

ESTUDO TEÓRICO E EXPERIMENTAL DO TEMPO
DE PERMANÊNCIA DE PARTICULAS EM CICLONES
DE GÁS

40/89

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA DE CAMPINAS
DEPARTAMENTO DE ENERGIA

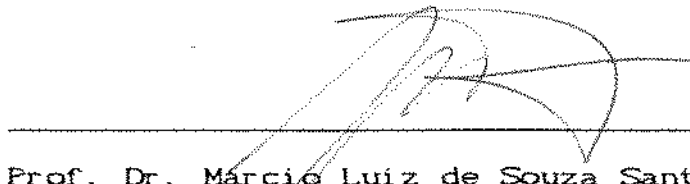
Tese de: Mestrado
Título da Tese: ESTUDO TEÓRICO E EXPERIMENTAL DO TEMPO
DE PERMANÊNCIA DE PARTICULAS EM CICLONES
DE GÁS"
Autor: ADOLFO LUDOVICO GODOY
Orientador: Prof. Dr. SILVIA AZUCENA NEBRA DE PEREZ

Este exemplar corresponde à redação final de tese
defendida por Adolfo Ludovico Godoy e aprovada
pela Comissão Julgadora em 29/09/89

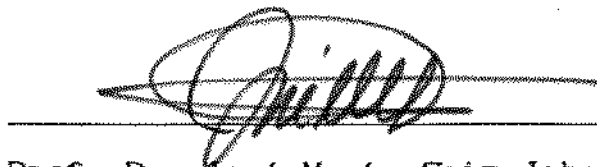
Aprovado por



Prof. Dr. Silvia Azucena Nebra de Perez



Prof. Dr. Marcio Luiz de Souza Santos



Prof. Dr. José Maria Saiz Jabardo

Campinas, 29 de setembro de 1989

UNICAMP
BIBLIOTECA CENTRAL

AGRADECIMENTOS

À FAPESP

Ao CNPQ

À CAPES

À Silvia Azucena Nebra de Pérez

Aos Meus Colegas

Ao Pessoal da Oficina do Departamento de Energia

Ao Pessoal do Departamento de Energia

À Minha Família

que de uma forma ou de outra colaboraram na execução deste trabalho

RESUMO

Neste trabalho estuda-se o tempo de permanência de partículas de granulometria grossa em um ciclone de gás. O mesmo foi determinado experimentalmente em um ciclone industrial utilizando-se esferas de vidro de 1 mm. de diâmetro, aproximadamente. Foram obtidas correlações do tempo de permanência das partículas em função da concentração volumétrica das mesmas.

Um modelo matemático para o escoamento "ar+partículas" para o cálculo do tempo de permanência é proposto. Este consiste em um tratamento de camada limite de 2 subcamadas, uma interna, de ar, e outra externa, do fluido "ar+partículas" o qual é considerado monofásico com uma viscosidade apropriada. O método de Polhausen foi utilizado para a integração das equações de movimento na camada limite. Para as velocidades na borda da camada foram obtidos valores experimentais. O ajuste de um valor apropriado para a viscosidade do fluido "ar+partículas" na camada limite foi feito a partir das determinações experimentais do tempo de permanência.

ABSTRACT

The residence time of grain coarse particles in a cyclone of gas is investigated.

The residence time was measured in an industrial cyclone for glass spheres of approximately 1 mm. of diameter.

A mathematical modelling for the "air+particles" flow yields the residence time estimated. This proposed model involves a boundary layer of two layers: the inner one with air, and an outer one with "air+particles" fluid, which is assumed monophasic with an appropriate viscosity. The boundary layer equations are integrated across the boundary layer and are solved by using a Polhausen technique. The velocities at the outer edge of the boundary layer was measured. The viscosity in the "air+particles" boundary layer was fitted to the experimental observations of the residence time.

INDICE

	PAG.
CAPITULO I	
INTRODUÇÃO	1
CAPITULO II	
MODELOS DO ESCOAMENTO NO CICLONE	2
CAPITULO III	
TRAJETÓRIA INICIAL DAS PARTÍCULAS	31
CAPITULO IV	
DETERMINAÇÃO EXPERIMENTAL DOS TEMPOS DE PERMANÊNCIA DAS PARTÍCULAS	39
CAPITULO V	
DETERMINAÇÃO EXPERIMENTAL DA VELOCIDADE DO AR JUNTO À PAREDE DO CICLONE	55
CAPITULO VI	
MODELO MATEMÁTICO PARA A DETERMINAÇÃO DO TEMPO DE PERMANÊNCIA	68
CAPITULO VII	
COMENTÁRIOS E CONCLUSÕES	89
APÊNDICE A	
CÁLCULO DA VAZÃO DE AR NO CICLONE	91
APÊNDICE B	
CALIBRAÇÃO DO PITOT CILÍNDRICO	95
BIBLIOGRAFIA	
	98

CAPITULO I

INTRODUÇÃO

Os ciclones são os equipamentos de separação de tipo centrífugo mais utilizados para a separação de pó ou partículas de gases, ou de fluidos de baixa densidade. Suas vantagens incluem uma alta eficiência de coleta e economia.

As aplicações mais comuns são:

- .Coleta de partículas de 10 a 2.000 μ de diâmetro.
- .Classificação de partículas.

Atualmente estão começando a utilizar os ciclones como secadores, ainda em fase de pesquisa, Nebra (1),(2) e Heinze (3).

Dos trabalhos prévios realizados na área de secagem pneumática, pode-se concluir que os secadores ciclônicos se constituem numa promissora área de trabalho, tanto do ponto de vista de pesquisa propriamente dita quanto do ponto de vista de aplicação prática.

Do ponto de vista do projeto e pesquisa destes secadores, esbarra-se em uma grande dificuldade: a falta de dados e de correlações para o cálculo do tempo de permanência das partículas no ciclone e dos coeficientes de transferência de calor e massa partículas-gás. Deve-se mencionar, também, que os ciclones têm sido largamente estudados como separadores e, praticamente, não existe na literatura dados sobre os mesmos quando se utilizam partículas de granulometria grossa (500-2000 μ de diâmetro), nem sobre o tempo de permanência das mesmas, uma vez que para os separadores o interesse é a eficiência de coleta e não o tempo em que as partículas transitam pelo ciclone, o qual é um parâmetro de fundamental importância para os processos de secagem.

Esta pesquisa tem como objetivo fundamental a determinação experimental e teórica do tempo de permanência de partículas no ciclone, tendo como parâmetros o diâmetro das mesmas e as dimensões do ciclone, variando a vazão de gases e sólidos.

CAPITULO II

MODELOS DO ESCOAMENTO NO CICLONE

1. Descrição do escoamento

Para a obtenção do tempo de permanência das partículas, deve-se ter uma descrição do escoamento do gás e da trajetória das partículas.

Num separador ciclônico, o gás é introduzido tangencialmente num vaso cilíndrico-cônico e as partículas se deslocam até atingir a parede do ciclone, sendo coletadas na base do separador, enquanto o gás sai pelo extremo superior. (figura (II.1)).

O escoamento do fluido é uma espiral descendente, com um deslocamento gradual radial, em direção ao centro, até chegar a uma posição na qual o fluxo em espiral inverte sua direção axial, tornando-se uma espiral ascendente, mas com o mesmo sentido de giro, até sair pelo extremo superior do ciclone numa descarga de gases limpos, como se esquematiza na figura (II.2).

A região do escoamento central é um movimento vertical que tem um comportamento semelhante ao de um sólido rígido.

O fluido sofre uma redistribuição de sua velocidade no instante no qual é introduzido no ciclone. A componente tangencial é a predominante e se incrementa em direção ao eixo do ciclone, em quaisquer plano horizontal dado. A componente axial é descendente na parte externa ao núcleo central e ascendente dentro dele. A componente radial atua em direção ao eixo do ciclone, arrastando as partículas nessa direção. O balanço de forças entre essa força de arrasto e a força centrífuga determinará se a partícula será "perdida", saindo pela descarga de gases, no caso em que a primeira seja a maior, ou se a partícula será coletada, no caso contrário. Isto num modelo ideal, sem considerar a turbulência.

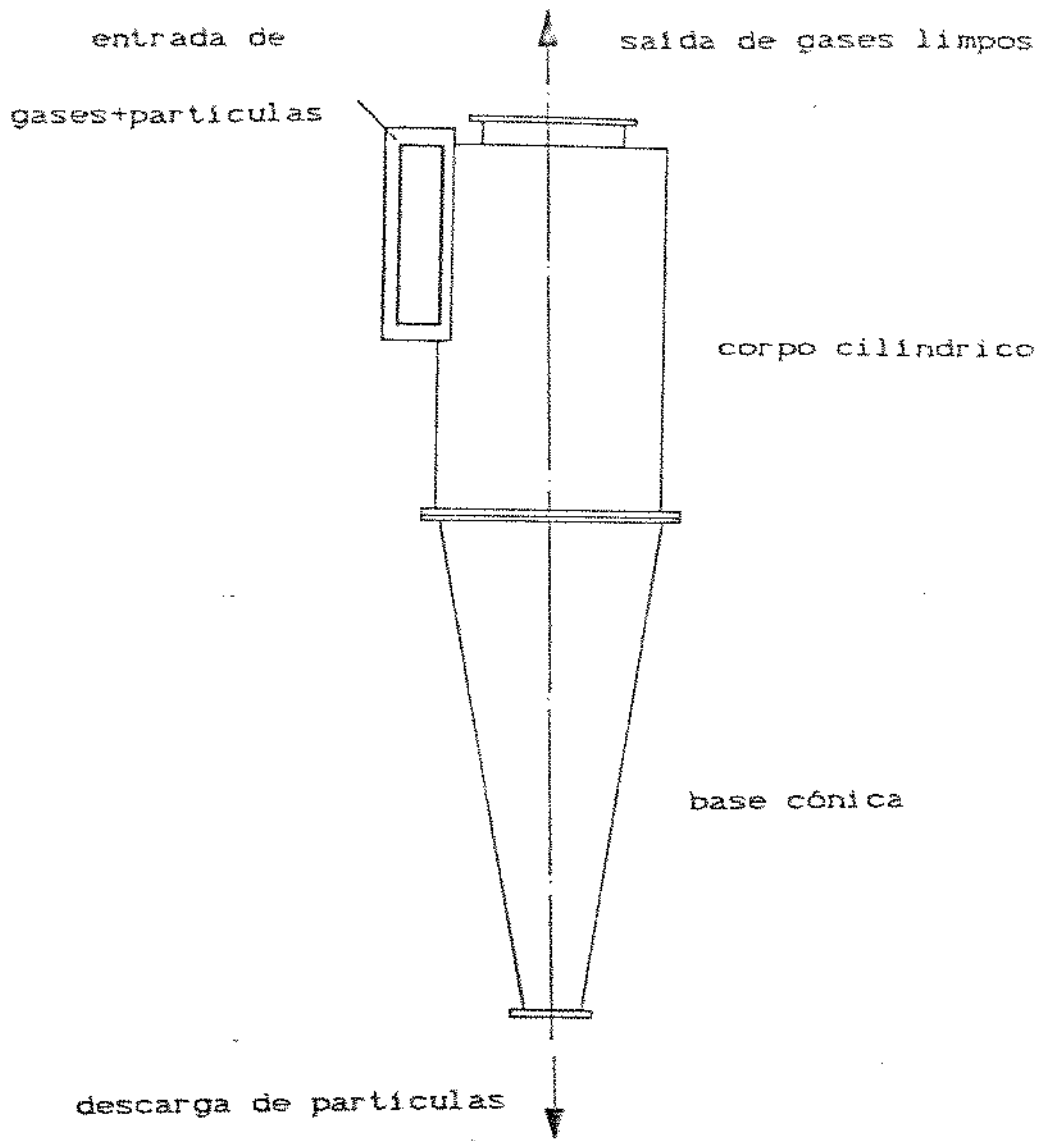


FIGURA II.1
ESQUEMA DE UM CICLONE

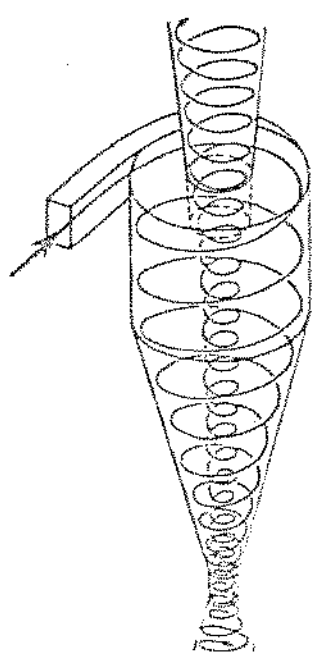


FIGURA II.2
ESCOAMENTO NUM CICLONE

2. Modelos da Literatura

Ter Linden (4) e Kelsall (5) levantaram dados experimentais do escoamento em ciclones, de gases e líquidos, respectivamente. Baseados nesses dados foram feitos alguns desenvolvimentos teóricos com modelos simplificados, mas não reproduziram os resultados experimentais.

Ter Linden (4) fez um levantamento empírico das velocidades tangencial, radial e vertical num ciclone de gás. Os resultados são mostrados nas figuras (II.3) e (II.4). Nesse trabalho, Ter Linden propõe a seguinte fórmula empírica para a velocidade tangencial:

$$V_t = \frac{V_{te}}{r} \left(\frac{D}{2} \right)^{0.52}$$

onde: V_{te} = Velocidade tangencial na parede do ciclone (admite-se escorregamento na parede).

D = diâmetro do ciclone.

r_p = raio-posição da partículas.

válida para a parte cilíndrica do ciclone.

Van Tongeren (6) fez uma descrição qualitativa do escoamento de gás em ciclones

Stairmand (7) descreve qualitativamente o escoamento do gás, concentrando-se na obtenção da eficiência. Davies (8) fez um trabalho descritivo e desenvolveu uma solução simples para a trajetória das partículas que também não reproduziu os resultados experimentais. Daniels (9) considera as partículas se movendo numa hélice expandida com 3 componentes de velocidade, solucionando as mesmas com equações diferenciais muito simplificadas, obtendo resultados diferentes das experiências.

Rietema (10) e (11) apontou, posteriormente, uma solução para a velocidade tangencial do líquido em hidrociclones.

Thompson e Strauss (12) calculam o tempo de permanência de pequenas partículas ($d \leq 10\mu$) a partir de equações simples para o escoamento do gás.

O fluxo em espiral ascendente no núcleo central não tem

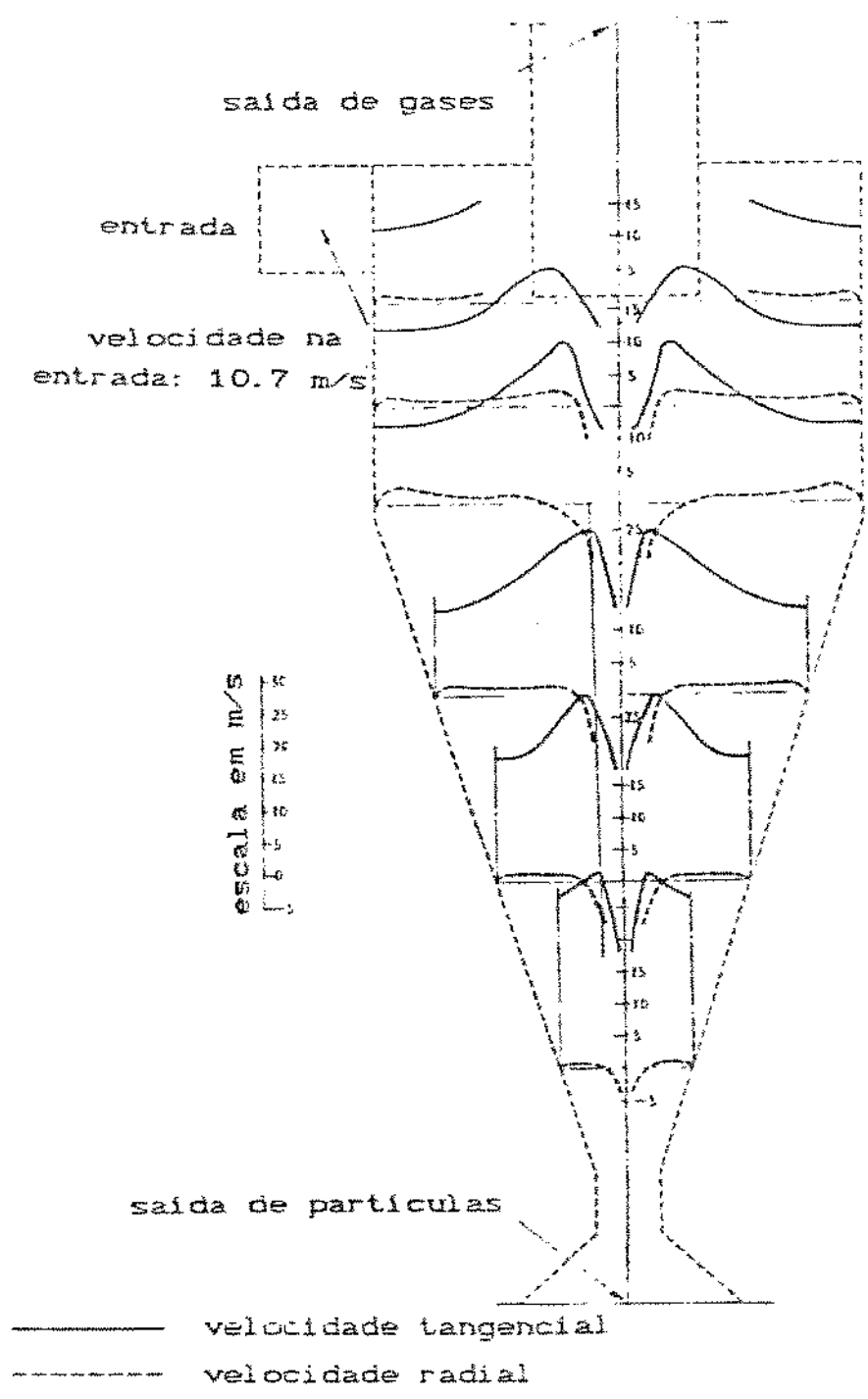


FIGURA II.3

VELOCIDADES TANGENCIAL E RADIAL EM DIFERENTES PONTOS DE UM CICLOONE

Reproduzido de (4)

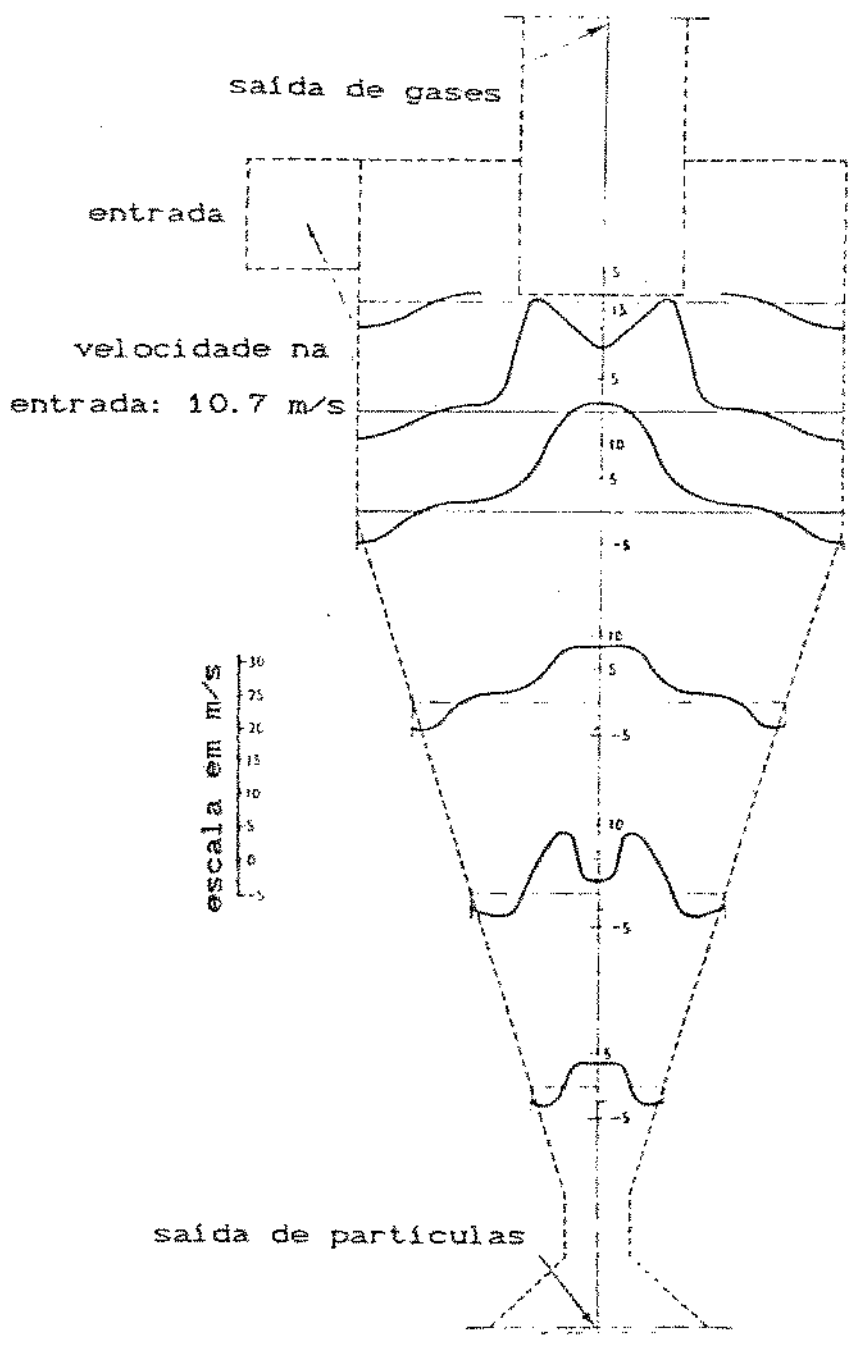


FIGURA II. 4
VELOCIDADE VERTICAL EM DIFERENTES PONTOS DE UM CICLONE

Reproduzido de (4)

importância, pois acontece depois da separação, e não foi modelado pela maioria dos autores.

O fluxo em espiral descendente foi tratado mais adequadamente por Bloor e Ingham (13) (14) e (15), que obtiveram uma solução analítica para o fluido em hidrociclones com resultados que coincidem com as determinações experimentais, bem como por Boysan, Ayers e Swithenbank (16) e (17) que desenvolveram uma solução numérica para o fluido e as partículas, adotando um modelo de escoamento turbulento para o fluido, a qual foi corroborada experimentalmente por Ayers et alli. (18). Deve ser assinalado que as características do escoamento nos ciclones têm sido pesquisadas do ponto de vista da eficiência da separação das partículas do gás, utilizando-se a metodologia de modelar o campo de velocidades dos gases e considerando-se as partículas, sem interação entre elas, sendo arrastadas até atingirem a parede, neste caso são consideradas coletadas e a análise termina.

É menor o número de trabalhos referentes ao escoamento na camada limite nas paredes do ciclone, ou no interior de cones e cilindros, sendo os primeiros desenvolvimentos apresentados por Rott e Lewellen (19) , Taylor (20) e Weber (21) para ciclones cônicos, os quais consideram que todo o escoamento na direção vertical acontece na camada limite, sendo o escoamento principal um vórtice livre. Os tratamentos mais aprimorados são os de Bloor e Ingham (22), somente para o fluido na camada limite e os de Laverack (23) e Gaunt (24) que levam em conta a concentração de partículas na camada limite.

A seguir, descreve-se os melhores modelos para o escoamento em ciclones.

2.1. Modelos para o escoamento principal

Modelo de Bloor e Ingham

No modelo de Bloor e Ingham (13) e (14), considera-se um fluxo incompressível e não turbulento .

Coordenadas esféricas polares (r, θ, λ) (figura (II.5)), são usadas com origem no vértice do cone, sendo o eixo do ciclone em $\theta = 0$ e a superfície lateral do cone em $\theta = \alpha^*$.

O esquema do ciclone é mostrado na figura (II.6).

