

"ESTUDO CRISTALOGRÁFICO DA DEFORMAÇÃO PLÁSTICA EM
MONOCRISTAIS DE COBRE"

JOSÉ DE RIBAMAR SEGUINS GOMES

ORIENTADOR

PROF. DR. RICARDO ENRIQUE MEDRANO

TESE APRESENTADA AO INSTITUTO
DE FÍSICA " GLEB WATAGHIN" DA
UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAM-
PINAS-UNICAMP-PARA A OBTENÇÃO
DO GRAU DE MESTRE EM FÍSICA.

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
INSTITUTO DE FÍSICA
BIBLIOTECA

JULHO DE 1977.

À minha
esposa e filhos

A G R A D E C I M E N T O S

AGRADEÇO:

Ao Prof. Ricardo Enrique Medrano pela proposta do presente problema e que, com sua segura orientação, permitiu a realização deste trabalho.

A meus pais, esposa, professores e colegas por seus ensinamentos, discussões e estímulos.

A CAPES pelo apoio financeiro recebido que tornou possível a realização deste trabalho.

Ao Centro de Tecnologia da UNICAMP, onde desenvolvemos várias etapas experimentais.

Ao Prof. Stephenson Caticha Ellis por ter posto os equipamentos do Laboratório de Cristalografia a nossa disposição.

Ao CNPq pela ajuda financeira, a qual tornou possível a compra dos equipamentos por nós utilizados.

ABSTRACT

Previous results in Aluminum have shown that the Critical Resolved Shear Stress is not the same for different slip system when flat single crystals are deformed. This is consequence either different stress is necessary to move edge screw dislocation or surface effect (aluminum have a oxide layer attached).

In the present work similar analysis have been done in copper. Flat single crystals of special orientation have been grown under inert atmosphere in a graphite mould. The slip system is determined by following the tensile orientation with this purpose a deformation frame is attached to the X-Rays diffractometer and movement of the tensile axis is measured by using the LAUE technique. It is found similar results than in aluminum which means that differences in flow stress are mainly tested to dislocations.

RESUMO

Resultados prévios no alumínio mostraram que a tensão crítica de cisalhamento resolvida não é a mesma para diferentes sistemas de deslizamento quando monocristais laminares são deformados. Isto é consequência ou de diferentes tensões necessárias para mover deslocamentos de cunha e hélice ou efeitos superficiais (o alumínio tem uma camada fixa de óxido).

No presente trabalho análises similares foram feitas em cobre. Monocristais laminares de orientação especial foram crescidos em atmosfera inerte num cadinho de grafite. O sistema de deslizamento é determinado seguindo a orientação do eixo de tensão. Com este propósito uma gaiola de deformação é ligada ao difratômetro de Raios-X e o movimento de eixo de tensão é medido usando-se a técnica de LAUE. Resultado similar é encontrado no alumínio, o que significa que diferenças no fluxo de tensões são regularmente testadas para deslocamentos.

INDICE

CAPÍTULO I

- 1.1 - Introduçãopág. 1
1.2 - Conceito de deslocação.....pág. 2

CAPÍTULO II

- 2.1 - Ensaio de tração em monocristais pág. 6

CAPÍTULO III (Deslocações em geral)

- 3.1 - Fôrça sobre uma deslocação pág. 11
3.2 - Energia de uma deslocação pág. 13
3.3 - Deformação plástica produzida pelo movimento das
deslocações pág. 14
3.4 - Tensão de linha pág. 15
3.5 - Fonte de Frank-Read pág. 16
3.6 - Deslocações em cristais cúbicos de faces centra-
das pág. 18
3.7 - Interação entre deslocações em diferentes planos..pág. 21
3.8 - Curva tensão-deformação em cristais FCC..... pág. 24

CAPÍTULO IV

- 4.1 - Modelo experimentalpág. 26
4.2 - Seleção do sistema de deslizamento pág. 27

CAPÍTULO V

| | |
|--|---------|
| 5.1 - Técnica experimental | pág. 30 |
| 5.2 - Crescimento de monocristais cilíndricos para serem usados como semente..... | pág. 32 |
| 5.3 - Crescimento de cristais planos | pág. 33 |
| 5.4 - Corte dos cristais..... | pág. 34 |
| 5.5 - Operações prévias à deformação dos cristais..... | pág. 35 |
| 5.6 - Deformação dos cristais | pág. 35 |

CAPÍTULO VI

| | |
|--------------------------------|---------|
| 6.1 - Resultados obtidos | pág. 37 |
| 6.2 - Discussão | pág. 38 |
| 6.3 - Conclusões | pág. 38 |

| | |
|---|---------|
| <u>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS</u> | pág. 40 |
|---|---------|

CAPÍTULO I

1.1 - Introdução

O conhecimento dos processos relacionados com as propriedades mecânicas dos sólidos é um problema muito importante que enfrenta a tecnologia moderna. A grande maioria dos sólidos são policristalinos; isto é, compostos de um grande número de cristais. A aproximação fundamental ao conhecimento das propriedades mecânicas dos sólidos é tratar de compreender a conduta de um único cristal; e esta conduta estará relacionada com a presença de imperfeições, das quais a mais importante é a Deslocação: sua interação com outras deslocações e com defeitos pontuais, controla as propriedades mecânicas dos cristais (1-6).

Os cristais mais estudados são os cúbicos de faces centradas. Tem-se postulado uma série de modelos para explicar o comportamento plástico (7-14) embora no presente momento não seja possível discernir entre eles, mediante experimentos, devido a dificuldades intrínsecas deles (15).

Na grande maioria dos modelos não foi considerado o caráter das deslocações (hélice ou cunha), se bem que muitas propriedades usadas nos modelos apresentam grandes diferenças entre os dois tipos de deslocações; (exemplo, a tensão de linha é 4 vezes maior para as deslocações de hélice que para as deslocações de cunha) (16-17).

Na presente pesquisa vamos utilizar cristais cuja deformação plástica está relacionada somente com deslocações de cunha.

Resultados prévios (18) mostraram que não deformam inicialmente no sistema de maior tensão de cisalhamento, contrariando a chamada lei de Schmid (19). Isto levaria a conclusão de que o material começa a deformar por movimento de deslocações de hélice, mas o material utilizado nesta pesquisa foi alumínio, no qual os efeitos superficiais podem ser muito importantes, já que existe uma capa de óxido fortemente aderida.

Nesta pesquisa o material a ser utilizado é o cobre que não tem tais efeitos superficiais. Os cristais crescidos na forma conveniente vão ser deformados no aparelho de Raio-X para determinar o sistema de deslizamento mediante medições da variação de orientação do eixo de tensão.

1.2 - Conceito de Deslocação

Face ao objetivo deste trabalho ser o "Estudo Cristalográfico da Deformação Plástica de Monocristais de Cobre", nós nos reportaremos com mais ênfase nas deslocações, pois constituem papel preponderante no estudo da deformação plástica.

Em virtude da forma com que as deslocações se apresentam as classificamos em:

- a) Deslocações de cunha
- b) Deslocações de hélice
- c) Deslocações mixta

as quais são analisadas por, J. Weertman (1).

Para obtermos os vários tipos de deslocamentos imaginamos uma rede perfeita e a seccionamos por um plano que termine dentro da rede cristalina de forma a nos mostrar uma linha AA' (figura 1). Produzindo-se um deslocamento numa das partes da rede, de tal forma que este seja perpendicular à linha AA', obtemos as deslocamentos de cunha (figura 2), e se for paralelo à linha AA', obtemos as deslocamentos de hélice (figura 3). Em outra situação, obtém-se deslocamentos mista.

Tomando-se uma rede cristalina perfeita (figura 4) e procedendo-se como acima indicado, a rede apresentar-se-á tal como nas figuras 5 e 6, onde observamos a rede com deslocamento de cunha e de hélice respectivamente.

Face a existência das deslocamentos torna-se viável que os metais sejam deformados plasticamente com certa facilidade. A facilidade com que os metais podem ser deformados foi a observação experimental crucial que conduziu ao descobrimento das deslocamentos (1).

Após existir a formação de uma deslocamento, observa-se que a rede fica perfeita, exceto nas proximidades da linha que limita o corte da rede (AA'). Esta linha ao redor da qual a rede não é perfeita, é chamada LINHA DE DESLOCACÃO.

Nas figuras 7 e 8, observamos as representações das redes cristalinas com deslocamentos de cunha e de hélice respectivamente. O deslocamento produzido nas duas partes rede é chamado de vetor de Burgers da deslocamento.

Para encontrarmos o vetor de Burgers de uma deslocação já formada, traçamos um circuito ao redor da deslocação, de forma tal que este circuito seja fechado em material sem deslocações. O vetor de Burgers é o vetor que completa a falha de fechamento do circuito que contorna uma linha de deslocação.

Observamos na figura 7 que a linha de deslocação encontra-se perpendicular ao plano da figura, enquanto que o vetor de Burgers está no próprio plano da figura. Então, em presença de uma deslocação de cunha observa-se que o vetor de Burgers é perpendicular à linha de deslocação. Na figura 8 observa-se que tanto a linha de deslocação como o vetor de Burgers são perpendiculares ao plano da figura e porconsequente estas grandezas são paralelas, no caso das deslocações de hélice.

O vetor de Burgers e a linha de deslocação definem o plano de deslizamento. O plano de deslizamento num cristal contendo uma deslocação de cunha é facilmente determinado, porém num cristal contendo uma deslocação de hélice, onde o vetor de Burgers é paralelo à linha de deslocação, o plano de deslizamento não está definido.

As deslocações apresentam importância relevante entre as imperfeições de um cristal, já que através delas podemos conhecer como variam as propriedades plásticas em suas presenças; assim como a interação de uma deslocação com outras deslocações (ou com impurezas) controla as propriedades mecânicas dos cristais. Ao analisarmos as propriedades mecânicas de um monocristal, estudamos o problema da deformação plástica de forma mais básica, já que evitamos o problema dos limites de grão.

Nos capítulos seguintes nos reportaremos a 1) Ensaio de tração em monocristais e a forma de calcular tensões e deformações resolvidas; 2) Deslocações em geral; 3) Modelo experimental; 4) Técnica experimental; 5) Resultados obtidos.

CAPÍTULO II

2.1 - Ensaio de tração em monocristais.

Os monocristais deformam plasticamente por cisalhamento de planos de átomos deslizando um sobre outro tal como indica a figura 9.

Face ao processo de deformação ocorrer por deslizamento ou cisalhamento, a quantidade mais importante para descrever as condições em que inicia-se o fluxo plástico não é a tensão normal e sim a tensão de cisalhamento sobre o plano de deslizamento na direção de escorregamento, tensão esta chamada de Tensão de Cisalhamento Resolvida (τ). Através da figura 10 encontramos que

$$\tau = \frac{F \cos\lambda}{A'} = \frac{F}{A} \cos\lambda \cos\psi \quad (1)$$

onde: F é a carga de tensão aplicada,

A área da secção transversal,

A' área do plano de deslizamento,

ψ ângulo entre a normal ao plano de deslizamento e o eixo de tensão,

λ ângulo entre a direção de deslizamento e o eixo de tensão.

A tensão necessária para que exista fluxo plástico macroscópico no cristal, sem que ocorra deformação, chama-se de Tensão Crítica de Cisalhamento Resolvida (τ_0). A deformação de Cisalhamento resolvida (a) é o deslocamento relativo na direção de deslizamento de dois planos de deslizamento paralelos, separa-

dos por uma distância unitária. O valor desta deformação pode ser obtido, ao fazermos o "tratamento geométrico de um deslizamento simples", tal como tratado por Schmid e Boas (20).

Assim, a relação entre deformação e rotação da rede quando um sistema de deslizamento simples é acionado, será examinada para extensão.

Seja um cristal cilíndrico que será estendido entre os planos de deslizamento A e B como mostra a figura 11. Vemos que o deslizamento foi acompanhado pela rotação da rede com relação ao eixo longitudinal. O ângulo entre o eixo longitudinal e a direção de deslizamento diminui com o crescimento da extensão.

A rotação da rede consiste no movimento do eixo longitudinal para superpor-se à direção de deslizamento, durante o qual o eixo longitudinal permanece no plano determinado por sua posição original e a direção de deslizamento.

A relação entre a extensão e a rotação da rede é obtida diretamente dos triângulos ABB', APN e AB'N.

Pelo triângulo ABB' temos:

$$\frac{l_1}{l_0} = 1 + e = \frac{\text{sen}\lambda_0}{\text{sen}\lambda_1} \quad (2)$$

onde e é a deformação de tensão dada por $e = \frac{l_1 - l_0}{l_0}$,

λ_0 e λ_1 são os ângulos entre a direção do eixo de tensão e a direção de deslizamento antes e após a extensão respectivamente.

Pelos triângulos ABN e AB'N temos:

$$\begin{aligned} AN &= l_0 \cos \psi_0 \\ AN &= l_1 \cos \psi_1 \end{aligned} \Rightarrow \frac{l_1}{l_0} = \frac{\cos \psi_0}{\cos \psi_1} = 1 + e$$

onde ψ_0 e ψ_1 são os ângulos entre a direção do eixo de tensão e a normal ao plano de deslizamento antes e após a extensão respectivamente.

A deformação de cisalhamento resolvida, também chamada de deformação plástica de cisalhamento é dada pelo quociente $a = \frac{BB'}{AN}$

onde BB' representa o valor total deslizado e AN representa a espessura da porção deslizada.

Pelo triângulo ABB' temos:

$$\frac{BB'}{\sin(\lambda_0 - \lambda_1)} = \frac{l_1}{\sin(180 - \lambda_0)}$$

$$BB' = \frac{l_1 \sin(\lambda_0 - \lambda_1)}{\sin \lambda_0}$$

$$\text{então } a = \frac{\frac{l_1 \sin(\lambda_0 - \lambda_1)}{\sin \lambda_0}}{l_0 \cos \psi_0} = \frac{l_1}{l_0 \cos \psi_0} \times \frac{\sin(\lambda_0 - \lambda_1)}{\sin \lambda_0}$$

$$\text{fazendo-se } \frac{l_1}{l_0} = 1 + e = d \Rightarrow l_1 = d l_0$$

$$\text{logo } a = \frac{d l_0}{l_0 \cos \psi_0} \times \frac{\sin(\lambda_0 - \lambda_1)}{\sin \lambda_0} = \frac{d}{\cos \psi_0} \times \frac{\sin \lambda_0 \cos \lambda_1 - \sin \lambda_1 \cos \lambda_0}{\sin \lambda_0}$$

$$\text{Como } \frac{l_1}{l_0} = \frac{\text{sen} \lambda_0}{\text{sen} \lambda_1} = \text{sen } \lambda_1 = \frac{\text{sen} \lambda_0}{d}$$

A deformação de cisalhamento resolvida então ficará.

$$a = \frac{d}{\cos \psi_0} \left(\frac{\text{sen} \lambda_0 \sqrt{1 - \frac{\text{sen}^2 \lambda_0}{d^2}} - \frac{\text{sen} \lambda_0}{d} \cos \lambda_0}{\text{sen} \lambda_0} \right)$$

$$\text{ou } a = \frac{1}{\cos \psi_0} \left(\sqrt{d^2 - \text{sen}^2 \lambda_0} - \cos \lambda_0 \right) \quad (3)$$

Nesta equação a deformação de deslizamento está expressa pela posição inicial dos elementos de deslizamento e pela quantia de extensão.

