNN / EMI$. Vide definições mais abaixo para TNN e EMI.

et : deformação total nominal. $et = (Lt - F/Km) / Lo$. **DTN.**

ep : deformação plástica nominal. $ep = et - S / E_i$. **DPN.**

DTR : deformação total real. $DTR = \ln(1 + et)$.

DPR : deformação plástica real. $DPR = DTR - Sr / E_i$.

DSR : deslocamento relativo real. $DSR = \ln(1 + DSL)$. Semelhante à definição da deformação total nominal. Importante para mostrar em gráficos o comportamento relativo da máquina.

SGR : deformação medida diretamente dos extensômetros de resistência.

Ao : área inicial da seção transversal da amostra (mm²). **AZO.**

Ai : área da amostra no ponto i (mm²).

v : coeficiente ou razão de Poisson. **CPO.**

Grupo II. Parâmetros e variáveis relacionados com a resistência.

F : carga imposta pelo deslocamento da ponte móvel da máquina (kgf).
CRG.

S : tensão nominal (MPa). $S = F / A_0$. TNN.

Sr : tensão real (MPa). $Sr = F / A_i$. TNR.

TTD : derivada (taxa) da tensão nominal em relação ao deslocamento relativo (MPa). $TTD = dS/d(DSL)$. Importante para o método de Clough.

ENC : encruamento (MPa). $ENC = dSr / d(DPP)$.

E : módulo de elasticidade ou de Euler (kgf/mm² ou MPa). EMO.

G : módulo de elasticidade transversal ou de Coulomb (kgf/mm² ou MPa). GMD.

Ei : módulo E em cada ponto do ensaio. EMI.

Gi : módulo G em cada ponto do ensaio. GMI.

TRN : tensão real normalizada (MPa/MPa). $TRN = Sr / G$.

ECN : encruamento normalizado (MPa/MPa). $ECN = ENC / G$.

TN2 : quadrado da tensão nominal (MPa²). $TN2 = S^2$.

TR2 : quadrado da tensão real (MPa²). $TR2 = Sr^2$.

TBL : derivada da deformação total nominal em relação ao quadrado da tensão nominal (MPa⁻²). $TBL = det / d(TN2)$.

Km : constante de mola da máquina (kgf/mm ou MPa.mm) KMO.

Kmi : constante de mola da máquina em cada ponto do ensaio. KMI.

Grupo III. Parâmetros e variáveis relacionados com o tempo.

t : tempo (s). TPO. $t = L \cdot 60 / Vp = DES \cdot 60 / Vp$.

Vp : velocidade da ponte móvel da máquina (mm/min). VPO.

Vr : velocidade da carta registradora (mm/min). VCO

TDT : velocidade de deformação total. Obtida por derivação numérica entre a deformação total real e o tempo.

TDP : velocidade (taxa) de deformação plástica. Obtida por derivação numérica entre a deformação plástica real e o tempo.

TTD : derivada da tensão nominal em relação ao deslocamento relativo.

A listagem (APÊNDICE C) dos programas esclarece qualquer

dúvida sobre o emprego destes parâmetros e variáveis no Sistema Interativo de Análise.

APÊNDICE B.

B - MÉTODOS DE CÁLCULO. PROGRAMAS.

B.1 - PREPARAÇÃO DOS DADOS DE ENTRADA.

Após o ensaio, mede-se a carta registradora com a maior precisão possível. Por exemplo, no caso do Alumínio, deve-se usar uma ampliação da carta de 1000x e medir a zona elástica com um perfilômetro que permita leituras com precisão melhor que 0.002 mm. Na zona de deformações plásticas uma precisão de 0.01 mm é suficiente.

Realizada a medição na carta, o próximo passo é digitar os dados num arquivo (apenas os pontos medidos) o qual fornecerá para um programa usando o SAS (Statistical Analysis System), com a finalidade de determinar os segmentos lineares existentes na zona de deformação elástica, delimitando assim o início da zona de deformação elastoplástica.

Isto posto, há que se preparar o arquivo de entrada para o programa principal, contendo as informações abaixo, por ordem de digitação (note-se que pode-se rodar o programa via cartão ou via TSN).

1.- Primeira Linha (ou Cartão) :

1.1 - Data de Entrada (da solicitação de serviço):

1.2 - Ordem de Serviço;

1.3 - Número ou Código do Projeto ou da Pesquisa/Tarefa.

2.- Segunda Linha (ou Cartão) :

2.2 - Data da Compilação;

2.2 - Nome do Compilador;

3.- Terceira Linha (ou Cartão) :

3.1 - Data do Ensaio;

3.2 - Código do ensaio;

3.3 - Código da Amostra;

3.4 - Material (a ser ensaiado).

4.- Quarta Linha (ou Cartão) :

4.1 - Nome da Máquina ;

4.2 - Código da Célula de Carga;

4.3 - Nome do Operador;

4.4 - Nome do Responsável.

5.- Quinta Linha (ou Cartão):

5.1 - Comprimento Padrão (L_0);

5.2 - Área Inicial da amostra (A_0);

5.3 - Razão ou Coeficiente de Poisson .

6.- Sexta Linha (ou Cartão):

6.1 - Tempo de Ensaio (em minutos);

6.2 - Escala (fundo de escala, em kg);

6.3 - Supressão do Zero (em kg);

6.4 - Temperatura do Ensaio (em Celsius)

6.5 - Temperatura de Fusão (em Celsius);

6.6 - Velocidade da Ponte Móvel (em mm/min);

6.7 - Velocidade da Carta Registradora (em mm/min).

7.- Sétima Linha (ou Cartão):

7.1 - Número de Linhas ou Cartões do Histórico termo-mecânico;

7.2 - Número de Pontos medidos;

7.3 - Número de Pontos que devem ficar fora das regressões;

7.4 - Número de Retas na Zona Elástica.

8.- Oitava Linha em diante (máximo 10): Linhas ou Cartões do Histórico Termo-Mecânico.

9.- Segue-se o Arquivo de Dados definido anteriormente.

10.- Última Linha : definição das retas (ponto xxx ao ponto xxx).

B.2 - O SISTEMA INTERATIVO DE ANÁLISE.

A fig. A1 mostra o diagrama de blocos do Sistema Interativo de Análise. Os dados de entrada podem ser fornecidos em fita, disco ou cartões perfurados. Os arquivos usados estão discriminados no

diagrama (FTOXF001). O sistema é constituído por dois programas. O Programa Principal, TDR² (TDS, no caso do programa para ensaios com extensômetros), calcula as variáveis, imprime as tabelas e grava os resultados em disco. O Programa Secundário, TEKLW (TEKLS, no caso do programa para ensaios com extensômetros), permite o desenho de gráficos e o estudo analítico das relações funcionais entre as variáveis através de regressões lineares.

Os parágrafos seguintes darão mais detalhes sobre a operacionalidade dos dois programas.

B.3 - O PROGRAMA PRINCIPAL.

B.3.1 - O MÓDULO 1.

O MÓDULO 1 do programa principal calcula, em sua primeira etapa, as tangentes dos segmentos lineares com seus erros respectivos. A Fig. A2 mostra o diagrama de blocos deste Programa.

Em sua segunda etapa, o programa calcula os módulos de elasticidade possíveis (para $s = 10$ até $s = 20$ para $p = 0$ e $p = 1$) pela fórmula de Bell e avalia as constantes de mola da máquina.

Isto posto, é mostrado no vídeo os valores E_j e K_{mi} para cada par s, p , possibilitando a escolha de um E_j e de um K_{mi} para cada segmento linear da zona elástica.

Os cálculos da zona elástica e da zona elastoplástica serão realizados no Módulo 2 do programa principal.

B.3.2 - O MÓDULO 2.

No MÓDULO 2 o programa principal calcula e formata as tabelas da zona elástica e da zona elastoplástica. A tabela I mostra o arquivo de entrada de dados e o anexo II mostra a saída.

A figura A2 apresenta um diagrama de blocos do programa principal. Note-se que os resultados são arquivados e listados.

B.4 - O PROGRAMA SECUNDÁRIO.

B.4.1 - DESCRIÇÃO SUMÁRIA.

Os dados arquivados no programa principal se constituem na fonte de dados para o programa secundário, que permite traçar os gráficos de todas as variáveis determinadas anteriormente. Além disto, é possível comandar o cálculo de regressões lineares de quaisquer pares de variáveis, permitindo ao usuário determinar as

equações das curvas ou de trechos das curvas. Esta característica do programa secundário torna o sistema uma poderosa ferramenta para a análise das curvas de tensão em função da deformação ou de curvas derivadas destas.

B.4.2 - ALGUMAS CARACTERÍSTICAS DO PROGRAMA SECUNDÁRIO TEKxx.

O programa TEKxx possui alguns parâmetros fixos e outros variáveis, que devem ser definidos pelo usuário na hora de traçar os gráficos. Ao inicializar-se o programa o vídeo será limpo e apresentará uma lista de todas as variáveis arquivadas. As variáveis são definidas sempre por três letras que representem o seu nome da forma mais mnemônica possível. Nesta etapa serão pedidos alguns parâmetros para construir os gráficos.

B.4.2.2 - PARÂMETROS VARIÁVEIS.

EIXO X>:

O usuário deverá teclar a variável precedida de um branco, de um 2, de um I ou de um L. Os seguintes efeitos serão obtidos:

- a. - BRANCO: nenhum efeito sobre a variável.
- b. - 2 : a variável será elevada ao quadrado.
- c. - I : o gráfico será construído com o inverso da variável.
- d. - L : o gráfico será construído com o logaritmo da variável.

Caso queira traçar um detalhe do gráfico o usuário deve digitar o símbolo * após definir a variável.

EIXO Y>:

A opções disponíveis para o eixo dos X (em geral a variável independente) também o são para o eixo dos Y (em geral a variável dependente).

SÍMBOLO>:

Neste caso existem 12 opções disponíveis; estas são definidas pelo usuário pelos números de 0 a 11. Os Manuais do Usuário dão mais detalhes sobre estas possibilidades.

TAMANHO>:

O tamanho do símbolo pode ser definido de acordo com um fator (numero real) que opera sobre o tamanho padrão.

LINHA>:

Existe uma infinidade de opções para o traçado das linhas. Os Manuais citados acima trazem os detalhes.

B.4.2.2 - PARÂMETROS FIXOS.

Os parâmetros fixos são aqueles definidos pelo programa. Estes parâmetros (ou opções) comandam o desenho dos eixos, das divisões das escalas e da forma do sistema de coordenadas. No caso específico o sistema de coordenadas escolhido é desenhado em forma de 'gratê'.

B.4.2.3 - ANÁLISE ESTATÍSTICA DAS CURVAS.

Após o desenho de um gráfico o TSO permanece com o mesmo na tela até que seja dado um novo comando. Os comandos a serem dados indicarão a realização de um novo gráfico ou o cálculo de regressões lineares com os trechos da curva escolhidos (ou com a curva total). Os comandos são:

REGL : Este comando indica que o usuário deseja fazer uma regressão linear (em geral das variáveis que estão no diagrama). Nesta fase o programa requer a definição das variáveis e o intervalo que o usuário pretende analisar. Em prosseguimento, lista as variáveis e calcula a regressão. Finalmente, após listar o resultado, lista uma série de questões a serem respondidas e que definirão a próxima etapa (novo gráfico, nova regressão, etc.).

NREG : Este comando indica que o usuário não deseja fazer uma regressão linear após o gráfico. Nova listagem das variáveis é feita e novas definições para novos gráficos são requeridas.

NEWG : Tem o mesmo efeito do comando NREG.

STOP : Para a execução do programa.

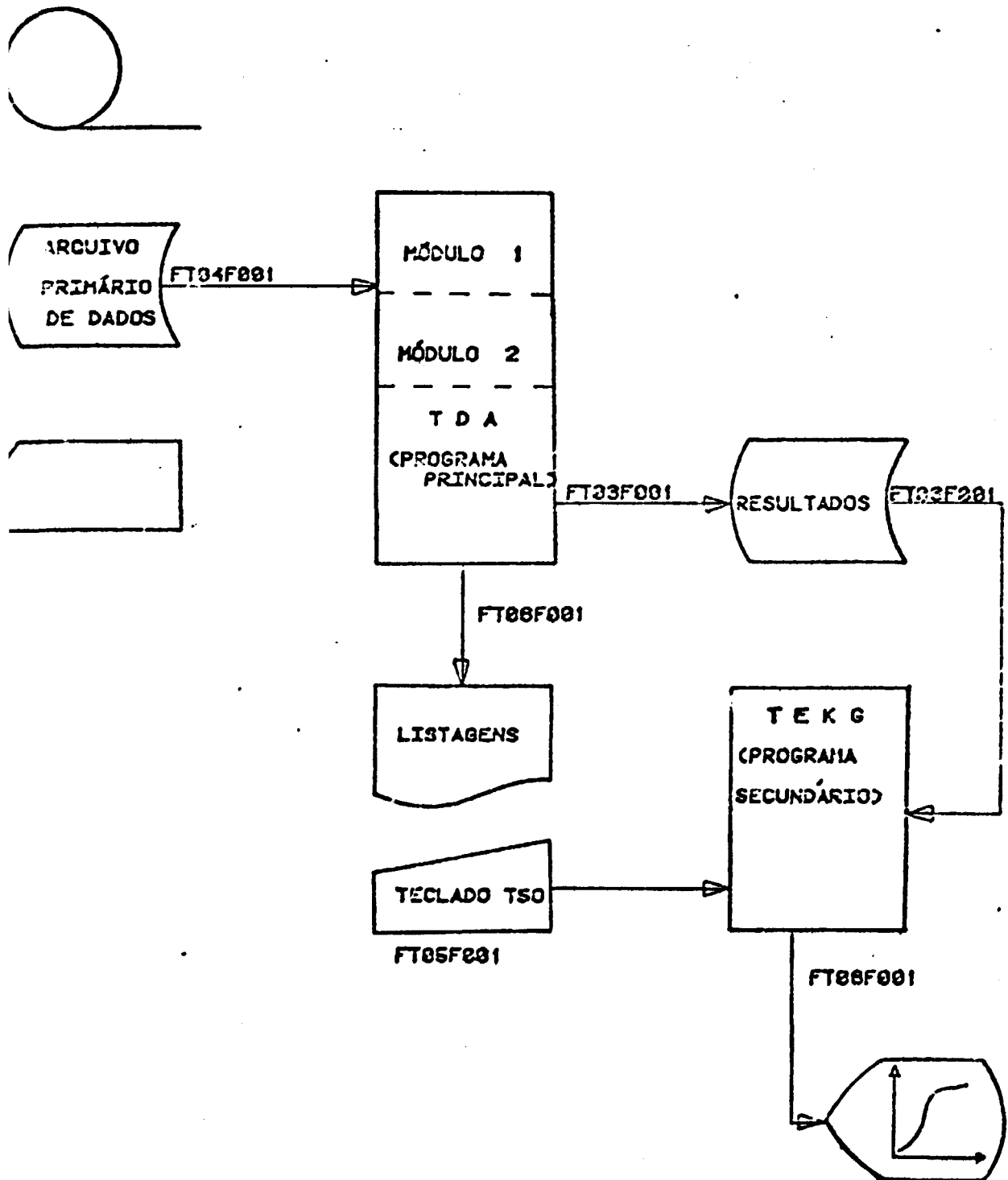


Figura A1 - Diagrama de blocos do Sistema Interativo de análise. Vide texto.