Longe da seção cilíndrica onde o fluido é introduzido, o fluxo pode ser considerado invíscido e axialmente simétrico, pois

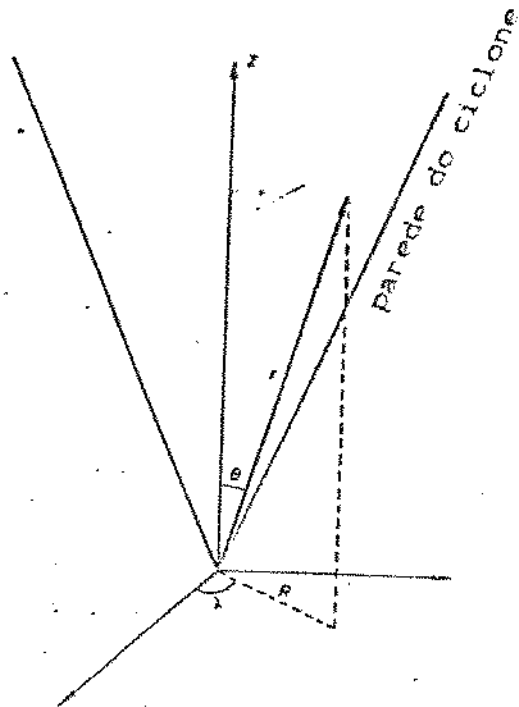


FIGURA II.5
SISTEMA DE COORDENADAS

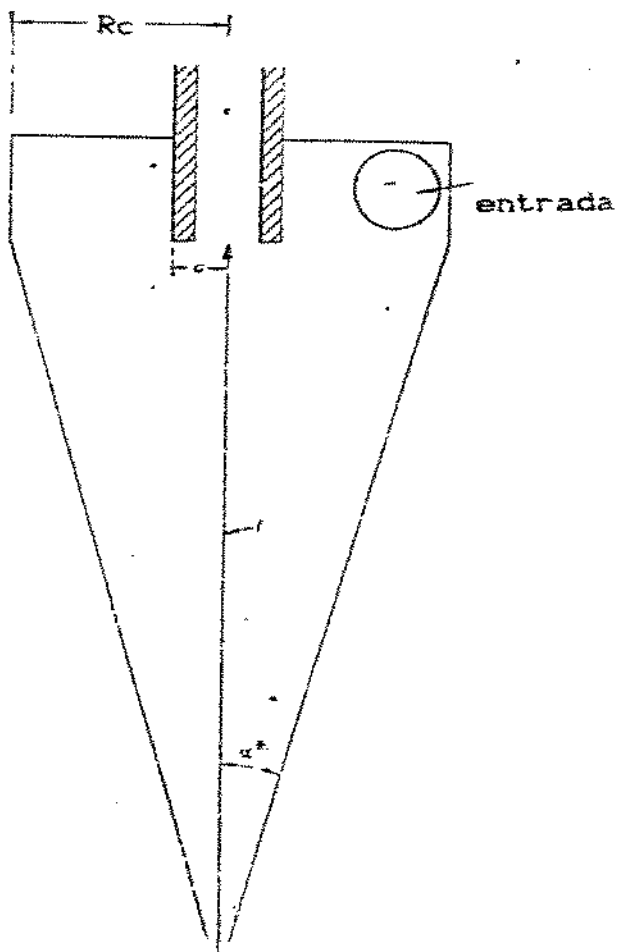


FIGURA II.6
ESQUEMA DO CICLONE
(MODELO DE BLOOR E INGHAM)

independe de λ

As equações de movimento são:

$$u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_\theta}{r} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} - \frac{u_\theta^2 + u_\lambda^2}{r} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} \quad (2.1)$$

$$u_r \frac{\partial u_\theta}{\partial r} + \frac{u_\theta}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + \frac{u_r u_\theta}{r} - \frac{u_\lambda^2 \cotg \theta}{r} = \frac{1}{\rho r} \frac{\partial p}{\partial \theta} \quad (2.2)$$

$$u_r \frac{\partial u_\lambda}{\partial r} + \frac{u_\theta}{r} \frac{\partial u_\lambda}{\partial \theta} + \frac{u_r u_\lambda}{r} + \frac{u_\theta u_\lambda \cotg \theta}{r} = 0 \quad (2.3)$$

onde u_r , u_θ e u_λ são as componentes da velocidade nas direções r , θ e λ , respectivamente. A pressão e a densidade são denotadas como p e ρ , respectivamente.

Fazendo

$$u_\lambda = \frac{A}{r \operatorname{sen} \theta} \quad (2.4)$$

onde A é uma constante. Este é simplesmente o escoamento devido a um vórtice livre sobre o eixo de simetria.

Na prática, junto as paredes do ciclone, a viscosidade é importante. Como resultado, existe uma camada limite sobre a parede. Entre o núcleo central e a camada limite, a velocidade tangencial é razoavelmente descrita pela equação (2.4).

Assim, a equação da continuidade é:

$$\frac{\partial}{\partial r} (r^2 \operatorname{sen} \theta u_r) + \frac{\partial}{\partial \theta} (r \operatorname{sen} \theta u_\theta) = 0 \quad (2.5)$$

Bloor e Ingham (13) e (14) tentam uma solução irrotacional para o escoamento, a qual não leva a resultados satisfatórios, então uma solução rotacional é desenvolvida, para α^* pequeno, obtendo-se as componentes u_r e u_θ da velocidade.

$$u_r = \frac{1}{2} B (r \theta)^{-1/2} (3 \alpha^* - 5 \theta) \quad (2.6a)$$

$$u_\theta = -\frac{3}{2} B r^{-1/2} \theta^{1/2} (\alpha^* - \theta) \quad (2.6b)$$

onde B é uma constante.

Em coordenadas polares cilíndricas (R, ϕ , Z), as componentes u_R , u_ϕ e u_Z , respectivamente, serão:

$$u_R = -B R^{3/2} / Z \quad (2.7a)$$

$$u_\phi = N / R \quad (2.7b)$$

$$u_Z = \frac{1}{2} B R^{-1/2} (3 \alpha^* - 5 R / Z) \quad (2.7c)$$

onde N é uma constante

Desprezando-se as perdas, a vazão através do ciclone pode ser utilizada para determinar a constante B. Chamando Q a vazão através do ciclone:

$$Q = 2 \pi B a^{-3/2} (\alpha^* - a / l) \quad (2.8)$$

Considerando que a velocidade tangencial u_ϕ é Q / A_1 na entrada, sendo A_1 a área de entrada, a constante N pode ser

determinada:

$$N = \alpha R c Q / A_1 \quad (2.9)$$

onde um fator α é introduzido para levar em conta as perdas.

Segundo Bloor e Ingham (13), valores normais de α são de 0,4 a 0,8 para hidrociclones. Em ciclones de gás o valor 1 poderia ser utilizado. Os autores comparam os perfis de velocidade obtidos com dados para hidrociclones, obtendo bons resultados.

Posteriormente, Bloor e Ingham (14) melhoraram este modelo, considerando turbulento somente o escoamento tangencial, pois esta componente é muito maior do que as outras. Para isto introduziram a viscosidade turbilhonar na componente tangencial e desenvolveram um modelo para a variação dessa viscosidade.

A equação de movimento na direção tangencial, em coordenadas cilíndricas, será, então:

$$\begin{aligned} \rho \frac{u_r}{R} \frac{\partial}{\partial R} (u_\phi R) &= \rho u_z \mu^* \left[\frac{\partial u_\phi}{\partial R} - \frac{u_\phi}{R} \right] \frac{\partial u_\phi}{\partial Z} + \\ &+ \frac{2 \mu^*}{R} \left[\frac{\partial u_\phi}{\partial R} - \frac{u_\phi}{R} \right] + \frac{\partial}{\partial Z} \left[\mu^* \frac{\partial u_\phi}{\partial Z} \right] \end{aligned} \quad (2.10)$$

Substituindo u_r da equação (2.7) e considerando que u_ϕ não depende de Z, a equação (2.10) ficará:

$$\begin{aligned} - \rho B \frac{R^{1/2}}{Z^2} \frac{d}{dR} (u_\phi R) &= \frac{\partial}{\partial R} \left[\mu^* \left(\frac{d u_\phi}{d R} - \frac{u_\phi}{R} \right) \right] + \\ &+ \frac{2 \mu^*}{R} \left(\frac{d u_\phi}{d R} - \frac{u_\phi}{R} \right) \end{aligned} \quad (2.11)$$

Desta equação pode se dizer que a variação de μ^* deve ser da forma

$$\mu^* = \frac{f(R)}{z^2} \tag{2.12}$$

Dai,

$$u_{\phi'} = \frac{1}{R} \frac{\gamma [4/5, 2/5 L (R/R_0)^{5/2}]}{\gamma (4/5, 2/5 L)} \tag{2.13}$$

onde

γ = função gamma incompleta

$$L = \frac{\rho B R_0^{5/2}}{\mu_L}$$

$$\mu_L = \mu^* / z^2 \text{ (viscosidade típica)}$$

$$u_{\phi\phi'} = \frac{u_{\phi}}{u_{\phi\phi}}$$

Modelo de Boysan Ayers e Swithenbank

No modelo de Boysan, Ayers e Swithenbank (16), utiliza-se coordenadas polares cilindricas(R, ϕ , Z). Considerando simetria axial, a equação de continuidade é:

$$\frac{\partial u_z}{\partial z} + \frac{1}{R} \frac{\partial (R u_r)}{\partial R} = 0 \tag{2.14}$$

As equações de momento são:

$$u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} + u_r \frac{\partial u_z}{\partial r} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{\partial \overline{u_z'^2}}{\partial z} - \frac{1}{R} \frac{\partial (R \overline{u_z' u_r'})}{\partial r} \quad (2.15)$$

$$u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_r}{\partial z} - \frac{u_\phi^2}{R} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} - \frac{\partial (u_z' u_r')}{\partial z} - \frac{1}{R} \frac{\partial (R \overline{u_r'^2})}{\partial r} + \frac{\overline{u_\phi'^2}}{R} \quad (2.16)$$

$$u_z \frac{\partial u_\phi}{\partial z} + u_r \frac{\partial u_\phi}{\partial r} + \frac{u_r u_\phi}{R} = \frac{\partial (u_z' u_\phi')}{\partial z} - \frac{1}{R} \frac{\partial (R \overline{u_r' u_\phi'})}{\partial r} - \frac{\overline{u_r' u_\phi'}}{R} \quad (2.17)$$

Aqui são levadas em consideração as componentes flutuantes das velocidades (marcadas com o superescrito linha) e, conseqüentemente, a turbulência. Estas equações podem ser resolvidas quando essas componentes são especificadas.

Baseados num modelo proposto por Erdogan, (citado em (16)) Boysan, Ayers e Swithenbank (16) obtêm os termos das pressões-esforços e solucionam numericamente as equações (2.15) (2.16) e (2.17), obtendo uma descrição do escoamento dos gases num ciclone, levando em conta a turbulência através do modelo ϵ -k.. Na referência mencionada são apresentados estes resultados na forma de gráficos das componentes de velocidade e da pressão estática do escoamento.

Boysan Ayers e Swithenbank solucionam numericamente, também, o movimento das partículas até elas atingirem as paredes do ciclone ou serem "perdidas".

Para isso, as equações de movimento de pequenas partículas são escritas num sistema referencial lagrangiano, desprezando o peso das partículas. Assim,

$$\frac{d u_{z_p}}{d t} = - F (u_{z_p} - U_z - u_z') \quad (2.18a)$$

$$\frac{d u_{R_p}}{d t} = \frac{u_{\phi_p}^2}{R} - F (u_R - u_R - u_R') \quad (2.18b)$$

$$\frac{d u_{\phi_p}}{d t} = - \frac{u_{R_p} u_{\phi_p}}{R_p} - F (u_{\phi_p} - u_{\phi} - u_{\phi}') \quad (2.18c)$$

$$F = (18 \mu / \rho_p D_p^2) (C_D Re / 24) \quad (2.19)$$

onde u_{z_p} , u_{R_p} e u_{ϕ_p} são as componentes da velocidade das partículas nas direções Z, R e ϕ , respectivamente, t é o tempo, ρ_p é a densidade das partículas e D_p é o diâmetro das mesmas. C_D é o coeficiente de arrasto e

$$Re = \rho D_p | V_p - V | / \mu \quad (2.20)$$

é o número de Reynolds relativo, F é o arrasto para diferentes Re obtido a partir da lei de Stokes.

Essas equações são complementadas pelas que descrevem a posição instantânea das partículas:

$$d Z / d t = u_{z_p} \quad (2.21a)$$

$$d R / d t = u_{Rp} \quad (2.21b)$$

$$d \phi / d t = u_{\phi p} / R_p \quad (2.21c)$$

O coeficiente de arrasto C_D é expresso como uma função do número de Reynolds relativo:

$$C_D = a_1 + a_2 / Re + a_3 / Re^2 \quad (2.22)$$

onde os coeficientes a_i são dados num trabalho de Morsi e Alexander (25).

Assim, assumindo distribuições de probabilidade Gaussianas para as componentes flutuantes das velocidades, Boysan, Ayers e Swithenbank (16) solucionam numericamente as equações (2.18) e (2.21). Calculando posteriormente a eficiência, obtém resultados razoáveis quando comparados a dados experimentais.

2.2. Modelos para a camada limite

Modelo de Bloor e Ingham para a Camada Limite

O trabalho de Bloor e Ingham (22), apresenta uma modelagem teórica da camada limite nas paredes laterais de um ciclone cônico. As equações que descrevem o campo de velocidades do escoamento central foram obtidas em trabalhos anteriores já descritos e, neste trabalho, é utilizado o método de equações integrais de Polhausen, assumindo perfis de velocidades adequados.

Neste caso foi considerado um sistema de coordenadas (s, n, λ) , sendo a coordenada s medida ao longo da geratriz do cone a partir do vértice do mesmo. A coordenada n é medida normal a s e dirigida ao centro do ciclone e a coordenada λ é azimutal, ou seja, é a rotação em torno do eixo do ciclone. O sistema de coordenadas é mostrado na figura (II.7).

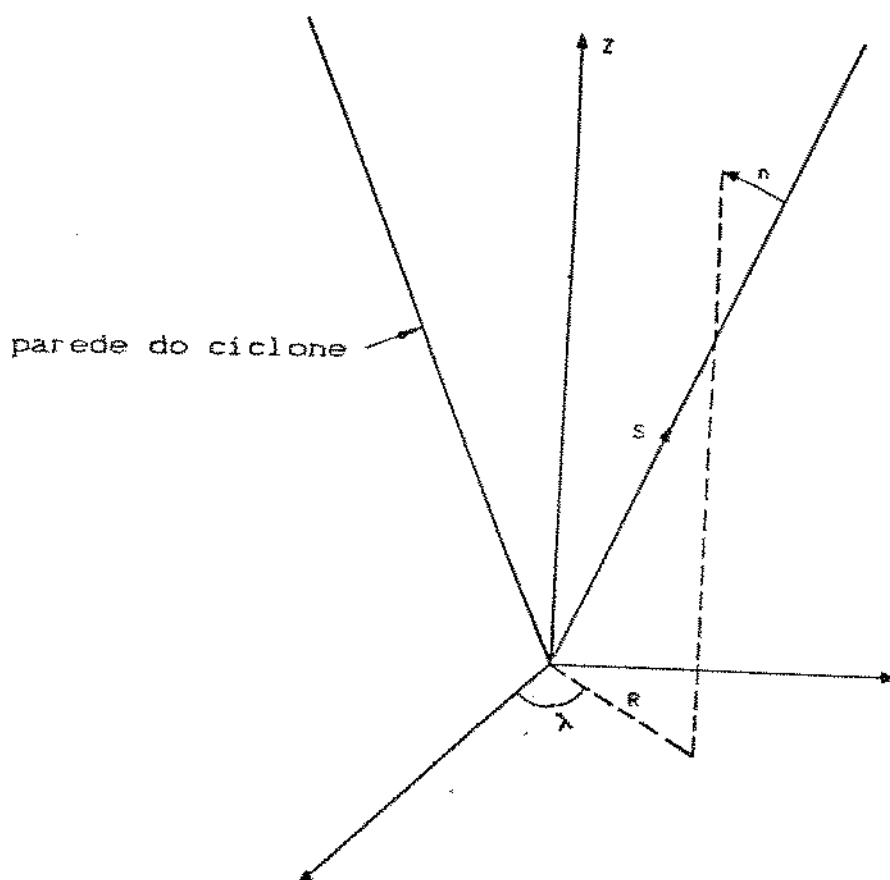


FIGURA II.7
SISTEMA DE COORDENADAS

Dos trabalhos anteriores dos autores, o fluxo na borda da camada limite é descrito pelas expressões:

$$U = U_0 \left(s / s_0 \right)^{-1/2} \quad (2.23)$$

$$V = \frac{V_0}{(R / R_0)} \frac{\gamma (4/5, 2/5L (R / R_0)^{5/2})}{\gamma (4/5, 2/5L)} \quad (2.24)$$

onde U e V são as componentes da velocidade nas direções s e azimuthal, respectivamente. O índice 0 refere-se as condições na entrada, R é a distância ao eixo do cone, e L é um parâmetro adimensional, que é essencialmente um número de Reynolds, dado por:

$$L = - \frac{\rho R_0^2 U_0}{s_0 \mu_m}$$

onde, ρ é a densidade do fluido e μ_m é uma medida da viscosidade. Além disso, $\gamma(n, x)$ é a função Gamma incompleta.

As equações de movimento na camada limite são

$$u_s \frac{\partial u_s}{\partial s} + u_n \frac{\partial u_s}{\partial n} - \frac{v^2}{s} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial s} + v \frac{\partial^2 u_s}{\partial n^2} \quad (2.25)$$

$$\frac{u_s}{s} \frac{\partial (s v)}{\partial s} + u_n \frac{\partial v}{\partial n} = v \frac{\partial^2 v}{\partial n^2} \quad (2.26)$$

$$\frac{v^2}{s} \cotg \alpha^* = \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial n} \quad (2.27)$$

Além destas equações, a equação da continuidade pode ser escrita:

$$\frac{1}{s} \frac{\partial (s u_s)}{\partial s} + \frac{\partial u_n}{\partial n} = 0 \quad (2.28)$$

As condições de contorno apropriadas são:

$$\text{Em } n = 0, \quad u_s = u_n = v = 0 \quad (2.29a)$$

$$\text{Em } n = \delta, \quad u_s = U(s), \quad v = V(s) \quad (2.29b)$$

onde δ é a espessura da camada limite e $U(s)$ e $V(s)$ são dadas pelas equações (2.23) e (2.24), com $R = s \sin \alpha^*$. Como a camada limite é admitida fina, a pressão é assumida constante através da camada.

Dai,

$$\frac{\partial P}{\partial n} = 0 \quad (\text{na camada})$$

Assumindo que fora da camada os efeitos viscosos são desprezíveis, o gradiente de pressão em s é dado por:

$$U \frac{\partial U}{\partial s} - \frac{V^2}{s} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial s} \quad (2.30)$$

Então, a equação (2.25), fica:

$$u_s \frac{\partial u_s}{\partial s} + u_n \frac{\partial u_s}{\partial n} - \frac{v^2}{s} = U \frac{dU}{ds} - \frac{V^2}{s} + \nu \frac{\partial^2 u_s}{\partial n^2} \quad (2.31)$$

As equações (2.31) e (2.26) podem agora ser integradas através da camada limite.

$$\frac{\partial}{\partial s} \int_0^{\delta(s)} s u_s^2 dn - s U^2 \frac{d\delta}{ds} + s U u_n \Big|_{n=\delta} - \int_0^{\delta(s)} v^2 dn =$$

$$= \left(s U \frac{dU}{ds} - V^2 \right) \delta - \nu s \frac{\partial u_s}{\partial n} \Big|_{n=0} \quad (2.32)$$

$$\frac{1}{s^2} \frac{\partial}{\partial s} \int_0^{\delta(s)} s^2 v u_s \, dn - V U \frac{d\delta}{ds} + V u_n \Big|_{n=\delta} =$$

$$= - \frac{v \partial v}{\partial n} \Big|_{n=0} \quad (2.33)$$

Para obter $u_n \Big|_{n=\delta}$ das equações (2.32) e (2.33), a equação da continuidade (2.28) pode ser integrada.

$$u_n \Big|_{n=\delta} = - \frac{1}{s} \frac{\partial}{\partial s} \int_0^{\delta(s)} (s u_s) \, dn + U \frac{d\delta}{ds} \quad (2.34)$$

Desta forma, as equações (2.32) e (2.33) podem ser integradas, desde que se conheça os perfis de velocidade.

Perfis de velocidade na camada limite

Fisicamente considera-se que:

- 1) a componente de velocidade u_s tem como condições de contorno zero na parede e U na borda da camada;
- 2) o efeito do movimento vorticial é produzir um gradiente de pressão que conduz o fluido pela camada limite até o vértice do cone; este é chamado de movimento secundário induzido na camada limite, a qual é bidimensional; e.
- 3) a componente azimutal da velocidade aumenta desde zero na parede até V na borda da camada.

Desta forma, os perfis de velocidade assumidos são:

$$\frac{u_s}{U} = f'(\xi) + a(s) h'(\xi) \quad (2.35)$$

$$\frac{v}{V} = g(\xi) \quad (2.35)$$

onde $\xi = n / \delta(s)$ é uma variável de similaridade, sendo f' , h' e g funções adimensionais de s .

A função $h'(\xi)$ foi introduzida para levar em conta o movimento secundário induzido e $a(s)$ determina a importância relativa do mesmo, sendo encontrado quando forem resolvidas as equações do movimento.

As formas escolhidas para $f'(\xi)$, $g(\xi)$ e $h'(\xi)$ foram:

$$f'(\xi) = 2\xi - \xi^2 \quad (2.37)$$

$$g(\xi) = 2\xi - \xi^2 \quad (2.38)$$

$$h'(\xi) = \xi(1 - \xi)^2 \quad (2.39)$$

As equações (2.37), (2.38) e (2.39) foram escolhidas para satisfazer as condições de contorno. As equações propostas são adimensionalizadas segundo os seguintes fatores de adimensionalização:

$$\delta' = \delta / (\nu s_0 / U_0)^{1/2} \quad (2.40a)$$

$$s' = s / s_0 \quad (2.40b)$$

$$v' = V / U_0 \quad (2.40c)$$

$$M = U_0 / U_0 \quad (2.40d)$$

Substituindo (2.34), (2.35), (2.36), (2.37), (2.38), (2.39) e (2.40) em (2.32) e (2.33), as mesmas se tornarão duas equações diferenciais ordinárias simultâneas de primeira ordem.

Assume-se que a camada limite começa na entrada, ou seja:

$$\text{Em } s' = 1 \quad ; \quad \delta' = 0 \quad (2.41)$$

Pelo mesmo fato:

$$\text{Em } s' = 1 \quad ; \quad a(s) = 0 \quad (2.42)$$

Com as condições iniciais (2.41) e (2.42), as equações (2.32) e (2.33) podem ser integradas numericamente. Os autores utilizaram o método de Runge-Kutta-Merson.

Os resultados deste trabalho foram graficados, sempre em forma paramétrica, com L e M como parâmetros.

Baseados num trabalho experimental de Kelsall (5), os parâmetros foram escolhidos como sendo $L = 200$ e $M = -1/4$.

Para estes valores mostra-se a distribuição de velocidade u_s / U ao longo da parede do ciclone, através da camada limite (figura (II.8)). A máxima velocidade é obtida para $\xi = 1/3$ e para $M = -1/4$.

Observa-se que o movimento secundário aumenta a velocidade, à medida que o fluido se aproxima do vértice (figura (II.9)).

Observa-se, também, uma diminuição brusca de $a(s)$, um pouco antes do vértice. Uma vez que a teoria não é válida tão perto do vértice, este resultado não deve de ser levado em conta.

A espessura da camada limite é mostrada na figura (II.10), em função da distância s / s_0 ao longo das paredes do ciclone para $M = -1/4$.

Observa-se que quando M é fixado, a espessura da camada limite é a mesma para diferentes valores de L , e diminuindo perto do vértice. No entanto, deve ser notado que a validade do modelo nesta região é duvidosa.

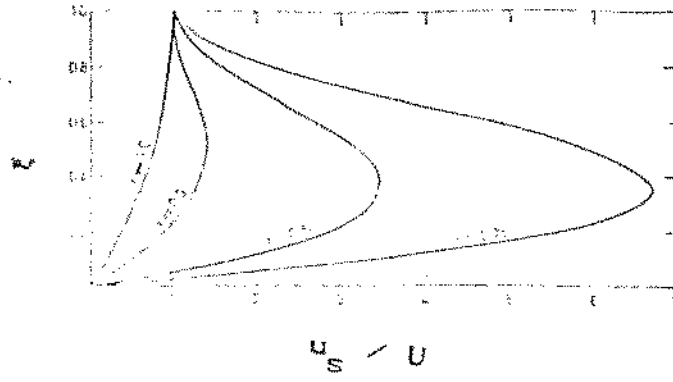


FIGURA II.8

PERFIL DA VELOCIDADE PARALELA À PAREDE EM DIFERENTES PONTOS DO CICLONE

Reproduzido de (13)

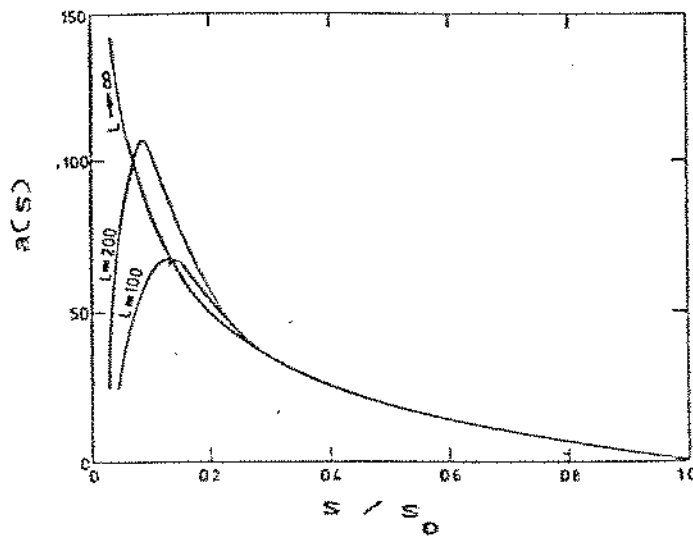


FIGURA II.9

FUNÇÃO $a(s)$ PARA $M = -1/4$ E DIFERENTES VALORES DE L

Reproduzido de (13)

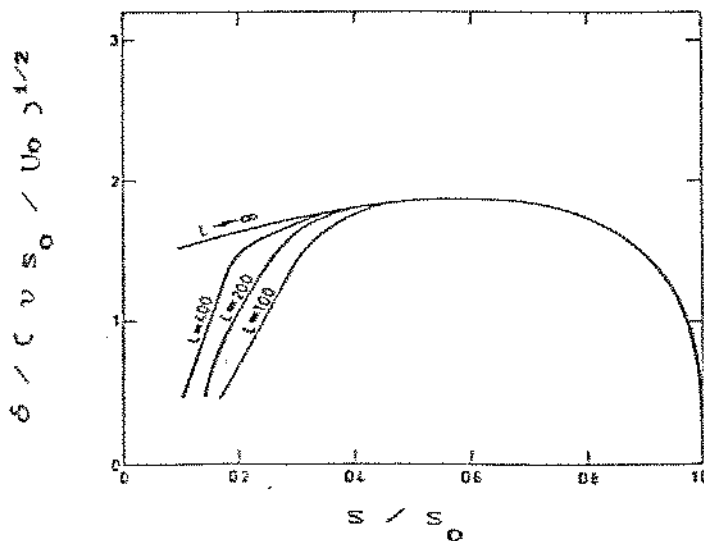


FIGURA II.10

ESPESSURA DA CAMADA LIMITE PARA $M = -1/4$ E DIFERENTES VALORES DE L

Reproduzido de (13)

Os perfis de velocidade assumidos neste modelo foram depois aprimorados por Bloor e Ingham (26), baseados nos trabalhos de Wilks (27) e Houlihan e Hornstra (28), que reportaram que não existe solução de similaridade para camadas limites em cones e obtiveram os perfis de velocidade das mesmas com o método de Weinghardt de dois parâmetros e assumindo que o perfil de velocidade tangencial não depende da variável s . Assim, os perfis propostos por Bloor e Ingham (26) são:

$$u_s / U = F(\xi, s) + \lambda_1(s) f_1(\xi) \quad (2.43)$$

$$v / V = g(\xi) \quad (2.44)$$

As condições que devem satisfazer os perfis assumidos são:

Em $n = 0$

$$v \frac{\partial^2 u_s}{\partial n^2} = \frac{v^2}{s} - U \frac{dU}{ds} \quad (2.45a)$$

$$u_s = 0 \quad (2.45b)$$

Em $n = \delta$

$$\frac{\partial u_s}{\partial n} = \frac{\partial^2 u_s}{\partial n^2} = \dots = \frac{\partial^m u_s}{\partial n^m} = 0 \quad (2.45a)$$

$$u_s = U \quad (2.45b)$$

$$\frac{\partial v}{\partial n} = \frac{\partial^2 v}{\partial n^2} = \dots = \frac{\partial^m v}{\partial n^m} = 0 \quad (2.45c)$$

$$v = V \quad (2.46d)$$

onde m deve ser escolhido igual a 8, segundo os autores citados.