Como o cristal deforma somente por deslizamento em um plano e em uma direção específica, ocorrerá nas proximidades das garra determinada curvatura, tal como indica a figura 12.

Na parte central do cristal não ocorre curvatura porém ocorre rotação na direção de deslizamento até o eixo de tensão. Então, a medida que se propaga a deformação, os valores da tensão de cisalhamento resolvida devem ser corrigidos através de variações relativas a orientação inicial, logo teremos:

$$\tau = \frac{F}{A} \cos \psi_0 \cos \lambda_1 \quad (4)$$

A quantidade $A' = \frac{A}{\cos \psi_0}$ não varia com a deformação pois é a área do plano de deslizamento. Como $1 + e = \frac{\text{sen} \lambda_0}{\text{sen} \lambda_1}$, ao empre

gamos este valor em 4 obtemos:

$$\tau = \frac{F}{A} \cos \psi_0 \sqrt{1 - \left(\frac{\text{sen} \lambda_0}{1 + e} \right)^2} \quad (5)$$

Com as equações 3 e 5 podemos expressar τ em função de \underline{a} , bem como obtermos seus valores desde que conheçamos a carga de tensão aplicada, os ângulos ψ_0 e λ_0 e os comprimentos l_0 e l_1 .

CAPÍTULO III

DESLOCACÕES EM GERAL

3.1 - Fôrça sôbre uma deslocação

Ao aplicarmos uma tensão externa σ a fim de movermos uma deslocação, esta tensão realizará um dado trabalho. Para o caso de uma deslocação de cunha, observando-se a figura 13 temos:

Nesta figura consideramos a linha de deslocação coincidindo com o eixo z e o vetor de Burgers na direção de x negativo.

Como F'_y e F'_z são perpendiculares ao vetor de Burgers, estas fôrças não realizam trabalho durante o deslocamento da deslocação. Em virtude do plano de deslizamento ser $y = \text{constante}$, a tensão que moverá a deslocação de cunha será σ_{xy} . Se l é a distância percorrida pela deslocação, o trabalho realizado por $F'_x \equiv F$ por unidade de comprimento será:

$$W/L = F l \tag{6}$$

Sabemos que o trabalho por unidade de comprimento de uma deslocação, feito pela tensão σ_{xy} é

$$W/L = \sigma_{xy} l b ; \text{onde } b \text{ é o vetor Burgers} \tag{7}$$

podemos obter a fôrça combinando os resultados 6 e 7, logo:

$$F = \sigma_{xy} b \tag{8}$$

Para o caso de uma deslocação de hélice que tenha sua linha de deslocação na direção positiva de z e seu vetor de Burgers na

direção negativa de z, a força sobre esta deslocação, tal como indica a figura 14 será:

$$F = \sigma_{yz} b \quad (9)$$

Quando a tensão não é externa e sim uma tensão produzida por outra deslocação paralela à deslocação de observação, a força sobre a deslocação observada será (1):

| Deslocação paralela | Deslocação observada | Força sobre deslocação observada. |
|---------------------|----------------------|--|
| CUNHA | CUNHA | $F = \sigma_{xy} b = \frac{\mu b^2}{2\pi(1-\nu)} \cdot \frac{x(x^2 - y^2)}{(x^2 + y^2)^2}$ |
| CUNHA | HÉLICE | $F = \sigma_{yz} b = 0$ |
| HÉLICE | HÉLICE | $F = \sigma_{yz} b = \frac{\mu b^2}{2\pi} \cdot \frac{x}{x^2 + y^2}$ |

Onde μ é o módulo de cisalhamento e ν o módulo de Poisson.

Graficamente a interação entre as deslocações é indicada na figura 15.

O valor máximo das tensões é obtido fazendo-se $\partial F / \partial x = 0$, de forma que obtemos os valores de x que tornam máxima a força os quais são:

a) para interação cunha-cunha

$$x = \pm 2,4 y$$

$$x = \pm 0,44 y$$

$$; \quad F_{\text{máx}} = \frac{\mu b^2}{2\pi(1-\nu)} \cdot \frac{1}{4y}$$

b) para interação hélice-hélice

$$x = \frac{1}{3} y \quad ; \quad F_{\text{máx}} = \frac{\mu b^2}{2\pi} \cdot \frac{1}{2y}$$

Se tomarmos $v = 1/3$ os resultados serão:

$$F_{\text{cc}} = \frac{3}{4} \cdot \frac{\mu b^2}{4\pi y} \quad \text{e} \quad F_{\text{hh}} = \frac{\mu b^2}{4\pi y}$$

de forma que $F_{\text{cc}} < F_{\text{hh}}$ pois $F_{\text{cc}} = 3/4 F_{\text{hh}}$

3.2 - Energia de uma deslocação

Quando um meio elástico é tensionado, a energia é armazenada neste meio. Se uma tensão de tensão σ é aplicada a uma barra, esta tensão produz uma deformação que é proporcional à tensão aplicada e satisfaz o diagrama da figura 16.

Considerando-se um cubo unitário no interior de uma barra, como indica a figura 17, verificamos que σ é numericamente igual a força F aplicada sobre a face deste cubo enquanto que a deformação ϵ é numericamente igual ao valor do alongamento sofrido pelo cubo.

Como o trabalho realizado sobre este cubo é $W = \int F \, d\ell$, então a energia armazenada será:

$$W = \int_0^{\epsilon_{\text{máx}}} \sigma \, d\epsilon \tag{10}$$

Em virtude da existência da relação linear entre tensão e deformação, a integral da equação 10 torna-se:

$$W = \frac{1}{2} \sigma_{\text{m\`a}x} \epsilon_{\text{m\`a}x}$$

o que vem mostrar que o trabalho realizado é numericamente igual ao valor da área sombreada da figura 16. Para o caso de uma deslocação de cunha, a energia por unidade de comprimento da linha de deslocação é

$$E_{lc} = \frac{\mu b^2}{4\pi(1-\nu)} \ln \frac{R_o}{r_o} \tag{11}$$

enquanto que para uma deslocação de hélice, a energia por unidade de comprimento da linha de deslocação será

$$E_{lh} = \frac{\mu b^2}{4\pi} \ln \frac{R_o}{r_o} \tag{12}$$

onde R_o e r_o são respectivamente o raio exterior do volume onde se encontra a deslocação e o raio do núcleo da deslocação. Vemos portanto que

$$E_{lc} > E_{lh}$$

3.3 - Deformação plástica produzida pelo movimento das deslocações.

Seja o cristal indicado na figura 18, então:

- a) Se a deslocação atravessa todo o cristal, irá produzir uma deformação de cisalhamento dada por

$$\epsilon = \text{tg } \theta = \frac{b}{L} \tag{13}$$

b) Se a deslocação percorre somente um certo comprimento ℓ no cristal, a deformação de cisalhamento será

$$\epsilon = \frac{b\ell}{L_1 L_2} \quad (14)$$

e se existirem N deslocações esta deformação é expressa por

$$\epsilon = N \frac{b\ell}{L_1 L_2} = \rho b\ell \quad (15)$$

onde $\rho = \frac{N}{L_1 L_2}$ é a densidade de deslocações por unidade de su

perfície perpendicular as linhas de deslocações.

c) Se tivermos somente um segmento de deslocação de comprimento L como indica a figura 19, a deformação de cisalhamento será:

$$\epsilon = N \frac{\ell b L}{L_1 L_2 L_3} = n b A \quad (16)$$

onde $n = \frac{N}{L_1 L_2 L_3}$ é a densidade de deslocações por unidade de

volume e $A = \ell L$ é a área descrita pelo movimento das deslocações.

3.4 - Tensão de linha

Quando curvamos uma linha de deslocação aumentamos a energia desta linha de deslocação, logo aparecerá uma tensão de linha T que irá opor-se ao aumento do comprimento da linha de deslo-

ção. Como vemos na figura 20, a deslocação pode manter-se em equilíbrio mesmo que se produza uma curvatura na linha de deslocação.

A curvatura na linha de deslocação é mantida face a força

$$F = 2T \text{ sen}\theta \approx 2T\theta$$

Como a força por unidade de comprimento da linha de deslocação é dada por $F_l = \tau b$, (onde τ é a tensão de cisalhamento), no comprimento ΔS da linha de deslocação, a força total será $F = \tau b \Delta S$. Como a deslocação mantém-se em equilíbrio,

$$\tau b \Delta S = 2T\theta$$

Assim, para uma dada tensão aplicada a deslocação tem um raio dado por:

$$\tau = \frac{T}{br} \tag{17}$$

3.5 - Fonte de Frank-Read

Através da figura 21 vemos que a tensão aplicada σ cresce com a deformação plástica ϵ_p ; logo σ mantém proporcionalidade com ϵ_p .

Em virtude da tensão guardar relação com a deformação plástica, abordaremos primeiro a "natureza da deformação plástica".

Sabemos que quando $\sigma > \sigma_c$ o cristal deforma de modo que ao ser

libertado do efeito de tensão, o mesmo não volta a sua dimensão primitiva; isto é; permanece uma deformação em virtude do mesmo ter atingido a região plástica e para isto se necessita de grande número de deslocações. Esse caso é explicado em virtude da existência de fonte de multiplicação de deslocação, tal como a fonte de Frank-Read. Na figura 22, CABD representa uma linha de deslocação e (abc) representa o plano de deslizamento. AB representa um segmento da linha de deslocação que pertence ao plano (abc).

Ajustando-se a orientação dos segmentos de deslocação CA e DB, estes poderão ficar imóveis e então sob pequena tensão σ a linha AB começa a curvar no plano de deslizamento (abc) iniciando a formação de um loop de deslocação. Admitindo que o plano da figura é o plano de deslizamento, a representação da fonte de Frank-Read será como indica a figura 23.

Nesta figura 23, a linha pontilhada é um semi-círculo, o qual é obtido para uma dada tensão crítica σ_c que representa uma tensão de cisalhamento máxima. Sob a tensão σ_c , o círculo de deslocações de diâmetro $AB = \ell = 2r$ estará em equilíbrio. Se elevarmos a tensão, a fonte de Frank-Read excede a configuração do semi-círculo e desenvolve-se de modo a formar um loop C completo. Se esta tensão é mantida e se não houver outras deslocações o loop desenvolve-se e rompe através da superfície do cristal. Se o vetor de Burgers formar um ângulo com a superfície do cristal diferente de zero, o loop ao chegar à superfície, cria um degrau como mostra a figura 24.

Sob elevada tensão σ , a fonte de Frank-Read AB produtora de

loop pode produzir sucessivos loops, logo se n desses loops emergem para a superfície, a altura do degrau será n vezes maior que o degrau produzido por um único loop. Se os n loops são produzidos no mesmo plano de deslizamento, o degrau na superfície é paralelo ao plano de deslizamento e em consequência as linhas de deslocação CA e DB indicadas na figura 22 terão vetores de Burgers paralelo ao plano de deslizamento. Se os vetores de Burgers das linhas de deslocação CA e DB não forem paralelos ao plano de deslizamento, podem obter outros tipos de fontes (4).

3.6 - Deslocações em cristais cúbicos de faces centradas

A estrutura FCC é uma estrutura compacta. Com o uso de um modelo de esferas podemos ir formando as capas de esferas de modo a ficarem densamente compactas. Esta formação será obtida com 3 distintas posições de camadas, como podemos ver na figura 25. Se colocamos sucessivamente as distintas camadas obtemos uma estrutura perfeita FCC.

Nos cristais cúbicos de faces centradas o deslizamento ocorre nos planos mais povoados, que são os da família {111} e na direção mais compacta, pois nesta direção é menor a distância entre os átomos.

A distância entre os átomos na direção mais compacta é a da família de direções cujo vetor de Burgers é:

$$\vec{b} = \frac{a}{2} \langle 110 \rangle$$

$$|\vec{b}| = \frac{a}{\sqrt{2}}$$

Como vemos na figura 26, os átomos que se movem entre posições B apresentam maior facilidade de movimento se passarem por uma posição do plano C, ocorrendo assim um fracionamento da deslocação total em duas deslocações parciais tal como

$$\frac{a}{2} [\bar{1}10] \rightarrow \frac{a}{6} [211] + \frac{a}{6} [121] \quad (18)$$

A deslocação total tem tendência em fracionar-se em duas deslocações parciais, em virtude de que surge uma diminuição de energia quando este processo ocorre.

Usando-se a equação 11 ou 12 verificamos que $E \propto b^2$ (onde α significa proporcional), então a variação de energia será:

$$\Delta E \propto E_{1,2} - E$$

$$\Delta E \propto (b_1^2 + b_2^2 - b^2)$$

$$\Delta E \propto (-a^2/b)$$

o que vem confirmar a existência de diminuição de energia.

Na região onde se processa a formação de deslocações parciais ocorre modificação no empilhamento dos planos atômicos como podemos verificar na figura 27.