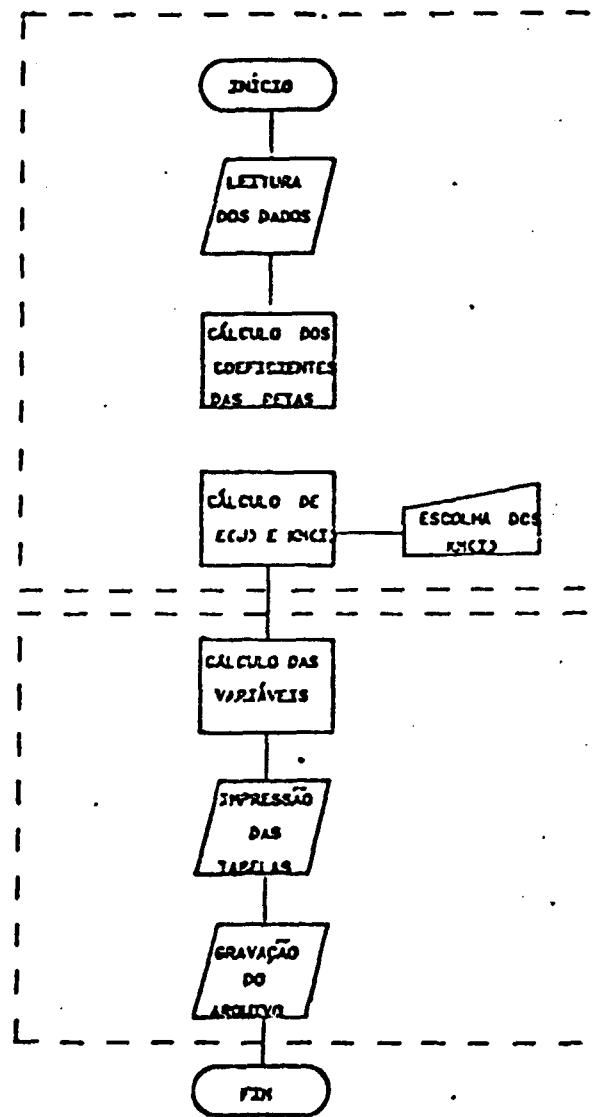


FIG. 5 - DIAGRAMA DE BLOCOS DO PROGRAMA PRINCIPAL.

Figura A2 - Diagrama de blocos do Programa Principal (TDRW ou TDS).

APÊNDICE C.**LISTAGEM DOS PROGRAMAS.**

C.1 - PROGRAMA TDRW.

C.2 - PROGRAMA TD.

C.3 - PROGRAMA TEKLW. GRÁFICOS PARA O PROGRAMA TDRW.

C.4 - PROGRAMA TEKDS. GRÁFICOS PARA O PROGRAMA TDS.

C.5 - SUBROTINAS.

C.5.1 - LINFTD.

C.5.2 - DERLG5.

C.5.3 - LINFIT. IGUAL 'A C.5.1, EM SIMPLES PRECISÃO. USADA NOS GRÁFICOS.


```

C
400 FORMAT ( 20A4 /      6A4 ,2X,   A4 ,   F5.1 ,   F5.1 ,1X,   A4 , 00006400
:           F5.3 ,   F5.1 ,1X,   A4 ,1X,   A4 /   10A4 ,2X, F8.5 , 00006500
:           1X, F9.5 ,1X,   A4 ,1X, F5.3 ,1X,   12 ,1X,   13 , 00006700
:           1X,   12                                     ) 00006800
402 FORMAT ( 20A4 ) 00006900
404 FORMAT ( 4(1X,F9.4,F10.7) ) 00007000
406 FORMAT ( 26I3 ) 00007100
410 FORMAT (14(I3,2X)) 00007200
C
600 FORMAT (1H1) 00007300
601 FORMAT (1H0) 00007400
602 FORMAT (1H-) 00007500
604 FORMAT ( ' > IKM ' ) 00007600
606 FORMAT (1H+, ' * * ') 00007700
607 FORMAT (1H-, '-----' ) 00007800
: '-----' ) 00007900
: '-----' ) 00008000
: '-----' ) 00008100
608 FORMAT (1H , '-----' ) 00008200
: '-----' ) 00008300
: '-----' ) 00008400
610 FORMAT (1H , ' LEM-1 ' ) 00008500
: ' ANALISE DAS CURVAS TENSÃO-DEFORMAÇÃO ' ) 00008600
: ' CMN ' / 00008700
: 1H , ' DEX-2 ' ) 00008800
: ' PESQUISA/TAREFA: ' , 3A4 , ' ' ) 00008900
: ' IPEN ' ) 00009000
612 FORMAT (1H0, '-----' ) 00009100
: '-----' ) 00009200
: '-----' ) 00009300
614 FORMAT (1H0 ) 00009400
: 2X'ORD SERVIÇO: SR-CMN ' , 2A4 ) 00009500
: 2X'DATA DE ENTRADA: ' , 2A4, 7X'COMPILADOR: ' , 2A4, ) 00009600
: 12X'DATA DA COMPILAÇÃO: ' , 2A4// 3X'ENSAIO: ' , A4, ) 00009700
: 18X'AMOSTRA: ' , 4A4, 7X'MATERIAL: ' , 4A4, ) 00009800
: 6X'DATA DO ENSAIO: ' , 2A4// 3X'MAQUINA: ' , 4A4, ) 00009900
: 5X'TEMPO DE ENSAIO = ' , A4, ' MIN' ) 00010000
: 6X'TEMP. ENSAIO = ' , F6.1, ' CELSIUS' ) 00010100
: 3X'TEMP. FUSÃO = ' , F6.1, ' CELSIUS' // 00010200
: 3X'ESCALA = ' , A4, ' KG' ) 00010300
: 14X'VEL. PONTE = ' , F5.3, ' MM/MIN' ) 00010400
: 7X'VEL. CARTA = ' , F5.1, ' MM/MIN' ) 00010500
: 7X'AMPLIACAO = ' , F7.1 ) 00010600
616 FORMAT (1H0 ) 00010700
: 2X'SUPRESSÃO DO ZERO = ' , A4, ' KG' ) 00010800
: 3X'CELULA CARGA: TIPO ' , 2A4, 5X'OPERADOR: ' , 4A4, ) 00010900
: 6X'RESPONSÁVEL: ' , 4A4 // 00011000
: 3X'LO = ' , F9.5, ' MM' ) 00011100
: 13X'A0 = ' , F9.5, ' MM2' ) 00011200
: 14X'E = ' , F9.2, ' KG/MM2' ) 00011300
: 12X'COEF. POISSON = ' , F6.3 // 00011400
: 3X'HISTÓRICO TERMO-MECÂNICO: ' ) 00011500
618 FORMAT (1H ,31X,20A4 ) 00011600
620 FORMAT (1H , ' ) 00011700
: ' ) 00011800
: ' ) 00011900
622 FORMAT (1H , '-----' ) 00012000
: '-----' ) 00012100
: '-----' ) 00012200
624 FORMAT (1H , ' NRO CRG DES TNR' ) 00012300
: ' TPO TAT TDT DT' ) 00012400
: 'R TTD ALO LI / 00012500
: 'H , ' PTO KGF MM MPA' ) 00012600

```



```

:          TXE      GMI      EMI      ECN      / 00019000
:          1H ,    ' PTJ   KGF      MM      MPA2  E-04/MPA2 ' , 00019100
:          'MM/MM  MM/MM  MPA  MM/MM  MM/MM  E-04/' , 00019200
:          'S      MPA/S   KGF/MM2 KGF/MM2  MPA/MPA   ' / 00019300
:          1H ,    '-----' , 00019400
:          '-----' , 00019500
:          '-----' ) 00019600
647 FORMAT (1H , ' , 00019700
:          ' , 00019800
:          ' ) 00019900
649 FORMAT (1H+, 2X, I3 ,1X, F9.4 ,1X, F9.6 ,1X, F7.2 ,1X , 00020000
:          4PF8.4 ,1X,OPF7.6 ,1X, F7.6 ,1X, F7.1 ,1X , 00020100
:          F7.6 ,1X, F7.6 ,1X,4PF7.4 ,1X,OPF10.3,1X , 00020200
:          F7.1 ,1X, F7.1 ,1X, F9.5 ) 00020300
C          FIM DA FORMATAÇAO DA TABELA DA ZONA PLASTICA 2. 00020400
C ESCREVE GRUPOS DAS FAMILIAS DE MENOR DIFERENÇA NOS SEUS KMS. 00020500
650 FORMAT (1H ,I2,' < ',F7.3,' > ',7F8.2/(1H ,15X,7F8.2)) 00020600
C . 00020700
C ... LEITURA DOS DADOS DE ENTRADA ... 00020800
C . 00020900
      REWIND IW 00021000
      REWIND IT 00021100
      REWIND ID 00021200
C 00021300
      READ (IT,400) TIT, NCH, NFP, NRT 00021400
C 00021500
      IF ( NCH .GT. 10 ) STOP 00021600
      IF ( NFP .GT. 291 ) STOP 00021700
      IF ( NRT .GT. 10 ) STOP 00021800
C 00021900
      NSK = (23 - NCH - NRT) / 2 00022000
      NCH = NCH+20 00022100
C 00022200
      READ (IT,402) (HTM(I), I=1,NCH) 00022300
      DO 111 L=1,NCH 00022400
          HTMM(L) = HTM(L) 00022500
111 CONTINUE 00022600
      DO 100 IST = 1,NFP,4 00022700
          IED = IST + 3 00022800
          READ (IT,404) (CRG(I), DES(I), I=IST,IED) 00022900
100 CONTINUE 00023000
          IED = NRT+3 00023100
          READ (IT,406) (IRI(N), IRF(N), N=1,NRT), (IPF(I), I=1,IED) 00023200
C . 00023300
C ... SELECIONA OS PONTOS DESEJADOS E CALCULA COEFICIENTES DA RETA ... 00023400
C . 00023500
      M = 1 00023600
      DO 200 N = 1,NRT 00023700
          I = 0 00023800
          IST = IRI(N) 00023900
          IED = IRF(N) 00024000
          DO 190 J = IST, IED 00024100
              I = I + 1 00024200
              YVR(I) = CRG(J) 00024300
              XVR(I) = DES(J) 00024400
              SGY(I) = 1.0D+00 00024500
              IF ( IPF(M) .NE. J ) GO TO 190 00024600
              I = I - 1 00024700
              M = M + 1 00024800
190 CONTINUE 00024900
          NPF(N) = IRF(N) - IRI(N) - I + 1 00025000
          IF ( I .LE. 2 ) STOP 00025100
          CALL LINFTD (XVR,YVR,SGY,I,0, 00025200

```

```

:
CFA(N),SGA(N),CFB(N),SGB(N),CFR(N))00025300
200 CONTINUE
C
IMX = 40
NIE = 1
NFE = IRF(NRT)
NIP = NFE + 1
C
AMP = VCT / VPT
RLA = LZR / AZR
CPN = CPD + 1.
TEK = TEC + 273.
TFK = TFC + 273.
XWK = 59534.*CPN*(1. - TEK / (TFK + TFK))
C
DO 300 I = 1,IMX
M = (I-1)*NRT
RKM(I) = 0.
ESE(I) = FLOAT( I ) * 0.5
EEM(I) = DSQRT( BSE** ESE(I) ) * XWK
DO 250 N = 1,NRT
EKM(M+N) = CFB(N)*EEM(I) / (EEM(I) - RLA*CFB(N))
250 CONTINUE
IF ( I .GT. 17 )
: WRITE (05,650) I, ESE(I), EEM(I), (EKM(M+N),N=1,NRT)
300 CONTINUE
430 WRITE (05,604)
READ (05,410) (IDX(N) , N=1,NRT)
READ (05,406) IFY
C
C
C ... CALCULO DAS TABELAS DAS ZONAS ELASTICA E PLASTICA ...
C
N = 0
IEA = 1
IED = 0
COR = 0.
C
DO 460 I = 1,NFP
IF ( IED .GE. I ) GO TO 440
IF ( IED .NE. 0 ) IEA = IED
IED = NFP
IF ( I .EQ. NIP ) GO TO 440
N = N + 1
J = IDX(N)
K = (J-1)*NRT
IED = IRF(N)
EMO = EEM(J)
IF ( N .NE. 1 ) COR = DTE - TNN(I-1) / (EMO*9.80665)
440 TNN(I) = CRJ(I) / AZR*9.80665
TNR(I) = TNN(I)
STR(I) = GTN(I)
TPD(I) = DES(I) / VPT*60.
DSL(I) = DES(I) / LZR
DTR(I) = TNN(I) / (EMO*9.80665) + COR
DTN(I) = DTR(I)
DTE = DTR(I)
ALO(I) = DTE*LZR
ELE(I) = ALO(I) + LZR
PKM(I) = EKM(K+N)