Assim, o termo $F(\xi, s)$ da equação (2.43) pode ser escrito:

$$F(\xi, s) = f_0(\xi) + \lambda_2(s) f_2(\xi) \quad (2.47)$$

onde $\lambda_2(s)$ é ajustado para satisfazer a condição de contorno (2.46a) e f_0 leva em conta a fricção radial.

Resolvendo o sistema de equações com o método mencionado, Bloor e Ingham determinam os perfis de velocidade. Assim,

$$f_0 = 1 - (1 - \xi)^8 (1 + 7\xi + 28\xi^2 + 84\xi^3) \quad (2.48)$$

$$f_1 = (1 - \xi)^8 (1 + 8\xi + 36\xi^2) \quad (2.49)$$

$$f_2 = - (1 - \xi)^8 \xi^2 (1 + 8\xi) \quad (2.50)$$

$$g = f_0 \quad (2.51)$$

Bloor e Ingham (26) não introduziram posteriormente estes perfis no modelo de camada limite para ciclones.

Modelo de Laverack

Laverack (23), estendeu o modelo de Bloor e Ingham (22), para hidrociclones considerando o fluido com partículas como um escoamento monofásico de um fluido com uma viscosidade que é função da concentração de partículas.

Assim, baseado num trabalho de Every Hughes e Koch (29),

Laverack (22), postula que a viscosidade cinemática da mistura será:

$$v = v_L f(Cv) \quad (2.52)$$

$$f(Cv) = e^{w Cv} \quad (2.53)$$

onde,

Cv = concentração volumétrica das partículas

v_L = viscosidade do fluido puro (água)

w = constante empírica

Introduzindo esta consideração e utilizando os perfis de velocidade (2.43) e (2.44) desenvolvidos por Bloor e Ingham (26), Laverack (23) resolve as equações de camada limite para um ciclone cônico com o método de Polhausen, assumindo uma concentração inicial conhecida e considerando as velocidades na borda da camada obtidas por Bloor e Ingham (15), equações (2.23) e (2.24), utilizando um perfil de velocidade de Blasius como condição inicial.

Modelo de Gaunt

Baseado nos resultados de Laverack (23), Gaunt (24) postula a existência de duas subcamadas de diferentes concentrações, onde a concentração da subcamada externa é determinada pela concentração na borda da camada limite e a camada interna é formada por uma "lama" de alta concentração de partículas. Assim, este fenômeno é representado por uma função degrau com um perfil de concentrações na forma:

$$c = c_0 \quad , \quad 0 \leq n \leq \delta_L(s) \quad (2.54a)$$

$$c = c_1 \quad , \quad \delta_L(s) \leq n \leq \delta(s) \quad (2.54b)$$

onde $\delta_L(s)$ é a espessura da "lama", sendo c_0 e c_1 constantes. c_0 é concentração da "lama" e representa um empacotamento de partículas.

c_1 deveria ser uma função de s e da concentração de partículas, mais é considerada constante por simplicidade.

O método de Polhausen foi utilizado para resolver as equações integrais de momento, utilizando um perfil de Blasius como condição inicial.

As expressões de Bloor e Ingham (15) para as velocidades do escoamento principal, equações (2.23) e (2.24), foram utilizadas como condições de contorno da velocidade na borda da camada limite.

Devido à descontinuidade de concentração na interface das duas subcamadas (o que implica numa descontinuidade do valor da viscosidade neste modelo), os perfis de velocidade terão uma descontinuidade na derivada para que a tensão de cisalhamento seja contínua através da camada limite.

Os perfis de velocidade propostos por Gaunt (24) são:

$$u_s / U = u_{os} / U = F_0(\xi, s) + \lambda(s) F_1(\xi, s), \quad 0 \leq \xi \leq \varepsilon \quad (2.55a)$$

$$v / V = v_0 / V = G_0(\xi, s), \quad 0 \leq \xi \leq \varepsilon \quad (2.55b)$$

$$u_s / U = u_{1s} / U = F_2(\xi, s) + \lambda(s) F_3(\xi, s), \quad \varepsilon \leq \xi \leq 1 \quad (2.55c)$$

$$v / V = v_1 / V = G_1(\xi, s), \quad \varepsilon \leq \xi \leq 1 \quad (2.55d)$$

onde

$\xi = n / \delta(s)$ é a variável de similaridade

$\varepsilon(s) = \delta_L(s) / \delta(s)$ é a razão entre a espessura da subcamada de partículas e a espessura total da camada

O parâmetro $\lambda(s)$ mede a importância relativa de $F_1(\xi, s)$ e $F_3(\xi, s)$, as quais são introduzidas para levar em conta o escoamento radial induzido através da camada limite.

As condições de contorno para estes perfis são:

$$u_{os} = v_0 = 0, \quad n = 0 \quad (2.56a)$$

$$u_{1s} = U, \quad n = \delta(s) \quad (2.56b)$$

$$v_1 = V, \quad n = \delta(s) \quad (2.56c)$$

$$\frac{\partial u_{1s}}{\partial n} = \frac{\partial v_1}{\partial n} = 0, \quad n = \delta(s) \quad (2.56d)$$

mais as condições na interface das duas subcamadas:

$$u_{os} = u_{1s}, \quad n = \varepsilon(s) \delta(s) \quad (2.57a)$$

$$v_0 = v_1, \quad n = \varepsilon(s) \delta(s) \quad (2.57b)$$

$$v_L f(Cv) \frac{\partial u_{os}}{\partial n} = v_L \frac{\partial u_{1s}}{\partial n}, \quad n = \varepsilon(s) \delta(s) \quad (2.57c)$$

$$v_L f(Cv) \frac{\partial v_0}{\partial n} = v_L \frac{\partial v_1}{\partial n}, \quad n = \varepsilon(s) \delta(s) \quad (2.57d)$$

Aplicando as condições de contorno (2.56) e (2.57) aos perfis de velocidade, F_0 , F_1 , F_2 , F_3 , G_0 e G_1 são determinados, segundo o método de Weinghardt, como indicado em (27) e (28).

Os perfis resultantes são:

$$F_0 = f_0(\varepsilon) \xi \quad (2.58a)$$

$$F_1 = f_1(\varepsilon) \xi \quad (2.58b)$$

$$F_2 = 1 - (1 - \xi)^2 [f_2(\varepsilon) + (\xi - \varepsilon)] \quad (2.58c)$$

$$F_3 = (1 - \xi)^2 [f_3(\varepsilon) + (\xi - \varepsilon)] \quad (2.58d)$$

$$G_0 = F_0 \quad (2.58e)$$

$$G_1 = F_2 \quad (2.58f)$$

onde

$$f_0 = \frac{2 - (1 - \varepsilon)^2}{2\varepsilon + f(Cv)(1 - \varepsilon)} \quad (2.59a)$$

$$f_1 = \frac{(1 - \varepsilon)^3}{2\varepsilon + f(Cv)(1 - \varepsilon)} \quad (2.59b)$$

$$f_2 = \frac{f(Cv) + \varepsilon(1 - \varepsilon)^2}{(2\varepsilon + f(Cv))(1 - \varepsilon)(1 - \varepsilon)} \quad (2.59c)$$

$$f_3 = \frac{\varepsilon(1 - \varepsilon)}{2\varepsilon + f(Cv)(1 - \varepsilon)} \quad (2.59d)$$

As equações integrais da camada limite são complementadas pela equação da conservação da massa na mesma:

$$\frac{\partial}{\partial s} \int_0^{\varepsilon(s)} s u_0(s, n) dn = 0 \quad (2.60)$$

Gaunt (24) considera também o caso em que partículas

são introduzidas na camada limite, igualando a equação (2.60) a um termo obtido por Bloor e Ingham (13) e (14), que leva em conta a introdução de partículas na camada limite.

Este modelo foi resolvido para partículas pequenas ($d \leq 20 \mu$). Os resultados obtidos para a espessura das subcamadas limite e os perfis de velocidade nas mesmas são mostrados nas figuras (II.11) e (II.12)

Deve notar-se que este é um modelo teórico, sem verificação experimental, para altas concentrações de partículas pequenas e que supõe conhecidas e fixas as concentrações das 2 subcamadas limites. Este modelo considera também o escoamento principal não perturbado pela presença de partículas e ciclone de geometria cônica, sem parte cilíndrica.

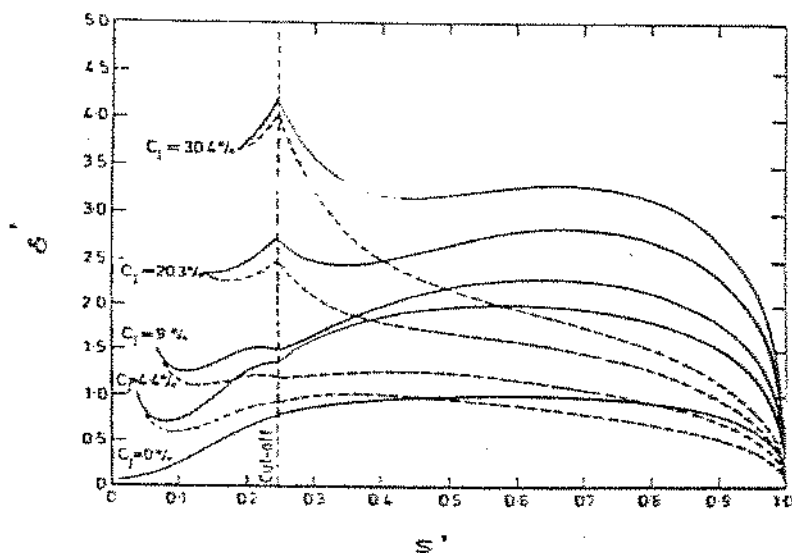


FIGURA II.11

ESPESSURA DA CAMADA LIMITE E DA SUBCAMADA DE "LAMA" PARA DIFERENTES CONCENTRAÇÕES INICIAIS

———— espessura da camada limite
 - - - - - espessura da subcamada de "lama"

Reproduzido de (24)

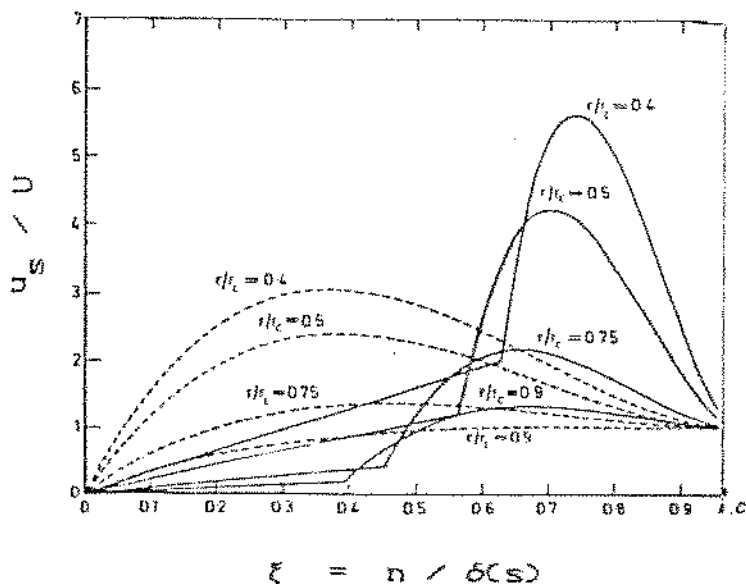


FIGURA II.12
 PERFIS DA VELOCIDADE PARALELA À PAREDE EM DIFERENTES PONTOS DO
 CICLONE

- com partículas
- sem partículas

Reproduzido de (24)

CAPITULO III

TRAJETÓRIA INICIAL DAS PARTICULAS .

A trajetória das partículas no ciclone pode ser dividida em duas etapas claramente diferenciadas: uma etapa inicial em que a partícula é arrastada pelo fluido "flutuando" imersa no mesmo; e uma segunda etapa, que começa quando ela atinge a parede e continua a descer aderida à mesma. O equacionamento de cada uma destas etapas é completamente diferente, as equações supondo partículas livres arrastadas pelo fluido (13,14,15,16,17), que dão bons resultados na primeira etapa não descrevem adequadamente a segunda.

Neste capítulo será modelada a primeira etapa da trajetória das partículas e a segunda no capítulo VI que, para as condições experimentais testadas, é a mais importante, como será observado.

As equações de movimento de pequenas partículas num sistema referencial Lagrangiano em coordenadas polares cilíndricas, sem considerar componentes turbulentos na velocidade do escoamento, são:

$$\frac{d u_{z_p}}{d t} = - F (u_{z_p} - u_z) \quad (3.1a)$$

$$\frac{d u_{r_p}}{d t} = - \frac{u_{\phi_p}^2}{R_p} - F (u_{r_p} - u_r) \quad (3.1b)$$

$$\frac{d u_{\phi_p}}{d t} = - \frac{u_{r_p} u_{\phi_p}}{R_p} - F (u_{\phi_p} - u_{\phi}) \quad (3.1c)$$

$$F = (18 \mu / \rho_p D_p^2) (C_D Re / 24) \quad (3.2)$$

onde u_{z_p} , u_{r_p} e u_{ϕ_p} são as componentes da velocidade da

partícula nas direções Z, R e ϕ , respectivamente, t é o tempo, ρ_p é a densidade da partícula, D_p é o diâmetro, C_D é o coeficiente de arrasto e

$$Re = \rho D_p |V_p - V| / \mu \quad (3.3)$$

é o número de Reynolds relativo. F é o arrasto para diferentes Re obtido a partir da lei de Stokes.

As que descrevem a posição instantânea da partícula são:

$$dZ / dt = u_{Zp} \quad (3.4a)$$

$$dR / dt = u_{Rp} \quad (3.4b)$$

O escoamento é considerado simétrico em torno do eixo Z.

O coeficiente de arrasto C_D em (3.2) foi expresso como uma função do número de Reynolds relativo:

$$C_D = a_1 + a_2 / Re + a_3 / Re^2 \quad (3.5)$$

onde os coeficientes a_i foram adotados do trabalho de Morsi e Alexander (25).

Para o escoamento do gás foi adotado um modelo baseado nos resultados experimentais de ter Linden (4), dado que é a mais completa referência existente, ainda que sejam resultados para escoamento de gás sem poartículas. (Não existem levantamentos experimentais do campo de velocidades do gás com partículas). A velocidade radial foi desprezada dado que é de uma ordem de grandeza menor que as outras.

A velocidade tangencial foi considerada como a correspondente a um vórtice livre modificado:

$$u_{\phi} = N / (R)^{1/2} \quad (3.6)$$

onde, R = posição da partícula

N = constante

A constante N é calculada com a vazão de ar Q :

$$Q = \int_A V dA \quad (3.7)$$

Considerando que todo o ar entra só com velocidade tangencial e que

$$dA = L dR \quad (\text{ver figura (III.1)})$$

substituindo V e dA em (3.7) :

$$Q = \int_{R_1}^{R_2} N / (R)^{1/2} L dR \quad (3.8)$$

e:

$$N = \frac{Q}{2L [(R_2)^{1/2} - (R_1)^{1/2}]} \quad (3.9)$$

Para a velocidade vertical foram aproximados os perfis experimentais de Ter Linden (4) a retas para a parte cilíndrica, dado que esse autor apresenta os resultados graficamente, sem valores numéricos e o que importa obter no presente trabalho é a ordem de grandeza dos resultados:

$$u_z = aR + b \quad (3.10)$$

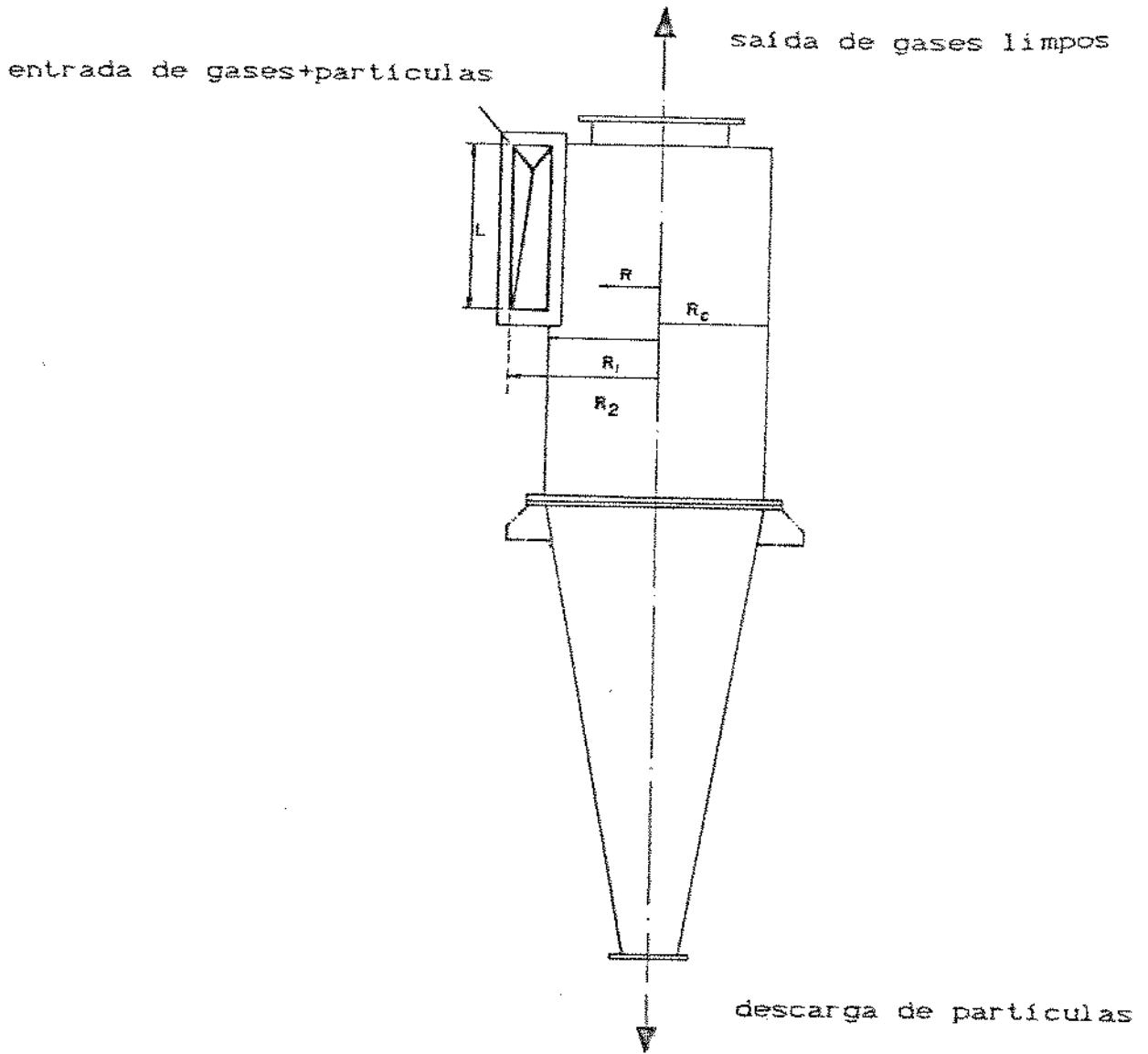


FIGURA III.1
ESQUEMA DO CICLONE

com as condições de contorno:

$$\text{Em } R = R_c \quad ; \quad u_z = u_{z0} \quad (3.11a)$$

(Admite-se escorregamento na parede)

$$\text{Em } R = 2/3 R_c \quad ; \quad u_z = 0 \quad (3.11b)$$

Dai,

$$u_z = \frac{3 u_{z0} R}{R_c} - 2 u_{z0} \quad (3.12)$$

Analisando perfis de velocidade medidos por diversos autores (4),(5) foi adotado:

$$u_{z0} = 0.25 u_{\phi 0}$$

Com as equações (3.1) e (3.4) foi desenvolvido um programa de computador com o método de resolução de Runge-Kutta, para 5 equações diferenciais de primeira ordem acopladas.

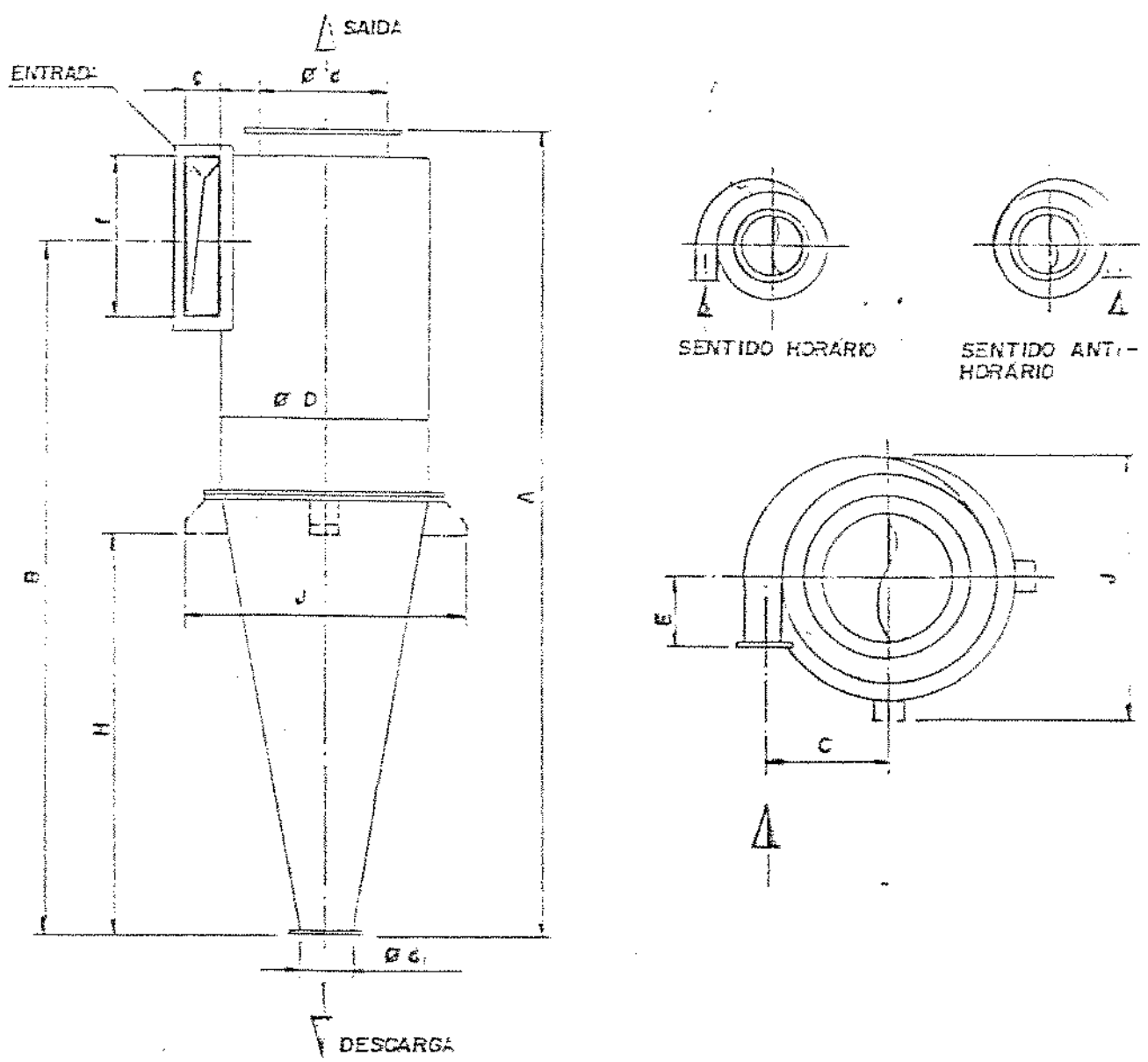
O programa foi alimentado com os seguintes dados:

- diâmetro da partícula (D_p)
- vazão de ar (Q)
- densidade da partícula (ρ)
- posição inicial da partícula em R (R_0)

Trabalhou-se com uma varredura de posições iniciais, com diâmetros de 0.05-10 mm, densidades de 500-3000 kg/m³ e vazões de 0.050-0.300 m³/s. Estes valores foram escolhidos por corresponder à faixa de valores de interesse incluindo as utilizadas experimentalmente, além de ser típicos deste tipo de sistema. Para o cálculo consideraram-se as dimensões do ciclone mostrado na figura (III.2) (doado pela empresa Bernauer).