Em virtude da falha de empilhamento observa-se que nesta região o cristal apresenta estrutura hexagonal e o plano da deslocação produz propriedades de reflexão entre os planos vizi-

nhos. Como existe entre as deslocações parciais uma estrutura hexagonal (a qual numa rãde cúbica apresenta maior energia), as deslocações afastam-se até atingir uma posição de equilíbrio. A repulsão entre as deslocações parciais é verificada ao analisarmos o vetor de Burgers resultante; isto é;

$$\vec{b} = \vec{b}_1 + \vec{b}_2$$

$$b^2 = b_1^2 + b_2^2 + 2 \vec{b}_1 \cdot \vec{b}_2$$

Se $\vec{b}_1 \cdot \vec{b}_2$ for positivo, a energia crescerã, então entre as deslocações parciais de vetores de Burgers \vec{b}_1 e \vec{b}_2 haverã uma força de repulsão proporcional a $\frac{b_1 b_2}{x}$, onde x é a distância

de separação entre as deslocações. Esta força é igual a força atrativa devida a energia livre da falha de empilhamento por unidade de área. A força de repulsão entre as deslocações parciais segundo Dorn é

$$F = \frac{\mu a^2}{48\pi x} \left[\left(3 - \frac{1}{1-\nu} \right) \cos^2 \theta + \left(\frac{3}{1-\nu} - 1 \right) \sin^2 \theta \right]$$

onde θ é o ângulo que forma o vetor de Burgers da deslocação total com a linha de deslocação.

Indicando por f a energia livre da falha de empilhamento por unidade de área e tomando $\nu = 1/3$, podemos encontrar a distância de separação entre as deslocações parciais, então:

a) para deslocações de cunha $\theta = 90^\circ$, logo

$$x_c = \frac{7}{4} \cdot \frac{\mu a^2}{24\pi f} \quad (21)$$

b) para deslizações de hélice $\theta = 0^\circ$, logo

$$x_h = \frac{3}{4} \cdot \frac{\mu a^2}{24\pi f} \quad (22)$$

Vemos portanto que a separação entre as deslocações é tanto maior quanto menor é a energia livre da falha de empilhamento por unidade de área, bem como

$$x_c \approx 2 x_h$$

Para o cobre $\frac{f}{\mu b} = 0,4 \times 10^{-12}$, portanto obtemos $x_c = 12b$ e

$x_h = 5b$. Para a alumínio x_c e x_h são menores que b .

3.7 - Interação entre deslocações em diferentes planos

Para observarmos reações entre deslocações em redes FCC, utilizamos o tetraedro de Thompson (figura 28).

$$\begin{aligned} \vec{b}_1 &= \frac{a}{2} [011] & \vec{b}_4 &= \frac{a}{2} [\bar{1}01] \\ \vec{b}_2 &= \frac{a}{2} [101] & \vec{b}_5 &= \frac{a}{2} [\bar{1}10] \\ \vec{b}_3 &= \frac{a}{2} [110] & \vec{b}_6 &= \frac{a}{2} [0\bar{1}1] \end{aligned} \quad (29)$$

O deslizamento em cristais FCC ocorre em planos compactos e estes são os planos (111), ($\bar{1}11$), ($1\bar{1}1$) e ($11\bar{1}$). Em cada plano de deslizamento temos 3 direções de deslizamento de forma que em cristais FCC temos 12 sistemas de deslizamento possíveis. Na figura 28 observamos as 3 direções de deslizamento no plano de deslizamento (111), bem como nesta figura observamos, os pontos A, B, C e D que constituem os vértices do tetraedro de Thompson. Estes vértices são dados pelos vetores de Burgers \vec{b}_1 , \vec{b}_2 , \vec{b}_3 . Os pontos médios das faces do tetraedro de Thompson nos fornecem as decomposições possíveis de uma deslocação perfeita. Observando o tetraedro de Thompson para cristais FCC, podemos preparar a tabela abaixo.

| Face do tetraedro | Plano Cristalografico | Direções de deslizamento | Ponto médio de face. |
|-------------------|-----------------------|--------------------------|----------------------|
| ABC | (111) | AB, AC, BC | δ |
| ABD | ($11\bar{1}$) | AB, AD, BD | γ |
| ACD | ($1\bar{1}1$) | AC, AD, CD | β |
| BCD | ($\bar{1}11$) | BC, BD, CD | α |

Na figura 29, observamos como se processam as decomposições de uma deslocação, porém para sabermos se a reação é possível ou não, devemos verificar a variação de energia. Se ocorrer aumento de energia, a reação não será processada enquanto que se houver diminuição de energia tal reação será obtida. Para obtermos a variação de energia, basta tomarmos o valor do módulo do vetor de Burgers pois $E \propto b^2$. Na tabela abaixo indicaremos todos os casos possíveis de reações.

| Tipo | Deslôcação Reagente | Deslocação Considerada | Deslocação Final | Variação de Energia |
|------|--|---------------------------------|--|------------------------|
| A | $b_2 = \frac{a}{2} [10\bar{1}]$ | $b_1 = \frac{a}{2} [10\bar{1}]$ | $b = a [10\bar{1}]$ | $\Delta E = + Da^2$ |
| B | $b_2 = \frac{a}{2} [\bar{1}01]$ | $b_1 = \frac{a}{2} [10\bar{1}]$ | $b = [000]$ | $\Delta E = - Da^2$ |
| C | $b_2 = \frac{a}{2} [\bar{1}0\bar{1}]$ $b_2 = \frac{a}{2} [101]$ | $b_1 = \frac{a}{2} [10\bar{1}]$ | $b = a [00\bar{1}]$ $b = a [100]$ | $\Delta E = 0$ |
| D | $b_2 = \frac{a}{2} [0\bar{1}1]$ $b_2 = \frac{a}{2} [\bar{1}10]$ $b_2 = \frac{a}{2} [\bar{1}\bar{1}0]$ $b_2 = \frac{a}{2} [011]$ | $b_1 = \frac{a}{2} [10\bar{1}]$ | $b = \frac{a}{2} [1\bar{1}0]$ $b = \frac{a}{2} [01\bar{1}]$ $b = \frac{a}{2} [0\bar{1}\bar{1}]$ $b = \frac{a}{2} [110]$ | $\Delta E = -D a^2/2$ |
| E | $b_2 = \frac{a}{2} [1\bar{1}0]$ $b_2 = \frac{a}{2} [01\bar{1}]$ $b_2 = \frac{a}{2} [110]$ $b_2 = \frac{a}{2} [0\bar{1}\bar{1}]$ | $b_1 = \frac{a}{2} [10\bar{1}]$ | $b = \frac{a}{2} [2\bar{1}\bar{1}]$ $b = \frac{a}{2} [11\bar{2}]$ $b = \frac{a}{2} [21\bar{1}]$ $b = \frac{a}{2} [1\bar{1}\bar{2}]$ | $\Delta E = + D a^2/2$ |

Para calcularmos a variação de energia obtida com a reação das deslocações, fizemos uso das equações que nos dá a energia por unidade de comprimento de deslocação, para o caso de hélice ou de cunha, onde o parâmetro D é $\mu/4\pi \ln R_0/r_0$ ou $\mu/4\pi(1-\nu)\ln R_0/r_0$ respectivamente. Então

$$\Delta E_{h,c} = D_{h,c} (b^2 - b_1^2 - b_2^2)$$

Nas reações proposta, se considerarmos que a deslocação $\frac{a}{2} [10\bar{1}]$ pertence ao plano (111), nas reações com deslocações de outros planos sua direção é a da interseção destes planos.

3.8 - Curva tensão-deformação em cristais FCC

As curvas de tensão-deformação de metais cúbicos de faces centradas têm sido muito estudadas e as curvas de tensão de cisalhamento resolvida versus deformação de cisalhamento resolvida para monocristais de cobre exibem em baixas temperaturas três estágios como indicamos na figura 30 (4,6). O estágio I indica a zona de fácil deslizamento e foi neste estágio que trabalhamos com nossos monocristais em virtude de que neste estágio é válido o valor do livre caminho médio da ordem de μm . O estágio II indica a zona de rápido endurecimento linear enquanto que o estágio III indica que a taxa de endurecimento decresce com o crescimento da deformação.

A diferença entre os vários estágios também aparece no aspecto de linhas de deslizamento. Pode-se verificar experimentalmente que, se removermos as linhas de deslizamento causadas por uma deformação inicial e para tal utiliza-se polimento, ocorrerá para uma pequena deformação produzida no estágio II numerosas

e pequenas linhas de deslizamento. Já no estágio III observa-se o aparecimento de deslizamento cruzados.

De acordo com Seeger e colaboradores (21) o coeficiente de endurecimento no estágio I é devido ao aumento de deslocações no plano primário, bem como existe uma opinião generalizada de que neste estágio o deslizamento ocorre em um único sistema. Com os resultados de Seeger e colaboradores (22) obtidos para o cobre onde é utilizada a equação

$$\tau = \frac{\mu b}{2\pi} \cdot \frac{1}{2x}$$

que dá a tensão necessária para que uma deslocação passe por outra localizada em um plano imediatamente superior ou inferior, onde x é a distância entre os planos de deslizamento paralelos, vê-se que $\tau = 1,65 \times 10^8$ dinas/cm² é uma tensão cuja ordem de grandeza é maior que as tensões que atuam durante a deformação no estágio I.

Tem-se que o estágio I termina quando começa o deslizamento nos planos secundários porém este deslizamento é muito pequeno e não contribui para uma deformação macroscópica.

CAPÍTULO IV

4.1 - Modelo experimental

Para estudarmos separadamente as propriedades de uma deslocação de hélice ou de cunha, necessitamos de monocristais planos convenientemente orientados de espessura igual ou menor que 1 mm, pois como o livre caminho médio das deslocações é da ordem de 1 mm (21) parte do loop de deslocações que irá desenvolver-se escapará através da superfície do monocristal, permanecendo apenas segmentos de um único tipo de deslocações.

Uma boa orientação é aquela em que o eixo de tensão se encontra no interior do triângulo de orientação longe da linha que uni as direções [100] e [111] pois nos conduz a uma grande zona de fácil deslizamento ou seja onde um único sistema de deslizamento é ativado. Este sistema de deslizamento é o de maior tensão de cisalhamento resolvida (20).

Os cristais que empregamos em nosso trabalho tiveram o eixo de tensão com orientação que está indicada na projeção estereográfica da figura 31.

Ao deformarmos o monocristal segundo esta zona de fácil deslizamento, a deformação será controlada pelos segmentos de deslocações que permanecem no monocristal, segmentos estes que são perpendiculares a interseção entre o plano de deslizamento e a superfície da lâmina. Se o vetor de Burgers do plano de deslizamento ativo é convenientemente orientado, os segmentos de deslocações remanescentes serão principalmente de cunha ou hélice (figura 41).

Para crescermos os cristais planos usamos uma semente cilíndrica cuja orientação é a fornecida pela figura 31. Sabemos que todos os pontos do triângulo (100) - (110) - (111) têm como sistema de deslizamento mais favorável o dado pelo plano (11 $\bar{1}$) e direção dada por [101]. Então, ao crescermos a lâmina com o mesmo eixo que a semente e orientando-a para que a interseção entre o plano de deslizamento e a superfície da lâmina seja paralela ou então perpendicular à direção [101], obtemos os cristais desejados quando ativamos tal sistema de deslizamento.

Dizemos que os cristais que tiverem o vetor de Burgers do sistema primário paralelo a interseção são os chamados cristais de cunha enquanto que os que tiverem o vetor de Burgers do sistema primário perpendicular a interseção são os cristais de hélice.

4.2 - Seleção do sistema de deslizamento

Para distinguir os diversos sistemas de deslizamento usa-se a nomenclatura de Diehl e Col (23), na qual indica-se por T_i o plano de deslizamento do sistema i e t_i a direção de deslizamento deste sistema, onde para metais fcc $i = 1, 2, \dots, 12$.

Os cristais fcc, cuja orientação do eixo de tensão encontra-se em região central no triângulo fundamental começam deformar-se no sistema primário porém através dos resultados no alumínio, muitos cristais com orientação de cunha iniciaram sua deformação em sistemas secundários e posteriormente passaram a deformar-se no sistema primário. Para os cristais fcc os sistemas de deslizamento estão indicados na figura 32 de acordo com a

notação de Diehl e Col.

Segundo a lei de Schmid isto não ocorreria, pois o sistema de deslizamento de um cristal que possui a máxima tensão de cisalhamento deformaria primeiro. Esta lei tem a suposição implícita que a tensão crítica é a mesma para todos os sistemas de deslizamento.

Para entendermos o comportamento anormal apresentado por estes cristais utiliza-se o fato que tem-se comprovado, que a tensão de fluência para os cristais com deslocações de hélice (τ_h) é menor que para os cristais com deslocações de cunha (τ_b); isto é,

$$\tau_h < \tau_b$$

Conhecendo-se as tensões de fluência dos cristais com deslocações de hélice e cunha é possível conhecer a tensão de fluência de uma deslocação mixta ao decompormos numa deslocação de hélice de vetor $b \cos \beta$ (onde β é o ângulo entre o vetor de Burgers e a linha de deslocação) e numa deslocação de cunha com vetor $b \sin \beta$. O resultado está indicado na figura 33 (18), onde no eixo das ordenadas está representada a razão das tensões de fluência correspondente a cada ângulo β e no eixo das abcissas o ângulo β . O parâmetro α é a razão entre as tensões de fluência para hélice e cunha.

Para estudar a deformação inicial em planos secundários vamos dar o exemplo do sistema 4, na notação de Diehl e col (23). Estes autores obtiveram a razão entre os fatores de Schmid para os sistemas secundários e primários, que é a razão entre as ten

sões atuantes nestes sistemas. Esta razão está representada na figura 34. Para encontrarmos a razão entre as tensões de fluência necessitamos conhecer o ângulo que o vetor de Burgers forma com as deslocações no plano secundário quando no plano primário a orientação é de cunha. Isso é obtido na projeção estereográfica da figura 36 e representado junto com as razões dos fatores de Schmid na figura 34.

A partir desta figura é possível encontrar os pontos nos quais temos a mesma razão entre as tensões atuantes e as tensões de fluência nos dois sistemas, os quais determinam a linha na qual começa a haver deslizamento nos dois planos simultaneamente. Isto é indicado no caso de $\alpha = 0,75$ na figura 35a para o sistema 4 e na figura 35b para os vários sistemas possíveis (18).

Conclui-se então, que ao orientarmos o eixo de tensão dos cristais segundo o triângulo fundamental, de imediato sabemos qual é o sistema de deslizamento que será ativado, conhecendo-se previamente o valor de α .

No caso deste trabalho apenas obtivemos cristais de cunha e cuja técnica experimental descreveremos a seguir.

CAPÍTULO V

5.1 - Técnica experimental

Para obtermos os cristais desejados utilizamos o método de Bridgman (24) com algumas modificações. Neste método utiliza-se o fato de que ao movermos uma interface sólido-líquido muito lentamente em um forte gradiente de temperatura, torna-se possível obter um único grão em todo o sólido.