```


	WRITE (IW,601)	00037900
C	WRITE (IW,609)	00038000
	WRITE (IW,610) FM0	00038100
	WRITE (IW,608)	00038200
	WRITE (IW,612)	00038300
	WRITE (IW,614) FM4	00038400
	WRITE (IW,616) FM6	00038500
	CONTINUE	00039600
	WRITE (IW,618) (HTMM(I),I=1,NSK)	00038700
	WRITE (IW,612)	00039800
C	DO 820 I = 1,NSK	00039900
	WRITE (IW,601)	00039100
820	CONTINUE	00039200
C	WRITE (IW,608)	00039300
	WRITE (IW,630)	00039400
	WRITE (IW,608)	00039500
	WRITE (IW,618)	00039600
	WRITE (IW,632)	00039700
	WRITE (IW,634)	00039800
	WRITE (IW,636)	00039900
	DO 830 N = 1,NRT	00040000
	J = IDX(N)	00040100
	K = (J-1)*NRT	00040200
C **	ULTIMA MODIFICACAO: IMPRIME CORRETAMENTE O VALOR DE S ****	00040300
	L = J/2	00040400
C **	ULTIMA MODIFICACAO: IMPRIME CORRETAMENTE O VALOR DE S ****	00040500
	WRITE (IW,636)	00040600
	WRITE (IW,638) N, IRI(N), IRF(N), CFA(N), SGA(N),	00040700
:	CFB(N), SGB(N), CFR(N), EEM(J), EKM(K+N), L	00040800
	IF (N .EQ. 1) IED = 0	00040900
	IST = IED + 1	00041000
	IED = IED + NPF(N)	00041100
	IF (IST .LE. IED) WRITE (IW,639) (IPF(I), I -IST,IED)	00041200
830	CONTINUE	00041300
	WRITE (IW,636)	00041400
	WRITE (IW,632)	00041500
C	ESCREVA TABELA DA PARTE I : ZONA ELASTICA.	00041600
	N = 1	00041700
	DO 860 IST = NIE,NFE,46	00041800
	IED = IST + 45	00041900
	IF (NFE .LT. IED) IED = NFE	00042000
	WRITE (IW,600)	00042100
	WRITE (IW,607)	00042200
	WRITE (IW,620)	00042300
	WRITE (IW,608)	00042400
	WRITE (IW,618)	00042500
	WRITE (IW,622)	00042600
	WRITE (IW,624)	00042700
	WRITE (IW,626)	00042800
	DO 850 I = IST,IED	00042900
	WRITE (IW,626)	00043000
	WRITE (IW,628) I, CRG(I), DES(I), TNR(I), TPO(I),	00043100
:	TAT(I), TDT(I), DTR(I), TTD(I), ALD(I), ELE(I)	00043200
	IF (I .NE. IRI(N)) GO TO 850	00043300
	WRITE (IW,606)	00043400
	N = N + 1	00043500
850	CONTINUE	00043600
	WRITE (IW,626)	00043700
	WRITE (IW,622)	00043800
860	CONTINUE	00043900
		00044000
		00044100

C	ESCREVE TABELA DA PARTE III : ZONA PLASTICA.	00044200
	DO 880 IST = NIP,NFP,46	00044300
	IED = IST + 45	00044400
	IF (NFP .LT. IED) IED = NFP	00044500
	WRITE (IW,600)	00044600
	WRITE (IW,607)	00044700
	WRITE (IW,640)	00044800
	WRITE (IW,608)	00044900
	WRITE (IW,612)	00045000
	WRITE (IW,644)	00045100
	WRITE (IW,646)	00045200
	DO 870 I = IST,IED	00045300
	WRITE (IW,646)	00045400
	WRITE (IW,648) I , CRG(I), DES(I), TNN(I), TPO(I),	00045500
:	DTN(I), DPN(I), TNR(I), TAT(I), DTR(I),	00045600
:	DPR(I), TDT(I), TDP(I), TTD(I), ENC(I), PKM(I)	00045700
870	CONTINUE	00045800
	WRITE (IW,646)	00045900
	WRITE (IW,642)	00046000
880	CONTINUE	00046100
C	FIM DA IMPRESSAO DA TABELA III : ZONA PLASTICA.	00046200
C	ESCREVE TABELA DA PARTE IV : ZONA PLASTICA 2.	00046300
	DO 900 IST = NIP,NFP,46	00046400
	IED = IST + 45	00046500
	IF (NFP .LT. IED) IED = NFP	00046600
	WRITE (IW,600)	00046700
	WRITE (IW,607)	00046800
	WRITE (IW,641)	00046900
	WRITE (IW,608)	00047000
	WRITE (IW,612)	00047100
	WRITE (IW,645)	00047200
	WRITE (IW,647)	00047300
	DO 890 I = IST,IED	00047400
	WRITE (IW,647)	00047500
	WRITE (IW,649) I , CRG(I), DES(I), TN2(I), TBL(I),	00047600
:	DSL(I), DSR(I), TR2(I), DEL(I), DPR(I),	00047700
:	TRN(I), TXE(I), GMI(I), EMI(I), ECN(I)	00047800
890	CONTINUE	00047900
	WRITE (IW,647)	00048000
	WRITE (IW,643)	00048100
900	CONTINUE	00048200
C	FIM DA IMPRESSAO DA TABELA IV : ZONA PLASTICA 2.	00048300
C	GRAVA ARQUIVO CONTENDO OS VALORES DE TODAS AS TABELAS	00048400
C	WRITE (ID,333) RES	00048500
C	END FILE ID	00048600
	END FILE IW	00048700
C	STOP	00048800
	END	00048900
		00049000
		00049100
		00049200


```

:          (DNY(25),AMP ), (DNY(26),SZR ), (DNY(27),CEL ), 00000640
:          (DNY(28),OPR(1)), (DNY(30),REL(1)), (DNY(32),LZR ), 00000650
:          (DNY(33),AZR ), (DNY(34),EMO ), (DNY(35),CPO ) 00000660
EQUIVALENC
:          (RES( 1),PTS(1)), 00000670
:          (RES( 2),CRG(1)),(RES( 302),DES(1)),(RES( 602),SGR(1)), 00000680
:          (RES( 902),ELE(1)),(RES(1202),DPN(1)),(RES(1502),DPR(1)), 00000700
:          (RES(1802),DTN(1)),(RES(2102),TPJ(1)),(RES(2402),DTR(1)), 00000710
:          (RES(2702),TAT(1)),(RES(3002),TDP(1)),(RES(3302),TDT(1)), 00000720
:          (RES(3602),TNN(1)),(RES(3902),TNR(1)),(RES(4202),ENC(1)), 00000730
:          (RES(4502),PKM(1)),(RES(4802),TTD(1)),(RES(5102),DSL(1)) 00000740
EQUIVALENC
:          (RES(5402),TDS(1)),(RES(5702),DSR(1)),(RES(6002),TXE(1)), 00000760
:          (RES(6302),ECN(1)),(RES(6602),TRN(1)),(RES(6902),ENI(1)), 00000770
:          (RES(7202),G4I(1)),(RES(7502),DEL(1)),(RES(7802),TN2(1)), 00000780
:          (RES(8102),TBL(1)),(RES(8402),GTN(1)),(RES(8702),GTN(1)), 00000790
:          (RES(9002),GEN(1)),(RES(9302),GPN(1)),(RES(9602),GPR(1)), 00000800
:          (RES(9902),TR2(1)), 00000810
:          (RES(10202),SGT(1)),(RES(10502),CSG(1)), 00000820
:          (RES(10802),ENR(1)),(RES(11102),DMQ(1)), 00000830
:          (RES(11402),VKM(1)),(RES(11702),ESG(1)), 00000840
:          (RES(12002),ALP(1)),(RES(12302),ALG(1)), 00000850
:          (RES(12602),SGP(1)),(RES(12902),ESP(1)) 00000860
:          00000870
333 FORMAT ( 10A8 ) 00000880
:          00000890
400 FORMAT ( -2A4, 2X, 2A4, 2X, 3A4 ) 00000900
402 FORMAT ( 2A4, 2X, A4, 1X, A4, 1X, 3A4 ) 00000910
404 FORMAT ( 3A4, 3X, A4, 1X, 2A4, 2X, 2A4 ) 00000920
406 FORMAT ( F9.5, 1X, F9.5, 1X, F6.3 ) 00000930
408 FORMAT ( F4.0, 1X, F4.0, 1X, F4.0, 1X, F6.1, 4X, F6.1, 4X, F6.3 00000940
:          , 4X, F6.3, 4X, F6.1 ) 00000950
410 FORMAT ( 14(13,2X) ) 00000960
412 FORMAT ( 18A4 ) 00000970
414 FORMAT ( 3F10.9 ) 00000980
:          00000990
600 FORMAT (1H1) 00001000
601 FORMAT (1H0) 00001010
602 FORMAT (1H-) 00001020
604 FORMAT ( ' > IKM ' ) 00001030
606 FORMAT (1H+, ' * * ) 00001040
:          00001050
:          00001060
:          00001070
607 FORMAT (1H-, ' .....', 00001080
:          ' .....', 00001090
:          ' .....', 00001100
608 FORMAT (1H , ' .....', 00001110
:          ' .....', 00001120
:          ' .....', 00001130
610 FORMAT (1H , ' LEM-1 ', 00001140
:          ' ANALISE DAS CURVAS TENSAO-DEFORMACAO ', 00001150
:          ' CMN ', / 00001160
:          1H , ' DEX-2 ', 00001170
:          ' PESQUISA/TAREFA: ', 3A4, ' ', 00001180
:          ' IPEN ', ) 00001190
612 FORMAT (1H0, ' .....', 00001200
:          ' .....', 00001210
:          ' .....', ) 00001220
614 FORMAT (1H0 , 00001230
:          2X'ORD SERVICO: SR-CMN ' , 2A4 , 00001240
:          2X'DATA DE ENTRADA: ' , 2A4, 7X'COMPILADOR: ' , 2A4, 00001250
:          12X'DATA DA COMPILACAO: ' , 2A4// 3X'ENSAIO: ' , A4, 00001260

```



```

629 FORMAT (1H+, 6X, I3 ,3X, F9.4,4X, F10.7,3X, F10.7 ,2X , 00001900
: F8.4 ,3X, F8.7 ,3X,4PF9.7 ,2X,OPF9.8 ,2X , 00001910
: OPF9.8 ,2X, F8.2 ,3X, F9.2 ) 00001920
C * 00001930
C 00001940
C 00001950
630 FORMAT (1H , , 00001960
: , PARTE I: PARAMETROS DA ZONA ELASTICA , 00001970
: , ) 00001980
632 FORMAT (1H , , 00001990
: , ----- , 00002000
: , ----- , 00002010
: , ) 00002020
634 FORMAT (1H , , RT DE A FORA COEF L , 00002030
: , IN SIGMA LIN COEF ANG SIGMA ANG C , 00002040
: , DEF REG EN(S) KM(S) S , / 00002050
: , 1H , ----- , 00002060
: , ----- , 00002070
: , ) 00002080
636 FORMAT (1H , , 00002090
: , 00002100
: , ) 00002110
638 FORMAT (1H+, 7X,I2 ,3X,I2 ,1X,I2 ,20X,F10.6,3X,F9.6 , 00002120
: 3X,F10.5,3X,F9.6 ,3X,F8.6 , 3X,F9.2 ,3X,F9.4 ,3X,I2 ) 00002130
639 FORMAT (1H+,19X,5I3 ) 00002140
C * FORMATAÇÃO DA TABELA DA ZONA PLASTICA 00002150
C 00002160
C 640 FORMAT (1H , , 00002170
: , PARTE III: ANALISE DA ZONA PLASTICA , 00002180
: , ) 00002190
642 FORMAT (1H , , 00002200
: , ----- , 00002210
: , ----- , 00002220
: , ) 00002230
644 FORMAT (1H , , NRO CRG DES TNH TPO , 00002240
: , DTN DPN TNR TAT DTR DPR , 00002250
: , TDT TDP ITD ENC KM , / 00002260
: , 1H , PTO KGF MM MPA S , 00002270
: , MM/MM MM/MM MPA MPA/S MM/MM MM/M , 00002280
: , M E-04/S E-04/S MPA MPA KGF/MM , / 00002290
: , 1H , ----- , 00002300
: , ----- , 00002310
: , ) 00002320
646 FORMAT (1H , , 00002330
: , 00002340
: , ) 00002350
648 FORMAT (1H+, 2X, I3 ,1X, F9.4 ,1X, F9.6 ,1X, F7.3 ,1X , 00002360
: F8.2 ,1X, F7.6 ,1X, F7.6 ,1X, F7.3 ,1X , 00002370
: F7.5 ,1X, F7.6 ,1X, F7.6 ,1X,4PF7.4 ,1X , 00002380
: 4PF7.4 ,1X,OPF7.1 ,1X, F7.1 ,1X, F7.2 ) 00002390
C * FORMATAÇÃO DA SEGUNDA TABELA DA ZONA PLASTICA 00002400
C 00002410
C 641 FORMAT (1H , , 00002420
: , PARTE IV: ANALISE DA ZONA PLASTICA 2 , 00002430
: , ) 00002440
645 FORMAT (1H , , NRO CRG DES TNH TBL , 00002450
: , SGR DSR TR2 DEL DPR T , 00002460
: , RM TXE GMI ENI ECN , / 00002470
: , 1H , PTO KGF MM MPA2 E-04/MPA2 , 00002480
: , E-04 MM/MM MPA2 MM/MM MM/MM E-0 , 00002490
: , 4/S MPA/S KGF/MM2 KGF/MM2 MPA/MPA , / 00002500
: , 1H , ----- , 00002510
: , ----- , 00002520