Obteve-se como saída:

- posição final da partícula em Z adimensionalizada (Z_p)



mm	A	E	C	D	c	ϕ_1	E	f	g	H	J
D/15	1502	1277	185	315	160	90	90	250	56	760	545

FIGURA III.2
 DIMENSÕES (MM) DO CICLONE UTILIZADO PARA O CÁLCULO DA TRAJETÓRIA INICIAL DAS PARTÍCULAS

$$Z_p = Z / B$$

- tempo de permanência (τ)

Em nenhum caso, o tempo de permanência nesta etapa chegou a mais de 1/10 de segundo, para toda a faixa de valores estudada, obtendo-se os maiores tempos para as partículas menores, com posição inicial mais perto do centro do ciclone e com vazões de ar de entrada menores, como era de se esperar.

Em nenhum caso, a posição final da partícula em Z foi maior que 2 % do comprimento total do ciclone, sendo sempre coletadas no começo da região cilíndrica.

Alguns resultados são mostrados na tabela (III.1).

Segundo o trabalho de Boysan, Weber e Swithenbank (30), as trajetórias das partículas até atingir as paredes do ciclone são curtas. Esse trabalho descreve a trajetória das partículas corroborando o resultado encontrado.

A modelagem desta primeira etapa é muito importante numa análise de eficiência de separação. Como o objetivo fundamental deste trabalho é a análise do tempo de permanência total das partículas, e havendo comprovado que, para a faixa de tamanhos e de vazões de ar de interesse, o tempo empregado nesta primeira etapa é muito pequeno em relação ao total, decidiu-se desprezá-lo na modelagem posterior. Fazendo a ressalva, no entanto, que para outras faixas de granulometrias menores, deve ser levado em conta.

TABELA III.1
Trajetória inicial das partículas no ciclone

ρ (Kg/m ³)	Q (m ³ /s)	Dp (mm)	Ro/Rc	Zp	τ (s)
500	0.070	0.1	0.7	0.983	0.040
500	0.070	0.1	0.9	0.987	0.018
500	0.070	10	0.7	0.982	0.022
500	0.070	10	0.9	0.989	0.013
500	0.280	0.1	0.7	0.985	0.009
500	0.280	0.1	0.9	0.988	0.004
500	0.280	10	0.7	0.983	0.005
500	0.280	10	0.9	0.989	0.003
3000	0.070	0.1	0.7	0.985	0.025
3000	0.070	0.1	0.9	0.989	0.014
3000	0.070	10	0.7	0.982	0.022
3000	0.070	10	0.9	0.989	0.013
3000	0.280	0.1	0.7	0.985	0.006
3000	0.280	0.1	0.9	0.989	0.003
3000	0.280	10	0.7	0.982	0.005
3000	0.280	10	0.9	0.989	0.003

CAPITULO IV

DETERMINAÇÃO EXPERIMENTAL DOS TEMPOS DE PERMANÊNCIA DAS PARTICULAS.

1. Montagem Experimental

Um esquema da montagem realizada encontra-se na figura (IV.1), onde também estão indicados os componentes do sistema, assim como as dimensões em milímetros.

A seguir indicam-se as características de cada um dos componentes do sistema.

1.1. Componentes

Dentre os ventiladores disponíveis no Departamento de Energia, foi escolhido o que tinha maior capacidade em termos de sobrepressão, 533mm de c.a., vazão $10,5 \text{ m}^3 / \text{min}$, com um motor de 3HP.

A tubulação foi feita com tubos de PVC de 4 polegadas de diâmetro.

A moega foi construída na oficina do Departamento de Energia, com chapa galvanizada nº20 (2mm de espessura), em forma cilindro-cônica; na estrutura de suporte utilizou-se cantoneiras em L de $1,5" \times 3/16"$.

A moega é ligada ao alimentador por um tubo de aço de 1 polegada provido de uma válvula tipo esfera.

O alimentador é uma peça construída também na oficina do Departamento de Energia, com chapa galvanizada nº 20; esta peça também fazia a conexão do tubo de PVC de 4 polegadas com a entrada retangular do ciclone. Foi feito um leve estrangulamento na entrada das partículas, como é clássico, para forçar um melhor escoamento dos sólidos. (Figura (IV.2)).

Foi utilizado um ciclone fabricado pela empresa Bernauer S.A., tipo 20/16. Suas dimensões estão indicadas na figura (IV.3) em milímetros.

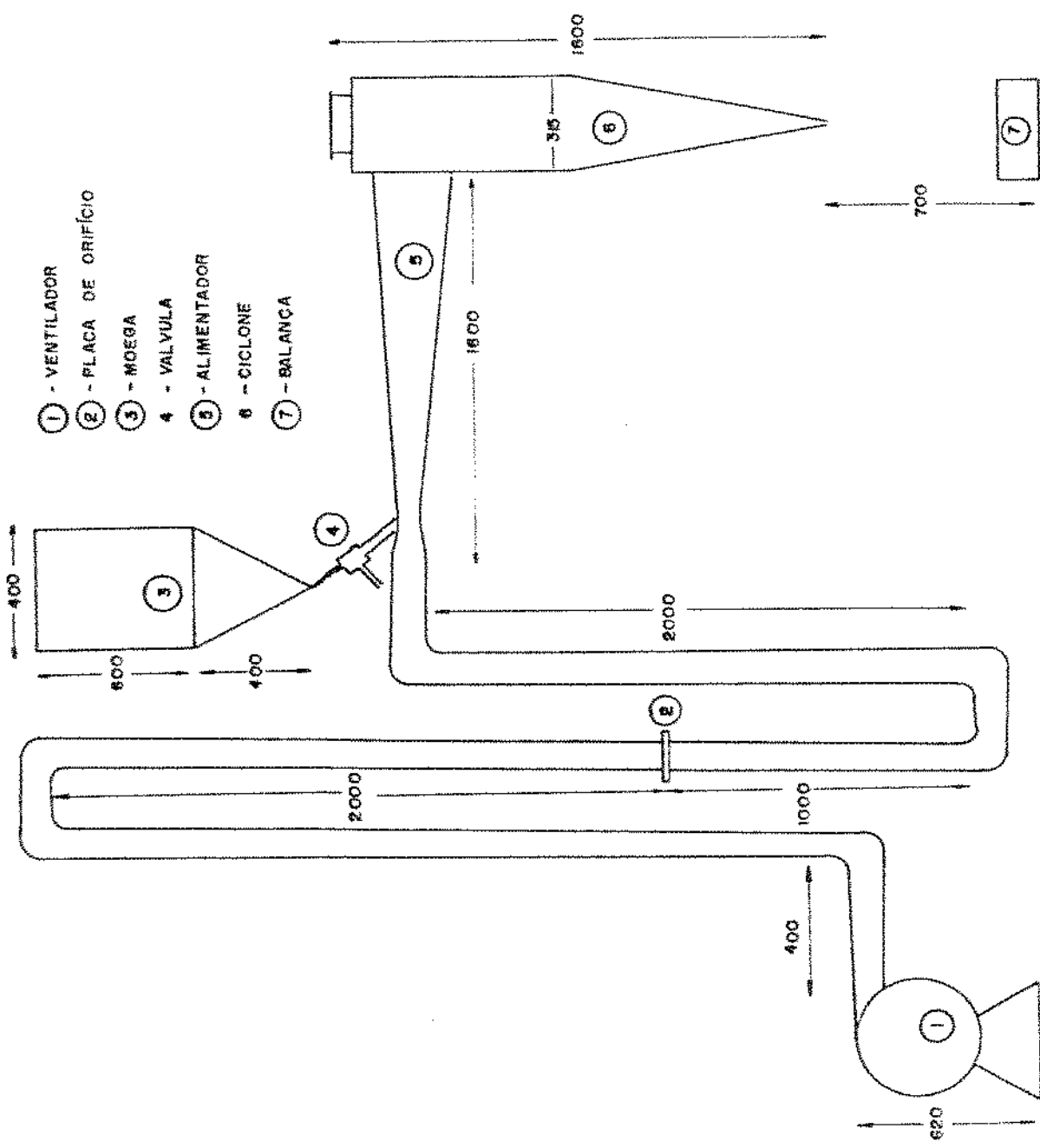


FIGURA IV.1
ESQUEMA E DIMENSIONAMENTO DA MONTAGEM

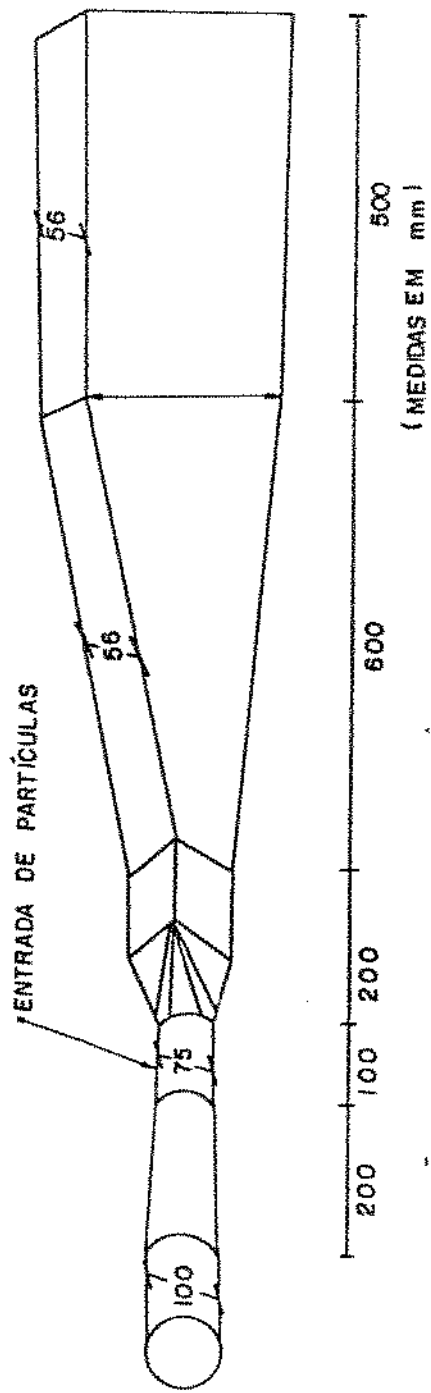
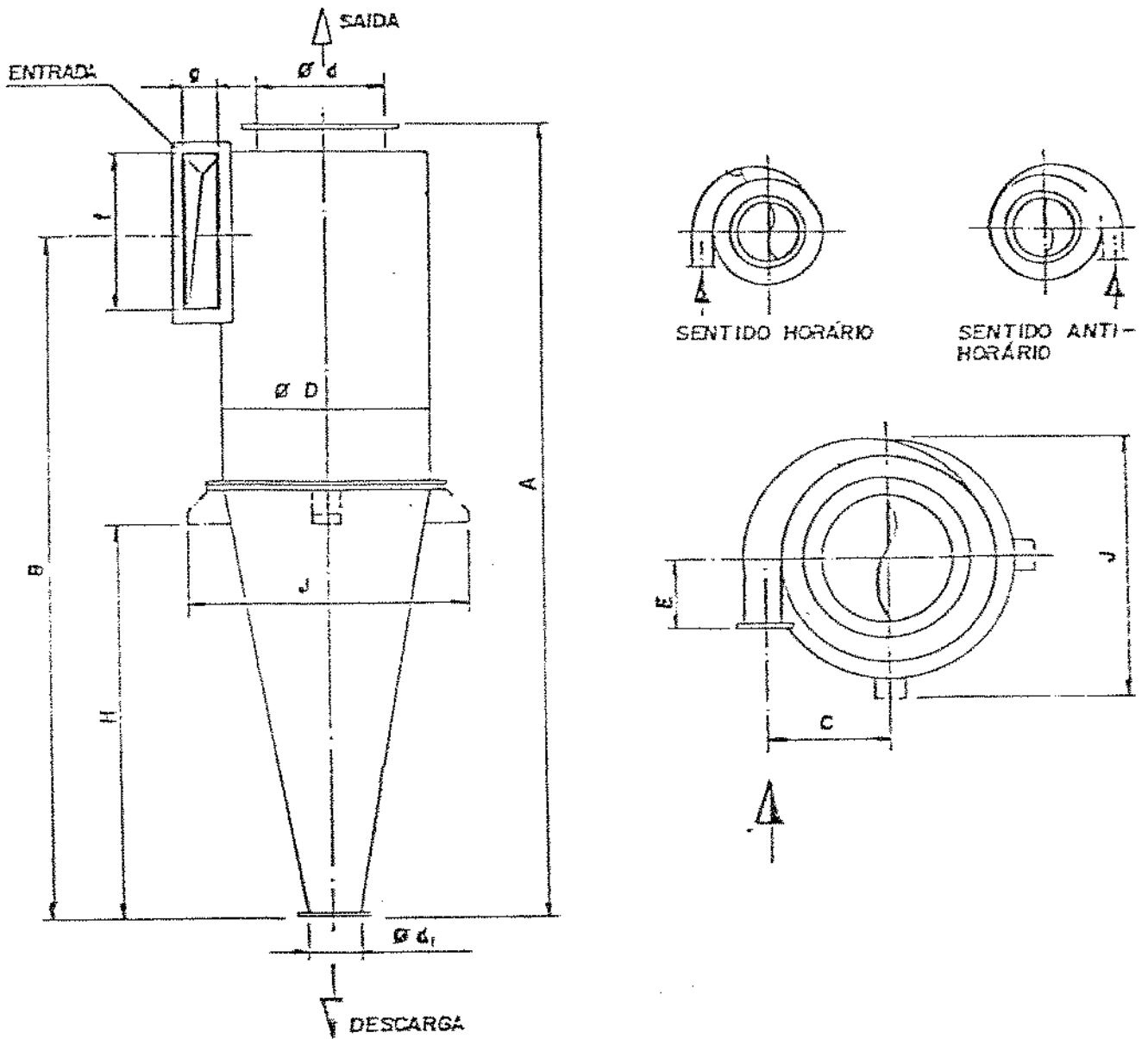


FIGURA IV.2
DIMENSÕES DO ALIMENTADOR DE PARTÍCULAS



Tamanho (mm)	A	B	C	D	d	d ₁	E	f	g	H	J
20/16	1502	1277	186	315	160	90	90	250	56	760	545

FIGURA IV.3
DIMENSÕES CMMD DO CICLONE UTILIZADO

1.2. Instrumentos de Medição

O medidor de vazão de placa-orifício foi também construído na oficina do Departamento de Energia, com as características:

$$D_1 = 4 \text{ pol.}$$

$$; \quad \beta = (D_2 / D_1) = 0.75$$

$$D_2 = 3 \text{ pol.}$$

Tomadas de pressão $1 D_1$ antes e $1/2 D_1$ depois. Uma única tomada em cada ponto.

Na medição da diferença de pressões foi utilizado um manômetro de poço de tubo inclinado, com capacidade de 6 polegadas de c.a. e menor divisão 0,1 polegada de c.a..

Para determinar a temperatura do ar, pouco antes da sua entrada na placa-orifício foi utilizado um termopar tipo K com um termômetro digital e uma chave seletora multiponto.

Foram utilizadas duas balanças de diferentes capacidades. Uma, com capacidade de 80 kg e menor divisão 0,1 kg e outra com capacidade de 5 kg e menor divisão 0,1 g.

Para medir o tempo foi utilizado um cronômetro com menor divisão 0,2 s.

Foi utilizado um sistema vibratório de peneiras, marca Produtest/Granutest.

Os tipos de peneiras disponíveis foram, segundo a classificação da ABNT: 400, 170, 140, 120, 100, 80, 70, 60, 50, 45, 40, 35, 25, 20, 18, 16, 14, 12, 10.

Foi utilizado um psicrômetro do tipo de dois termômetros, bulbo seco e bulbo úmido, com ventoinha. Menor divisão dos termômetros: 0,2 °C.

Foi utilizado um barômetro do tipo aneróide com correção por temperatura. Menor divisão 0,5 mbar.

1.3. Material para testes

Foram utilizadas somente esferas de vidro.

2. Metodologia

2.1. Tempo de Permanência das Partículas

A determinação foi realizada segundo a técnica indicada em (31) e também utilizada em (32), que consiste em medir a vazão de sólidos que atravessam o ciclone e, depois de interromper simultaneamente a alimentação de sólidos e de gás, recolher separadamente e medir a massa dos sólidos remanescentes no ciclone. O quociente de ambas as quantidades determina o tempo de permanência:

$$\bar{\tau} = \frac{m_r}{\dot{m}_s} \quad (4.1)$$

onde

- $\bar{\tau}$ = tempo de permanência
- m_r = massa das partículas remanescentes no ciclone
- \dot{m}_s = vazão mássica de sólidos

Como a alimentação de partículas não correspondia a um único tamanho, foi feita análise de peneira da alimentação de sólidos m e dos sólidos recolhidos, m_r . Com esta análise pode-se determinar o tempo de permanência de cada tamanho de partícula:

$$\tau_i = \frac{Y_i m_r}{X_i \dot{m}_s} \quad (4.2)$$

onde

- τ_i = tempo de permanência de cada tamanho de partículas no conjunto
- Y_i = fração de partículas de um certo diâmetro na massa de sólidos remanescentes no sistema
- X_i = fração de partículas de um certo diâmetro na alimentação de sólidos

Assim, o tempo médio de (4.1) também pode ser obtido como:

$$\bar{\tau} = \sum x_i \tau_i \quad (4.3)$$

O tempo de permanência das partículas depende da vazão de ar, da vazão de sólidos e do diâmetro das partículas, além da geometria do ciclone. A vazão de ar e as dimensões do ciclone, por sua vez, determinam a queda de pressão neste.

Com o objetivo de pesquisar esta dependência, foram efetuadas uma série de testes, em cada uma das quais foi medido.

- vazão de ar; (Q)
- velocidade de ar na entrada do ciclone (Vo).
Vo = Q / f g (ver figura IV.3);
- vazão de sólidos; (\dot{m})
- massa de sólidos remanescentes no sistema; (m_r)
- distribuição de diâmetros das partículas na alimentação; (x_i)
- distribuição de diâmetros das partículas remanescentes; (y_i)
- condição do ar: pressão barométrica, temperatura e umidade; (P_{atm}), (T) e (w) respectivamente.

2.2. Vazão de Ar

Foi medida na placa orifício, determinando ΔP no manômetro. (Ver apêndice A).

2.3. Vazão de Sólidos

Foi determinada em cada teste coletando-se os sólidos durante um certo tempo cronometrado na saída do ciclone e pesando-as na balança maior.

Dado que as partículas utilizadas podem ser consideradas "grandes", desprezou-se as perdas na parte superior do ciclone, com certeza, inferiores a 0,1 %, nesta faixa de tamanhos. Por este motivo, no presente tratamento considera-se a vazão de

sólidos na alimentação igual à que é recolhida na saída do ciclone.

2.4. Massa de Sólidos Remanescentes

Foi obtida recolhendo-se os sólidos no mesmo instante em que era simultaneamente cortada a alimentação e desligado o ventilador, pesando-os na balança menor.

2.5. Distribuição do Diâmetro de Partículas

Foi obtida pelo método clássico de peneiras no vibrador. Peneirou-se durante 20 minutos com os tamanhos de malha ABNT 12, 14, 16, 18, 20.

Para cada faixa de tamanhos não ficava nenhuma partícula na peneira superior (ABNT 12 nem na inferior (ABNT 20), o que permitiu uma determinação acurada dos diâmetros. No caso dos sólidos remanescentes, como as quantidades eram pequenas foi possível peneirá-las completas de uma só vez. No caso da alimentação, testou-se dois métodos: peneiramento de um grande número de amostras que foi comparado com uma análise feita sobre duas amostras obtidas quarteando sucessivas vezes. Este quarteio foi feito passando todo o material por um funil, dividindo-se a pirâmide obtida em quatro partes iguais tomando-se duas destas partes em diagonal, isso repetido sucessivas vezes até se obter uma amostra adequada (m_i) para o sistema de peneiras, a qual correspondia uma fração mássica X_i .

Comparando-se os resultados obtidos com os dois métodos, chegou-se à conclusão que é mais recomendável o segundo, já que no caso do primeiro só se obtém um valor médio seguro depois de um grande número de medições, pois a dispersão dos valores obtidos é grande. Os dados consignados correspondem ao segundo método.

Adotou-se a média geométrica para a obtenção do diâmetro de cada grupo de partículas:

$$D_{p_i} = \sqrt{e_1 e_2} \quad (4.4)$$

onde

e_1 e e_2 são as aberturas de duas peneiras contíguas e D_{pi} é o diâmetro médio de cada grupo de partículas

O diâmetro médio total $\overline{D_p}$ foi calculado segundo (33):

$$\overline{D_p} = \sqrt[3]{\frac{\sum X_i}{\sum (X_i / D_{pi}^3)}} \quad (4.5)$$

3. Resultados

3.1. Análise de Peneira do Material de Alimentação

Os resultados estão consignados na Tabela IV.1.

TABELA IV.1
Análise de peneira do material de alimentação

malha ABNT	abertura (mm)	D_{pi} (mm)	Ensaio 1		Ensaio 2	
			m_i (g)	X_i	m_i (g)	X_i
12	1.68	--	0.0	0.000	0.0	0.000
14	1.41	1.54	169.6	0.400	190.8	0.437
16	1.19	1.30	169.1	0.398	170.3	0.389
18	1.00	1.09	85.8	0.202	76.3	0.174
20	0.84	0.92	0.0	0.000	0.0	0.000

O $\overline{D_p}$ obtido pela equação (4.5) foi de 1.32 mm.

3.2. Determinação do Tempo de Permanência das Partículas

Na tabela IV.2 foram consignados os dados necessários à determinação do tempo de permanência das partículas, tanto o médio, quanto o referente a cada tamanho.

A concentração mássica C_M de partículas foi calculada

TABELA IV.2
Dados necessários para a determinação do tempo de permanência

Índice	ρ [mg/s]	ρ_0 [mg/s]	m_5 [g]	t [seg]	m_s [g/s]	Q_0	m_7	m_1	m_2	m_3	γ_1	γ_2	γ_3	t_1	t_2	t_3	t medio [s]
1	0,1615	11,50	12700	316	40,190	1,01E-04	197,7	89,1	45,0	65,6	0,446	0,225	0,328	5,30	2,84	5,69	4,97
2	0,1610	11,50	12550	296	42,399	1,07E-04	188,0	70,4	60,7	56,9	0,374	0,323	0,303	3,97	3,63	7,14	4,43
3	0,1601	11,40	8900	1066	8,349	2,12E-05	108,2	35,2	43,6	29,4	0,325	0,403	0,272	10,07	13,25	12,73	12,76
4	0,1601	11,40	13650	1127	12,113	2,08E-05	134,3	46,7	56,7	30,9	0,348	0,423	0,330	9,22	11,88	13,57	11,07
5	0,1626	11,40	13250	502	26,594	6,73E-05	173,1	61,6	79,2	32,3	0,356	0,458	0,187	5,54	7,56	6,46	6,51
6	0,1605	11,40	13850	524	25,936	6,57E-05	186,2	74,9	71,5	39,8	0,402	0,384	0,214	6,91	7,00	8,16	7,18
7	0,1321	9,43	12350	316	39,715	1,22E-04	186,0	73,9	62,0	50,1	0,377	0,333	0,269	4,45	3,76	6,71	4,68
8	0,1321	9,43	12700	315	46,032	1,42E-04	201,2	65,8	101,3	34,1	0,327	0,503	0,169	3,42	5,39	3,94	4,37
9	0,1318	9,26	10550	1037	10,174	3,14E-05	117,9	35,3	59,4	23,2	0,279	0,504	0,197	8,30	14,82	12,13	11,59
10	0,1318	9,43	13600	1126	11,972	3,69E-05	124,3	41,1	53,0	30,2	0,331	0,426	0,243	8,21	11,24	13,42	10,75
11	0,1318	9,43	14900	588	25,340	7,81E-05	173,1	51,2	98,8	23,1	0,296	0,371	0,133	4,83	9,90	4,85	6,87
12	0,1323	9,43	13000	470	27,660	8,50E-05	152,1	51,9	78,4	21,8	0,341	0,315	0,143	4,45	7,19	4,19	5,70
13	0,1507	10,70	12100	350	37,429	1,01E-04	225,0	69,4	122,9	32,7	0,308	0,546	0,145	4,44	8,33	4,65	6,01
14	0,1505	10,70	12600	305	44,390	1,20E-04	202,1	73,5	78,8	47,8	0,364	0,390	0,246	3,74	4,47	5,74	4,53
15	0,1503	10,70	13400	509	26,800	7,25E-05	175,3	59,8	79,5	36,0	0,341	0,454	0,205	5,34	7,53	7,15	6,54
16	0,1503	10,70	13650	496	27,520	7,44E-05	170,8	49,1	102,0	19,6	0,287	0,597	0,115	4,27	9,41	5,81	6,21
17	0,1498	10,70	9850	1106	8,996	2,42E-05	118,1	39,8	56,9	21,4	0,337	0,482	0,121	10,62	16,25	12,78	13,26
18	0,1501	10,70	12450	1231	9,719	2,63E-05	127,9	35,2	77,9	14,8	0,275	0,609	0,116	5,66	20,34	8,10	13,16

segundo:

$$C_M = \frac{\dot{m}_S}{\dot{M}_{ar}} \quad (4.6)$$

onde

\dot{M}_{ar} = vazão mássica do ar

A concentração volumétrica C_V é :

$$C_V = \frac{(\dot{m}_S / \rho_S)}{Q} \quad (4.7)$$

com $\rho_S = 2,6 \times 10^3 \text{ kg / m}^3$ (dado pelo fabricante).

Foram traçados gráficos do tempo de permanência em função da concentração volumétrica. A correlação existente entre ambos é muito clara, para a faixa de concentrações pesquisada, quanto menor a concentração, maior o tempo de permanência médio.