Inicialmente construímos um forno para crescimento de cristais, o qual apresenta o forte gradiente de temperatura desejado. Para obtermos este gradiente de temperatura utilizamos 25m de fio Kanthal enrolado em forma helicoidal de tal forma que ao ser enrolado no tubo do forno concentramos o enrolamento em uma das extremidades e com aumento gradativo iamós diminuindo a concentração de resistência. Ao levantarmos o gradiente de temperatura deste forno, o resultado é o indicado esquematicamente na figura 37.

No uso do método de Bridgman poderíamos ter os problemas de vibrações na amostra bem como distorções na forma da amostra devido ao próprio peso dela. Para evitarmos estes problemas construímos um sistema móvel, o qual suporta o forno. Desta forma foi possível dar movimento horizontal ao forno com a amostra mantendo-se fixa. A velocidade do forno foi de 1mm/min, sendo que para conseguirmos este movimento utilizamos um motor de valores nominais (110V; 0,6A; 1/10 HP), ao qual adaptamos uma caixa de redução que liberava rotação no eixo igual a 1 rot/min. Fizemos então o acoplamento do motor ao sistema móvel através de um longo parafuso que ao girar com tal rotação produzia o

deslocamento do sistema móvel com a velocidade indicada anteriormente.

O sistema de crescimento dos cristais é o indicado na figura 38. Neste sistema vemos o aparecimento de uma resistência ligada em paralelo com o relé, a qual tornou-se necessária em virtude da inércia apresentada pelo forno. Assim quando o controlador de temperatura provocava a interrupção da corrente ao forno, este então passava a ser alimentado por corrente menor que era conduzida por esta resistência. Deste modo conseguimos obter uma variação de temperatura menor que 5°C no tubo do forno, o que faz com que na amostra a variação seja ainda muito menor.

Os monocristais foram crescidos num cadinho de grafite numa atmosfera de argônio. Foi usado como recipiente um tubo de alumina de alta impermeabilidade. Originariamente foi tentado usar um tubo de quartzo porém a temperatura de fusão do cobre (1083°C) causa amolecimento deste tubo. Para prepararmos a atmosfera para crescimento utilizamos Argônio cuja composição é dada por

$$\left\{ \begin{array}{l} A > 99,99\% \\ H_2O < 10 \text{ VPM} \\ O_2 < 10 \text{ VPM} \end{array} \right.$$

Em virtude das impurezas apresentadas, construímos um purificador para este gás onde utiliza-se nitrogênio líquido. No entanto foi verificado que as impurezas apresentadas neste gás não eram suficientes para ser observada uma oxidação do cristal em

crescimento, visto que o mesmo encontrava-se enclausurado no cadinho de grafite. Deste modo não fizemos uso da etapa de purificação para os cristais de nosso trabalho. Para materiais com alta pureza (99,999%) isto será necessário. Para aumentar a concentração de argônio fizemos vácuo no tubo e posteriormente introduzimos argônio. Repetimos este procedimento por 10 vezes. Mantivemos o sistema numa pressão média de argônio igual a $0,6 \text{ kg/cm}^2$ acima da pressão atmosférica.

Com o sistema apresentando excelente rendimento, passamos para as seguintes etapas experimentais:

5.2 - Crescimento de monocristais cilíndricos para serem usados como semente.

Crescemos vários monocristais cilíndricos em atmosfera inerte como já indicada. Para tal utilizamos cilindros de cobre de 80 mm de comprimento e 5 mm de diâmetro, nos quais usinamos uma das extremidades em forma cônica pontiaguda, cuja finalidade era a de obtermos um único núcleo de condensação. O material utilizado foi cobre de alta condutividade e livre de oxigênio. Fizemos ataque químico nas amostras com solução de ácido nítrico. As amostras eram então colocadas num cadinho de grafite de alta pureza e alta densidade, por nós preparado. O cadinho com a amostra era então colocado no sistema para crescermos o cristal.

Os primeiros monocristais crescidos mostraram orientações ao acaso porém não a por nós desejada. A análise da orientação foi por nós obtida ao utilizarmos Raios-X. Com os diagramas de Laue

obtivemos a projeção estereográfica que nos indicou que o eixo de tensão estava muito próximo da linha que uniu (110)-(111) ou da linha (100)-(111). Os cristais com esta orientação ao serem tracionados apresentam mais de um sistema de deslizamento ativos. Crescemos então muitas outras espécimes monocristalinas até que finalmente obtivemos um monocristal cuja projeção estereográfica nos indicou que o eixo de tensão estava em região central no triângulo fundamental. Esta posição está indicada na figura 31.

Cortamos o monocristal cilíndrico em duas partes e com uma delas fizemos crescer outro monocristal cilíndrico. Com a análise feita através de Raios-X, verificamos que a orientação inicial era realmente mantida.

5.3 - Crescimento de cristais planos.

Construímos outro cadinho tal que permitisse a união do monocristal cilíndrico com a lâmina plana de 1mm de espessura que seria crescida monocristalina. Como a semente possuía cerca de 4 cm, colocamos a posição de máxima temperatura do forno de forma tal que fundia a semente a 2cm da extremidade de união. Através do mesmo processo de crescimento já utilizado anteriormente foi então crescido uma lâmina monocristalina de aproximadamente 6 cm de comprimento. Fizemos a seguir exposições da lâmina em Raios-X e verificamos que a orientação do eixo de tensão estava tal como a indicada na figura 31,

porém a orientação da direção [101] não se encontrava na interseção do plano de deslizamento com a superfície da lâmina como era desejado (ver capítulo anterior). Fizemos então

a correção da orientação e para tal produzimos uma rotação na lâmina com respeito a semente ao longo do eixo de tensão. Repetimos então esta etapa e voltamos a crescer esta lâmina.

Realizamos novos testes com Raios-X e verificamos que a direção de deslizamento estava agora correta. Desta forma esta parte passou a funcionar para nós como semente para crescimento de cristais planos de comprimento da ordem de 25cm. Com outro cadinho por nós preparado estas lâminas foram então crescidas. Notamos que as lâminas crescidas monocristalinas, frequentemente mostravam um aspecto estriado, devido a formação de limites de baixo ângulo.

5.4 - Corte dos cristais

Com uma serra de disco de baixa revolução do tipo ISOMET cortamos duas amostras de 8cm de comprimento cada. Ocorre que as faces laterais da lâmina apresentavam irregularidades de forma que não estavam paralelas. Para removermos as irregularidades fixamos o cristal ao longo de seu eixo central entre suportes de aço inoxidável. Colocamos uma das faces laterais em contacto com a solução eletrolítica de ácido ortofosfórico e fizemos passar corrente elétrica no sistema. O cristal funciona no sistema como ânodo enquanto que uma placa de cobre colocada dentro da solução funciona com cátodo. Num tempo de aproximadamente 2 horas conseguimos um corte aproximadamente reto. Giramos o cristal de 180° com relação a um eixo perpendicular a superfície da lâmina e obtivemos então a outra face lateral paralela a anterior. Mesmo utilizando este processo estas faces laterais ainda mantinham uma pequena irregularidade que era causada durante o corte por problemas da tensão superfi -

cial do eletrolito. Para melhorarmos estas faces executamos um polimento eletrolítico com a amostra sofrendo 10 rotações por minuto no interior do eletrolito.

5.5 - Operações prévias à deformação dos cristais

Os cristais foram recozidos durante 4 horas numa temperatura de 800°C. Para tal utilizamos a zona do forno que apresenta temperatura aproximadamente constante. O recozimento foi feito em atmosfera de argônio e após deixamos resfriar lentamente.

Voltamos a polir eletroliticamente as amostras para eliminar as tensões superficiais que podessem existir e iniciamos o processo de montagem nas garras da máquina de deformação. Como as lâminas eram muito maleáveis, poderiam sofrer deformações lateralmente por causa de seu próprio peso. Então construimos o suporte que está indicado na figura 39a.

A operação de montagem dos cristais nas garras foi feita com auxílio de um microscópio para que podessemos alinhar os centros dos furos das garras de forma que este alinhamento coincidissem com o eixo de tensão da lâmina.

5.6 - Deformação dos cristais

Construimos uma gaiola de deformação que podesse ser utilizada no equipamento de Raios-X, tal como está indicada na figura 40. A tração é efetuada movimentando-se a garra superior por meio de um parafuso que possui uma chaveta que não permite que a gar

ra sofra movimentos de torção. Na montagem das garras com o cristal previamente alinhado, fixamos duas hastes laterais por meio de parafusos e posteriormente anexamos a estas hastes dois suportes (Fig.39). Retiramos a base de apoio da lâmina monocristalina e então apoiando com firmeza nos suportes retiramos os parafusos que fixam as hastes laterais. Deste modo o monocristal ficou preso apenas nas garras e não causamos deformações durante a etapa de montagem. Assim toda deformação sofrida foi analisada ao fazermos as exposições em Raios-X.

CAPÍTULO VI

6.1 - Resultados obtidos

Utilizamos cobre elox fornecido pela Termomecânica São Paulo S/A, cuja composição química é:

| | |
|----------------------|---------------|
| Cobre (+ Prata)..... | 99,95% mínimo |
| Oxigênio | 10 ppm máximo |

As propriedades físicas deste material são:

| | |
|--------------------------------------|---------------------------|
| Densidade a 20°C | 8,9 g/cm ³ |
| Ponto de fusão | 1083°C |
| Condutibilidade térmica a 20°C | 0,94 cal/cms°C |
| Módulo de elasticidade a 20°C | 12.000 kg/mm ² |

Crescemos vários monocristais para serem usados como semente, os quais apresentaram a orientação do eixo de tensão tal como indica a projeção estereográfica da figura 42.

O cristal D foi o utilizado como semente pois apresentou uma melhor orientação. A partir deste cristal crescemos a semente plana, que como indica a figura 43, tem a direção de deslizamento no sistema primário contida no plano da lâmina.

Com os cristais planos investigamos a variação do eixo de tensão através de exposições com Raios-X. Inicialmente tentamos ver a variação do eixo de tensão numa única chapa porém o filme foi sobreposto de forma que não podemos observar nada.

Entretanto foi verificada a posição inicial e a final do eixo de tensão o que permitiu concluirmos que ele depois de grandes deformações movimentou-se na direção de deslizamento do sistema primário.

Com outro monocristal plano seguimos a orientação do eixo de tensão através de um conjunto de fotografias isoladas tiradas com Raios-X. Para cada exposição produzíamos um incremento de deformação $\epsilon = 1,4\%$

A posição do eixo de tensão é então dada pela figura 44, onde podemos observar que o eixo de tensão sofre inicialmente num sistema de deslizamento diferente do sistema primário e posteriormente passa a sofrer variação segundo este sistema primário.

Os ângulos medidos para o sistema primário são: $\lambda_1 = 51^\circ$ e $\psi_1 = 42^\circ$.

Foi verificado o deslizamento do eixo de tensão para sistema primário e para o sistema 4. A variação do ângulo λ como consequência do incremento de deformação decorre da derivação da equação 2 e é

$$d\lambda_1 = \operatorname{tg}\lambda_1 d\epsilon \approx 1^\circ$$

No sistema 4 o deslizamento é maior porque o ângulo λ_4 é maior (62°); então $d\lambda_4 \approx 1,5^\circ$.

As variações observadas na figura 44 estão de acordo com estes cálculos, dentro do erro experimental cometido na determinação

da orientação do eixo de tensão (da ordem de 1°).

6.2 - Discussão

O presente trabalho mostra que o comportamento anormal observado em cristais de alumínio (18) com orientação de cunha é também observado nos cristais de cobre de mesma orientação. Isto nos diz que no cobre, os cristais com orientação de hélice devem ter menor tensão de fluência que os cristais com orientação de cunha. Devido a falta de uma máquina de testes não foram feitas medidas das tensões desses cristais, logo não se conhece a razão α . Isto seria motivo de um estudo posterior.

O fato do cobre ter um comportamento similar ao alumínio significaria que os efeitos superficiais que ocorrem neste metal não seriam fundamentais. Também se espera que as deslocações no cobre sejam dissociadas em parciais, coisa que não ocorreria no alumínio (capítulo 3). Esta dissociação não modificaria as conclusões tiradas para ambos materiais, ou seja que os cristais com deslocações de hélice se movimentam com menor tensão fluência que os de cunha.

6.3 - Conclusões

- 1) As anomalias encontradas na lei de Schmid para cristais laminares de alumínio também foi encontrada no cobre.
- 2) O fato de que nos cristais cuja deformação é controlada pelas deslocações de hélice, a tensão seja menor que no caso de cunha, não é afetado pelos efeitos superficiais, nem pela dissociação das deslocações.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

1. J. Weertman e J.R.Weertman, "Elementary Dislocation Theory", Mc.Millan, N. York (1964).
2. A.H.Cottrell, "Dislocation and Plastic Flow in Crystals", Oxford Press, Oxford (1952).
3. A. Seeger, "Handbuch der Physik", Vol. VII/2, Springer, Berlim (1958).
4. J. Friedel, "Dislocations", Pergamon Press, N. York (1964).
5. F.R. Nabarro, Z.S. Basinski e D.B.Holt, Adv. in Phys. 13, 193 (1964).
6. F.R.Nabarro, "Theory of Dislocations", Oxford Press, Oxford (1967).
7. A. Seeger, S. Mader e H. Kromuller, "Electron Microscopy and Strength of Crystals", G. Thomas e J. Washburn eds., Interscience, N. York (1963).
8. A.Seeger, J. Diehl e H. Rebstock, Phil. Mag. 2, 323 (1957).
9. U.F.Kocks, "Physics of Strength and Plasticity", p.143, A.S. Argon ed., MIT Press, Cambridge (1969).
10. D.Kulhmann-Wildsford, Trans. AIME 224, 1047 (1962).
11. P.B.Hirsch, Dis. Faraday Soc. 38, 110 (1964).
12. G. Saada, Acta Met. 8, 200 (1960); 8, 841 (1960).
13. S.K.Mitra, P.W.Osborne e J.E.Dorn, Trans. AIME 221, 1206 (1961).
14. Z.S.Basinski, Phil. Mag. 4, 393 (1959).
15. R.E.Medrano, Thesis, Univ. Cuyo, Argentina (1967).