```

```

:
:
649 FORMAT (1H+, 2X, I3 ,1X, F9.4 ,1X, F9.6 ,1X, F7.2 ,1X ,
: 4PF8.4 ,1X,4PF8.6 ,1X,OPF7.6 ,1X, F7.1 ,1X ,
: F8.6 ,1X, F7.6 ,1X,4PF7.4 ,1X,OPF10.3,1X ,
: F7.1 ,1X, F7.1 ,1X, F9.4 ) 00002530
: 00002540
: 00002550
: 00002560
: 00002570
C 00002580
C * FORMATAÇÃO DA TERCEIRA TABELA DA ZONA PLÁSTICA 00002590
C 00002600
671 FORMAT (1H , '
: '
: PARTE V : ANÁLISE DA ZONA PLÁSTICA (3) '
: '
: ) 00002610
: 00002620
: 00002630
675 FORMAT (1H , ' NRD CRG SGR TPO DES '
: ' SGT CSG SGP DPR TRN '
: ' ALP VKM ESP ENR '
: 1H , ' PTD KGF MM/MM SEG MM '
: ' E-04 KGF/E-04 MM/MM MM/MM E-04/'
: ' S MM KGF/MM KGF/MM2 MPA '
: 1H , '
: '
: '
: ) 00002640
: 00002650
: 00002660
: 00002670
: 00002680
: 00002690
: 00002700
: 00002710
: 00002720
679 FORMAT (1H+, 2X, I3 ,1X, F7.4 ,2X, F9.8,1X, F7.3 ,1X
: F8.5 ,2X,4PF8.6 ,1X,OPF8.1 ,2X, F9.8 ,2X
: F9.7 ,2X, 4PF7.4 ,2X, OPF9.8,1X
: F7.1 ,1X, F7.1 ,1X, F9.1 ) 00002730
: 00002740
: 00002750
: 00002760
C 00002770
C 650 FORMAT (1H ,I2,1X,F4.1,' <',F7.1,' > ',6F8.2/(1H ,2X,6F8.2)) 00002780
C 00002790
660 FORMAT (1H , 'ERRO - NUMERO DE CARTOES DE HISTORICO MAIOR QU'
: 'E 10 - ',I3 ) 00002800
: 00002810
662 FORMAT (1H , 'ERRO - NUMERO DE PONTOS EXPERIMENTAIS MAIOR QU'
: 'E 291 - ',I3 ) 00002820
: 00002830
664 FORMAT (1H , 'ERRO - NUMERO DE PONTOS EXCLUIDOS MAIOR QUE 30'
: ' - ',I3 ) 00002840
: 00002850
666 FORMAT (1H , 'ERRO - NUMERO DE RETAS MAIOR QUE 10 - ',I3 ) 00002860
: 00002870
C 00002880
C ... LEITURA DOS DADOS DE ENTRADA ... 00002890
C 00002900
REWIND IV 00002910
REWIND IT 00002920
REWIND ID 00002930
C 00002940
READ (IT,400) DEE, DDS, PQT 00002950
READ (IT,400) DCE, CPR 00002960
READ (IT,402) DRE, ENS, AMO, MAT 00002970
READ (IT,404) MAQ, CEL, DPR, REL 00002980
READ (IT,406) LZR, AZR, CPO 00002990
READ (IT,408) TCE, ESC, SZR, TEC, TFC, VPT, VCT 00003000
READ (IT,410) NCH, NFP, NPE, NRT 00003010
C 00003020
IF ( NCH .GT. 10 ) GO TO 910
IF ( NFP .GT. 291 ) GO TO 920
IF ( NPE .GT. 30 ) GO TO 930
IF ( NRT .GT. 10 ) GO TO 940
C 00003030
: 00003040
: 00003050
: 00003060
: 00003070
: 00003080
: 00003090
: 00003100
C 00003110
READ (IT,412) (MTM(I), I=1,NCH)
READ (IT,414) (CRG(I), SGR(I), TPO(I), I=1,NFP)
READ (IT,410) (IRI(N), IRF(N), N=1,NRT)
READ (IT,410) (IPF(I), I=1,NPE)
C 00003120
: 00003130
: 00003140
: 00003150

```

```

C ... SELECIONA OS PONTOS DESEJADOS E CALCULA COEFICIENTES DA RETA ... 00003160
C . 00003170
N = 1 00003180
DO 200 N = 1,NRT 00003190
I = 0 00003200
IST = IRI(N) 00003210
IED = IRF(N) 00003220
DO 190 J = IST,IED 00003230
I = I + 1 00003240
YVR(I) = CRG(J) 00003250
XVR(I) = TPO(J) 00003260
SGY(I) = 1.00+00 00003270
IF ( NFE .LE. M ) GO TO 190 00003280
IF ( IPF(N) .NE. J ) GO TO 190 00003290
I = I - 1 00003300
M = M + 1 00003310
190 CONTINUE 00003320
WPF(N) = IRF(N) - IRI(N) - I + 1 00003330
IF ( I .LE. 2 ) STOP 00003340
CALL LINFTD (XVR,YVR,SGY,I,0, 00003350
: CFA(N),SGA(N),CFB(N),SGB(N),CF2(N))00003360
200 CONTINUE 00003370
C 00003380
C DO 210 N = 2,NRT 00003390
C XWK = (CFA(N) - CFA(N-1)) / (CFB(N-1) - CFB(N)) 00003400
C YWK = CFB(N)*XWK + CFA(N) 00003410
C CALL INSERT (SGR,CRG,TPO,XWK,YWK,WPF,IRF,N,NRT) 00003420
C IRI(N) = IRF(N-1) 00003430
C 210 CONTINUE 00003440
C IRI(NRT+1) = IRF(NRT) 00003450
C 00003460
C FTR = VPT/60. 00003470
C DO 220 N = 1,NRT 00003480
C CFB(N) = CFB(N)/FTR 00003490
C SGB(N) = SGB(N)/FTR 00003500
220 CONTINUE 00003510
C 00003520
C INX = 40 00003530
C NIE = 1 00003540
C NFE = IRF(NRT) 00003550
C NIP = NFE + 1 00003560
C 00003570
C AMP = VCT / VPT 00003580
C RLA = LZR / AZR 00003590
C CPN = CPD + 1. 00003600
C TEK = TEC + 273. 00003610
C TFK = TFC + 273. 00003620
C XWK = 59534.*CPN*(1. - TEK / (TFK + TFK)) 00003630
C EPZ = 0.5 00003640
C LCP = PZA .AND. MASK 00003650
C IF ( ICP .EQ. IPZ ) EPZ = 0.25 00003660
C . 00003670
C ... CALCULA 'KM' RELATIVO A CADA 'MODULO DE EULER' PARA CADA RETA ... 00003680
C ... 'INX' - MAXIMO INDICE PARA 'KM' POSITIVOS EM TODAS AS RETAS ... 00003690
C ... SELECIONA O MAIOR 'KM' RELATIVO AO INDICE 'I' ... 00003700
C . 00003710
DO 300 I = 1,INX 00003720
M = (I-1)*NRT 00003730
ESE(I) = FLOAT( I )*.5 00003740
EEN(I) = DSQRT( BSE**ESE(I) )*XWK 00003750
DO 250 N = 1,NRT 00003760
EEN(M+N) = CFB(N)*EEN(I) / (EEN(I) - RLA*CFB(N)) 00003770
250 CONTINUE 00003780

```

```

      IF ( I .GT. 10 )
      : WRITE (05,650) I, ESE(I), EEN(I), (EKM(N*N),N=1,NRT)
300 CONTINUE
C .
C .. ESCREVE IKM NO VIDE0
C .
      WRITE (05,604)
C .
C .. LE OS VALORES DE 'S' NO VIDE0. S PAR, P=0. IMPAR, P=1
C .
      READ (05,410) (IDX(N), N=1,NRT)
C .
C ... CALCULO DAS TABELAS DAS ZONAS ELASTICA E PLASTICA
C .
      N = 0
      M = (IFY-1)*NRT
      IEA = 1
      IED = 0
      COR = 0.
C
      DO 460 I = 1,NFP
      IF ( IED .GE. I ) GO TO 440
      IF ( IED .NE. 0 ) IEA = IED
      IED = NFP
      IF ( I .EQ. NIP ) GO TO 440
      N = N + 1
      J = IDX(N)
      K = (J-1)*NRT
      IED = IRF(N)
      EMO = EEN(J)
C
      IF ( M .NE. 1 ) CJR = DTE - TNN(I-1) / (EMO*9.80665)
400 TNN(I) = CRG(I) / AZR*9.80665
      TNR(I) = TNN(I)
      SGR(I) = SGR(I)/10000
      DES(I) = TPD(I)*FTR
      DSL(I) = DES(I) / LZR
      DTR(I) = TNN(I) / (EMO*9.80665) + COR
      DTN(I) = DTR(I)
      DTE = DTR(I)
      ALG(I) = SGR(I)* LZR
      ALP(I) = SGR(I)* 5.0
      ELE(I) = ALG(I) + LZR
      DMQ(I) = DES(I) - ALG(I)
      VKM(I) = CRG(I) / DMQ(I)
      ESG(I) = TNN(I) / (SGR(I)*9.80665)
      PKM(I) = EKM(K*N)
      EMI(I) = EMO -10.9 * TNR(I) / 9.80665
      GMI(I) = EMI(I)/ (CPN + CPN)
      DEL(I) = SGR(I)
      IF ( I .EQ. NFE ) ESF = ESG(I)
      IF ( I .LE. NFE ) GO TO 460
      IF ( I .EQ. NIP ) YWK = PKM(IEA)*EMI(I)/(EMI(I) + PKM(IEA)*RLA)
      DTN(I) = (DES(I) - CRG(I) / PKM(I-1)) / LZR
      DPN(I) = DTN(I) - ( TNN(I)/(EMI(I)*9.80665) + COR)
      IF ( DPN(I) .LE. 0 ) DPN(I)=DABS(DPN(I))
      GPN(I) = DLOG10(DPN(I))
      XWK = DTN(I) + 1.
      DWK = DSL(I) + 1
      DSR(I) = DLOG ( DWK )
      TNR(I) = TNN(I)*XWK
      DEL(I) = TNR(I) / (ESF * 9.80665)
      SGP(I) = SGR(I) - DEL(I)
      ESP(I) = TNR(I) / (DEL(I) * 9.80665)

```

```

00003790
00003800
00003810
00003820
00003830
00003840
00003850
00003860
00003870
00003880
00003890
00003900
00003910
00003920
00003930
00003940
00003950
00003960
00003970
00003980
00003990
00004000
00004010
00004020
00004030
00004040
00004050
00004060
00004070
00004080
00004090
00004100
00004110
00004120
00004130
00004140
00004150
00004160
00004170
00004180
00004190
00004200
00004210
00004220
00004230
00004240
00004250
00004260
00004270
00004280
00004290
00004300
00004310
00004320
00004330
00004340
00004360
00004360
00004370
00004380
00004390
00004400
00004410

```

```

ESF      = ESP(I)                                00004420
GTR(I)   = DLOG10(TNR(I))                        00004430
GTN(I)   = DLOG10(TNN(I))                        00004440
DTR(I)   = DL33 ( XVK )                          00004450
DPR(I)   = DTR(I) - ( TNR(I) / (EMI(I) * 9.80665) + COR ) 00004460
IF (DPR(I) .LE. 0) DPR(I)=DABS(DPR(I))           00004470
GPR(I)   = DLOG10(DPR(I))                        00004480
TRN(I)   = TNR(I)/(GMI(I)* 9.80665)             00004490
ESF      = ESP(I)                                00004500
TN2(I)   = TNN(I) * TNN(I)                       00004510
TR2(I)   = TNR(I) * TNR(I)                       00004520
PKM(I)   = PKM(I-1)                              00004530
460 CONTINUE                                     00004540
C                                                  00004550
CALL DERLGS (TPD,DPR,TDP,NIP,NFP,IER)            00004560
CALL DERLGS (TPD,DTR,TDI,NIE,NFE,IER)            00004570
CALL DERLGS (TPD,DTR,TDI,NIP,NFP,IER)            00004580
CALL DERLGS (DPR,TNR,ENC,NIP,NFP,IER)            00004590
CALL DERLGS (TPD,TNR,TAT,NIE,NFE,IER)            00004600
CALL DERLGS (TPD,TNR,TAT,NIP,NFP,IER)            00004610
CALL DERLGS (DSL,TNN,TTD,NIE,NFE,IER)            00004620
CALL DERLGS (DSL,TNN,TTD,NIP,NFP,IER)            00004630
CALL DERLGS (TPD,ENC,TEX,NIP,NFP,IER)            00004640
CALL DERLGS (TN2,DTN,TBL,NIP,NFP,IER)            00004650
CALL DERLGS (TPD,SGR,SGT,NIE,NFP,IER)            00004660
CALL DERLGS (SGR,CRG,CSG,NIE,NFP,IER)            00004670
CALL DERLGS (SGR,TNR,ENR,NIE,NFP,IER)            00004680
C          NOVAS VARIÁVEIS EM FUNCAO DO SGR(AS TRES ULTIMAS LINHAS) 00004690
C                                                  00004700
C          * CALCULO DO ENCRUAMENTO NORMALIZADO    00004710
C                                                  00004720
DO 470 I = NIP,NFP                               00004730
  ECN(I) = ENC(I) / (GMI(I) * 9.80665)           00004740
  IF (ECN(I) .LE. 0) ECN(I)=DABS(ECN(I))         00004750
  GEN(I) = DLOG10(ECN(I))                         00004760
470 CONTINUE                                     00004770
C . . . . .                                     . 00004780
C . . . . . IMPRESSAO DAS TABELAS                . . . 00004790
C . . . . .                                     . 00004800
WRITE (IW,601)                                   00004810
WRITE (IW,601)                                   00004820
C                                                  00004830
WRITE (IW,608)                                   00004840
WRITE (IW,610) PQT                               00004850
WRITE (IW,608)                                   00004860
WRITE (IW,612)                                   00004870
WRITE (IW,614) (DMY(I), I= 1,25)                 00004880
WRITE (IW,616) (DMY(I), I=26,35)                 00004890
WRITE (IW,618) (HTM(I), I= 1,NCH)                00004900
WRITE (IW,612)                                   00004910
C                                                  00004920
DO 820 I = 1,NSK                                 00004930
  WRITE (IW,601)                                  00004940
820 CONTINUE                                     00004950
C                                                  00004960
WRITE (IW,608)                                   00004970
WRITE (IW,630)                                   00004980
WRITE (IW,608)                                   00004990
WRITE (IW,618)                                   00005000
WRITE (IW,632)                                   00005010
WRITE (IW,634)                                   00005020
WRITE (IW,636)                                   00005030
DO 830 N = 1,NRT                                 00005040