Como o ventilador de que se dispõe não tem motor de velocidade regulável, não foi possível pesquisar uma faixa ampla de velocidades de ar na entrada do ciclone. Na faixa pesquisada não foi possível detectar uma correlação clara do tempo de permanência versus a velocidade na entrada. Com a finalidade de se obter uma correlação, utilizou-se com um programa de computação, testando por mínimos quadrados, diversas possibilidades. Os melhores resultados foram obtidos com a correlação geométrica seguida pela correlação exponencial.

A correlação geométrica apresentou um coeficiente de correlação de 0.97 e um erro de 6.8 % :

$$\bar{\tau} = 0.014 C_V^{-0.64} \quad (\text{seg}) \quad (4.8)$$

Esta correlação assim como os pontos experimentais estão representados na figura (IV.4).

A correlação exponencial apresentou, por sua vez, coeficiente de correlação de 0.92 e erro de 11.1 % :

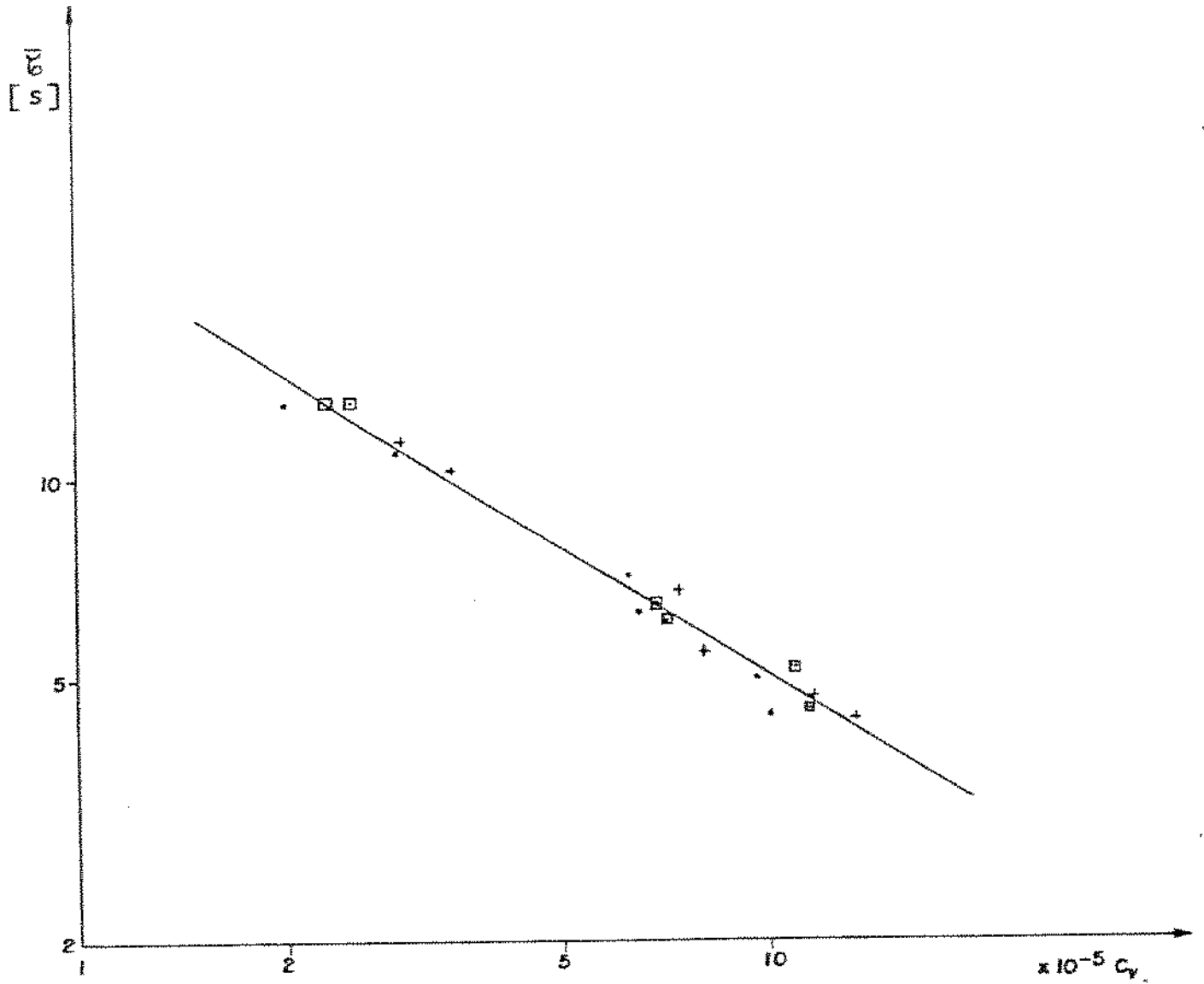


FIGURA IV.4

TEMPO DE PERMANENCIA EM FUNÇÃO DA CONCENTRAÇÃO VOLUMETRICA PARA
 UMA FAIXA VELOCIDADES DE AR NA ENTRADA

(+) 9.4 m/s

(σ) 10.7 m/s

(·) 11.5 m/s

$$\bar{\tau} = 15.212 e^{-10300 C_v} \quad (4.9)$$

Esta correlação, assim como os pontos experimentais, estão representados na figura (IV.5).

Também tentou se obter uma correlação utilizando o tempo adimensional $\bar{\tau}_a$:

$$\bar{\tau}_a = \tau / (L / V_0) \quad (4.10)$$

onde $L = 1,277$ m é o comprimento "útil" do ciclone, que permite calcular a velocidade média vertical adimensional da partícula:

$$u_p / V_0 = 1 / \bar{\tau}_a \quad (4.11)$$

Assim, obteve-se a correlação geométrica:

$$\bar{\tau}_a = 0.095 C_v^{-0.66} \quad (4.12)$$

que apresentou coeficiente de correlação de 0.96 e erro de 7.8 %, bem como a correlação exponencial:

$$\bar{\tau}_a = 128.73 e^{-107000 C_v} \quad (4.13)$$

cujo coeficiente de correlação foi de 0.93 e erro de 11.6 %.

Com o intuito de verificar se, no conjunto havia comportamentos diferentes das partículas de cada faixa de tamanho, foram calculados os $\bar{\tau}_i$ segundo a equação (4.2). O resultado foi graficado na figura (IV.6).

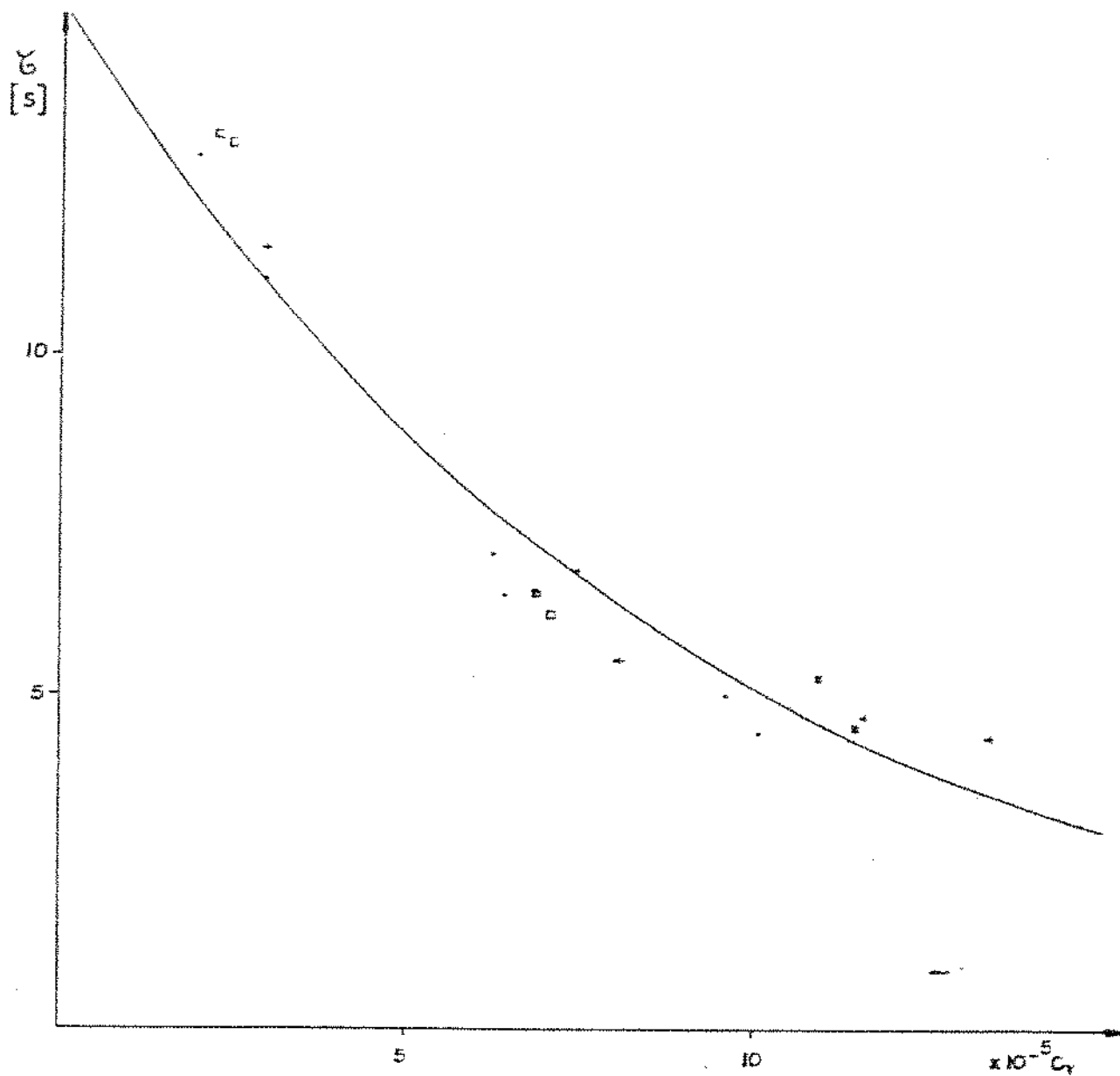


FIGURA IV.5

TEMPO DE PERMANÊNCIA EM FUNÇÃO DA CONCENTRAÇÃO VOLUMÉTRICA PARA
 UMA FAIXA VELOCIDADES DE AR NA ENTRADA

- (+) 9.4 m/s
- (d) 10.7 m/s
- (-) 11.5 m/s

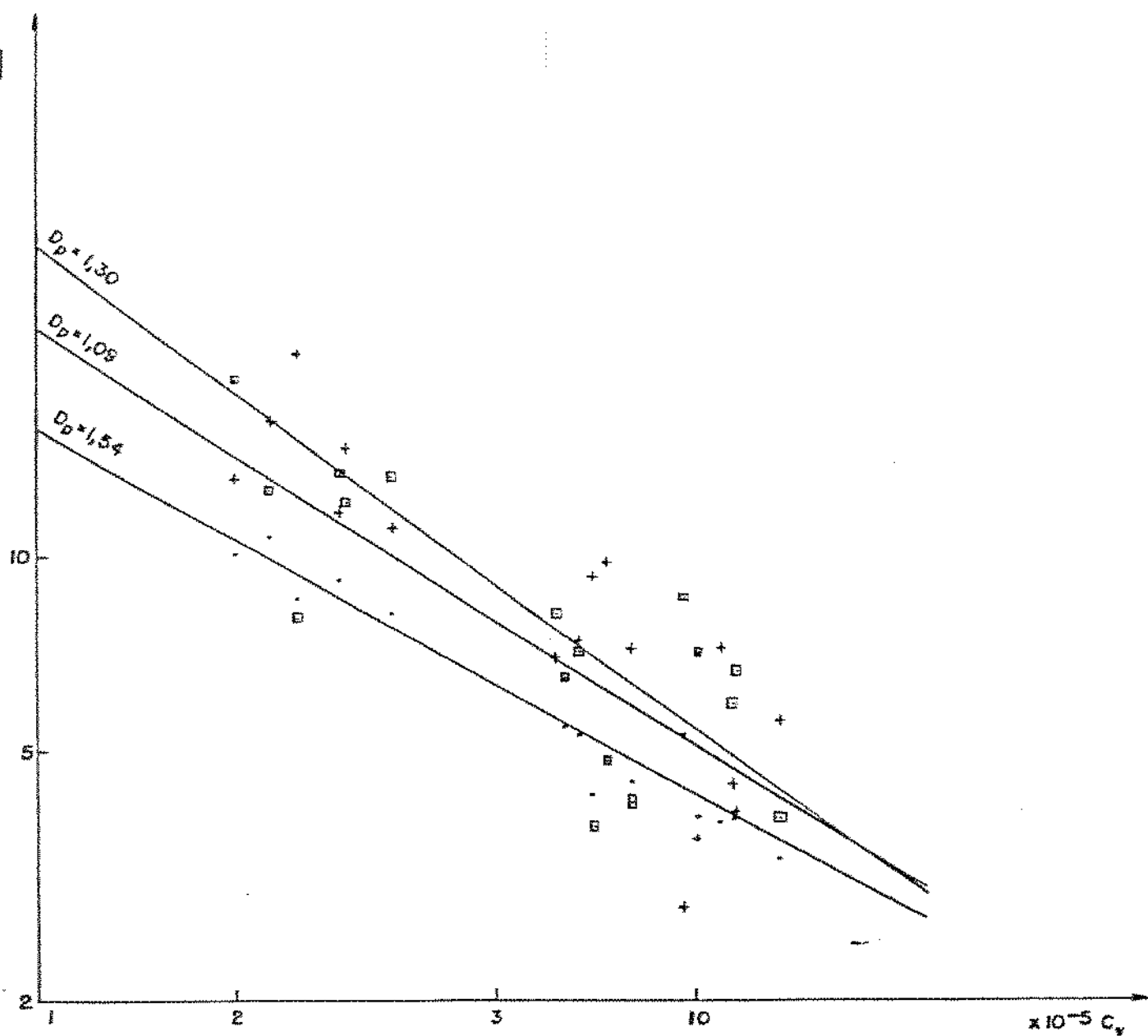


FIGURA IV. 6

TEMPO DE PERMANENCIA DE CADA TAMANHO DE PARTICULA EM FUNÇÃO DA
CONCENTRAÇÃO VOLUMÉTRICA

(\square) 1.54 mm

($+$) 1.30 mm

(\cdot) 1.09 mm

A equação (4.2) é válida se a distribuição de tamanhos da amostra que entra no sistema corresponde à distribuição média do conjunto. Sabe-se que num tempo curto isto é difícil de ocorrer, o que acontece são variações estatísticas em torno da média; é em razão disto que na figura (IV.6) observa-se uma grande dispersão dos pontos experimentais. Contudo, pode-se notar que, para concentrações baixas, as partículas de menor tamanho tendem a ter um tempo de permanência maior, se bem que o resultado não seja rigorosamente lógico, porque os maiores tempos correspondem às partículas de tamanho intermediário.

As equações obtidas correspondentes a este efeito encontram-se na tabela IV.3.

TABELA IV.3

Expressões para tempo médio de permanência de acordo com a faixa de tamanhos das partículas

Diâmetro (mm)	Expressão para $\bar{\tau}$	Coef. de Corr.	Erro (%)
1.54	eq. (4.14)	0.92	10.5
1.30	eq. (4.15)	0.73	28.9
1.09	eq. (4.16)	0.63	29.6

$$\bar{\tau} = 0.024 e^{-0.56 cv} \quad (4.14)$$

$$\bar{\tau} = 0.0056 e^{-0.74 cv} \quad (4.15)$$

$$\bar{\tau} = 0.021 e^{-0.60 cv} \quad (4.16)$$

CAPITULO V

DETERMINAÇÃO EXPERIMENTAL DA VELOCIDADE DO AR JUNTO À PAREDE DO CICLONE

1. Introdução

Como foi concluído no capítulo III, para as condições em estudo a trajetória das partículas é na forma de espiral junto às paredes do ciclone. É fundamental, então, o conhecimento da velocidade do gás próxima às paredes, pois é esta que é determinante no arraste das partículas.

As velocidades do gás num ciclone foram reportadas por Ter Linden (4) e um desenvolvimento teórico foi feito por Bloor e Ingham (13), (14) e (15) para o caso de hidrociclones, o qual não se ajusta aos dados de (4).

Existem, também os trabalhos experimentais de Silva (34) e Yuu et alli.(35). Deste último, conclui-se que há uma forte dependência dos perfis de velocidade em relação à concentração, no campo de escoamento do ciclone.

Da comparação dos trabalhos de Ter Linden (4), Silva (34) e Yuu et alli.(35) conclui-se que influenciam fortemente o campo de velocidade de:

- vazão de ar
- concentração de sólidos
- característica do ciclone : aberto ou com um depósito em baixo
- formato da entrada de gases no ciclone
- geometria geral do ciclone

Nenhum dos trabalhos encontrados na literatura ajustavam-se ao caso em estudo de forma a permitir o cálculo das velocidades junto às paredes, em razão disto optou-se por uma determinação experimental da mesma.

2. Montagem Experimental

Para a determinação da velocidade do gás na borda da camada utilizou-se uma sonda tipo Pitot cilíndrico, que consiste em um cilindro com um furo lateral, (referências (36), (37) e (38)),

que foi gentilmente cedida pela Escola Federal de Engenharia de Itajubá (Grupo de pesquisa do Prof. Dr. Varella).

Na sua construção, foi considerada a distância da ponta arredondada da sonda até o centro do orifício, igual a duas vezes o diâmetro do tubo, de tal modo que o coeficiente do instrumento ficasse em 0.99, (referências (36), (37) e (38)) e o diâmetro do orifício à razão de $1/6$ do diâmetro da sonda. Um desenho esquemático da sonda e do seu sistema de posicionamento são mostradas na figura (V.1).

3. Metodologia

O processo de medição do escoamento consiste em fazer medições posicionando-se o orifício da sonda junto à parede do ciclone em vários ângulos diferentes, em cada ponto de introdução da sonda. A mesma era introduzida normal à parede até que se registrasse variações das leituras com o ângulo, ficando o orifício a aproximadamente 5 mm da parede, para se ter certeza de que não se tinha efeito de parede. Observou-se, também, que a leitura do manômetro não mudava sensivelmente quando o Pitot era introduzido além de 5 mm, sendo este comportamento confirmado pelas determinações experimentais de velocidade de outros autores (34).

O Pitot era posicionado numa estação de medição e o tubo de saída da sonda ligado a um manômetro de poço de tubo inclinado com capacidade de 14 pol. c.a. e menor divisão 0.1 pol. c.a..

A sonda era girada em 180° , escalonando-se as tomadas de pressão de 10° em 10° . As pressões medidas e seus ângulos correspondentes eram registrados. Adotou-se como referencial zero o plano horizontal.

A pressão estática deve estar localizada a um ângulo θ_{est} , em ambos os lados da curva pressão vs ângulo. O ângulo θ_{est} é característico da sonda. O mesmo foi encontrado calibrando-se a sonda num túnel de vento (ver apêndice B), obtendo-se $\theta_{est} = 46^\circ$.

Logo, a pressão estática foi considerada a pressão correspondente a um ângulo de $+46^\circ$ e -46° a partir do máximo.

Assim, levantadas as intensidades da pressão total e da pressão estática, desta diferença tem-se a pressão dinâmica ($P_{din} = P_{total} - P_{est}$). A velocidade local do escoamento

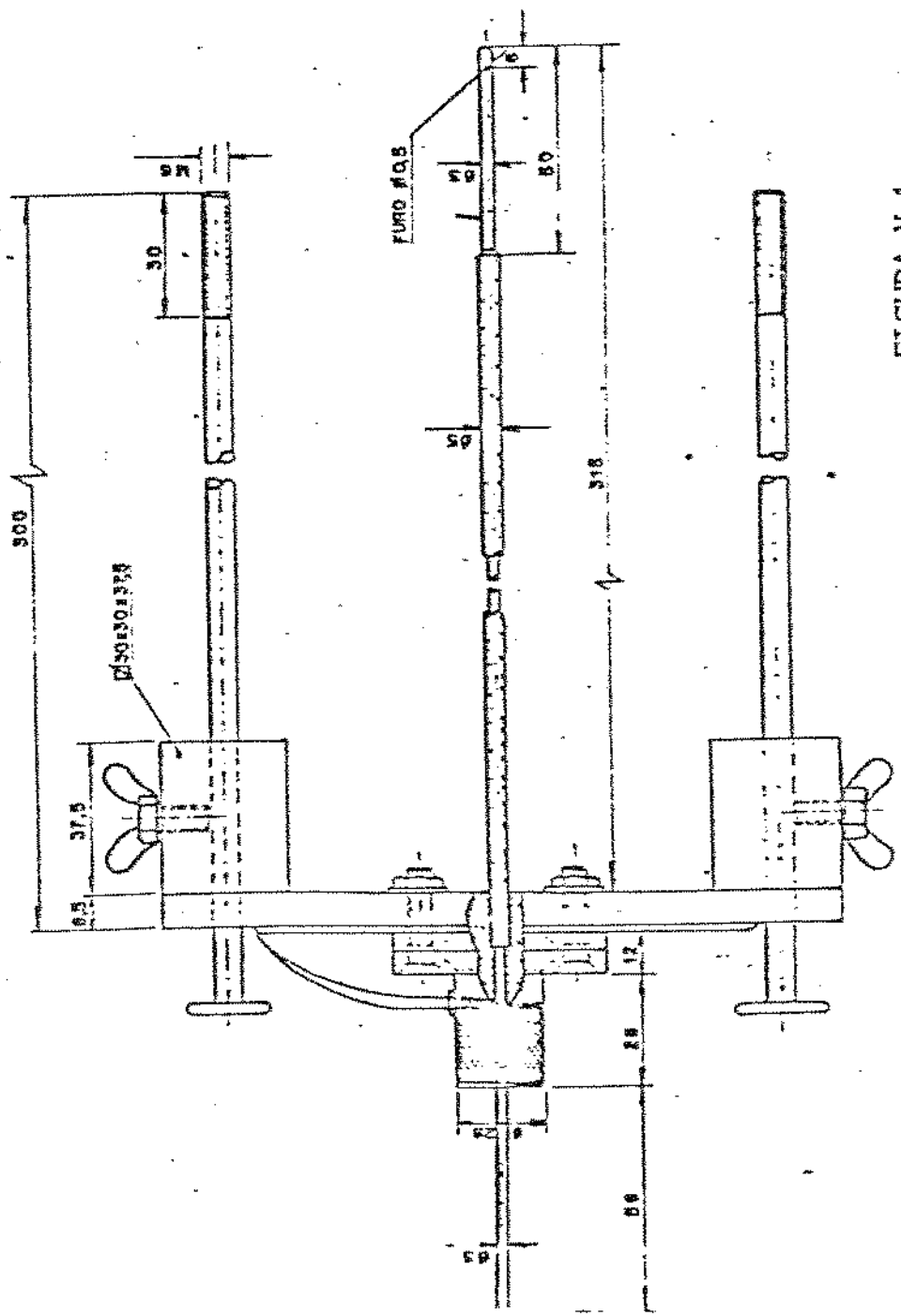
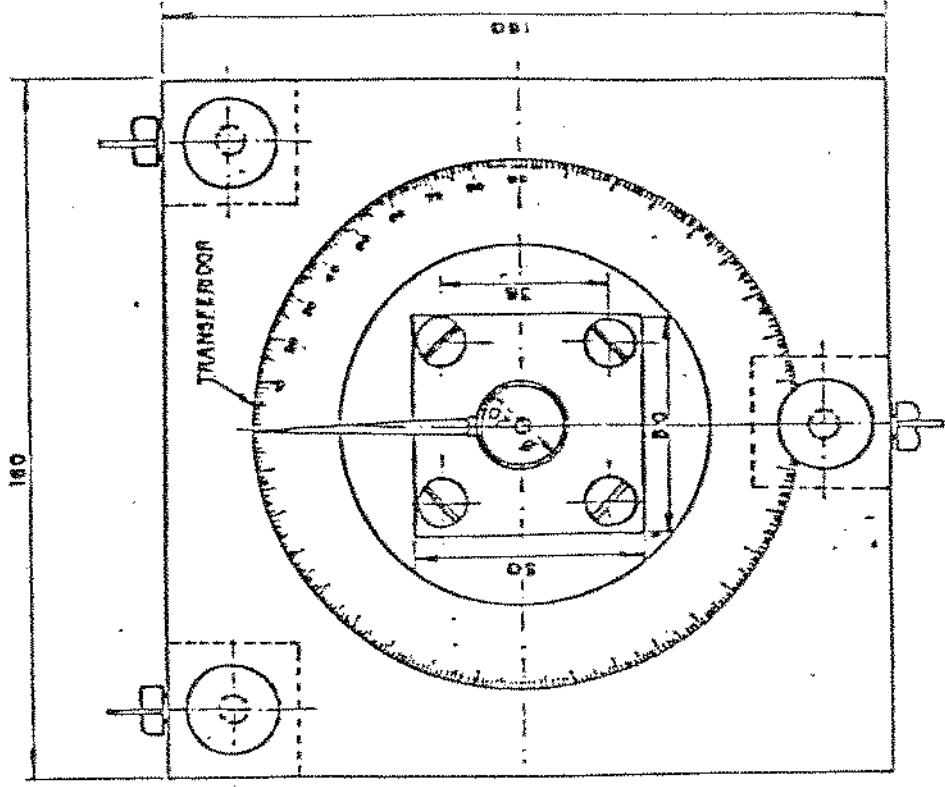


FIGURA V.1
SONDA CILINDRO DE PITOT

Reproducido de (34)

foi calculada utilizando a equação conhecida:

$$V = C \left(\frac{2 \Delta P}{\rho} \right)^{1/2} \quad (5.1)$$

onde $\Delta P = P_{din}$, e C é o coeficiente empírico do instrumento.