16. G. De Wit, and J.S.Koehler, Phys. Rev. 116, 1113 (1959).
17. Brown, L. M., Phil. Mag., 10, 441 (1964).
18. R.E.Medrano e G.Schoeck, Phys. Stat. Sol. (a) 5, 147 (1971).
19. Barret C.S., "Structure of Metals", Mc.Graw Hill (1952).
20. Schmid y Boas, "Kristallplastizität", Springer, Berlin (1935).
21. Seeger A., Kronüller H., Mader S., Trauble H., Phil.Mag., 6, 639 (1961).
22. Seeger A., "Dislocations and mechanical properties of crystals" (ed. J.C.Fischer, W.G.Johnston, R. Thompson y T- Vreeland Jr.) Wiley and sons, N.York (1957)..
23. Diehl J., Krause M., Offenhausse W., Staubwasser W., Z.Metall, 45, 489 (1954).
24. Bridgman P.W., Proc. Amer. Acad. Arts. Sci., 60, 305 (1925).

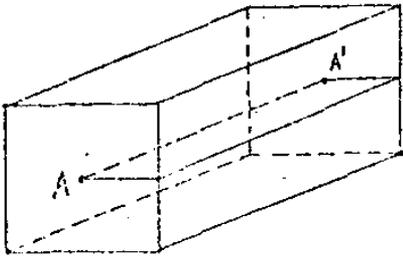


FIGURA 1

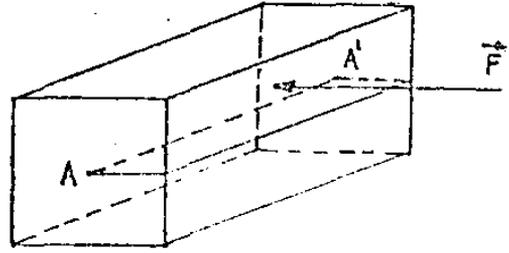


FIGURA 2

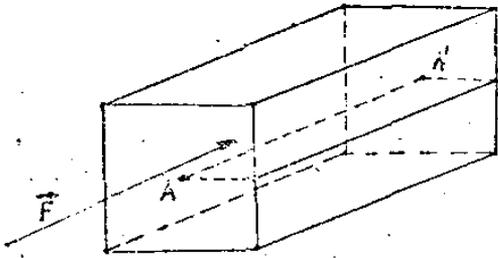


FIGURA 3

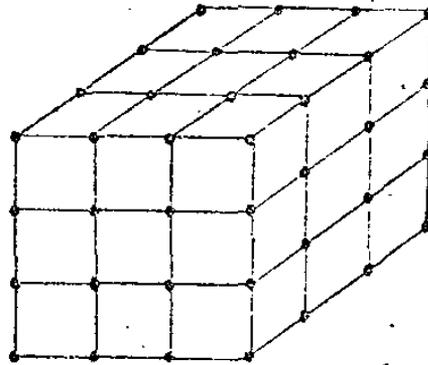


FIGURA 4

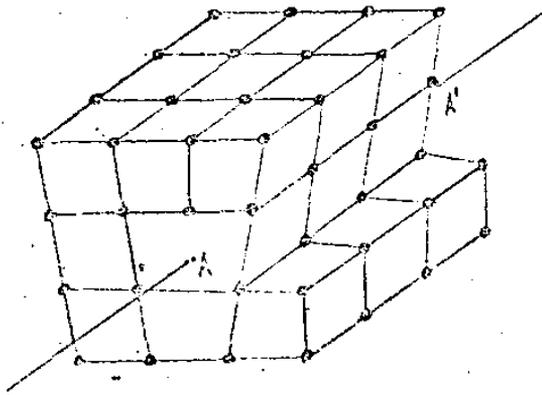


FIGURA 5

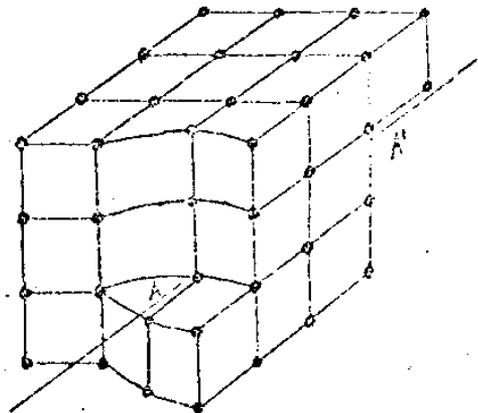


FIGURA 6

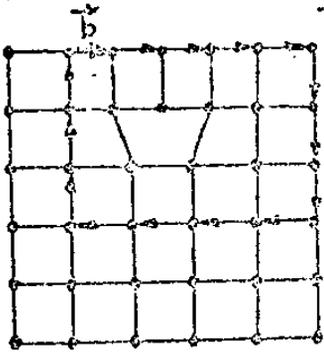