```

```

      J = IDX(N)
      K = (J-1)*NRT
C ARTIFICIO PARA IMPRIMIR VALOR CORRETO DE S
      L = J/2
C ULTIMA MODIFICACAO.
      WRITE (IW,636)
      WRITE (IW,638)      N , IRI(N), IRF(N), CFA(N), SGA(N),
:                        CFB(N), SGB(N), CFR(N), EEM(J), EKM(K+N), L
      IF ( N .EQ. 1 ) IED = 0
      IST = IED + 1
      IED = IED + NPF(N)
      IF ( IST .LE. IED ) WRITE (IW,639) (IPF(I), I =IST,IED)
830 CONTINUE
      WRITE (IW,636)
      WRITE (IW,632)
C
C * TABELA DA PARTE II.A - ZONA ELASTICA (1)
C
C
C      N = 1
      DO 860 IST = NIE,NFE,46
      IED = IST + 45
      IF ( NFE .LT. IED ) IED = NFE
      WRITE (IW,600)
      WRITE (IW,607)
      WRITE (IW,620)
      WRITE (IW,608)
      WRITE (IW,618)
      WRITE (IW,622)
      WRITE (IW,624)
      WRITE (IW,626)
      DO 850 I = IST,IED
      WRITE (IW,626)
      WRITE (IW,628)      I , CRG(I), DES(I), TNR(I), TPO(I),
:                        TAT(I), TDT(I), DTR(I), ITD(I), SGR(I), SGT(I)
      IF ( I .NE. IRI(N) ) GO TO 850
      WRITE (IW,606)
      N = N + 1
C
C 850 CONTINUE
      WRITE (IW,626)
      WRITE (IW,622)
C
C 860 CONTINUE
C
C * TABELA DA PARTE II.B - ZONA ELASTICA (2)
C
C
C      N = 1
      DO 863 IST = NIE,NFE,46
      IED = IST + 45
      IF ( NFE .LT. IED ) IED = NFE
      WRITE (IW,600)
      WRITE (IW,607)
      WRITE (IW,621)
      WRITE (IW,608)
      WRITE (IW,618)
      WRITE (IW,623)
      WRITE (IW,625)
      WRITE (IW,627)
      DO 853 I = IST,IED
      WRITE (IW,627)
      WRITE (IW,629)      I , CRG(I), DES(I), ELE(I), TPO(I),
:                        ALP(I), SGR(I), DTR(I), DMQ(I), VKM(I), ESG(I)
      IF ( I .NE. IRI(N) ) GO TO 853
      WRITE (IW,606)
C

```

```

00005050
00005060
00005070
00005080
00005090
00005100
00005110
00005120
00005130
00005140
00005150
00005160
00005170
00005180
00005190
00005200
00005210
00005220
00005230
00005240
00005250
00005260
00005270
00005280
00005290
00005300
00005310
00005320
00005330
00005340
00005350
00005360
00005370
00005380
00005390
00005400
00005410
00005420
00005430
00005440
00005450
00005460
00005470
00005480
00005490
00005500
00005510
00005520
00005530
00005540
00005550
00005560
00005570
00005580
00005590
00005600
00005610
00005620
00005630
00005640
00005650
00005660
00005670

```

C		N = N + 1	00005680
	653	CONTINUE	00005690
		WRITE (IW,626)	00005700
		WRITE (IW,622)	00005710
	663	CONTINUE	00005720
C			00005730
C		* TABELA DA PARTE III - ZONA PLASTICA 1	00005740
C			00005750
	DO 680	IST = NIP,NFP,46	00005760
		IED = IST + 45	00005770
		IF (NFP .LT. IED) IED = NFP	00005780
		WRITE (IW,600)	00005790
		WRITE (IW,607)	00005800
		WRITE (IW,640)	00005810
		WRITE (IW,608)	00005820
		WRITE (IW,612)	00005830
		WRITE (IW,644)	00005840
		WRITE (IW,646)	00005850
	DO 670	I = IST,IED	00005860
		WRITE (IW,646)	00005870
		WRITE (IW,648) I , CRG(I), DES(I), TNM(I), TPO(I),	00005880
	:	DTN(I), DPN(I), TNR(I), TAT(I), DTR(I),	00005890
	:	DPR(I), TDT(I), TDP(I), TTD(I), EMC(I), PKM(I)	00005900
	870	CONTINUE	00005910
		WRITE (IW,646)	00005920
		WRITE (IW,642)	00005930
	880	CONTINUE	00005940
C			00005950
C		* TABELA DA PARTE IV - ZONA PLASTICA 2.	00005960
C			00005970
	DO 900	IST = NIP,NFP,46	00005980
		IED = IST + 45	00005990
		IF (NFP .LT. IED) IED = NFP	00006000
		WRITE (IW,600)	00006010
		WRITE (IW,607)	00006020
		WRITE (IW,641)	00006030
		WRITE (IW,608)	00006040
		WRITE (IW,612)	00006050
		WRITE (IW,645)	00006060
		WRITE (IW,646)	00006070
	DO 890	I = IST,IED	00006080
		WRITE (IW,646)	00006090
		WRITE (IW,649) I , CRG(I), DES(I), TN2(I), TBL(I),	00006100
	:	SGR(I), DSR(I), TR2(I), DEL(I), DPR(I),	00006110
	:	TRN(I), TXE(I), GMI(I), EMI(I), ECN(I)	00006120
	890	CONTINUE	00006130
		WRITE (IW,646)	00006140
		WRITE (IW,642)	00006150
	900	CONTINUE	00006160
C			00006170
C		* TABELA DA PARTE V - ZONA PLASTICA (3).	00006180
C			00006190
	DO 902	IST = NIP,NFP,46	00006200
		IED = IST + 45	00006210
		IF (NFP .LT. IED) IED = NFP	00006220
		WRITE (IW,600)	00006230
		WRITE (IW,607)	00006240
		WRITE (IW,671)	00006250
		WRITE (IW,608)	00006260
		WRITE (IW,612)	00006270
		WRITE (IW,675)	00006280
		WRITE (IW,646)	00006290
	DO 901	I = IST,IED	00006300

```

          WRITE (IW,646)
          WRITE (IW,679)      I , CRG(I), SGR(I), TPO(I), DES(I),
:                               SGT(I), CSG(I), SGP(I), DPR(I)
:                               TRN(I), ALP(I), VKM(I), ESP(I), ENR(I)
901  CONTINUE
      WRITE (IW,646)
      WRITE (IW,642)
902 CONTINUE
C
C ... GRAVA ARQUIVO CONTENDO OS VALORES DE TODAS AS TABELAS ...
C
C   WRITE (ID,333) RES
C
C   END FILE ID
C   END FILE IW
C   STOP
C
C 910 WRITE (O5,660) NCH
C     STOP
C
C 920 WRITE (O5,662) NFP
C     STOP
C
C 930 WRITE (O5,664) NPE
C     STOP
C
C 940 WRITE (O5,666) NRT
C     STOP
C
C   END
C
C .....
C
C   SUBROUTINE LINFTD
C
C   PURPOSE
C
C   MAKE A LEAST-SQUARES FIT TO DATA WITH A STRAIGHT LINE
C   Y = A + B*X
C
C   USAGE
C
C   CALL LINFTD (XVR,YVR,SGY,NPT,MOD,ACO,SGA,BCO,SGB,RCD)
C
C   DESCRIPTION OF PARAMETERS
C
C   XVR - ARRAY OF DATA POINTS FOR INDEPENDENT VARIABLE.
C   YVR - ARRAY OF DATA POINTS FOR DEPENDENT VARIABLE.
C   SGY - ARRAY OF STANDARD DEVIATIONS FOR 'YVR' DATA POINTS.
C   NPT - NUMBER OF PAIRS OF DATA POINTS.
C   MOD - DETERMINES METHOD OF WEIGHTING LEAST-SQUARES FIT
C         +1 (INSTRUMENTAL) WGT(I) = 1./SGY(I)**2
C         0 (NO WEIGHTING) WGT(I) = 1.
C        -1 (STATISTICAL ) WGT(I) = 1./YVR(I)
C   ACO - 'Y' INTERCEPT OF FITTED STRAIGHT LINE.
C   SGA - STANDARD DEVIATION OF 'A'
C   BCO - SLOPE OF FITTED STRAIGHT LINE.
C   SGB - STANDARD DEVIATION OF 'B'.
C   RCO - LINEAR CORRELATION COEFFICIENT.
C
C   SUBROUTINES AND FUNCTION SUBPROGRAMS REQUIRED
C
C   NONE.

```

```

00006310
00006320
00006330
00006340
00006350
00006360
00006370
00006380
00006390
00006400
00006410
00006420
00006430
00006440
00006450
00006460
00006470
00006480
00006490
00006500
00006510
00006520
00006530
00006540
00006550
00006560
00006570
00006580
00006590
00006600
00006610
00006620
00006630
00006640
00006650
00006660
00006670
00006680
00006690
00006700
00006710
00006720
00006730
00006740
00006750
00006760
00006770
00006780
00006790
00006800
00006810
00006820
00006830
00006840
00006850
00006860
00006870
00006880
00006890
00006900
00006910
00006920
00006930

```

```

C
C ..... 00006940
C ..... 00006950
C ..... 00006960
C ..... 00006970
SUBROUTINE LINFTD ( XVR, YVR, SGY, NPT, MOD, ACO, SGA, BCO, SGB, RCO ) 00006980
C ..... 00006990
DOUBLE PRECISION XVR, YVR, SGY, AUX, 00007000
: SUM, SMX, SMY, SX2, SXY, SY2, XWK, YWK, 00007010
: WGT, DEL, ACO, BCO, VAR, SGA, SGB, RCO 00007020
DIMENSION XVR(1), YVR(1), SGY(1) 00007030
C ..... 00007040
C ACCUMULATE WEIGHTED SUMS 00007050
C ..... 00007060
SUM = 0. 00007070
SMX = 0. 00007080
SMY = 0. 00007090
SX2 = 0. 00007100
SXY = 0. 00007110
SY2 = 0. 00007120
C ..... 00007130
DO 50 I = 1, NPT 00007140
XWK = XVR(I) 00007150
YWK = YVR(I) 00007160
AUX = YVR(I) 00007170
IF ( AUX .EQ. 0. ) AUX = 1. 00007180
IF ( MOD .EQ. -1. ) WGT = 1. / DABS ( AUX ) 00007190
IF ( MOD .EQ. 0. ) WGT = 1. 00007200
IF ( MOD .EQ. +1. ) WGT = 1. / ( SGY(I)*SGY(I) ) 00007210
SUM = SUM + WGT 00007220
SMX = SMX + WGT*XWK 00007230
SMY = SMY + WGT*YWK 00007240
SX2 = SX2 + WGT*XWK*XWK 00007250
SXY = SXY + WGT*XWK*YWK 00007260
SY2 = SY2 + WGT*YWK*YWK 00007270
50 CONTINUE 00007280
C ..... 00007290
C CALCULATE COEFFICIENTS AND STANDARD DEVIATIONS 00007300
C ..... 00007310
DEL = SUM*SX2 - SMX*SMX 00007320
ACO = ( SX2*SMY - SMX*SXY ) / DEL 00007330
BCO = ( SXY*SUM - SMX*SMY ) / DEL 00007340
VAR = 1. 00007350
IF ( MOD .EQ. 0 ) VAR = ( SY2 + ACO*ACO*SUM + BCO*BCO*SX2 00007360
: - 2.*(ACO*SMY + BCO*SXY - ACO*BCO*SMX) ) 00007370
: / FLOAT ( NPT - 2 ) 00007380
SGA = DSQRT ( VAR*SX2 / DEL ) 00007390
SGB = DSQRT ( VAR*SUM / DEL ) 00007400
RCO = ( SUM*SXY - SMX*SMY ) / DSQRT ( DEL*(SUM*SY2 - SMY*SMY) ) 00007410
C ..... 00007420
RETURN 00007430
END 00007440
C ..... 00007450
C ..... 00007460
C ..... 00007470
C ***** SEGUNDA VERSAO ***** 06/04/84 ***** 00007480
C *** ESTA VERSAO ELIMINA A POSSIBILIDADE DE DIVISAO POR ZERO *** 00007490
C ..... 00007500
C ..... 00007510
C ..... 00007520
SUBROUTINA DERLGS 00007530
AUTGR: ENG. NEY QUADROS DATA:22/11/1980 00007540
FINALIDADE 00007550
C ..... 00007560