O cálculo das componentes de velocidade, desprezando-se a componente radial, foi feito a partir da identificação do ângulo α , que é definido como o ângulo entre a direção da velocidade e a horizontal, e da velocidade local do escoamento. Desta forma foram determinadas duas componentes de velocidade (paralela e tangencial):

$$U_t = V \cos \alpha \quad (5.2)$$

$$U_p = V \sin \alpha \quad (5.3)$$

Assim, foram realizadas medições em 8 posições diferentes ao longo da parede do ciclone, colocando-se a sonda sempre normal à mesma. No caso da parte cônica, a componente vertical diferirá muito pouco da obtida paralela à parede, em razão do pequeno ângulo do cone (0.122 rad.).

Para cada posição foram feitas 6 medições: sem partículas, com 2 concentrações de sólidos diferentes e com 2 vazões. Foram calculados valores médios com as 2 vazões e foram feitas interpolações para reduzir os dados a 2 concentrações típicas.

As vazões do ar e dos sólidos foram determinadas com o procedimento descrito no capítulo IV.

A concentração volumétrica C_v foi obtida com a relação:

$$C_v = \frac{\frac{m}{s}}{Q \rho_p} \quad (5.4)$$

onde:

\dot{m}_s = vazão mássica de partículas

Q = vazão de ar

ρ_s = densidade das partículas

Os resultados das velocidades foram adimensionalizados com a velocidade do ar na entrada do ciclone V_0 .

$$V_0 = Q / A \quad (5.5)$$

onde:

A = área de entrada do ciclone

5. Resultados

Os resultados da velocidade adimensionalizada (V/V_0) e o ângulo α para diferentes vazões de sólidos (\dot{m}_s) nas 8 estações de medição (s/s_0) (onde a coordenada s é medida a partir do vértice do cone e s_0 é a longitude do ciclone) são mostrados nas tabelas V.1 e V.2.

Na figura (V.2) são reportados os valores da velocidade do escoamento em função da posição e, na figura (V.3), é plotado o ângulo do escoamento em relação à horizontal. As figuras (V.4) e (V.5) representam as velocidades tangencial e vertical em função da posição, respectivamente.

Nestes dados experimentais obtidos pode se observar duas tendências muito claras que explicam a dependência do tempo de permanência com a concentração de partículas. A primeira delas é que velocidade do escoamento diminui com a concentração, a segunda é que o ângulo da inclinação das linhas de corrente na parede aumenta com a concentração. A combinação destas duas tendências produz efeitos diferentes nas componentes da velocidade; a componente tangencial diminui e a componente vertical aumenta com a concentração.

A diminuição da componente tangencial com a concentração já tinha sido reportada em (35), onde foi estudado este efeito apenas em um ponto da parte cilíndrica.

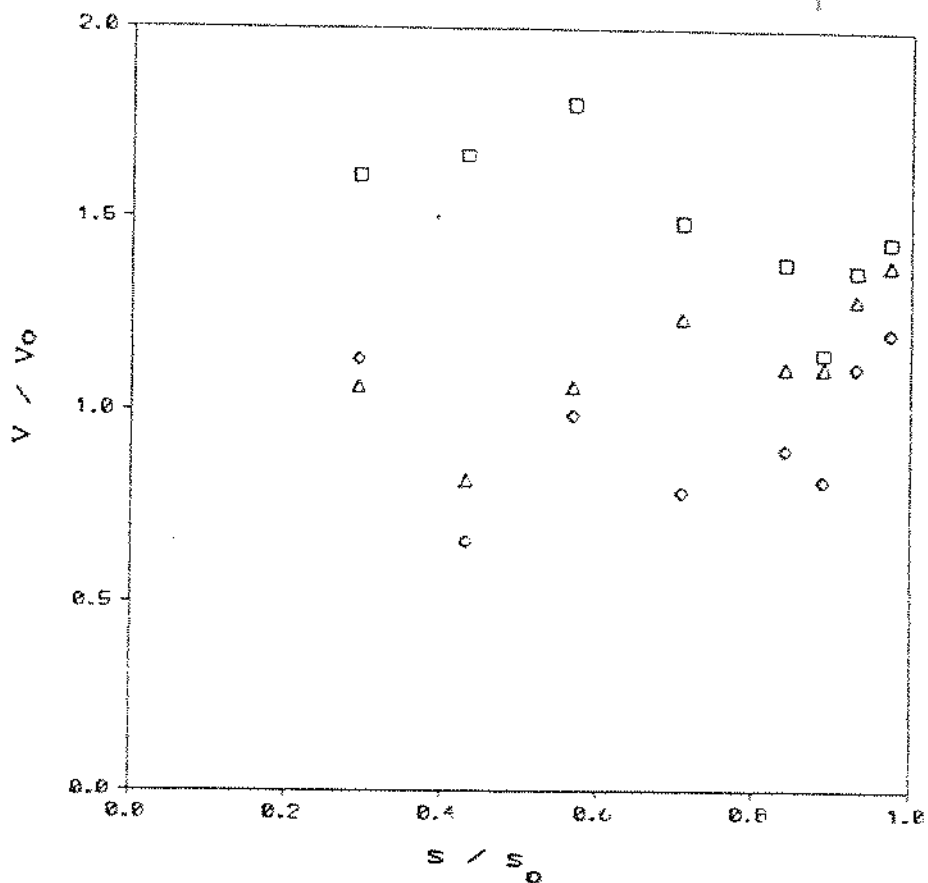
Para o tratamento dos dados optou-se por médias simples

TABELA V.1
 Velocidade e Angulo do escoamento no ciclone
 CILINDRO

s/s_0	$C_v \cdot 10^5$	\dot{m}_s (g/s)	V/V_0	α °
0.974	0.000	0.00	1.42	1.0
0.974	1.947	7.95	1.38	6.2
0.974	9.382	38.55	1.20	5.0
0.974	0.000	0.00	1.46	4.6
0.974	1.939	7.41	1.40	5.5
0.974	9.964	38.34	1.19	10.7
0.931	0.000	0.00	1.38	7.7
0.931	2.467	10.07	1.27	12.8
0.931	9.075	37.28	1.11	15.5
0.931	0.000	0.00	1.35	12.5
0.931	2.049	7.83	1.33	13.9
0.931	9.974	38.12	1.10	15.6
0.888	0.000	0.00	1.14	1.0
0.888	1.306	5.33	1.06	11.5
0.888	9.440	38.78	0.79	4.3
0.888	0.000	0.00	1.15	6.2
0.888	2.747	10.50	1.02	13.0
0.888	9.046	34.81	0.91	15.7
0.840	0.000	0.00	1.36	9.2
0.840	5.708	23.45	1.01	17.6
0.840	8.461	34.98	0.93	17.6
0.840	0.000	0.00	1.41	7.9
0.840	5.358	20.62	1.03	15.8
0.840	9.866	36.94	0.90	18.8

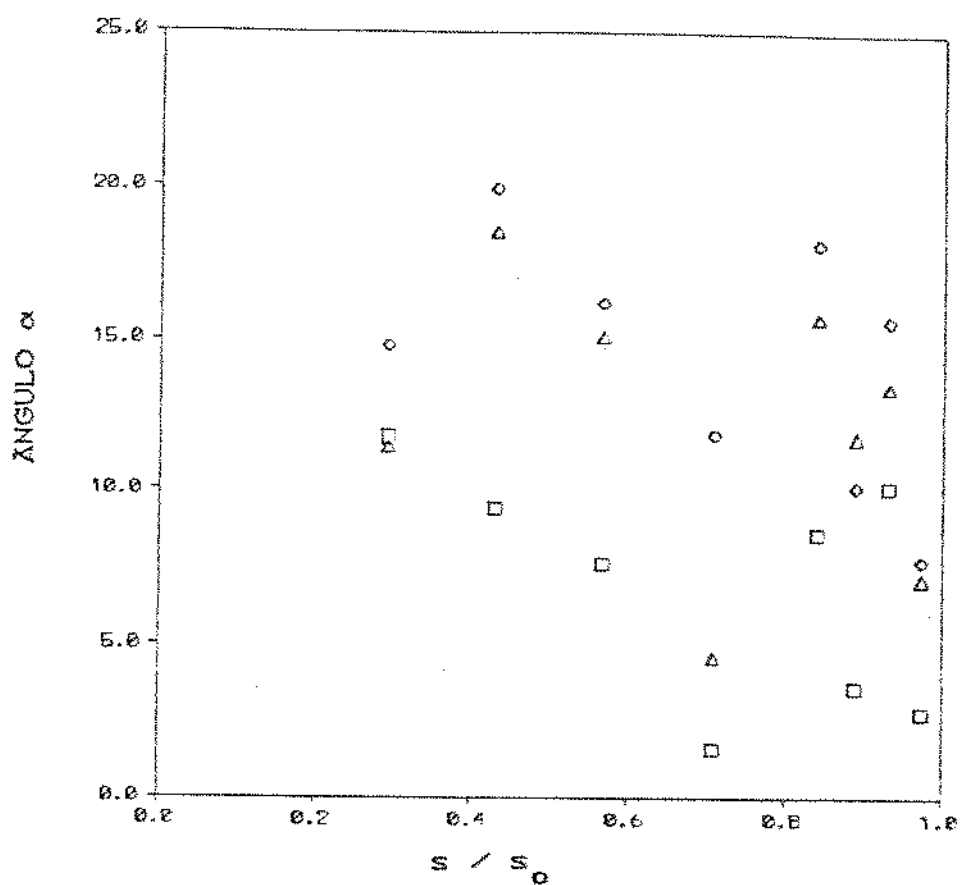
TABELA V.2
 Velocidade e ângulo do escoamento no ciclone
 CONE

s/s_0	$C_v \cdot 10^5$	\dot{m}_s (g/s)	V/V_0	α °
0.708	0.000	0.00	1.51	1.0
0.708	3.235	13.29	1.06	7.7
0.708	9.509	39.31	0.80	11.5
0.708	0.000	0.00	1.47	2.1
0.708	2.742	10.48	1.02	7.9
0.708	10.067	38.74	0.86	10.9
0.568	0.000	0.00	1.80	6.7
0.568	2.743	11.27	0.91	13.9
0.568	9.467	38.89	0.96	15.7
0.568	0.000	0.00	1.81	8.5
0.568	2.032	7.82	1.22	16.3
0.568	9.982	38.67	1.01	16.7
0.431	0.000	0.00	1.77	10.0
0.431	2.254	9.20	0.81	20.3
0.431	8.863	36.41	0.69	20.5
0.431	0.000	0.00	1.57	8.8
0.431	3.218	12.30	0.82	17.0
0.431	10.210	39.29	0.63	19.6
0.293	0.000	0.00	1.46	11.2
0.293	3.415	13.94	0.92	10.9
0.293	8.520	35.00	1.07	13.4
0.293	0.000	0.00	1.77	12.2
0.293	2.194	8.33	1.23	12.2
0.293	8.247	31.54	1.17	15.1



$\square C_v = 0$ $\Delta C_v = 2.5 \times 10^{-5}$ $\diamond C_v = 9.5 \times 10^{-5}$

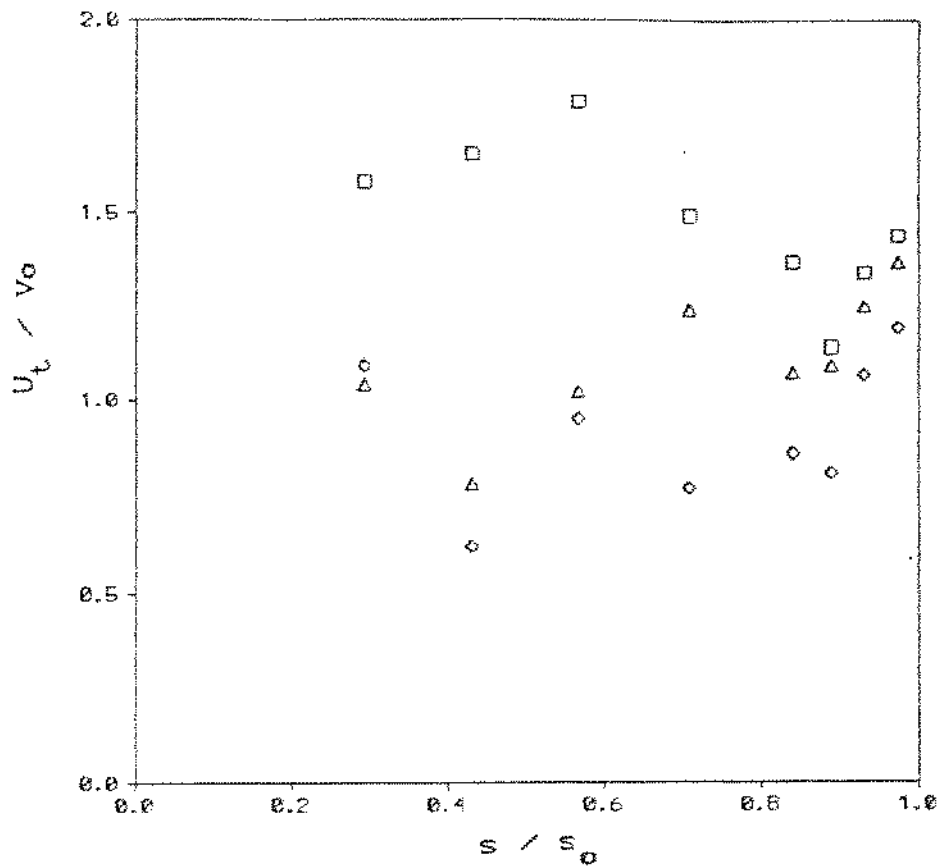
FIGURA V.2
VELOCIDADE NA BORDA DA CAMADA LIMITE AO LONGO DO CICLONE PARA
DIFERENTES CONCENTRAÇÕES VOLUMÉTRICAS



$\square C_v = 0$ $\Delta C_v = 2.5 \times 10^{-5}$ $\circ C_v = 9.5 \times 10^{-5}$

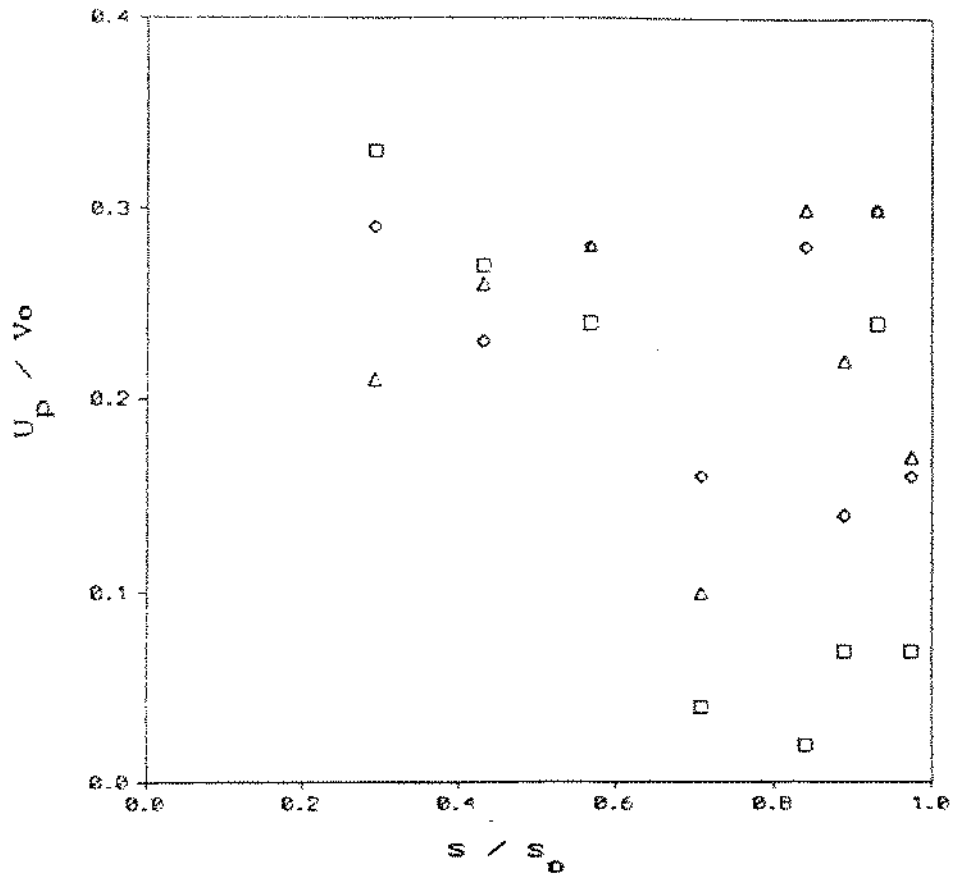
FIGURA V.3

ÂNGULO DA VELOCIDADE EM RELAÇÃO À HORIZONTAL AO LONGO DO CICLONE
PARA DIFERENTES CONCENTRAÇÕES VOLUMÉTRICAS



$\square C_v = 0$ $\triangle C_v = 2.5 \times 10^{-5}$ $\diamond C_v = 9.5 \times 10^{-5}$

FIGURA V. 4
VELOCIDADE TANGENCIAL NA BORDA DA CAMADA LIMITE AO LONGO DO
CICLONE PARA DIFERENTES CONCENTRAÇÕES VOLUMÉTRICAS



$\square C_v = 0 \quad \triangle C_v = 2.5 \times 10^{-5} \quad \diamond C_v = 9.5 \times 10^{-5}$

FIGURA V.5

VELOCIDADE PARALELA À PAREDE NA BORDA DA CAMADA LIMITE AO LONGO DO CICLONE DIFERENTES CONCENTRAÇÕES VOLUMÉTRICAS

(as estações de medição estão espaçadas regularmente), uma vez que era o tratamento mais simples e razoável tendo em vista a dispersão dos dados obtidos.

Nas tabelas V.3 e V.4 estão representados os valores médios dos quatro parâmetros representados nas figuras (V.2), (V.3), (V.4) e (V.5).

Os valores da velocidade vertical das tabelas V.3 e V.4, depois de ajustados para 2 concentrações volumétricas podem ser comparados aos da velocidade média das partículas (ver Capítulo IV).

Assim:

para

$$C_v = 2.5 \cdot 10^{-5}$$

$$u_p / V_0 = 0.0097$$

$$C_v = 8.5 \cdot 10^{-5}$$

$$u_p / V_0 = 0.0230$$

A velocidade vertical das partículas é da ordem de 4 a 10% da velocidade vertical do gás. Isto significa que o fenómeno não pode ser modelado como um simples arraste de partículas soltas na corrente.

TABELA V.3
Valores médios de velocidade e ângulo
CILINDRO

$Cv \cdot 10^5$	V / V_0	α	U_t	U_p
0.0	1.33	6.3	1.32	0.10
2.5	1.22	12.0	1.19	0.22
9.5	1.01	12.9	0.98	0.25

TABELA V.4
Valores médios de velocidade e ângulo
CONE

$Cv \cdot 10^5$	V / V_0	α	U_t	U_p
0.0	1.59	7.8	1.58	0.18
2.5	1.06	13.1	1.03	0.23
9.5	0.89	16.1	0.86	0.25

CAPITULO VI

MODELO MATEMÁTICO PARA A DETERMINAÇÃO DO TEMPO DE PERMANÊNCIA

1. Modelo Proposto

Como foi dito no capítulo II, para determinar o tempo de permanência das partículas deve-se ter uma descrição da trajetória das mesmas.

O tempo empregado pelas partículas na sua trajetória inicial, até atingirem as paredes do ciclone, é muito pequeno em relação ao tempo total, como foi mostrado nos capítulos III e IV, pelo qual decidiu-se desprezar este tempo na modelagem.

Assim, o modelo da trajetória das partículas será um modelo de camada limite dado que as partículas percorrerão o ciclone aderidas à parede.

Um modelo de um único fluido como o de Laverack (23), poderia funcionar bem para partículas pequenas ($d < 50\mu$), as quais teriam uma densidade e velocidade próximas às do fluido. No caso de partículas de granulometria grossa e num ciclone de gás, foi mostrado no capítulo 5 que a velocidade das partículas é muito menor que a velocidade do gás e isto é um fato relevante não levado em conta naquele modelo, de modo que o modelo de Laverack não se ajustaria ao caso em estudo.

O modelo de Gaunt (24) seria mais apropriado, fazendo algumas adaptações.

Assim, optou-se por considerar uma camada limite dividida em duas subcamadas, uma de ar, interna e uma de "ar+partículas", externa considerado como um fluido monofásico e com uma viscosidade que será função da concentração média de partículas na entrada do ciclone. Nisto é utilizada a ideia do modelo de Gaunt, embora não seja utilizada a expressão de Every, Hughes e Koch (29) para a viscosidade, usada naquele modelo, a qual é substituída por um valor E , diferente para cada concentração inicial média corrigida de partículas, C_v . Na realidade, essa viscosidade da subcamada bifásica está contemplando até o atrito das partículas nas paredes do ciclone. Essa viscosidade efetiva, $E = f(C_v)$, foi obtida caso a caso por prova e erro para 10 valores do tempo de permanência obtidos da correlação

experimental (4.8). Sendo assim o proposto é um modelo semiempírico.

No que diz respeito à velocidade do escoamento principal na borda da camada, a qual é uma condição de contorno, são utilizados os valores experimentais determinados no capítulo V porque não existem modelos para a mesma. Aqui o modelo é também semiempírico e afasta-se dos anteriores dado que quando se tem um escoamento de "fluido+partículas" num ciclone, o efeito das partículas é de modificar o escoamento do fluido. Os modelos de Bloor e Ingham (13),(14) e (15), e Boysan, Ayers e Swithenbank (16) são para um fluido puro e não levam em conta este efeito, o qual é importante como foi assinalado por Yuu et alli. (35) e mostrado nas experiências no capítulo V.

Os valores médios de velocidades na borda da camada mostrados nas tabelas V.3 e V.4 do capítulo V, correspondem a valores mínimos e máximos de C_v . Os valores intermediários foram interpolados linearmente.

Considera-se que todas as partículas encontram-se na camada limite desde o início do escoamento porque, como foi dito, é desprezada a primeira etapa da trajetória das partículas calculada no capítulo III. Nisto, o modelo proposto afasta-se do de Gaunt (24), dado que ele considera que as partículas entram na camada limite ao longo do ciclone (válido para partículas muito pequenas, $d < 50\mu$).

Desprezando a trajetória inicial (analisada no capítulo III), considera-se que a camada limite total é constituída inicialmente, somente pela subcamada bifásica, e a subcamada de ar começa a se formar a partir deste (19), (20), (21). Aqui o modelo proposto afasta-se do de Gaunt (24), que supõe nula a espessura inicial das duas subcamadas.

Como as partículas são rígidas e têm uma concentração volumétrica muito baixa no ciclone ($< 10^{-5}$, que é a ordem de grandeza da concentração na entrada do mesmo), o mais razoável é supor que não haverá 2 partículas na mesma posição em instante algum. Assim, uma hipótese razoável para esta situação física é considerar a espessura da subcamada bifásica constante, igual ao diâmetro de uma partícula. Nisto, o modelo afasta-se também do modelo de Gaunt que considera altas concentrações de partículas muito pequenas e uma espessura da subcamada externa variável.

A camada limite é equacionada com o método de Equações Integrais de Polhausen, adotando-se os perfis de velocidade propostos por Gaunt, por considerar que os mesmos são apropriados para este caso, dado que a situação física considerada por ele é a mesma.

Os perfis de velocidade apresentarão, como no modelo de Gaunt, uma descontinuidade na derivada, na interface das duas subcamadas em razão de se considerar viscosidades diferentes para cada uma delas, para que a tensão de cisalhamento seja contínua através da camada limite.

O presente modelo considera o ciclone com uma parte cilíndrica e outra cônica. Nisto, o modelo proposto afasta-se do de Gaunt que só considera geometria cônica.

Assim, as equações foram formuladas para as duas geometrias, aparecendo uma descontinuidade no ponto de encontro.

Considera-se um único sistema de coordenadas (s, n, ϕ) com s paralelo à parede do ciclone, n normal e ϕ sendo o ângulo de rotação em torno do eixo, com origem no vértice do cone. Assim, as coordenadas s e n mudam sua direção no ponto de mudança de geometria.

O sistema de coordenadas é mostrado na figura (VI.1).

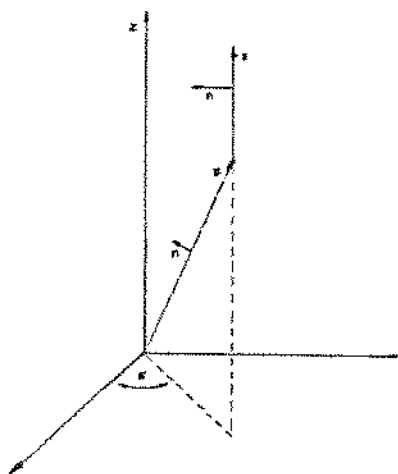


FIGURA VI.1
SISTEMA DE COORDENADAS

Chama-se u_s , u_n , e v às velocidades nas direções (s, n, ϕ) , respectivamente e U_s , U_n e V às correspondentes velocidades na borda da camada.