FIGURA 7

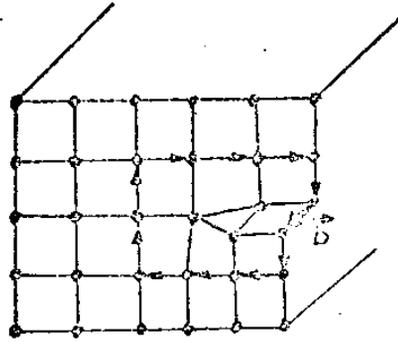


FIGURA 8

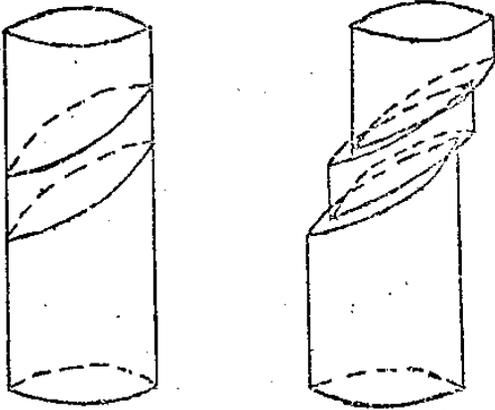


FIGURA 9

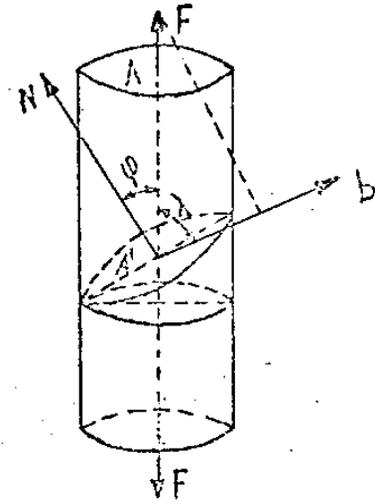


FIGURA 10

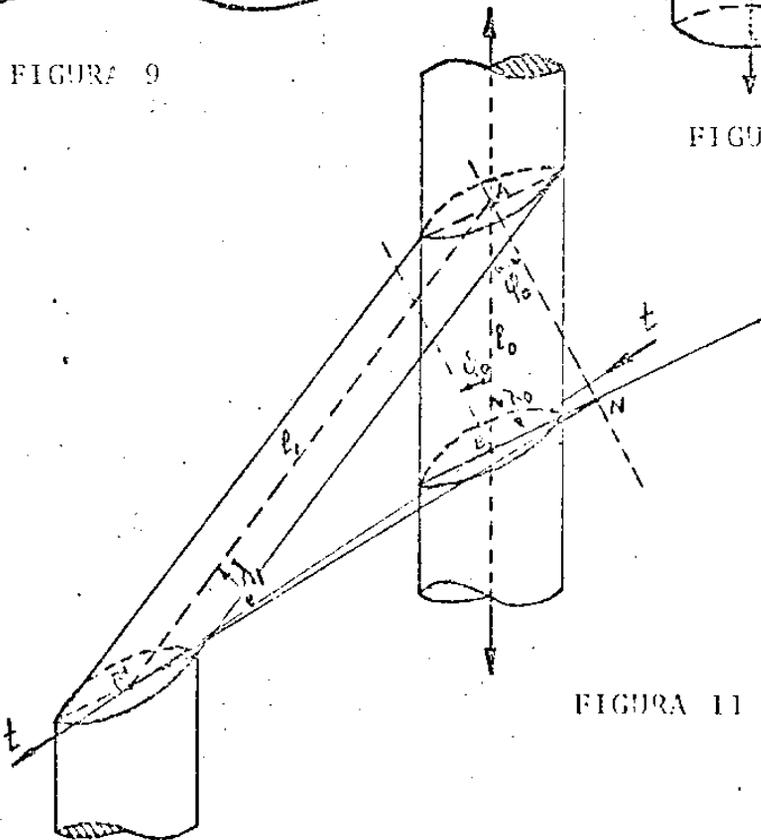


FIGURA 11

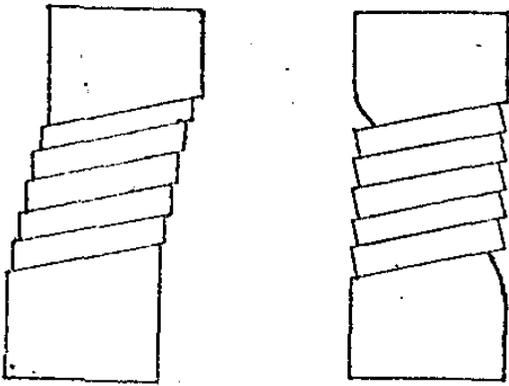


FIGURA 12

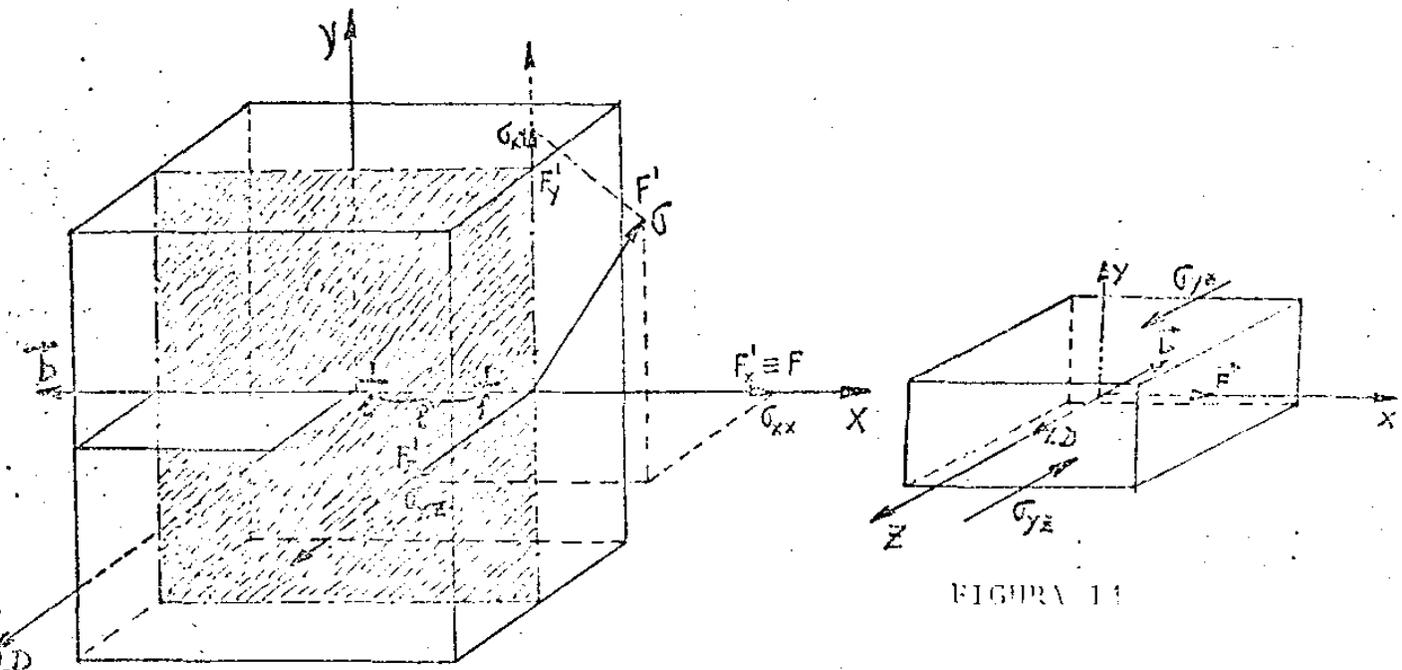


FIGURA 14

FIGURA 15

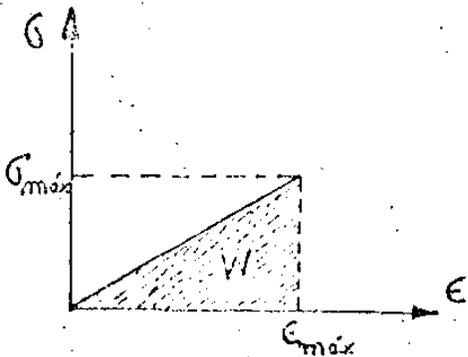


FIGURA 16

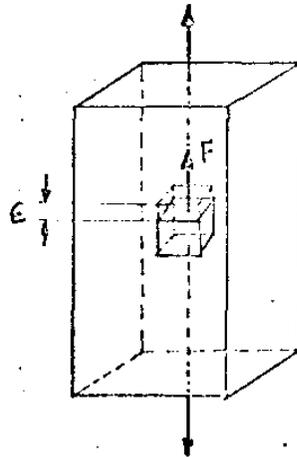


FIGURA 17

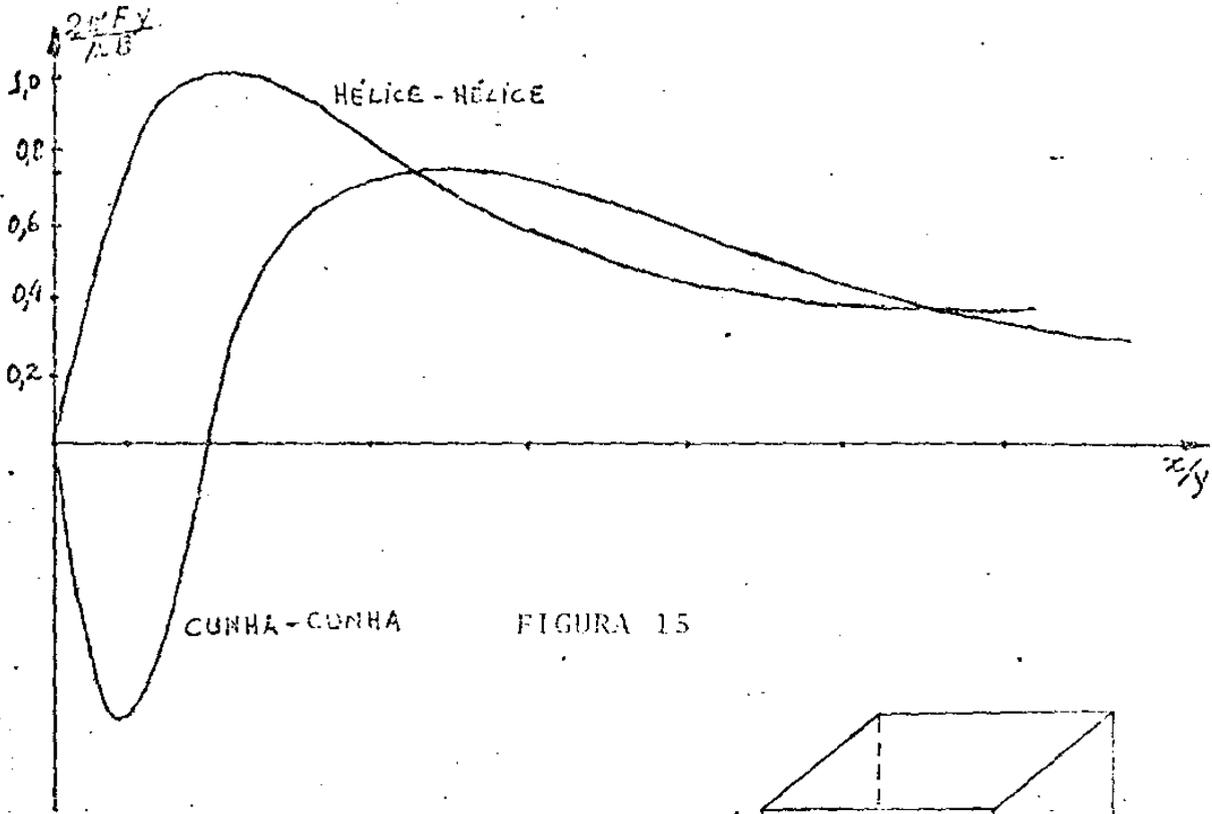


FIGURA 15

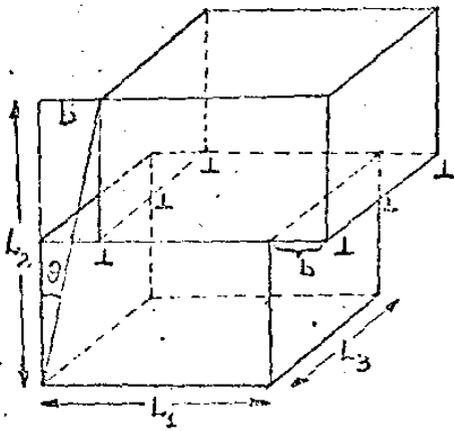


FIGURA 18

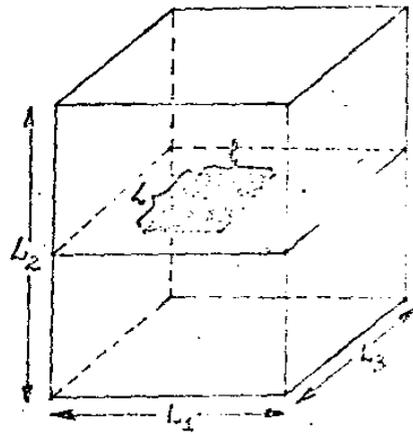


FIGURA 19

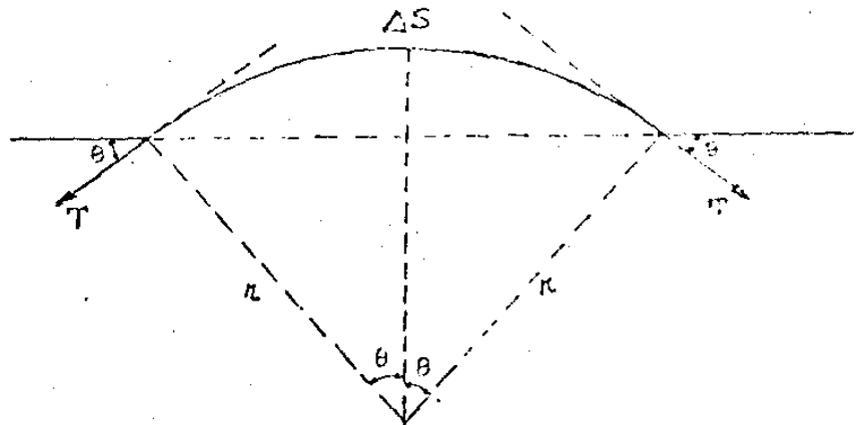


FIGURA 20

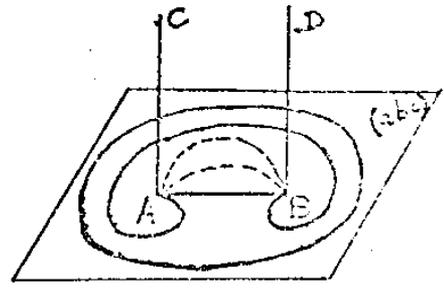
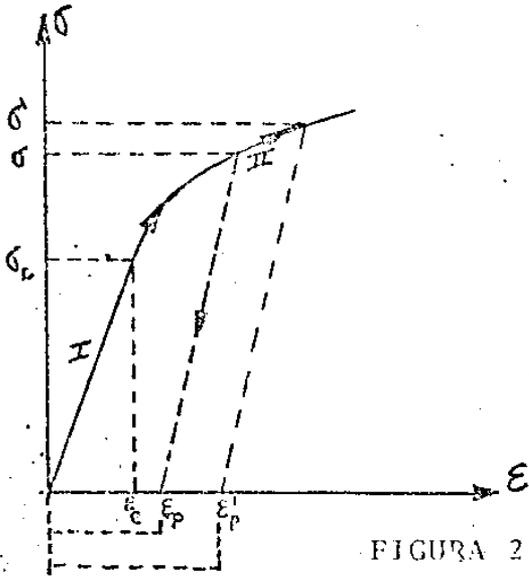


FIGURA 22

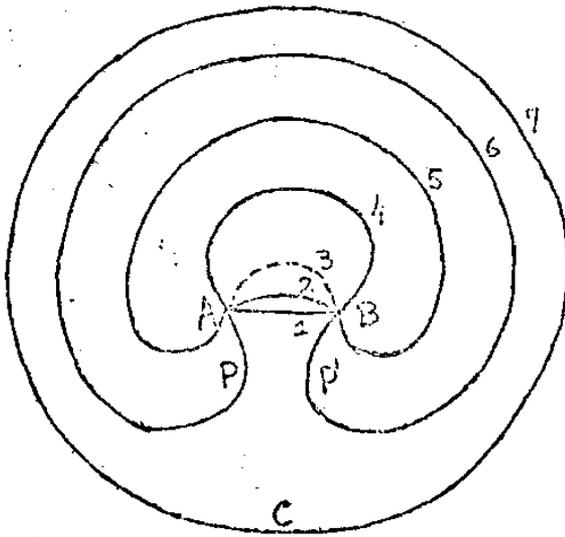


FIGURA 23

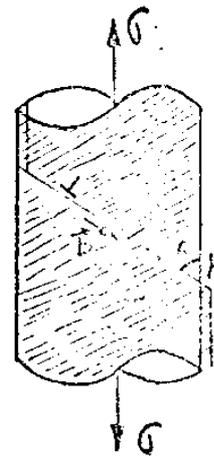


FIGURA 24

CAMADAS

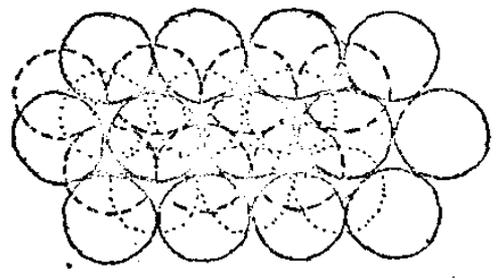
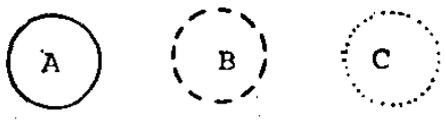


FIGURA 25

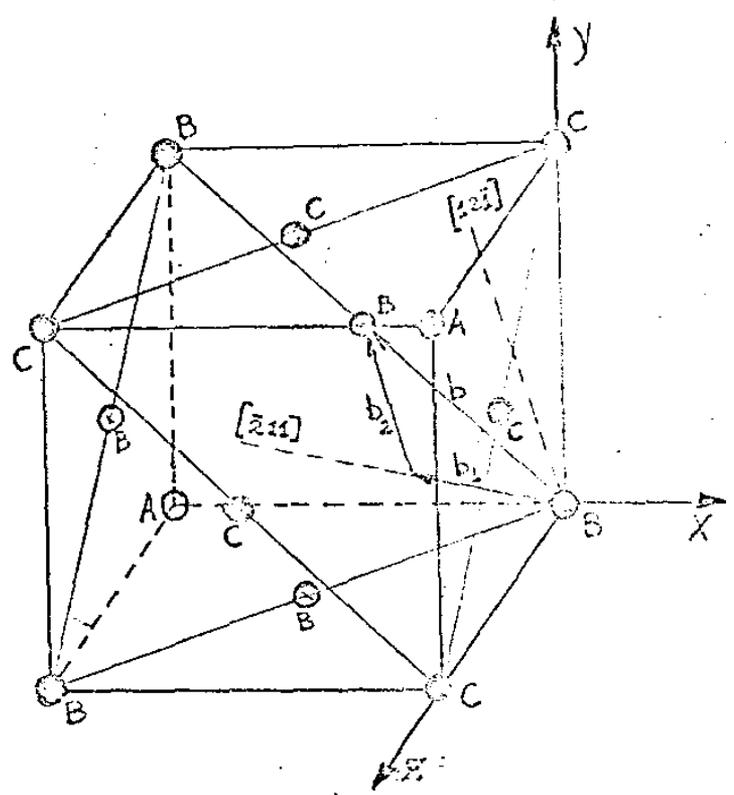
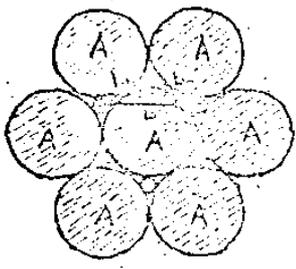