```


XAE	=	XA - XE	00008200
IF (XAE .EQ. 0)	XAE	= 0.0001	00009210
XEA	=	XE - XA	00008220
IF (XEA .EQ. 0)	XEA	= 0.0001	00009230
XBC	=	XB - XC	00009240
IF (XBC .EQ. 0)	XBC	= 0.0001	00009250
XCB	=	XC - XB	00009260
IF (XCB .EQ. 0)	XCB	= 0.0001	00008270
XBD	=	XB - XD	00009280
IF (XBD .EQ. 0)	XBD	= 0.0001	00009290
XDB	=	XD - XB	00009300
IF (XDB .EQ. 0)	XDB	= 0.0001	00009310
XBE	=	XB - XE	00009320
IF (XBE .EQ. 0)	XBE	= 0.0001	00009330
XEB	=	XE - XB	00009340
IF (XEB .EQ. 0)	XEB	= 0.0001	00009350
XCD	=	XC - XD	00009360
IF (XCD .EQ. 0)	XCD	= 0.0001	00009370
XDC	=	XD - XC	00008380
IF (XDC .EQ. 0)	XDC	= 0.0001	00008390
XCE	=	XC - XE	00009400
IF (XCE .EQ. 0)	XCE	= 0.0001	00008410
XEC	=	XE - XC	00009420
IF (XEC .EQ. 0)	XEC	= 0.0001	00008430
XDE	=	XD - XE	00009440
IF (XDE .EQ. 0)	XDE	= 0.0001	00009450
XED	=	XE - XD	00009460
IF (XED .EQ. 0)	XED	= 0.0001	00008470
BAEDC	=	YB * (1/XBA + 1/XBE + 1/XBD + 1/XBC)	00009480
CBDEA	=	YC * (XBD * XBE * XBA)/(XCB * XCD * XCE * XCA)	00008490
LBCEA	=	YD * (XBC * XBE * XBA)/(XDB * XDC * XDE * XDA)	00009500
EBCDA	=	YE * (XBC * XBD * XBA)/(XEB * XEC * XED * XEA)	00008510
ABCDE	=	YA * (XBC * XBD * XBE)/(XAB * XAC * XAD * XAE)	00009520
Z(NI)	=	BAEDC + CBDEA + DBCEA + EBCDA + ABCDE	00009530
BCDEA	=	YB * (XCD * XCE * XCA)/(XBC * XBD * XBE * XBA)	00008540
CAEDB	=	YC * (1/XCA + 1/XCE + 1/XCD + 1/XCB)	00008550
DBCEA	=	YD * (XCB * XCE * XCA)/(XDB * XDC * XDE * XDA)	00009560
EBCDA	=	YE * (XCB * XCD * XCA)/(XEB * XEC * XED * XEA)	00009570
ABCDE	=	YA * (XCB * XCD * XCE)/(XAB * XAC * XAD * XAE)	00009580
Z(NI+1)	=	BCDEA + CAEDB + DBCEA + EBCDA + ABCDE	00008590
NA	=	NI + 4	00008600
DO 40 I	=	NA,NF	00008610
XA	=	XB	00008620
XB	=	XC	00008630
XC	=	XD	00008640
XD	=	XE	00008650
XE	=	X(I)	00008660
YA	=	YB	00009670
YB	=	YC	00008680
YC	=	YD	00008690
YD	=	YE	00009700
YE	=	Y(I)	00008710
XAB	=	XA - XB	00008720
IF (XAB .EQ. 0)	XAB	= 0.0001	00008730
XBA	=	XB - XA	00008740
IF (XBA .EQ. 0)	XBA	= 0.0001	00008750
XAC	=	XA - XC	00008760
IF (XAC .EQ. 0)	XAC	= 0.0001	00008770
XCA	=	XC - XA	00008780
IF (XCA .EQ. 0)	XCA	= 0.0001	00009790
XAD	=	XA - XD	00008800
IF (XAD .EQ. 0)	XAD	= 0.0001	00008910
XDA	=	XD - XA	00008820

	IF (XDA .EQ. 0) XDA = 0.0001	00008830
	XAE = XA - XE	00008840
	IF (XAE .EQ. 0) XAE = 0.0001	00008850
	XEA = XE - XA	00008860
	IF (XEA .EQ. 0) XEA = 0.0001	00008870
	XBC = XB - XC	00008880
	IF (XBC .EQ. 0) XBC = 0.0001	00008890
	XCB = XC - XB	00008900
	IF (XCB .EQ. 0) XCB = 0.0001	00008910
	XBD = XB - XD	00008920
	IF (XBD .EQ. 0) XBD = 0.0001	00008930
	XDB = XD - XB	00008940
	IF (XDB .EQ. 0) XDB = 0.0001	00008950
	XBE = XB - XE	00008960
	IF (XBE .EQ. 0) XBE = 0.0001	00008970
	XEB = XE - XB	00008980
	IF (XEB .EQ. 0) XEB = 0.0001	00008990
	XCD = XC - XD	00009000
	IF (XCD .EQ. 0) XCD = 0.0001	00009010
	XDC = XD - XC	00009020
	IF (XDC .EQ. 0) XDC = 0.0001	00009030
	XCE = XC - XE	00009040
	IF (XCE .EQ. 0) XCE = 0.0001	00009050
	XEC = XE - XC	00009060
	IF (XEC .EQ. 0) XEC = 0.0001	00009070
	XDE = XD - XE	00009080
	IF (XDE .EQ. 0) XDE = 0.0001	00009090
	XED = XE - XD	00009100
	IF (XED .EQ. 0) XED = 0.0001	00009110
	CBDE = XCB * XCD * XCE	00009120
	CADE = XCA * XCD * XCE	00009130
	CABE = XCA * XCB * XCE	00009140
	CABD = XCA * XCB * XCD	00009150
	ABCDE = YA / (XAB * XAC * XAD * XAE)	00009160
	BACDE = YB / (XBA * XBC * XBD * XBE)	00009170
	CABDE = YC * (1/XCA + 1/XCB + 1/XCD + 1/XCE)	00009180
	DABCE = YD / (XDA * XDB * XDC * XDE)	00009190
	EABCD = YE / (XEA * XEB * XEC * XED)	00009200
	Z(I-2) = CBDE * ABCDE + CADE * BACDE + CABDE * CABE + DABCE + CABD * EABCD	00009210
40	CONTINUE	00009220
C		00009230
C		00009240
	CABDE = YC / (XCA * XCB * XCD * XCE)	00009250
	DABCE = YD * (1/XDA + 1/XDB + 1/XDC + 1/XDE)	00009260
	DBCE = XDB * XDC * XDE	00009270
	DACE = XDA * XDC * XDE	00009280
	DABE = XDA * XDB * XDE	00009290
	DABC = XDA * XDB * XDC	00009300
	Z(HF-1) = DBCE * ABCDE + DACE * BACDE + DABE * CABDE + DABCE + DABC * EABCD	00009310
C		00009320
	DABCE = YD / (XDA * XDB * XDC * XDE)	00009330
	EABCD = YE * (1/XEA + 1/XEB + 1/XEC + 1/XED)	00009340
	EBCD = XEB * XEC * XED	00009350
	EACD = XEA * XEC * XED	00009360
	EABD = XEA * XEB * XED	00009370
	EABC = XEA * XEB * XEC	00009380
	Z(HF) = EBCD * ABCDE + EACD * BACDE + EABD * CABDE + EABC * DABCE + EABCD	00009390
C		00009400
C		00009410
99	RETURN	00009420
	END	00009430

```

C          LOGICAL*4          BIT, LYA, LXA, LYW, LXW, MSK, NUL          00000100
          INTEGER*2          RNG (34) / Z0000, Z0000, ZFFFF, ZFFFF, Z0001, Z0001, 00000200
          :                  Z0000, Z0000, Z0000, Z0000, Z0001, Z0000, 00000300
          :                  Z0000, Z0000, Z0001, Z0000, Z0000, Z0000, 00000400
          :                  Z0000, Z0000, Z0001, Z0001, Z0000, Z0001, 00000500
          :                  Z0001, Z0001, Z0001, Z0001,          00000600
          :                  Z0000, Z0000, Z0001, Z0001, Z0001,          00000700
          :                  Z0001/          00000800
          :                  Z0000, Z0000, Z0000, Z0000/          00000900
C          INTEGER*4          BLK, FLG, SQR, SCL,          00001000
          :                  OPR ( 2) /4HREG,4HNRG/          , 00001200
          :                  OPS ( 4) /4HNEW,4HDATA,4HHARD,4HSTOP/          , 00001300
          :                  VAR (34) /4H CRG,4H DES,4H ALD,4H ELE,4H DPN,4H DPR, 00001400
          :                  4H DTN,4H TPD,4H DTR,4H TAT,4H TDP,4H TDT, 00001500
          :                  4H TNN,4H TNR,4H ENC,4H KNI,4H TTD,4H DSL, 00001600
          :                  4H TDS,4H DSR,4H TXE,4H ECN,4H TRN, 00001700
          :                  4H ENI,4H GMI,4H DEL,4H TN2,4H TBL, 00001800
          :                  4H GTN,4H GTR,4H GEN,4H GPN,4H GPR, 00001900
          :                  4H TR2/, 00002000
          :                  4H LDT,4H LDR,4H LTD,4H LTA/, 00002100
          :                  IWK ( 8) /4HL ,4HZ ,4H ,4H ,4H ,4H , 00002200
          :                  4HI ,4H* /          00002300
          REAL*8          RES (10201)          00002400
          DIMENSION          YVR(300), XVR(300), PTS( 2),SGY(150)          00002500
C          DIMENSION          YVR(300), XVR(300), PTS( 2),SGY(150),Y(300),X(300)          00002600
C          EQUIVALENCE (PTS(1),RES(10201))          00002700
          :                  (IWK(1),LGM),(IWK(2),SQR),(IWK(3),BLK),(IWK(4),MSK) , 00002800
          :                  (IWK(5),NUL),(IWK(6),BIT),(IWK(7),INV),(IWK(8),SCL) , 00002900
          :                  (PTS(1),NFE),(PTS(2),NFP) , 00003000
          :                  (LYA,IYA), (LXA,IXA), (LYW,IYW), (LXW,IXW)          00003100
          :                  00003200
          :                  00003300
C          333 FORMAT ( 10A8 )          00003400
C          500 FORMAT ( 2A4 )          00003500
          503 FORMAT ( A4 )          00003600
          505 FORMAT ( I2 )          00003700
          506 FORMAT ( F5.2 )          00003800
          508 FORMAT ( I4 )          00003900
          510 FORMAT ( 2X,E12.5,3X,E12.5 )          00004000
          522 FORMAT ( I3, IX, I3)          00004100
          :                  00004200
          :                  00004300
C          600 FORMAT ( 19H LIST OF VARIABLES:,9A4 / 19X,9A4 )          00004400
          600 FORMAT ( 17H VARIABEIS: ,14A4 / 17X,14A4 )          00004500
C          610 FORMAT ( 29H > SELECT Y-AXIS VARIABLE )          00004600
          610 FORMAT ( 13H > EIXD Y )          00004700
C          620 FORMAT ( 29H > SELECT X-AXIS VARIABLE )          00004800
          620 FORMAT ( 13H > EIXD X )          00004900
C          625 FORMAT ( 18H > SELECT SYMBOL )          00005000
          625 FORMAT ( 12H > SIMBOLO )          00005100
C          626 FORMAT ( 16H > SELECT SIZE )          00005200
          626 FORMAT ( 14H > TAMANHO )          00005300
C          628 FORMAT ( 16H > SELECT LINE )          00005400
          628 FORMAT ( 13H > LINHA )          00005500
          630 FORMAT ( 31H < YMIN > < YMAX > / 2(3X,E12.5),2X,A4 ) 00005600
          640 FORMAT ( 31H < XMIN > < XMAX > / 2(3X,E12.5),2X,A4 ) 00005700
C          651 FORMAT ( 10X,'REGRESSAO <REGL> OU <NRG>' )          00005800
          652 FORMAT ( 5X,'Y = ', 10X, 'X = ' )          00005900
          653 FORMAT ( 5X,'PI = ', 10X, 'PF = ' )          00006000
          654 FORMAT( 10X,'Y=',F17.8,' + ',F17.8,'*X'//10X,'R2=',F9.7//10X,'DA=', 00006100
          : F15.8,10X,'DB=',F15.8)          00006200
          655 FORMAT(10X,'NOVA REG PARA MESMAS VARIABEIS, TECLA 01',/ , 00006300

```

	:10X,*NOVA REG COM MESMOS PONTOS, OUTRAS VARIABEIS, TECLA 02*)	00006400
	607 FORMAT (1H*,2X, 13 ,4X, F17.8, 4X, F17.8)	00006500
C	.	00006600
C	...	00006700
C	LEITURA DOS DADOS	00006800
C	.	00006900
C	100 READ (3,333) RES	00007000
C	...	00007100
C	SELECIONA AS VARIABEIS PARA CADA EIXO	00007200
C	.	00007300
C	200 CALL INITT (30)	00007400
	CALL BINITT	00007500
	CALL ANMODE	00007600
	WRITE (6,600) VAR	00007700
	WRITE (6,610)	00007800
	READ (5,500) IYA, IYS	00007900
	IF (IYA .EQ. OPS(4)) STOP	00008000
	WRITE (6,620)	00008100
	READ (5,500) IXA, IXS	00008200
	IF (IXA .EQ. OPS(4)) STOP	00008300
	WRITE (6,625)	00008400
	READ (5,505) ISY	00008500
	IF (ISY .GT. 11) ISY = 0	00008600
	IF (ISY .LT. 1) ISY = 0	00008700
	WRITE (6,626)	00008800
	READ (5,506) SZE	00008900
	IF (SZE .LE. 0) STOP	00009000
	WRITE (6,628)	00009100
	READ (5,508) ILN	00009200
	IF (ILN .EQ. 0) GO TO 203	00009300
	IF (ILN .EQ. 1) GO TO 203	00009400
	IF (ILN .EQ. 4) GO TO 203	00009500
	IF (ILN .LT. 9) STOP	00009600
C	.	00009700
C	...	00009800
C	CONSISTENCIA DOS DADOS DE ENTRADA	00009900
C	.	00010000
C	205 IYW = IYA	00010100
	LYW = LYW .AND. MSK	00010200
	IYT = 2	00010300
	IF (IYW .EQ. LGM) GO TO 205	00010400
	IYT = 1	00010500
	IF (IYW .EQ. SQR) GO TO 205	00010600
	IF (IYW .EQ. INV) GO TO 205	00010700
	IF (IYW .NE. BLK) GO TO 200	00010800
C	205 LYA = LYA .AND. NUL .OR. BIT	00010900
C	.	00011000
	IXW = IXA	00011100
	LXW = LXW .AND. MSK	00011200
	IXT = 2	00011300
	IF (IXW .EQ. LGM) GO TO 208	00011400
	IXT = 1	00011500
	IF (IXW .EQ. SQR) GO TO 208	00011600
	IF (IXW .EQ. INV) GO TO 208	00011700
	IF (IXW .NE. BLK) GO TO 200	00011800
C	208 LXA = LXA .AND. NUL .OR. BIT	00011900
C	.	00012000
	IY = 0	00012100
	IX = 0	00012200
	DO 210 I = 1,34	00012300
	IF (VAR(I) .EQ. IYA) IY = I	00012400
	IF (VAR(I) .EQ. IXA) IX = I	00012500
C	210 CONTINUE	00012600
	IF (IY*(IY - IX)*IX) 220,200,220	
	220 IF (RNG(IY)*RNG(IX)) 200,230,230	