A forma integral das equações de movimento na camada limite são (referências (19) e (22).):

a) para o cilindro:

na direção s

$$\frac{\partial}{\partial s} \int_0^{\delta(s)} u_s^2 \, dn - U \frac{\partial}{\partial s} \int_0^{\delta(s)} u_s \, dn = U \frac{dU}{ds} \delta(s) -$$

$$- v_L E \left. \frac{\partial u_s}{\partial n} \right|_{n=0} \quad (6.1)$$

na direção ϕ

$$\frac{\partial}{\partial s} \int_0^{\delta(s)} v u_s \, dn - V \frac{\partial}{\partial s} \int_0^{\delta(s)} u_s \, dn = - v_L E \left. \frac{\partial v}{\partial n} \right|_{n=0} \quad (6.2)$$

b) Para o cone

na direção s

$$\frac{\partial}{\partial s} \int_0^{\delta(s)} s u_s^2 \, dn - U \frac{\partial}{\partial s} \int_0^{\delta(s)} s u_s \, dn - \int_0^{\delta(s)} v^2 \, dn =$$

$$\left(s U \frac{dU}{ds} - U^2 \right) \delta - v_L E s \left. \frac{\partial u_s}{\partial n} \right|_{n=0} \quad (6.3)$$

na direção ϕ

$$\frac{1}{s^2} \frac{\partial}{\partial s} \int_0^{\delta(s)} s^2 v u_s \, dn - \frac{V}{s} \frac{\partial}{\partial s} \int_0^{\delta(s)} s u_s \, dn =$$

$$- v_L E s \left. \frac{\partial v}{\partial n} \right|_{n=0} \quad (6.4)$$

A equação da continuidade em ambas as geometrias é:

$$\frac{\partial (s u_s)}{\partial s} + \frac{\partial (s u_n)}{\partial n} = 0 \quad (6.5)$$

Como foi explicado, nestas equações o fluido "ar+partículas" é tratado como monofásico com uma viscosidade efetiva que é função da concentração volumétrica média de partículas na entrada do ciclone. Assim,

$$v = v_L f(Cv) \quad (6.6a)$$

$$E = f(Cv) = v / v_L \quad (6.6b)$$

onde:

E = viscosidade efetiva adimensional

v_L = viscosidade cinemática do ar

v = viscosidade cinemática do fluido "ar+partículas"

Cv = concentração volumétrica média de partículas na entrada do ciclone.

As equações (6.1), (6.2), (6.3) e (6.4), podem ser integradas numericamente.

Os perfis de velocidade propostos (24) são:

$$u_s / U = u_{os} / U = F_0(\xi, s) + \lambda(s) F_1(\xi, s) , 0 \leq \xi \leq \epsilon \quad (6.7a)$$

$$v / V = v_o / V = G_0(\xi, s) , 0 \leq \xi \leq \epsilon \quad (6.7b)$$

$$u_s / U = u_{4s} / U = F_2(\xi, s) + \lambda(s) F_3(\xi, s) , \epsilon \leq \xi \leq 1 \quad (6.7c)$$

$$v / V = v_1 / V = G_1(\xi, s) , \epsilon \leq \xi \leq 1 \quad (6.7d)$$

onde:

$\xi = n / \delta(s)$ é a variável de similaridade

$e(s) = \delta_L(s) / \delta(s)$ é a razão entre a espessura da subcamada de partículas e a espessura total da camada

Como no modelo de Gaunt, o parâmetro $\lambda(s)$ mede a importância relativa de $F_i(\xi, s)$ e $F_a(\xi, s)$, as quais são introduzidas para levar em conta o escoamento radial induzido através da camada limite.

As condições de contorno para estes perfis são:

$$u_{0s} = v_0 = 0, \quad n = 0 \quad (6.8a)$$

$$u_{1s} = U, \quad n = \delta(s) \quad (6.8b)$$

$$v_1 = V, \quad n = \delta(s) \quad (6.8c)$$

$$\frac{\partial u_{1s}}{\partial n} = \frac{\partial v_1}{\partial n} = 0, \quad n = \delta(s) \quad (6.8d)$$

mais as condições na interface das duas subcamadas:

$$u_{0s} = u_{1s}, \quad n = e(s) \delta(s) \quad (6.9a)$$

$$v_0 = v_1, \quad n = e(s) \delta(s) \quad (6.9b)$$

$$v_L f(Cv) \frac{\partial u_{0s}}{\partial n} = v_L \frac{\partial u_{1s}}{\partial n}, \quad n = e(s) \delta(s) \quad (6.9c)$$

$$v_L f(Cv) \frac{\partial v_0}{\partial n} = v_L \frac{\partial v_1}{\partial n}, \quad n = e(s) \delta(s) \quad (6.9d)$$

Como no modelo de Gaunt, aplicando-se as condições de contorno (6.8) e (6.9) aos perfis de velocidade, F_0 , F_1 , F_2 , F_3 , G_0 e G_1 podem ser determinados, segundo o método de Weinghardt, como indicado em (27) e (28).

Os perfis resultantes são:

$$F_0 = f_0(\epsilon) \xi \quad (6.10a)$$

$$F_1 = f_1(\epsilon) \xi \quad (6.10b)$$

$$F_2 = 1 - (1 - \xi)^2 [f_2(\epsilon) + (\xi - \epsilon)] \quad (6.10c)$$

$$F_3 = (1 - \xi)^2 [f_3(\epsilon) + (\xi - \epsilon)] \quad (6.10d)$$

$$G_0 = F_0 \quad (6.10e)$$

$$G_1 = F_2 \quad (6.10f)$$

onde

$$f_0 = \frac{2 - (1 - \epsilon)^2}{2\epsilon + f(Cv)(1 - \epsilon)} \quad (6.11a)$$

$$f_1 = \frac{(1 - \epsilon)^3}{2\epsilon + f(Cv)(1 - \epsilon)} \quad (6.11b)$$

$$f_2 = \frac{f(Cv) + \epsilon(1 - \epsilon)^2}{(2\epsilon + f(Cv))(1 - \epsilon)(1 - \epsilon)} \quad (6.11c)$$

$$f_3 = \frac{\epsilon(1 - \epsilon)}{2\epsilon + f(Cv)(1 - \epsilon)} \quad (6.11d)$$

As equações (6.1), (6.2), (6.3) e (6.4) são complementadas pelas considerações de espessura constante da

subcamada bifásica, igual ao diâmetro de uma partícula. Assim,

$$\epsilon(s) \delta(s) = D_p \quad (6.12)$$

Introduz-se as variáveis adimensionais:

$$s' = s / s_0 \quad (6.13a)$$

$$V' = V / V_0 \quad (6.13b)$$

$$\delta' = \delta / (v_L s_0 / U_0)^{1/2} \quad (6.13c)$$

onde:

s_0 = Coordenada s na entrada

V_0 = Velocidade tangencial na entrada

U_0 = Velocidade vertical na entrada

Com esta adimensionalização, as equações (6.1), (6.2), (6.3), (6.4) e (6.12) ficarão:

a. Para o cilindro

$$\frac{1}{2} U'^2 \left[f_4 \left(f_4 \frac{\epsilon^3}{3} - \frac{\epsilon^2}{2} \right) + f_7 I_1 + f_8 I_2 + f_7^2 I_3 + 2 f_7 f_8 I_4 + \right.$$

$$\left. + f_8^2 I_5 \right] \frac{d \delta'^2}{d s'} + \delta'^2 U'^2 \left[f_4 \left(2 f_4 \frac{\epsilon^3}{3} - \frac{\epsilon^2}{2} \right) + f_6 I_1 + I_2 + \right.$$

$$\left. + 2 f_6 f_7 I_3 + 2 (f_7 + f_6 f_8) I_4 + 2 f_8 I_5 \right] \frac{d \lambda}{d s'} + \delta'^2 U'^2$$

$$\left\{ \left(\frac{d f_0}{d \epsilon} + \lambda \frac{d f_1}{d \epsilon} \right) \left(2 f_4 \frac{\epsilon^3}{3} - \frac{\epsilon^2}{2} \right) + \left[1 - \frac{d f_2}{d \epsilon} + \lambda \left(\frac{d f_3}{d \epsilon} - 1 \right) \right] \right\}$$

$$\begin{aligned}
 (I_1 + 2f_7 I_3 + 2f_8 I_4) \frac{d\epsilon}{ds'} &= -\delta'^2 U' \frac{1}{U_0} \frac{dU}{ds'} [f_4 (2f_4 \\
 \frac{\epsilon^3}{3} - \frac{\epsilon^2}{2}) - \epsilon + 3f_7 I_1 + 3f_8 I_2 + 2f_7^2 I_3 + 4f_7 f_8 I_4 + \\
 + 2f_8^2 I_5] - U' E f_4 & \quad (6.14)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{2} V' U' [f_4 (f_0 \frac{\epsilon^3}{3} - \frac{\epsilon^2}{2}) + f_5 I_1 - I_2 + f_5 f_7 I_3 + (f_5 f_8 - \\
 - f_7) I_4 - f_8 I_5] \frac{d\delta'^2}{ds'} + \delta'^2 U' V' [f_4 (f_0 \frac{\epsilon^3}{3} - \frac{\epsilon^2}{2}) + \\
 + f_5 f_8 I_3 + (f_5 - f_8) I_4 - I_5] \frac{d\lambda}{ds'} + \delta'^2 U' V' \{ (\frac{d f_0}{d\epsilon} + \\
 + \lambda \frac{d f_1}{d\epsilon}) (f_0 \frac{\epsilon^3}{3} - \frac{\epsilon^2}{2}) + \frac{d f_0}{d\epsilon} f_4 \frac{\epsilon^3}{3} + [1 - \frac{d f_2}{d\epsilon} + \lambda (\frac{d f_3}{d\epsilon} - \\
 - 1) (I_1 + f_7 I_3 + f_8 I_4)] \frac{d\epsilon}{ds'} + \frac{U'^2 \delta'^2}{s'} (f_4 f_0 \frac{\epsilon^3}{3} + 1 - \epsilon + \\
 + (f_5 + f_7) I_1 + (f_8 - 1) I_2 + f_5 f_7 I_3 + (f_5 f_8 - f_7) I_4 - \\
 - f_8 I_5) (\frac{d(V's')}{ds'} - V') - \delta'^2 V' \frac{1}{U_0} \frac{dU}{ds'} [f_4 (f_0 \frac{\epsilon^3}{3} - \frac{\epsilon^2}{2}) + \\
 + f_5 I_1 - I_2 + f_5 f_7 I_3 + (f_5 f_8 - f_7) I_4 - f_8 I_5] - \\
 - E V' f_0 & \quad (6.15)
 \end{aligned}$$

b. Para o cone

$$\frac{1}{2} s' U' \left[f_4 \left(f_4 \frac{\epsilon^3}{3} - \frac{\epsilon^2}{2} \right) + f_7 I_1 + f_8 I_2 + f_7^2 I_3 + 2 f_7 f_8 I_4 + \right. \\ \left. + f_8^2 I_5 \right] \frac{d \delta'^2}{d s'} + \delta'^2 s' U'^2 \left[f_4 \left(2 f_4 \frac{\epsilon^3}{3} - \frac{\epsilon^2}{2} \right) + f_6 I_1 + I_2 + \right. \\ \left. + 2 f_6 f_7 I_3 + 2 (f_7 + f_6 f_8) I_4 + 2 f_8 I_5 \right] \frac{d \lambda}{d s'} + \delta'^2 s' U'^2 .$$

$$\left\{ \frac{d f_0}{d s'} + \lambda \frac{d f_1}{d \epsilon} \right\} \left(2 f_4 \frac{\epsilon^3}{3} - \frac{\epsilon^2}{2} \right) + \left[1 - \frac{d f_2}{d \epsilon} + \lambda \left(\frac{d f_3}{d \epsilon} - 1 \right) \right]$$

$$\left(I_1 + 2 f_7 I_3 + 2 f_8 I_4 \right) \frac{d \epsilon}{d s'} = - U'^2 \delta'^2 \left[f_4 \left(f_4 \frac{\epsilon^3}{3} - \frac{\epsilon^2}{2} \right) \right.$$

$$\left. + f_7 I_1 + f_8 I_2 + f_7^2 I_3 + 2 f_7 f_8 I_4 + f_8^2 I_5 \right] - \delta'^2 U' s' \frac{1}{U_0} .$$

$$\left[f_4 \left(2 f_4 \frac{\epsilon^3}{3} - \frac{\epsilon^2}{2} \right) - \epsilon + 3 f_7 I_1 + 3 f_8 I_2 + 2 f_7^2 I_3 + \right.$$

$$\left. + 4 f_7 f_8 I_4 + 2 f_8^2 I_5 \right] \frac{d U'}{d s'} + \delta'^2 V'^2 K^2 \left(f_0^2 \frac{\epsilon^3}{3} - \epsilon + \right.$$

$$\left. + 2 f_5 I_1 - 2 I_2 + f_5^2 I_3 - 2 f_5 I_4 + I_5 \right) -$$

$$- s' U' E f_4$$

(6.16)

$$\begin{aligned}
 & \frac{1}{2} V' U' [f_4 (f_0 \frac{\epsilon^3}{3} - \frac{\epsilon^2}{2}) + f_5 I_1 - I_2 + f_5 f_7 I_3 + (f_5 f_8 - \\
 & - f_7) I_4 - f_8 I_5] \frac{d \delta'^2}{d s'} + \delta'^2 U' V' [f_1 (f_0 \frac{\epsilon^3}{3} - \frac{\epsilon^2}{2}) + \\
 & + f_5 f_6 I_3 + (f_5 - f_6) I_4 - I_5] \frac{d \lambda}{d s'} + \delta'^2 U' V' \{ (\frac{d f_0}{d \epsilon} + \lambda \cdot \\
 & \frac{d f_1}{d \epsilon}) (f_0 \frac{\epsilon^3}{3} - \frac{\epsilon^2}{2}) + \frac{d f_0}{d \epsilon} f_4 \frac{\epsilon^3}{3} + [1 - \frac{d f_2}{d \epsilon} + \lambda (\frac{d f_3}{d \epsilon} - 1)] \cdot \\
 & (f_5 I_3 - I_4) + (1 - \frac{d f_2}{d \epsilon}) (I_1 + f_7 I_3 + f_8 I_4) \} \frac{d \epsilon}{d s'} + \frac{\delta'^2 U'}{s'} \\
 & (f_4 f_0 \frac{\epsilon^3}{3} + 1 - \epsilon + (f_5 + f_7) I_1 + (f_8 - 1) I_2 + f_5 f_7 I_3 + \\
 & + (f_5 f_8 - f_7) I_4 - f_8 I_5) \frac{d (V' s')}{d s'} = \frac{V' U' \delta'^2}{s'} [- f_5 I_1 + \\
 & + I_2 - f_5 f_7 I_3 - (f_5 f_8 - f_7) I_4 + f_8 I_5 - f_4 (f_0 \frac{\epsilon^3}{3} - \frac{\epsilon^2}{2})] - \\
 & - \delta'^2 V' \frac{1}{U_0} \frac{d U}{d s'} [f_4 (f_0 \frac{\epsilon^3}{3} - \frac{\epsilon^2}{2}) + f_5 I_1 - I_2 + f_5 f_7 I_3 + \\
 & + (f_5 f_8 - f_7) I_4 - f_8 I_5] - E V' f_0 \tag{6.17}
 \end{aligned}$$

$$\epsilon \delta' (v_L s_0 / U_0)^{1/2} = D_p \tag{6.18}$$

onde para as ambas geometrias:

$$K = V_0 / U_0 \quad (6.19)$$

$$f_4 = f_0 + \lambda f_1 \quad (6.20)$$

$$f_5 = \varepsilon - f_2 \quad (6.21)$$

$$f_6 = f_3 - \varepsilon \quad (6.22)$$

$$f_7 = f_5 + \lambda f_6 \quad (6.23)$$

$$f_8 = \lambda - 1 \quad (6.24)$$

$$I_1 = \int_{\varepsilon}^1 (1 - \xi)^2 d\xi \quad (6.25)$$

$$I_2 = \int_{\varepsilon}^1 (1 - \xi)^2 \xi d\xi \quad (6.26)$$

$$I_3 = \int_{\varepsilon}^1 (1 - \xi)^4 d\xi \quad (6.27)$$

$$I_4 = \int_{\varepsilon}^1 (1 - \xi)^4 \xi d\xi \quad (6.28)$$

$$I_5 = \int_{\varepsilon}^1 (1 - \xi)^4 \xi^2 d\xi \quad (6.29)$$

Como condições iniciais considera-se que:

$$\text{Em } s' = 1$$

$$\delta'(s') = D_p / (v_L s_o / U_o)^{1/2} \quad (6.30a)$$

$$\lambda(s') = 0 \quad (6.30b)$$

$$\lim_{s' \rightarrow 0} \epsilon(s') = 1 \quad (6.30c)$$

Esta última condição é considerada porque atribuindo o valor $\epsilon(s') = 1$ nas equações, ocorreria divisão por zero em alguns pontos.

As equações (6.14), (6.15), (6.16), (6.17) e (6.18) foram resolvidas numericamente com o método de Runge Kutta Merson de passo ajustável, num computador de porte médio, para o ciclone descrito no capítulo IV tendo como partículas as esferas de vidro mencionadas naquele mesmo capítulo.

As velocidades U_s , U_n e V para a borda da camada limite foram as determinadas experimentalmente no capítulo V.

Assim, a velocidade média U_s do fluido "ar+partículas" na subcamada bifásica é calculada ponto a ponto:

$$\overline{U_s} = \int_0^{\epsilon} U (F_0 + \lambda F_1) d\xi \quad (6.31)$$

O tempo de permanência τ foi calculado somando-se os tempos para cada incremento Δs_i .

$$\tau = \sum_{i=1}^n (\Delta s_i / \overline{U_{s_i}}) \quad (6.32)$$

2. Resultados

Para dez diferentes concentrações, cada uma com a velocidade na borda da camada limite correspondente, calculou-se o

tempo de permanência teórico, variando-se o valor da viscosidade efetiva E , até que o mesmo igualasse ao tempo da curva experimental (4.8). Com o conjunto dos 10 pares de valores de concentração de partículas e a viscosidade efetiva assim obtidos foi ajustada uma correlação para E em função da concentração volumétrica corrigida Cv^* . ($Cv^* = Cv \cdot 10^5$).

$$E = 38.78 Cv^*^{-0.75062} \quad (6.33)$$

A equação (6.33) apresentou coeficiente de correlação 0.999 e erro de 0.5 %.

A obtenção desta correlação excelente, valida a hipótese feita de que a viscosidade efetiva do fluido é função da concentração volumétrica.

Os resultados experimentais e a correlação são mostrados na figura (VI.2)

Os gráficos dos parâmetros δ' e ϵ , são mostrados nas figuras (VI.3) e (VI.4). Observa-se um crescimento brusco de δ' no cilindro e uma queda, com uma região plana no cone e, como era de se esperar, ϵ tem um comportamento inverso.

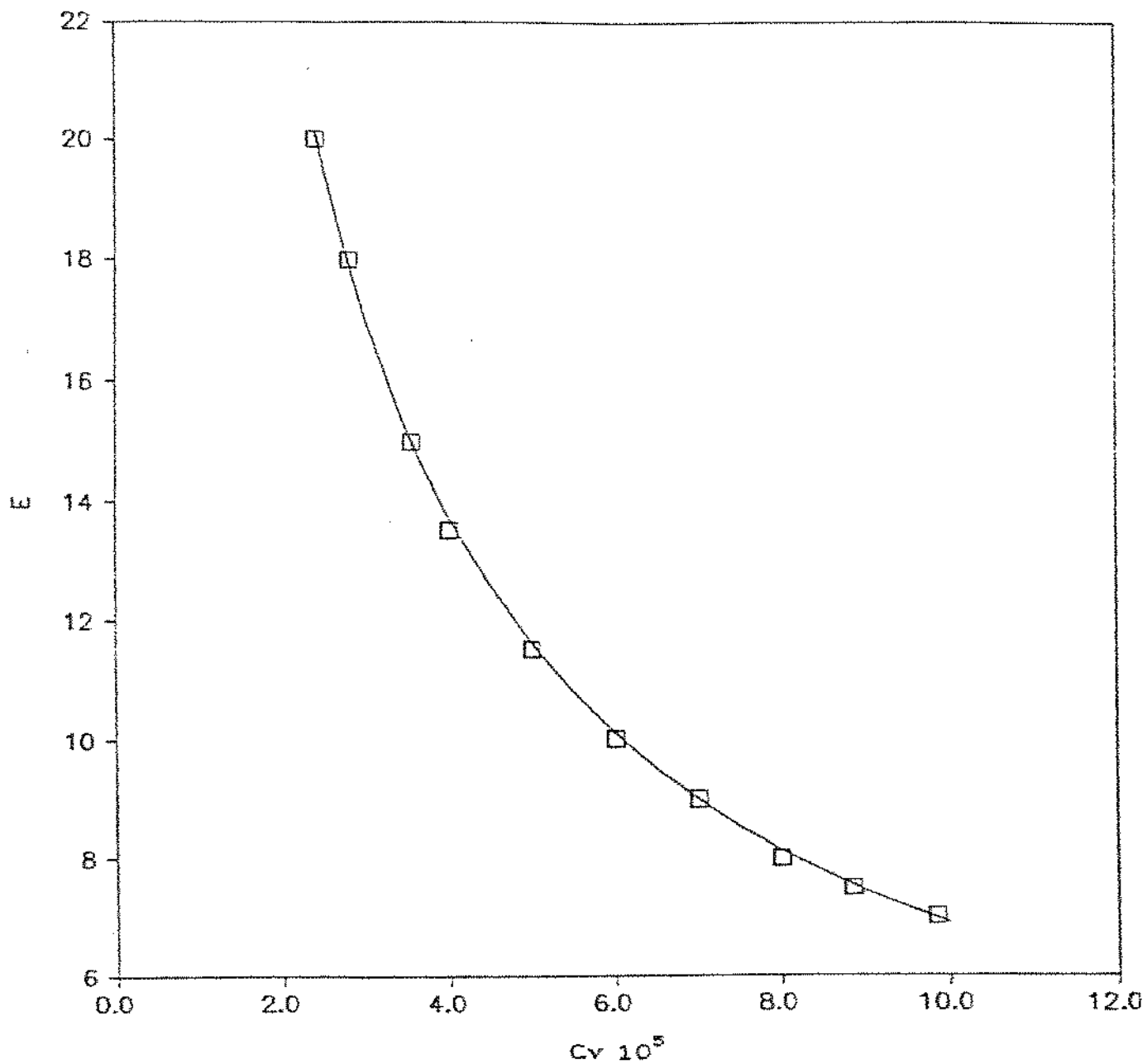
Observa-se também que se tem os mesmos resultados para todas as concentrações, tanto para a espessura da camada limite como para o parâmetro ϵ . O gráfico do parâmetro λ que representa a importância do movimento secundário induzido é mostrado na figura (VI.5) para 4 concentrações. O mesmo é nulo no cilindro e cresce no cone, aumentando, também, com a concentração. Observa-se em todos os gráficos uma descontinuidade no ponto inicial do cone, na mudança de geometria.

Os perfis de velocidade na camada limite para $s' = 0.9$, 0.7 e 0.4 são mostrados nas figuras (VI.6) e (VI.7) para 2 concentrações. Os mesmos são semelhantes aos reportados por Gaunt (24) e apresentam, para a subcamada sem partículas, o "overflow" já reportado por Bloor e Ingham (25), Gaunt (24) e Wilks (27).

Observa-se uma descontinuidade na interface das duas subcamadas devida à diferença de viscosidade entre as mesmas. Observa-se também, comparando as figuras VI.6 e VI.7 que o aumento da concentração diminui a relação entre a derivada dos perfis de

cada subcamada na interface, em acordo com a correlação (6.33).

Observa-se também que o "overflow" aumenta segundo se aproxima ao vértice, o qual é devido a um aumento do parâmetro λ .