FIGURA 26

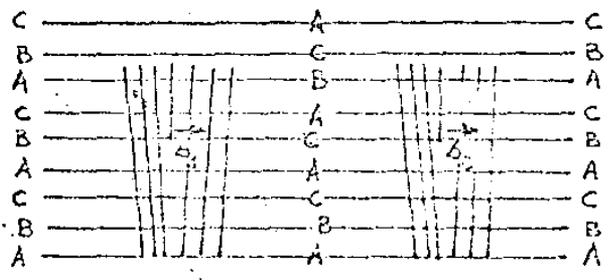


FIGURA 27

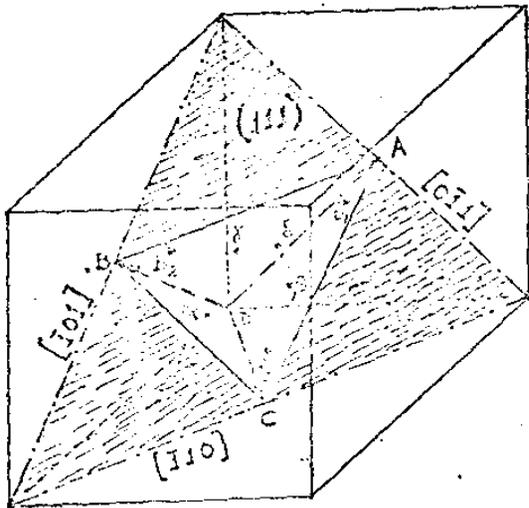


FIGURA 28

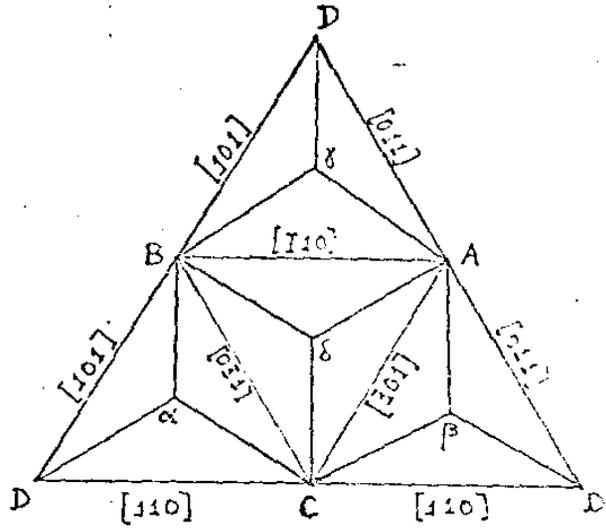


FIGURA 29

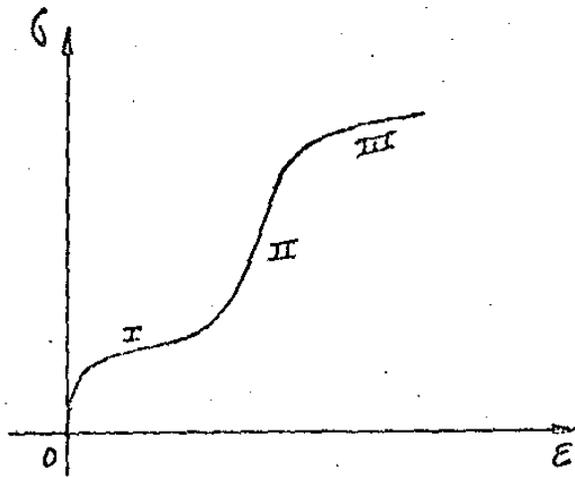


FIGURA 30

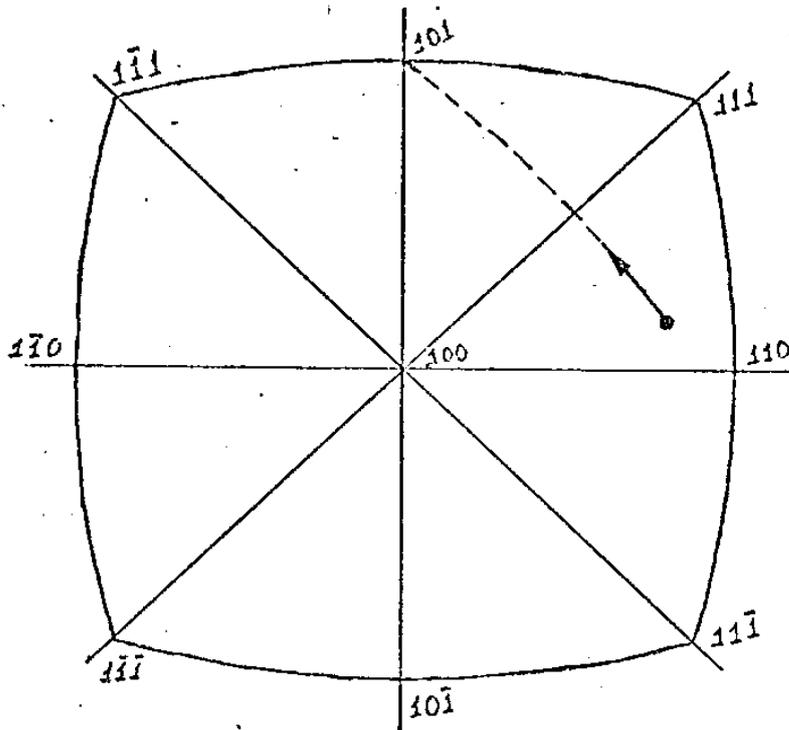


FIGURA 31

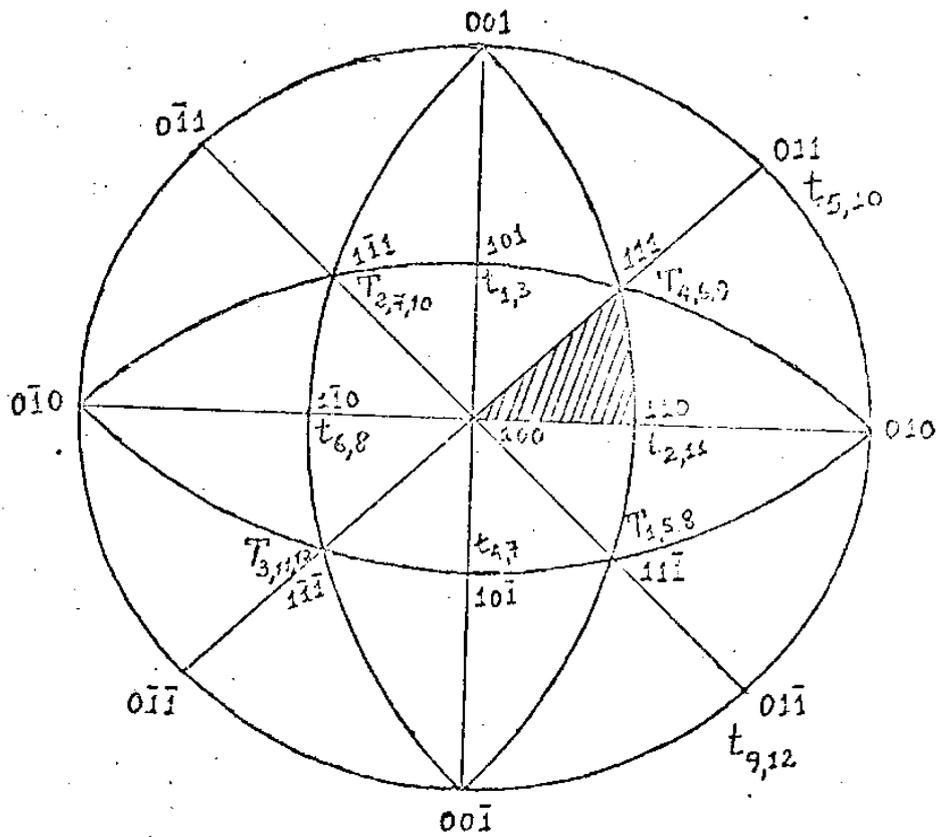


FIGURA 32

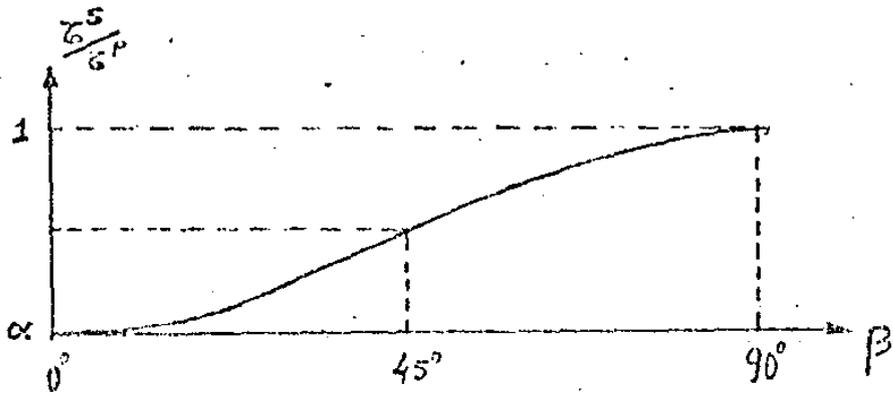


FIGURA 33

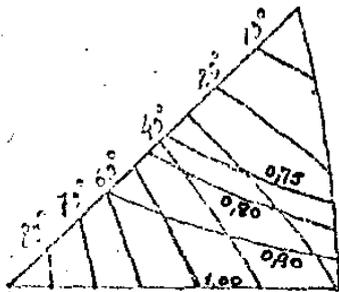


FIGURA 34

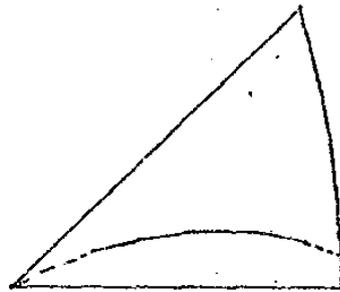
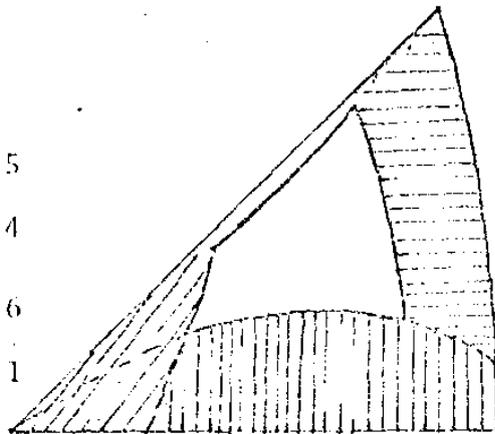