C .		00012700
C ...	SELECIONA O INTERVALO DE DOMINIO DE CADA EIXO	00012800
C .		00012900
230	IST = 1	00013000
	IF (RNG(IY) + RNG(IX)) 250,250,240	00013100
240	IST = NFE + 1	00013200
250	IED = NFP	00013300
	IF (RNG(IY) + RNG(IX)) 260,270,270	00013400
260	IED = NFE	00013500
C .		00013600
C ...	SELECIONA OS PONTOS PARA O GRAFICO	00013700
C .		00013800
270	IW = IST - 2	00013900
	JY = (IY - 1)*300	00014000
	JX = (IX - 1)*300	00014100
280	I = IST, IED	00014200
	YVR(I-IW) = RES(I+JY)	00014300
	XVR(I-IW) = RES(I+JX)	00014400
	IF (IYW .EQ. SQR) YVR(I-IW) = YVR(I-IW)*YVR(I-IW)	00014500
	IF (IXW .EQ. SQR) XVR(I-IW) = XVR(I-IW)*XVR(I-IW)	00014600
	IF (IYW .EQ. INV) YVR(I-IW) = 1. / YVR(I-IW)	00014700
	IF (IXW .EQ. INV) XVR(I-IW) = 1. / XVR(I-IW)	00014800
280	CONTINUE	00014900
	YVR(1) = FLOAT(IED - IST + 1)	00015000
	XVR(1) = YVR(1)	00015100
C		00015200
	IF (IYS .NE. SCL) GO TO 290	00015300
	YMN = YVR(2)	00015400
	YMX = YMN	00015500
	CALL MNMX (YVR, YMN, YMX)	00015600
	CALL ANMODE	00015700
	WRITE (6,630) YMN, YMX, VAR(IY)	00015800
	READ (5,510) YMN, YMX	00015900
	IF (YMN .LT. YMX) CALL DLINY (YMN, YMX)	00016000
C		00016100
290	IF (IXS .NE. SCL) GO TO 300	00016200
	XMN = XVR(2)	00016300
	XMX = XMN	00016400
	CALL MNMX (XVR, XMN, XMX)	00016500
	CALL ANMODE	00016600
	WRITE (6,640) XMN, XMX, VAR(IX)	00016700
	READ (5,510) XMN, XMX	00016800
	IF (XMN .LT. XMX) CALL DLIMX (XMN, XMX)	00016900
C		00017000
300	CALL NEWPAG	00017100
	CALL YTYPE (IYT)	00017200
	CALL XTYPE (IXT)	00017300
	CALL YFRM (6)	00017400
	CALL XFRM (6)	00017500
	CALL SIZES (SZE)	00017600
	CALL SYM3L (ISY)	00017700
	CALL STEPS (1)	00017800
	CALL LINE (ILN)	00017900
	CALL CHECK (XVR, YVR)	00018000
	CALL DISPLAY (XVR, YVR)	00018100
C		00018200
310	CALL HOME	00018300
	CALL ANMODE	00018400
C		00018500
C 101	READ (3,333) RES	00018600
C	WRITE (6,651)	00018700
	READ (6,603) FLG	00018800
	IF (FLG .EQ. OPR(2)) GO TO 200	00018900

660	WRITE (6,652)	00019000
	READ (5,500) NVY, NVX	00019100
C		00019200
	IY = 0	00019300
	IX = 0	00019400
	DO 212 I = 1,34	00019500
	IF (VAR(I) .EQ. NVY) IY = I	00019600
	IF (VAR(I) .EQ. NVX) IX = I	00019700
212	CONTINUE	00019800
	IF (IY*(IY - IX)*IX) 222,666,222	00019900
222	IF (RNG(IY)*RNG(IX)) 666,232,232	00020000
C	.	00020100
C	... SELECIONA O INTERVALO DE DOMINIO DE CADA EIXO	00020200
C	.	00020300
232	IST = 1	00020400
	IF (RNG(IY) + RNG(IX)) 252,252,242	00020500
242	IST = NFE + 1	00020600
252	IED = NFP	00020700
	IF (RNG(IY) + RNG(IX)) 262,272,272	00020800
262	IED = NFE	00020900
C	.	00021000
C	... SELECIONA OS PONTOS PARA A REGRESSAO LINEAR	00021100
C	.	00021200
272	WRITE (6,653)	00021300
	READ (5,522) IPI, IPF	00021400
	NPT = IPF - IPI + 1	00021500
	IF (NPT .LE. 2) GO TO 272	00021600
	MOD = IPI	00021700
C		00021800
	I = 0	00021900
	JY = (IY - 1)*300	00022000
	JX = (IX - 1)*300	00022100
	DO 282 I = IPI,IPF	00022200
	YVR(I) = RES(I+JY)	00022300
	XVR(I) = RES(I+JX)	00022400
	SGY(I) = 1.	00022500
282	CONTINUE	00022600
C		00022700
	CALL LINFIT (XVR,YVR,SGY,NPT,MOD,ACO,SGA,BCO,SCB,RCO)	00022800
C		00022900
	IPFA = IPF + 1	00023000
	I = IPI	00023100
667	WRITE (6,657) I , YVR(I), XVR(I)	00023200
	I = I + 1	00023300
	IF (I .NE. IPFA) GO TO 667	00023400
	IF (I .EQ. IPFA) GO TO 668	00023500
668	WRITE (6,654) ACO, BCO, RCO, SGA, SCB	00023600
	WRITE (6,655)	00023700
	READ (5,505) IRG	00023800
	IF (IRG .EQ. 1) GO TO 272	00023900
	IF (IRG .EQ. 2) GO TO 666	00024000
	IF (IRG .EQ. 3) GO TO 200	00024100
C		00024200
311	READ (5,500) FLG	00024300
	IF (FLG .EQ. OPS(1)) GO TO 200	00024400
	IF (FLG .EQ. OPS(2)) GO TO 100	00024500
	IF (FLG .EQ. OPS(3)) CALL HDCOPY	00024600
320	IF (FLG .NE. OPS(4)) GO TO 310	00024700
C		00024800
	CALL NEWPAG	00024900
	CALL FINITT (000,780)	00025000
C		00025100
	STOP	00025200

END

00025300


```

510 FORMAT ( 2X,E12.5,3X,E12.5 )
522 FORMAT ( 13, 1X, 13)
C
C 600 FORMAT ( 19H LIST OF VARIABLES:,9A4 / 19X,9A4 )
600 FORMAT ( 13H VARIABEIS: ,15A4/ 13X,15A4/ 13X,15A4)
C 610 FORMAT ( 29H > SELECT Y-AXIS VARIABLE )
610 FORMAT ( 13H > EIXO Y )
C 620 FORMAT ( 29H > SELECT X-AXIS VARIABLE )
620 FORMAT ( 13H > EIXO X )
C 625 FORMAT ( 18H > SELECT SYMBOL )
625 FORMAT ( 12H > SIMBOLO )
C 626 FORMAT ( 16H > SELECT SIZE )
626 FORMAT ( 14H > TAMANHO )
C 628 FORMAT ( 16H > SELECT LINE )
628 FORMAT ( 13H > LINHA )
630 FORMAT ( 31H < YMIN > < YMAX > / 2(3X,E12.5),2X,A4 )
640 FORMAT ( 31H < XMIN > < XMAX > / 2(3X,E12.5),2X,A4 )
C 651 FORMAT ( 10X,'REGRESSAO <REGL> OU < NREG> ' )
652 FORMAT ( 5X,'Y = ', 10X, 'X = ' )
653 FORMAT ( 5X,'PI = ', 10X, 'PF = ' )
C 654 FORMAT( 5X,'Y = ',F16.7,'+',F16.7,2X,'* X'//5X,'R2 = ',F9.7//5X,
654 FORMAT( 1H+,3X,'Y = ',F16.6,2X,'+',F16.6,2X,'* X'//3X,'R2 = ',
:F9.7//3X,'DA = ',F17.8,10X,'DB = ',F17.8//)
C :DA = ',F15.7,12X,'DB = ',F15.7//)
655 FORMAT(10X,'NOVA REG PARA MESMAS VARIABEIS, TECLA 01',
:10X,'NOVA REG COM MESMOS PONTOS, OUTRAS VARIABEIS, TECLA 02',
:10X,'PARA NOVO GRAFICO,TECLA 03',/,10X, 'STOP:TECLA 04' )
657 FORMAT ( 1H+,2X, 13 ,4X, F17.8, 4X, F17.8)
C .
C ... LEITURA DOS DADOS ...
C .
C 100 READ (3,333) RES
C .
C ... SELECIONA AS VARIABEIS PARA CADA EIXO ...
C .
200 CALL INITT (30)
CALL BINITT
CALL ANMODE
WRITE (6,600) VAR
WRITE (6,610)
READ (5,500) IYA, IYS
IF ( IYA .EQ. OPS(4) ) STOP
WRITE (6,620)
READ (5,500) IXA, IXS
IF ( IXA .EQ. OPS(4) ) STOP
WRITE (6,625)
READ (5,505) ISY
IF ( ISY .GT. 11 ) ISY = 0
IF ( ISY .LT. 1 ) ISY = 0
WRITE (6,626)
READ (5,506) SZE
IF ( SZE .LE. 0 ) STOP
WRITE (6,628)
READ (5,508) ILN
IF ( ILN .EQ. 0 ) GO TO 203
IF ( ILN .EQ. 1 ) GO TO 203
IF ( ILN .EQ. 4 ) GO TO 203
IF ( ILN .LT. 9 ) STOP
C .
C ... CONSISTENCIA DOS DADOS DE ENTRADA ...
C .
203 IYD = IYA
LYW = LYW .AND. MSK

```

```

00000500
00000590
00000600
00000610
00000620
00000630
00000640
00000650
00000650
00000670
00000630
00000690
00000700
00000710
00000720
00000730
00000740
00000750
00000760
00000770
00000780
00000790
00000800
00000810
00000820
00000830
00000840
00000850
00000850
00000870
00000830
00000930
00000900
00000910
00000920
00000930
00000940
00000950
00000960
00000970
00000990
00000990
00001000
00001010
00001020
00001030
00001040
00001050
00001060
00001070
00001080
00001090
00001100
00001100
00001110
00001120
00001130
00001140
00001150
00001160
00001170
00001180
00001190
00001200

```

<pre> IYT = 2 IF (IYW .EQ. LGM) GO TO 205 IYT = 1 IF (IYW .EQ. SGR) GO TO 205 IF (IYW .EQ. INV) GO TO 205 IF (IYW .NE. BLK) GO TO 200 205 LYA = LYA .AND. NUL .OR. BIT IXW = IXA LXW = LXW .AND. MSK IXT = 2 IF (IXW .EQ. LGM) GO TO 208 IXT = 1 IF (IXW .EQ. SGR) GO TO 208 IF (IXW .EQ. INV) GO TO 208 IF (IXW .NE. BLK) GO TO 200 208 LXA = LXA .AND. NUL .OR. BIT IY = 0 IX = 0 DO 210 I = 1,44 IF (VAR(I) .EQ. IYA) IY = I IF (VAR(I) .EQ. IXA) IX = I 210 CONTINUE IF (IY*(IY - IX)*IX) 220,200,220 220 IF (RNG(IY)*RNG(IX)) 200,230,230 C . C ... SELECIONA O INTERVALO DE DOMINIO DE CADA EIXO C . 230 IST = 1 IF (RNG(IY) + RNG(IX)) 250,250,240 240 IST = NFE + 1 250 IED = NFP IF (RNG(IY) + RNG(IX)) 260,270,270 260 IED = NFE C . C ... SELECIONA OS PONTOS PARA O GRAFICO C . 270 IW = IST - 2 JY = (IY - 1)*300 + 1 JX = (IX - 1)*300 + 1 DO 280 I = IST, IED YVR(I-IW) = RES(I+JY) XVR(I-IW) = RES(I+JX) IF (IYW .EQ. SGR) YVR(I-IW) = YVR(I-IW)*YVR(I-IW) IF (IXW .EQ. SGR) XVR(I-IW) = XVR(I-IW)*XVR(I-IW) IF (IYW .EQ. INV) YVR(I-IW) = 1. / YVR(I-IW) IF (IXW .EQ. INV) XVR(I-IW) = 1. / XVR(I-IW) 280 CONTINUE YVR(1) = FLOAT(IED - IST + 1) XVR(1) = YVR(1) C IF (IYS .NE. SCL) GO TO 290 YMN = YVR(2) YMX = YMN CALL MNMX (YVR,YMN,YMX) CALL ANMODE WRITE (6,630) YMN, YMX, VAR(IY) READ (6,610) YMN, YMX IF (YMN .LT. YMX) CALL DLIMY (YMN,YMX) C 290 IF (IXS .NE. SCL) GO TO 300 XMN = XVR(2) </pre>	<pre> 00001210 00001220 00001230 00001240 00001250 00001260 00001270 00001280 00001290 00001300 00001310 00001320 00001330 00001340 00001350 00001360 00001370 00001380 00001390 00001400 00001410 00001420 00001430 00001440 00001450 00001460 00001470 00001480 00001490 00001500 00001510 00001520 00001530 00001540 00001550 00001560 00001570 00001580 00001590 00001600 00001610 00001620 00001630 00001640 00001650 00001660 00001670 00001680 00001690 00001700 00001710 00001720 00001730 00001740 00001750 00001760 00001770 00001780 00001790 00001800 00001810 00001820 00001830 </pre>
---	---

	XMX = XMN	00001840
	CALL MNMX (XVR,XMN,XMX)	00001850
	CALL ANMODE	00001860
	WRITE (6,640) XMN, XMX, VAR(IX)	00001870
	HEAD (5,510) XMN, XMX	00001880
	IF (XMN .LT. XMX) CALL DLIMX (XMN,XMX)	00001890
C		00001900
	300 CALL NEUPAG	00001910
	CALL YTYPE (IYT)	00001920
	CALL XTYPE (IXT)	00001930
	CALL YFRM (6)	00001940
	CALL XFRM (6)	00001950
	CALL SIZES (SZE)	00001960
	CALL SYMBL (ISY)	00001970
	CALL STEPS (1)	00001980
	CALL LINE (ILN)	00001990
	CALL CHECK (XVR,YVR)	00002000
	CALL DISPLAY (XVR,YVR)	00002010
C		00002020
	310 CALL HOME	00002030
	CALL ANMODE	00002040
C		00002050
C	101 READ (3,333) RES	00002050
C	WRITE (6,651)	00002070
	HEAD (5,503) FLG	00002080
	IF (FLG .EQ. OPR(2)) GO TO 200	00002090
	INR = 1	00002100
	660 WRITE (6,652)	00002110
	READ (5,500) NVY, NVX	00002120
C		00002130
	IY = 0	00002140
	IX = 0	00002150
	DO 212 I = 1,44	00002160
	IF (VAR(I) .EQ. NVY) IY = I	00002170
	IF (VAR(I) .EQ. NVX) IX = I	00002180
	212 CONTINUE	00002190
	IF (IY*(IY - IX)*IX) 222,666,222	00002200
	222 IF (RNG(IY)*RNG(IX)) 666,232,232	00002210
C		00002220
C	... SELECIONA O INTERVALO DE DOMINIO DE CADA EIXO	... 00002230
C		00002240
	232 IST = 1	00002250
	IF (RNG(IY) + RNG(IX)) 252,252,242	00002260
	242 IST = NFE + 1	00002270
	252 IED = NFP	00002280
	IF (RNG(IY) + RNG(IX)) 262,272,272	00002290
	262 IED = NFE	00002300
C		00002310
C	... SELECIONA OS PONTOS PARA A REGRESSAO LINEAR	00002320
C		00002330
	IF (INR .EQ. 2) GO TO 283	00002340
	270 WRITE (6,653)	00002350
	READ (6,622) IPI, IPF	00002360
	NPT = IPF - IPI + 1	00002370
	IF (NPT .LE. 2) GO TO 272	00002380
	IOD = IPI	00002390
C		00002400
	I = 0	00002410
	JY = (IY - 1)*300 + 1	00002420
	JX = (IX - 1)*300 + 1	00002430
	DO 282 I = IPI,IPF	00002440
	YVR(I) = RES(I*JY)	00002450
	XVR(I) = RES(I*JX)	00002460

	SGY(I) = 1.	00002470
	282 CONTINUE	00002480
C		00002490
	283 CALL LINFIT (XVR,YVR,SGY,NPT,MOD,ACO,SGA,BCO,SGB,RCO)	00002500
C		00002510
	IPFA = IPF + 1	00002520
	I = IPI	00002530
	667 WRITE (6,657) I , YVR(I), XVR(I)	00002540
	I = I + 1	00002550
	IF (I .NE. IPFA) GO TO 667	00002560
	IF (I .EQ. IPFA) GO TO 668	00002570
	668 WRITE (6,654) ACO, BCO, RCO, SGA, SGB	00002580
	WRITE (6,655)	00002590
	READ (5,505) IRG	00002600
	CALL NEWPAG	00002610
	IF (IRG .EQ. 2) INR = 2	00002620
	IF (INR .EQ. 2) MOD = IPI	00002630
	IF (IRG .EQ. 1) GO TO 272	00002640
	IF (IRG .EQ. 2) GO TO 666	00002650
	IF (IRG .EQ. 3) GO TO 200	00002660
	IF (IRG .EQ. 4) STOP	00002670
C		00002680
	311 READ (5,500) FLG	00002690
	IF (FLG .EQ. OPS(1)) GO TO 200	00002700
	IF (FLG .EQ. OPS(2)) GO TO 100	00002710
	IF (FLG .EQ. OPS(3)) CALL HDCOPY	00002720
	320 IF (FLG .NE. OPS(4)) GO TO 310	00002730
C		00002740
	CALL NEWPAG	00002750
	CALL FINITT (000,780)	00002760
C		00002770
	STOP	00002780
	END	00002790

XAB	=	XA - XB	00006400
IF (XAB .EQ. 0)	XAB	= 0.0001	00006500
XBA	=	XB - XA	00006600
IF (XBA .EQ. 0)	XBA	= 0.0001	00006700
XAC	=	XA - XC	00006800
IF (XAC .EQ. 0)	XAC	= 0.0001	00006900
XCA	=	XC - XA	00007000
IF (XCA .EQ. 0)	XCA	= 0.0001	00007100
XAD	=	XA - XD	00007200
IF (XAD .EQ. 0)	XAD	= 0.0001	00007300
XDA	=	XD - XA	00007400
IF (XDA .EQ. 0)	XDA	= 0.0001	00007500
XAE	=	XA - XE	00007600
IF (XAE .EQ. 0)	XAE	= 0.0001	00007700
XEA	=	XE - XA	00007800
IF (XEA .EQ. 0)	XEA	= 0.0001	00007900
XBC	=	XB - XC	00008000
IF (XBC .EQ. 0)	XBC	= 0.0001	00008100
XCB	=	XC - XB	00008200
IF (XCB .EQ. 0)	XCB	= 0.0001	00008300
XBD	=	XB - XD	00008400
IF (XBD .EQ. 0)	XBD	= 0.0001	00008500
XDB	=	XD - XB	00008600
IF (XDB .EQ. 0)	XDB	= 0.0001	00008700
XBE	=	XB - XE	00008800
IF (XBE .EQ. 0)	XBE	= 0.0001	00008900
XEB	=	XE - XB	00009000
IF (XEB .EQ. 0)	XEB	= 0.0001	00009100
XCD	=	XC - XD	00009200
IF (XCD .EQ. 0)	XCD	= 0.0001	00009300
XDC	=	XD - XC	00009400
IF (XDC .EQ. 0)	XDC	= 0.0001	00009500
XCE	=	XC - XE	00009600
IF (XCE .EQ. 0)	XCE	= 0.0001	00009700
XEC	=	XE - XC	00009800
IF (XEC .EQ. 0)	XEC	= 0.0001	00009900
XDE	=	XD - XE	00010000
IF (XDE .EQ. 0)	XDE	= 0.0001	00010100
XED	=	XE - XD	00010200
IF (XED .EQ. 0)	XED	= 0.0001	00010300
BAEDC	=	YB * (1/XBA + 1/XBE + 1/XBD + 1/XBC)	00010400
CBDEA	=	YC * (XBD * XBE * XBA)/(XCB * XCD * XCE * XCA)	00010500
DBCEA	=	YD * (XBC * XBE * XBA)/(XDB * XDC * XDE * XDA)	00010600
EBCDA	=	YE * (XBC * XBD * XBA)/(XEB * XEC * XED * XEA)	00010700
ABCDE	=	YA * (XBC * XBD * XBE)/(XAB * XAC * XAD * XAE)	00010800
Z(NI)	=	BAEDC + CBDEA + DBCEA + EBCDA + ABCDE	00010900
BCDEA	=	YB * (XCD * XCE * XCA)/(XBC * XBD * XBE * XBA)	00011000
CAEDB	=	YC * (1/XCA + 1/XCE + 1/XCD + 1/XCB)	00011100
DBCEA	=	YD * (XCB * XCE * XCA)/(XDB * XDC * XDE * XDA)	00011200
EBCDA	=	YE * (XCB * XCD * XCA)/(XEB * XEC * XED * XEA)	00011300
ABCDE	=	YA * (XCB * XCD * XCE)/(XAB * XAC * XAD * XAE)	00011400
Z(NI+1)	=	BCDEA + CAEDB + DBCEA + EBCDA + ABCDE	00011500
NA	=	NI + 4	00011600
DO 40 I	=	NA, NF	00011700
	XA	= XB	00011800
	XB	= XC	00011900
	XC	= XD	00012000
	XD	= XE	00012100
	XE	= X(I)	00012200
	YA	= YB	00012300
	YB	= YC	00012400
	YC	= YD	00012500
	YD	= YE	00012600

```

YE = Y(I)
XAB = YA - XB
IF (XAB .EQ. 0) XAB = 0.0001
XBA = XB - YA
IF (XBA .EQ. 0) XBA = 0.0001
XAC = YA - XC
IF (XAC .EQ. 0) XAC = 0.0001
XCA = XC - YA
IF (XCA .EQ. 0) XCA = 0.0001
XAD = YA - XD
IF (XAD .EQ. 0) XAD = 0.0001
XDA = XD - YA
IF (XDA .EQ. 0) XDA = 0.0001
XAE = YA - XE
IF (XAE .EQ. 0) XAE = 0.0001
XEA = XE - YA
IF (XEA .EQ. 0) XEA = 0.0001
XBC = XB - XC
IF (XBC .EQ. 0) XBC = 0.0001
XCB = XC - XB
IF (XCB .EQ. 0) XCB = 0.0001
XBD = XB - XD
IF (XBD .EQ. 0) XBD = 0.0001
XDB = XD - XB
IF (XDB .EQ. 0) XDB = 0.0001
XBE = XB - XE
IF (XBE .EQ. 0) XBE = 0.0001
XEB = XE - XB
IF (XEB .EQ. 0) XEB = 0.0001
XCD = XC - XD
IF (XCD .EQ. 0) XCD = 0.0001
XDC = XD - XC
IF (XDC .EQ. 0) XDC = 0.0001
XCE = XC - XE
IF (XCE .EQ. 0) XCE = 0.0001
XEC = XE - XC
IF (XEC .EQ. 0) XEC = 0.0001
XDE = XD - XE
IF (XDE .EQ. 0) XDE = 0.0001
XED = XE - XD
IF (XED .EQ. 0) XED = 0.0001
CBDE = XCB * XCD * XCE
CADE = XCA * XCD * XCE
CABE = XCA * XCB * XCE
CABD = XCA * XCB * XCD
ABCDE = YA / (XAB * XAC * XAD * XAE )
BACDE = YB / (XBA * XBC * XBD * XBE )
CABDE = YC * ( 1/XCA + 1/XCB + 1/XCD + 1/XCE )
DABCE = YD / (XDA * XDB * XDC * XDE )
EABCD = YE / (XEA * XEB * XEC * XED )
Z(I-2) = CBDE+ABCDE+CADE+BACDE+CABDE+CABE+DABCE+CABD+EABCD

```

40 CONTINUE

C
C

```

CABDE = YC / (XCA * XCB * XCD * XCE )
DABCE = YD * ( 1/XDA + 1/XDB + 1/XDC + 1/XDE )
DBCE = XDB * XDC * XDE
DACE = XDA * XDC * XDE
DABE = XDA * XDB * XDE
DABC = XDA * XDB * XDC
Z(NF-1) = DBCE+ABCDE+DACE+BACDE+DABE+CABDE+DABCE+DABC+EABCD
DABCE = YD / (XDA * XDB * XDC * XDE )

```

C

```

00012700
00012800
00012900
00013000
00013100
00013200
00013300
00013400
00013500
00013600
00013700
00013800
00013900
00014000
00014100
00014200
00014300
00014400
00014500
00014600
00014700
00014800
00014900
00015000
00015100
00015200
00015300
00015400
00015500
00015600
00015700
00015800
00015900
00016000
00016100
00016200
00016300
00016400
00016500
00016600
00016700
00016800
00016900
00017000
00017100
00017200
00017300
00017400
00017500
00017600
00017700
00017800
00017900
00018000
00018100
00018200
00018300
00018400
00018500
00018600
00018700
00018800
00018900

```

EABCD = YE * (1/XEA + 1/XEB + 1/XEC + 1/XED)
EBCD = XEB * XEC * XED
EACD = XEA * XEC * XED
EABD = XEA * XEB * XED
EABC = XEA * XEB * XEC
Z(NF) = EBCD*ABCDE+EACD*BACDE+EABD*CABDE+EABC*DABCE+EABCD

00019000
00019100
00019200
00019300
00019400
00019500
00019600
00019700
00019800
00019900

C
C

99 RETURN
END

	$SMY = SMY + WGT * YJK$	35634640
	$SX2 = SX2 + WGT * XJK * XJK$	35634650
	$SXY = SXY + WGT * XJK * YJK$	35634660
	$SY2 = SY2 + WGT * YJK * YJK$	35634670
50	CONTINUE	35634690
C		35634690
C		35634700
C	CALCULATE COEFFICIENTS AND STANDARD DEVIATIONS	35634710
	$DEL = SUM * SX2 - SMX * SMX$	35634720
	$ACD = (SX2 * SMY - SMX * SXY) / DEL$	35634730
	$BCD = (SXY * SUM - SMX * SMY) / DEL$	35634740
	$VAR = 1.$	35634750
	$IF (MOD .EQ. 0) VAR = (SY2 + ACD * ACD * SUM + BCD * BCD * SX2$	35634760
	$- 2. * (ACD * SMY + BCD * SXY - ACD * BCD * SMX))$	35634770
	$/ FLOAT (NPT - 2)$	35634790
	$SGA = DSQRT (VAR * SX2 / DEL)$	35634790
	$SJB = DSQRT (VAR * SUM / DEL)$	35634800
	$RCO = (SUM * SXY - SMX * SMY) / DSQRT (DEL * (SUM * SY2 - SMY * SMY))$	35634810
C		35634820
	RETURN	35634830
	END	35634840