FIGURA 35a



- Sistema 5
- " 4
- " 6
- " 1



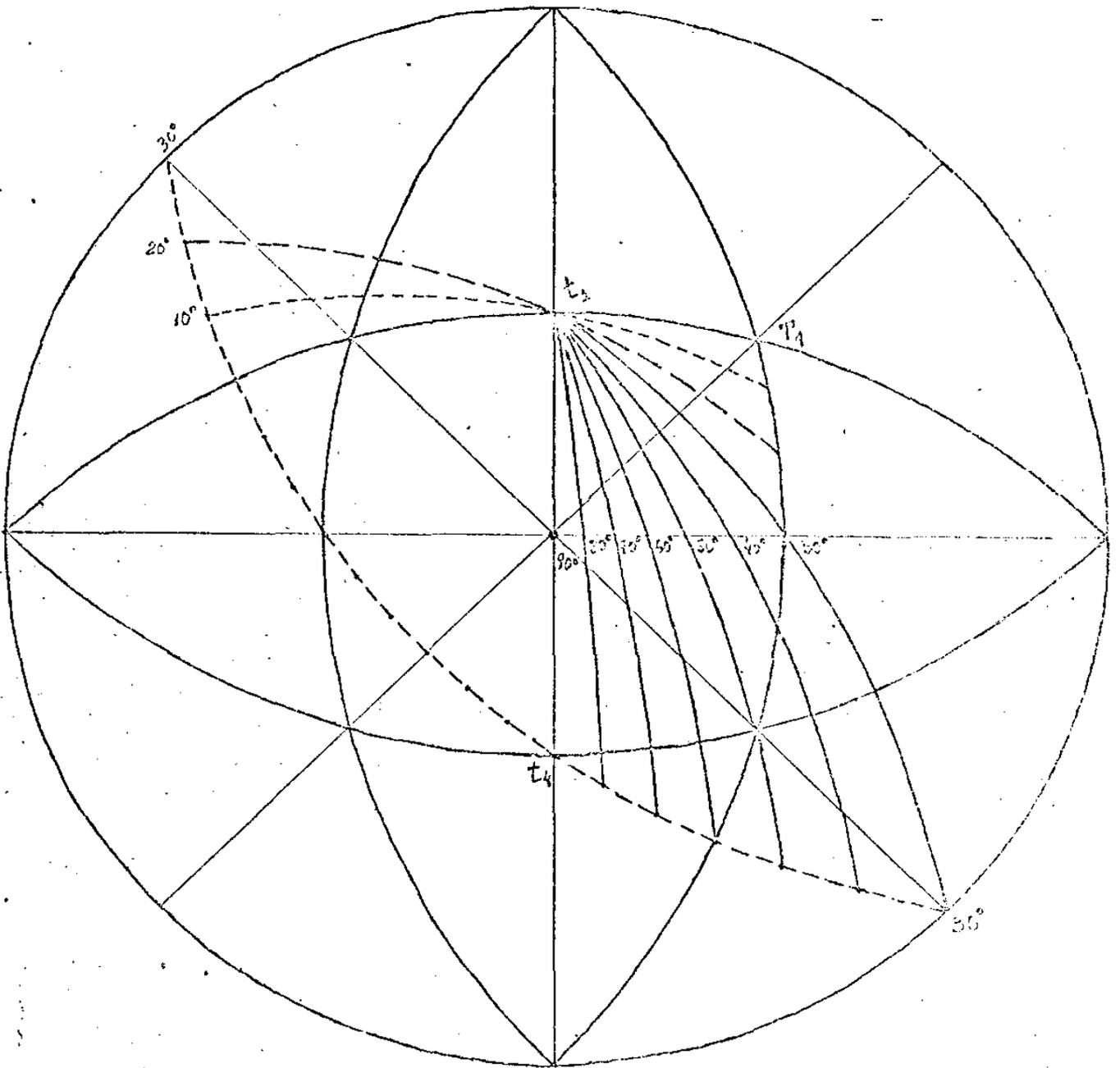


FIGURA 36

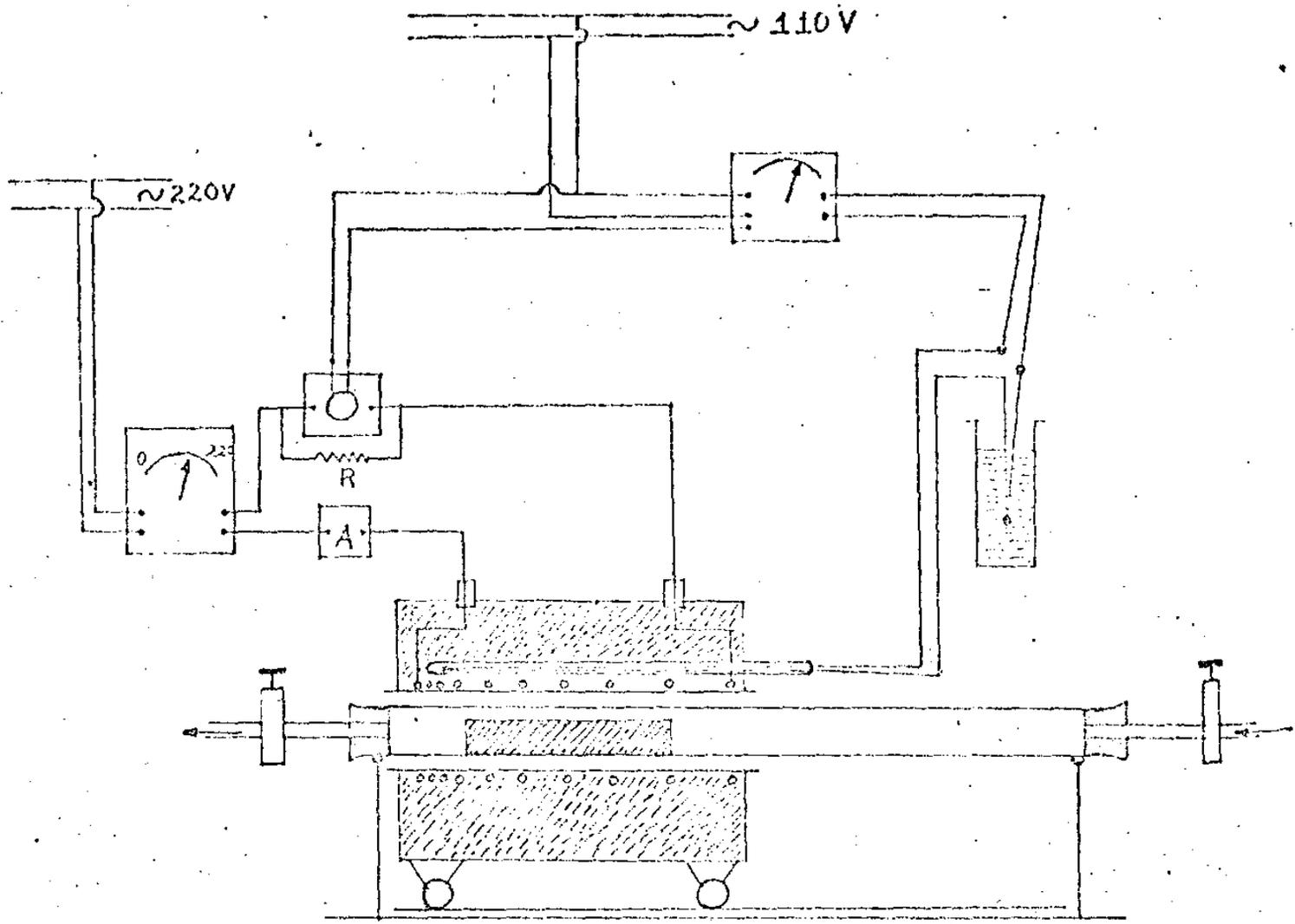


FIGURA 38

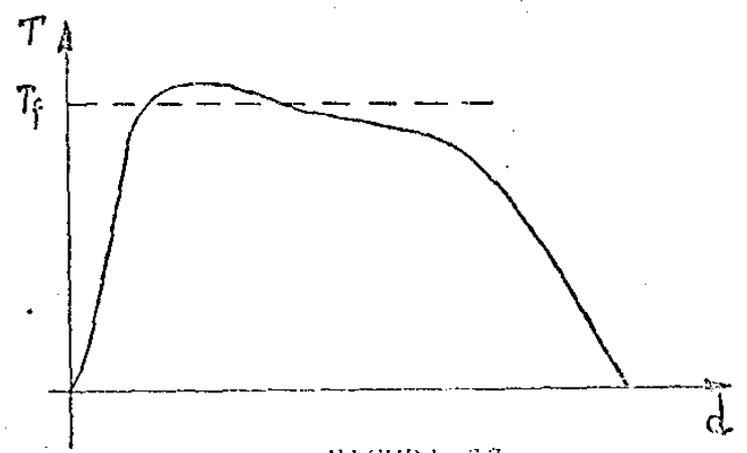


FIGURA 37

FIGURA 41

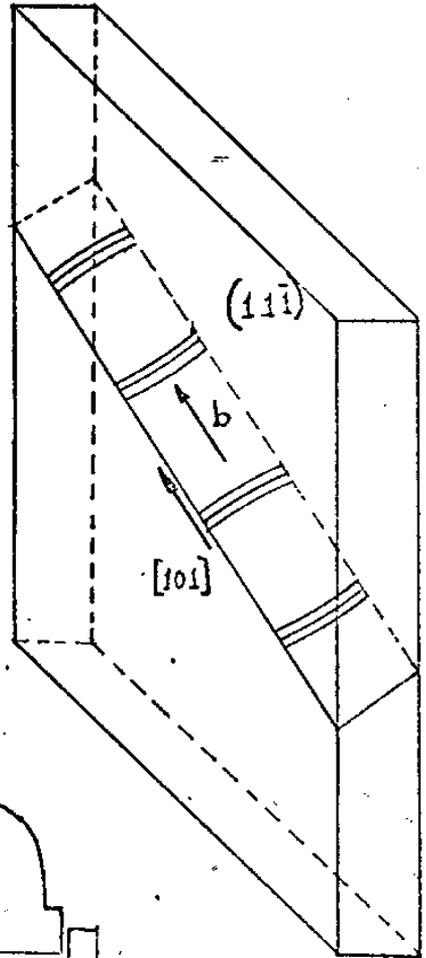
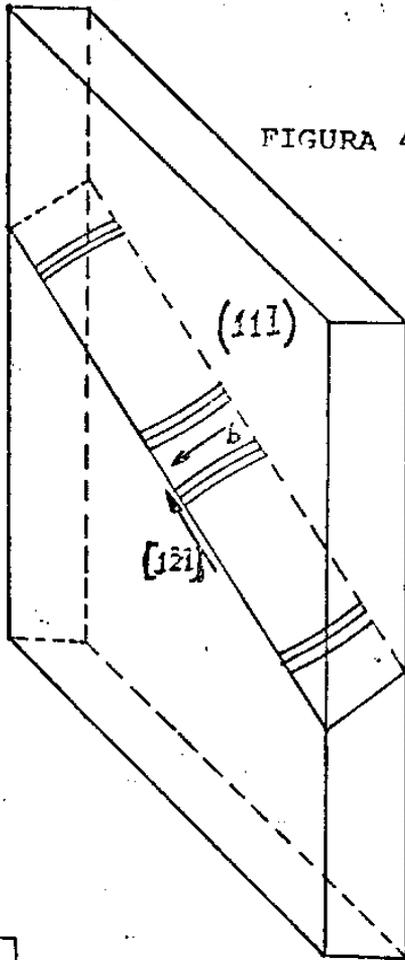


FIGURA 39a

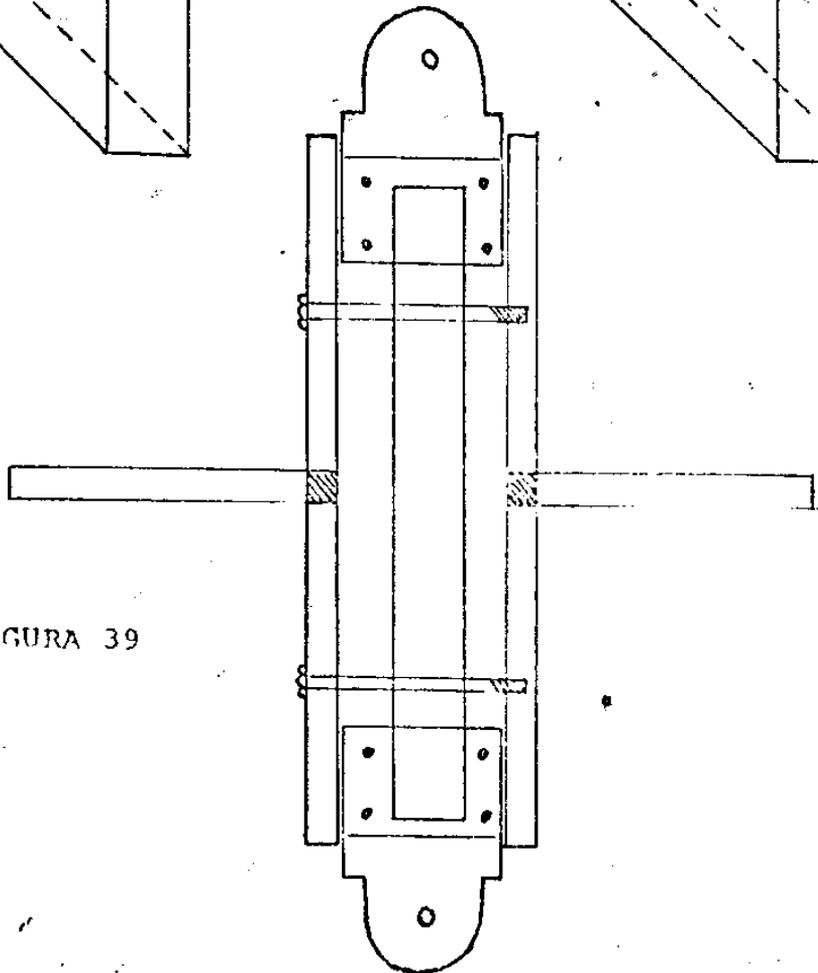


FIGURA 39

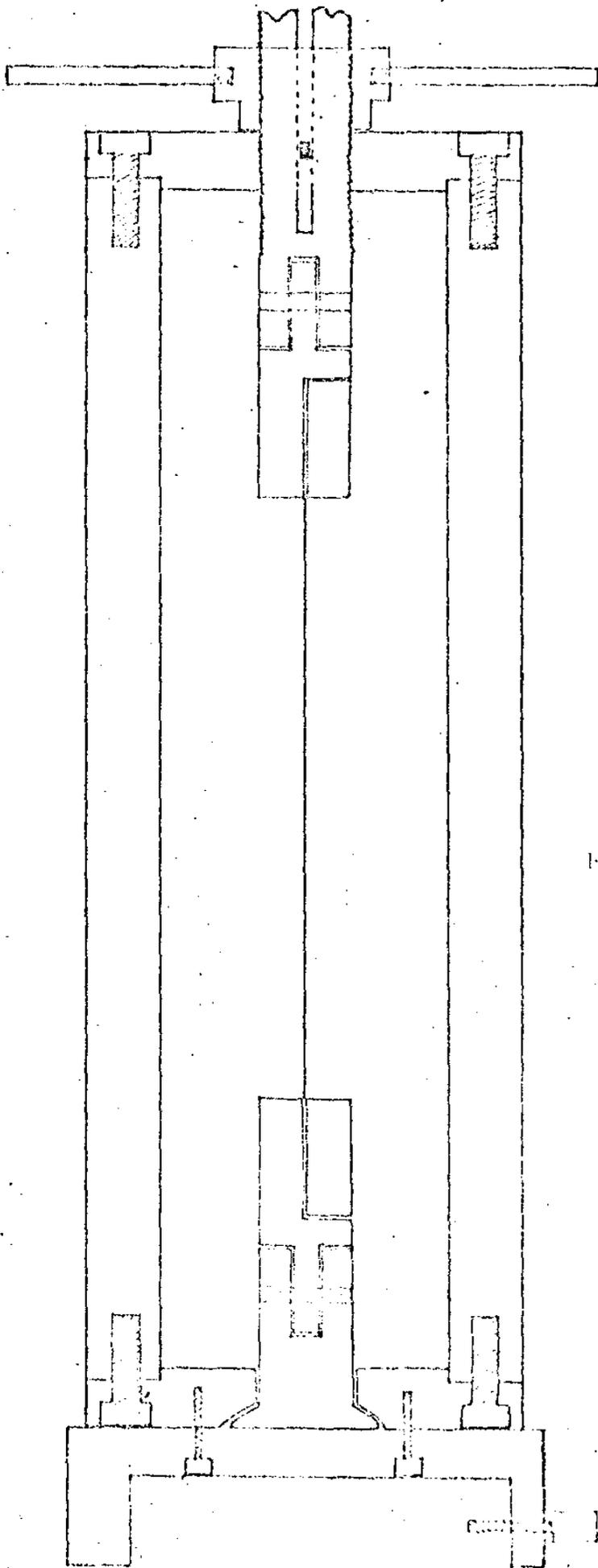


FIGURA 40

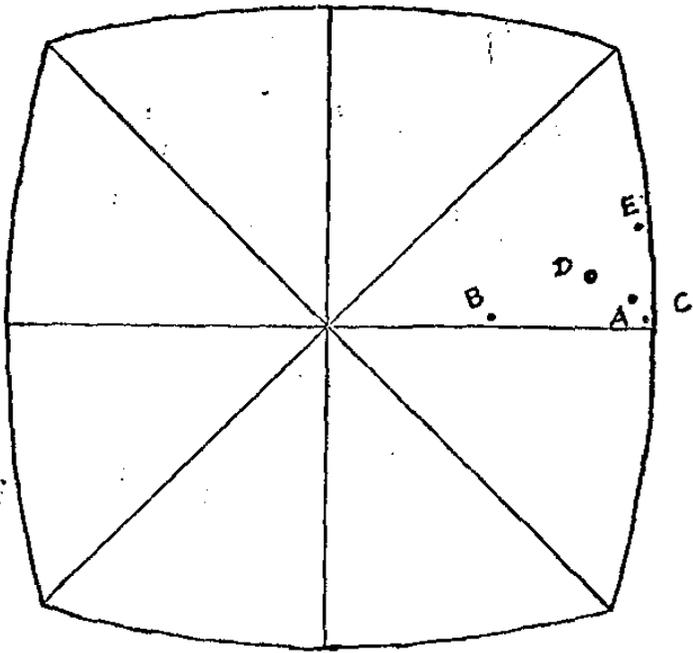


FIGURA 42

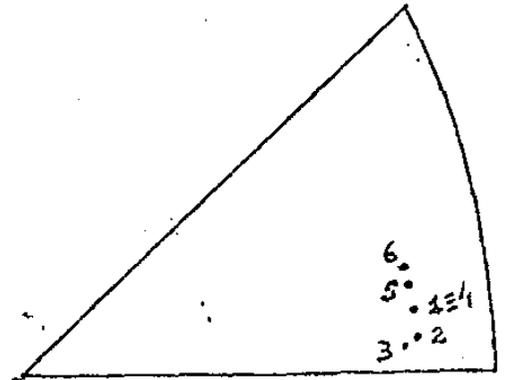


FIGURA 44

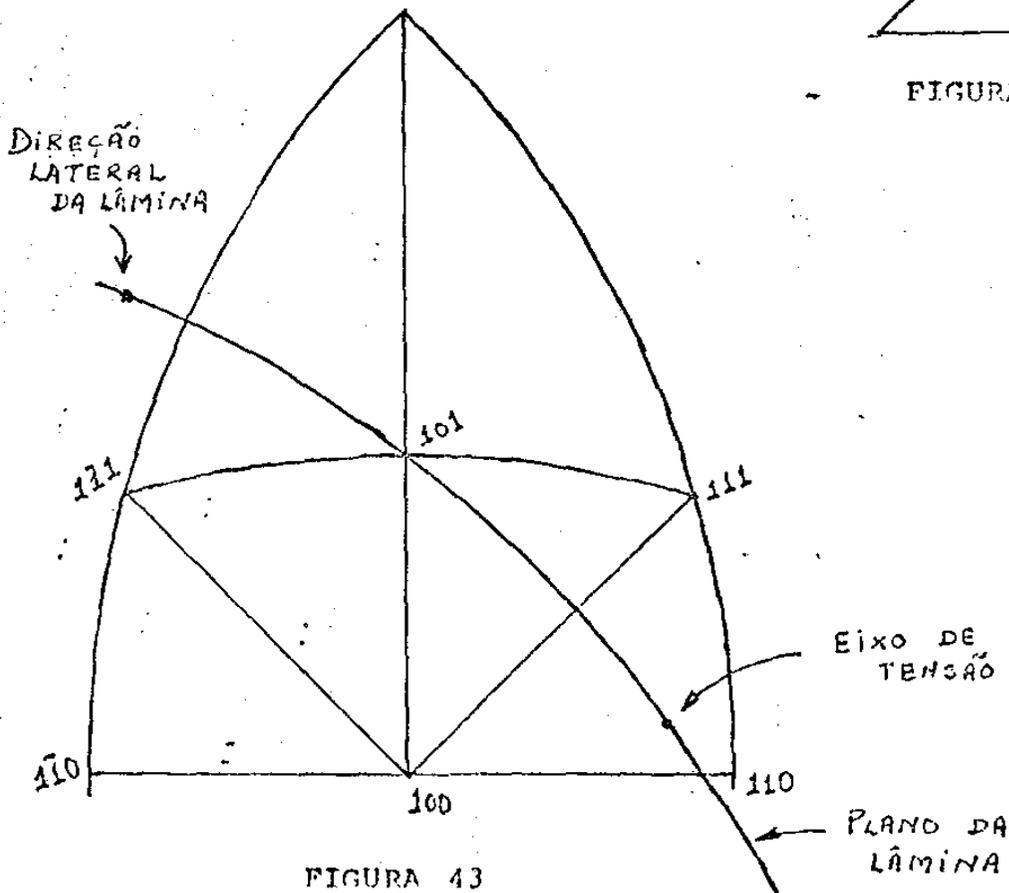


FIGURA 43