— correlação obtida

□ pontos de ajuste do modelo com as experiências

FIGURA VI.2
VISCOSIDADE EFETIVA ADIMENSIONAL EM FUNÇÃO DA CONCENTRAÇÃO
VOLUMÉTRICA

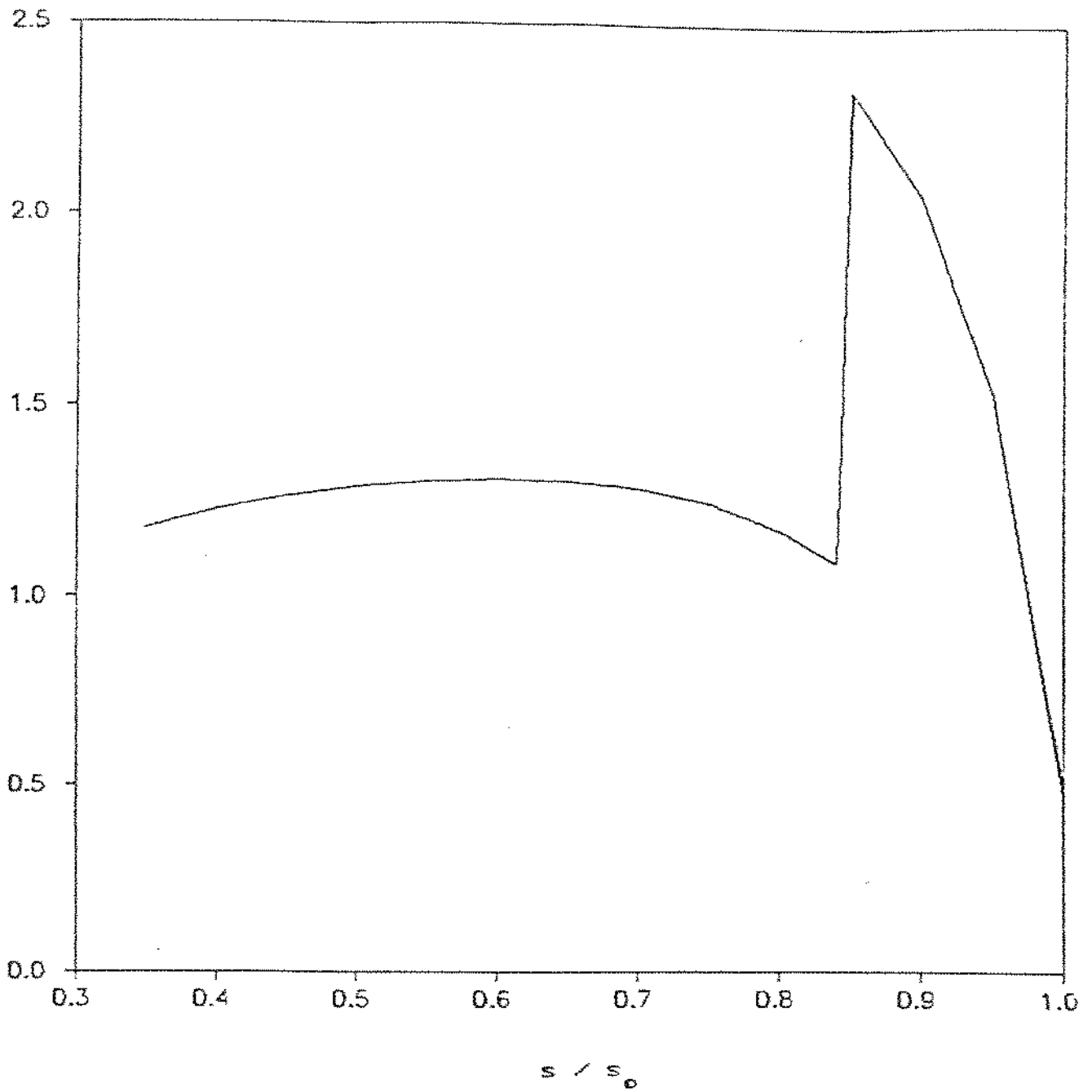


FIGURA VI.3
ESPESSURA DA CAMADA LIMITE ADIMENSIONAL

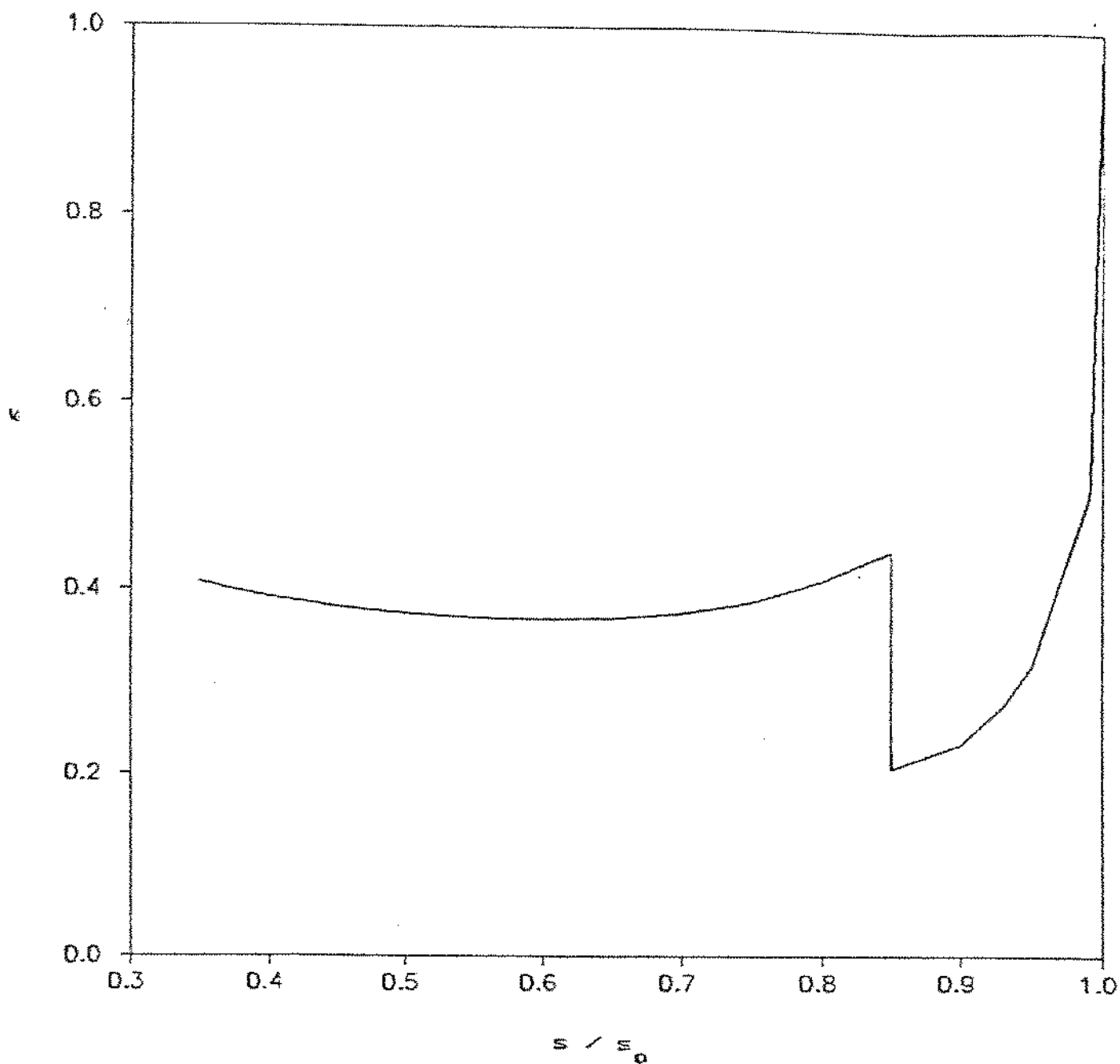
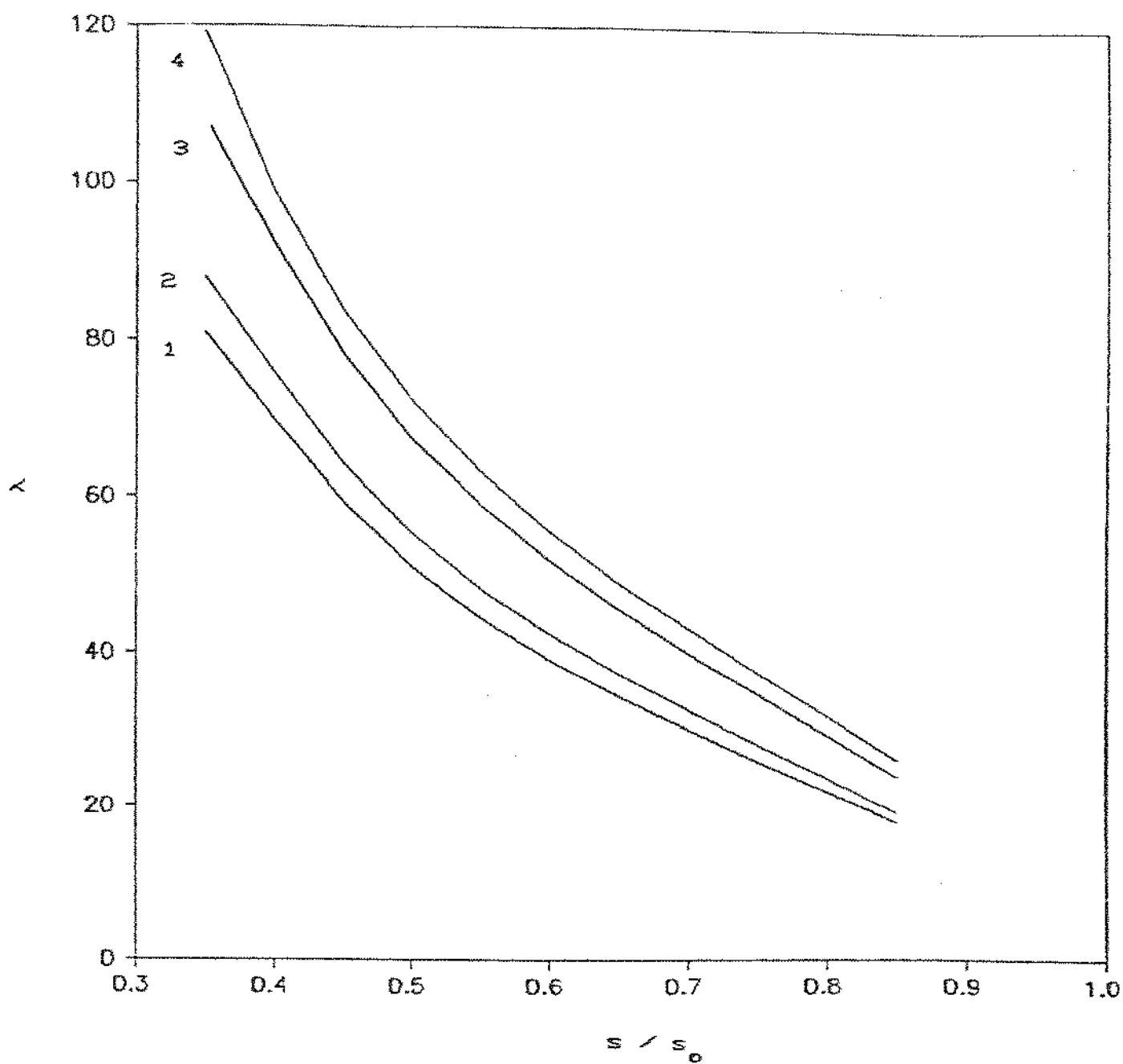


FIGURA VI.4

RAZÃO ENTRE A ESPESSURA DA SUBCAMADA COM PARTÍCULAS E A ESPESSURA
TOTAL DA CAMADA



- 1 $C_v = 2.5 \cdot 10^{-5}$
 2 $C_v = 3.5 \cdot 10^{-5}$
 3 $C_v = 7.0 \cdot 10^{-5}$
 4 $C_v = 9.5 \cdot 10^{-5}$

FIGURA VI.5
 PARAMETRO $\lambda(s)$ AO LONGO DO CICLONE PARA DIFERENTES CONCENTRAÇÕES
 VOLUMÉTRICAS

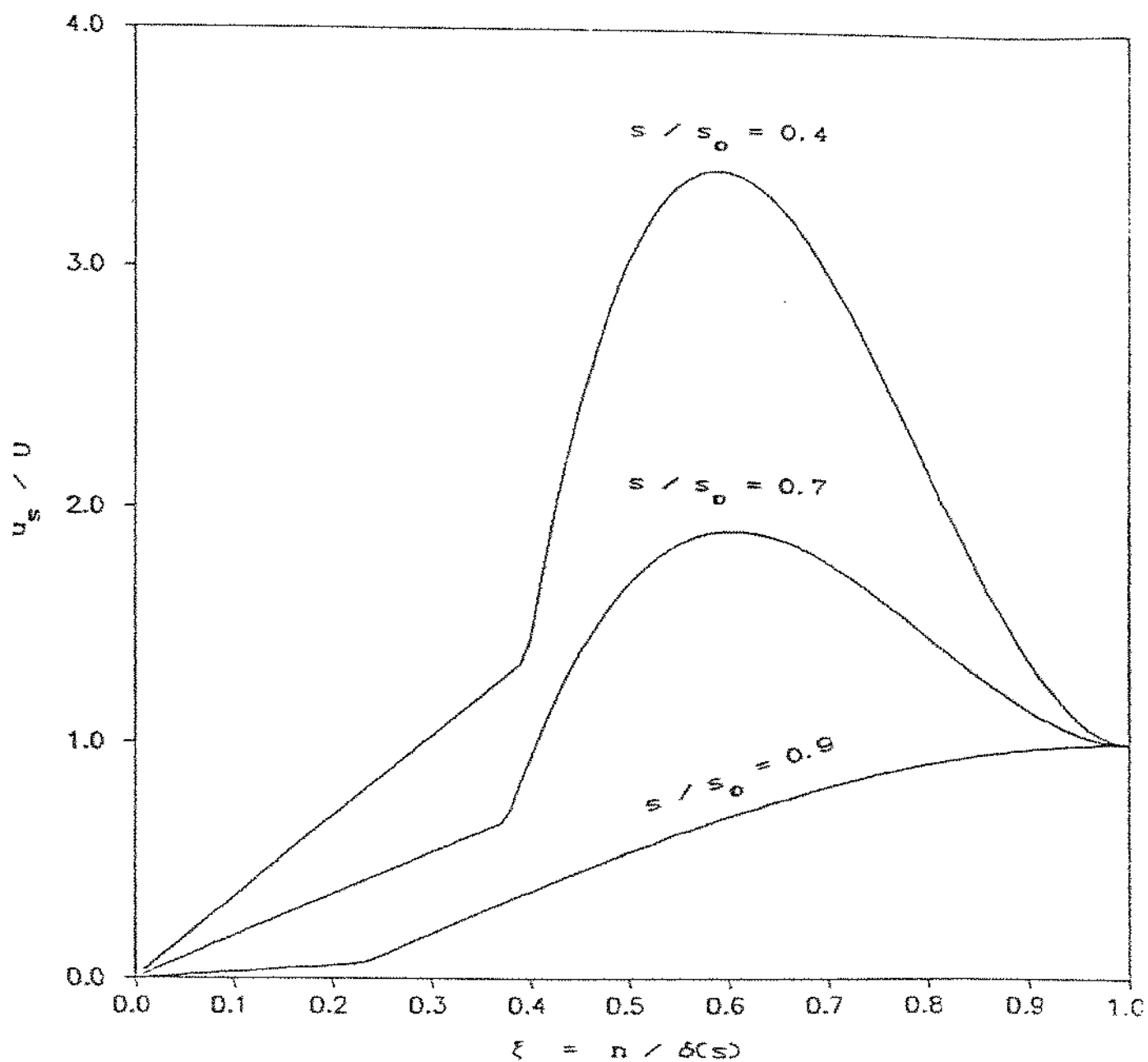


FIGURA VI.6

PERFIS DA VELOCIDADE PARALELA À PAREDE EM DIFERENTES PONTOS DO CICLONE PARA UMA CONCENTRAÇÃO VOLUMÉTRICA

$$C_v = 9.5 \cdot 10^{-5}$$

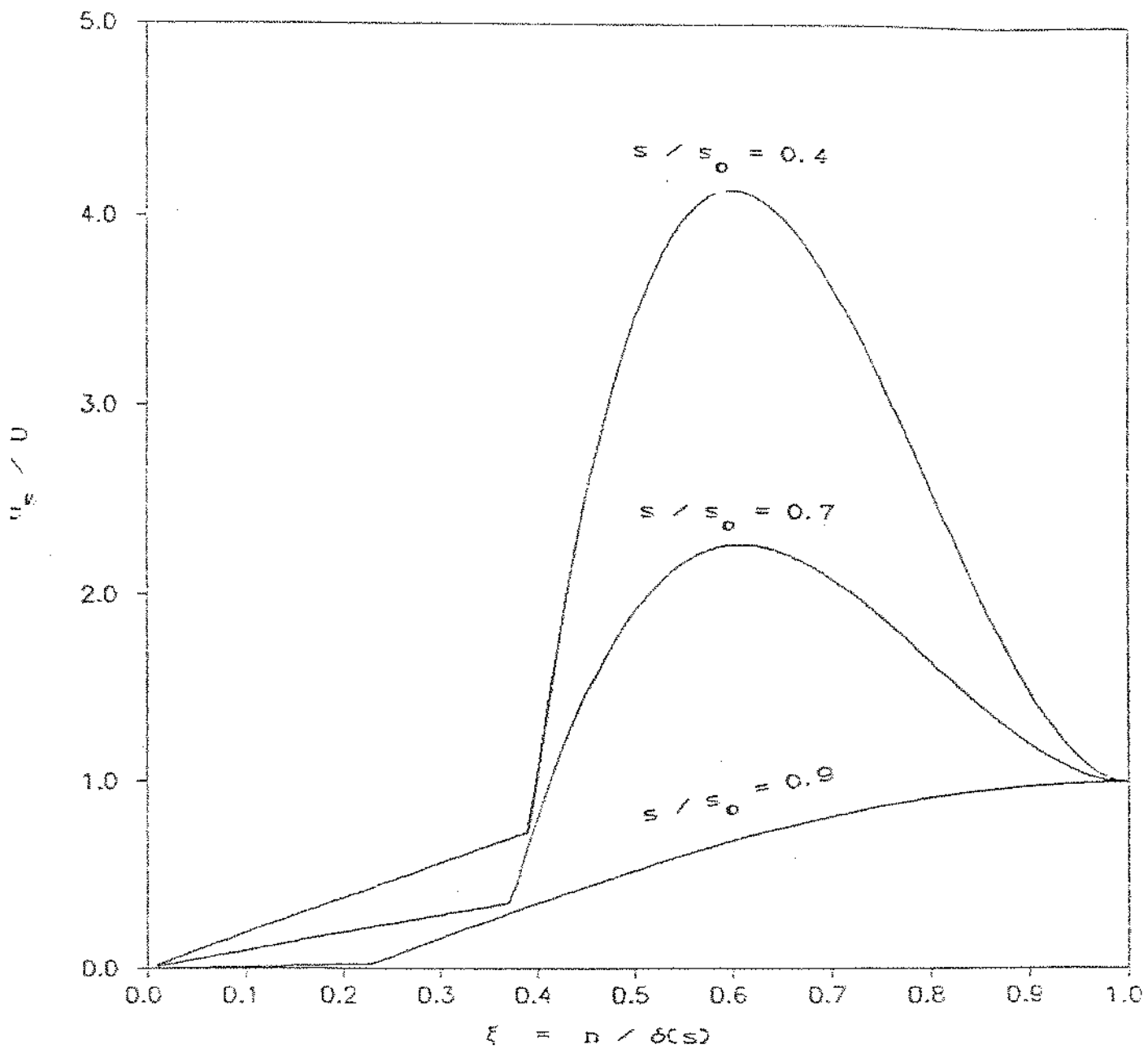


FIGURA VI.7

PERFIS DA VELOCIDADE PARALELA À PAREDE EM DIFERENTES PONTOS DO CICLONE PARA UMA CONCENTRAÇÃO VOLUMÉTRICA.

$$Cv = 2.5 \cdot 10^{-3}$$

CAPÍTULO VII

COMENTÁRIOS E CONCLUSÕES

O tempo de permanência de partículas em um ciclone, é um parâmetro fundamental para a utilização dos mesmos em secagem ou combustão.

O método experimental utilizado mostrou-se adequado de forma tal que a metodologia descrita pode ser utilizada. O único inconveniente é que é aplicável só a sistemas abertos; seria difícil usá-lo em um ciclone com um depósito de descarga. Porém, os ciclones utilizados em processos de secagem estão sendo utilizados sem depósito.

As correlações determinadas no capítulo IV, são as únicas que existem para essa finalidade. As mesmas poderiam ser melhoradas fazendo novos testes com a metodologia descrita para diferentes tipos de partículas, faixas de velocidade e concentração.

Dos modelos matemáticos existentes para escoamento "ar+partículas" em ciclones que permitam calcular o tempo de permanência, o proposto no capítulo VI é o mais adequado para material de granulometria grossa. O mesmo poderia ser ampliado para diferentes tipos de partículas (variando densidade, granulometria e forma) para o que seria preciso mais dados empíricos, o que permitiria obter uma correlação da viscosidade do fluido "ar+partículas" com a concentração das mesmas de validade mais geral. Assim, o modelo preveria o tempo de permanência de partículas para todos os casos de interesse em ciclones industriais.

Este modelo poderia ser melhorado introduzindo a turbulência nos perfis de velocidade na camada limite, apesar de que esse refinamento deva influir muito pouco no cálculo do tempo de permanência dado que a subcamada de "ar+partículas" tem uma velocidade relativamente baixa, comparada à velocidade do ar.

As correlações para a velocidade na borda da camada limite poderiam também ser melhoradas, o que igualmente melhoraria o modelo.

Assim, este trabalho é na realidade o ponto de partida para o aprofundamento dos estudos de escoamento de partículas em

um ciclone de gás e posteriormente dos processos de transferência de calor e massa nos mesmos.

APÊNDICE A

CÁLCULO DA VAZÃO DE AR NO CICLONE

A vazão de ar no ciclone foi calculada com a equação dada em (39):

$$Q = CE \beta^2 A_1 \left(\frac{2 \Delta P}{\rho_{ar}} \right)^{1/2} \quad (A.1)$$

A constante CE foi determinada a partir da equação:

$$CE = C'E + Br \left(10^6 Re_{D_1} \right)^{1/2} \quad (A.2)$$

onde

$$C'E = 0.6014 - 0.030352 D_1^{-1/4} + \left(0.3760 + 0.1629 D_1^{-1/4} \right)$$

$$\left(\frac{0.16129}{D_1^2 \beta^2 + 0.0835 D_1} + \beta^4 + 1.5^{16} \right) \quad (A.3)$$

$$Br = 0.0002 + \frac{0.02794}{D_1} + \left(0.0038 + \frac{0.01016}{D_1} \right) \cdot \left[\beta^2 + \left(16.5 + 0.19695 D_1 \right) \right] \beta^{16} \quad (A.4)$$

com D_1 expresso em mm nas equações acima.

A equação (A.3) foi tabelada por Delmée (39), de modo que no cálculo utilizou-se essa tabela conjuntamente com a expressão:

$$CE\beta^2 = C'E\beta^2 \left[1 + Ar / \left(Re_{D_1} \right)^{1/2} \right] \quad (A.5)$$

constam da tabela os valores de $C'E\beta^2$ e Ar. Este tipo de expressão (A.5), facilita o cálculo de $CE\beta^2$ que deve ser feito por recorrência até ajustar o Re_{D_1} , sendo:

$$Re_{D_1} = \rho \frac{V_1 D_1}{\mu} \quad (A.6)$$

O AP correspondente foi medido no manômetro de poço.

A densidade do ar (úmido) foi calculada a partir das equações para gás ideal (40), considerando as condições de pressão, umidade e temperatura do ar que atravessava a placa orifício.

Foram medidas as temperaturas de bulbo úmido e bulbo seco do ar ambiente, além da pressão atmosférica, em cada experiência.

Destes três dados foi obtida a umidade absoluta ω do ar ambiente, com as equações:

$$\omega = \frac{C_{par} (T_{bu} - T_{bs}) + \frac{M_v}{M_{ar}} \frac{P_v}{(P_{atm} - P_v)} h_{lv}(T_{bu})}{h_v(T_{bs}) - h_l(T_{bu})} \quad (A.7)$$

onde:

T_{bu} , T_{bs} , e P_{atm} são os dados lidos

$C_{par} = 0.996 \text{ J / g } \cdot \text{ }^\circ\text{C}$

$M_v = 18.016 \text{ g / mol}$

$M_{ar} = 28.97 \text{ g / mol}$

$P_v =$ pressão de saturação do vapor à temperatura T_{bu} calculada segundo a equação de Antoine:

$$\ln P_v = A - B / (T + C) \quad (A.8)$$

onde:

P_v (mm Hg)

T (K)

$$\begin{aligned} A &= 18.3036 \\ B &= 3816.44 \\ C &= -46.13 \end{aligned}$$

$$h_{lv} = h_v(T_{bu}) - h_l(T_{bu}) \quad (A.9)$$

onde:

$$h_v = 2505.3 + 1.892 T \quad (A.10)$$

$$h_v \text{ (J / g) ; } T \text{ (} ^\circ\text{C)}$$

$$h_l = 4.186 T \quad (A.11)$$

$$h_l \text{ (J / g) ; } T \text{ (} ^\circ\text{C)}$$

Com este valor foi calculado:

$$\text{Mar Úmido} = \frac{1 + \omega}{\frac{1}{\text{Mar}} + \frac{\omega}{\text{Mv}}} \quad (A.12)$$

Para calcular a densidade do ar nas condições em que ele passa pela placa de orifício, foi utilizada a equação:

$$\rho = P \bar{M} / R T \quad (A.13)$$

onde a pressão e a temperatura foram obtidos experimentalmente.

Os dados necessários para a determinação da vazão de ar

em cada teste são mostrados na tabela (A.1).

TABELA A.1
 Dados necessários para a determinação da vazão de ar

Teste	tbl	lbs	P atm	v	H	F (tubo)	T	ρ	DP	DP	μ	Q	Vazão m	Re
	[C]	[C]	[atm]	[m/s]	[kg/m ³]	[mmHg]	[C]	[kg/m ³]	[mmHg]	[mmHg]	[Pa/(mseg)]	[m ³ /seg]	[kg/seg]	
1	22,0	24,2	951,5	0,017	28,684	735,34	30,1	1,115	5,05	1,258	1,91E-05	0,1615	0,1801	118440
2	22,0	24,2	951,5	0,017	28,684	735,22	30,1	1,115	5,02	1,251	1,91E-05	0,1610	0,1795	118081
3	22,0	24,2	951,5	0,017	28,684	734,97	30,1	1,115	4,96	1,236	1,91E-05	0,1601	0,1784	117359
4	22,0	24,2	951,5	0,017	28,684	734,97	30,1	1,115	4,96	1,236	1,91E-05	0,1601	0,1784	117359
5	22,0	24,2	951,5	0,017	28,684	735,09	30,1	1,115	4,99	1,243	1,91E-05	0,1605	0,1790	117720
6	22,0	24,2	951,5	0,017	28,684	735,66	30,1	1,116	4,99	1,243	1,91E-05	0,1605	0,1791	117766
7	22,2	24,6	951,5	0,017	28,682	728,21	30,5	1,103	3,33	0,830	1,91E-05	0,1321	0,1457	95725
8	22,5	24,6	951,5	0,017	28,682	728,21	30,5	1,103	3,33	0,830	1,91E-05	0,1321	0,1457	95725
9	22,6	24,8	948,5	0,017	28,683	728,12	30,7	1,102	3,31	0,825	1,91E-05	0,1317	0,1452	95360
10	22,9	24,8	948,5	0,017	28,682	728,12	30,7	1,102	3,31	0,825	1,91E-05	0,1317	0,1452	95359
11	23,4	25,8	948,5	0,018	28,657	725,83	30,7	1,098	3,30	0,822	1,91E-05	0,1318	0,1447	95026
12	23,2	25,4	948,5	0,018	28,660	725,91	31,3	1,096	3,32	0,827	1,91E-05	0,1323	0,1450	95094
13	23,2	25,4	948,5	0,018	28,660	730,14	31,3	1,102	4,34	1,081	1,91E-05	0,1507	0,1661	108914
14	23,2	25,4	948,5	0,018	28,660	730,10	31,3	1,102	4,33	1,079	1,91E-05	0,1505	0,1659	108787
15	23,3	25,8	948,5	0,018	28,663	730,02	31,7	1,101	4,31	1,074	1,91E-05	0,1503	0,1654	108365
16	23,3	25,8	948,5	0,018	28,663	730,02	31,7	1,101	4,31	1,074	1,91E-05	0,1503	0,1654	108365
17	23,2	25,8	948,5	0,018	28,663	729,89	31,7	1,100	4,28	1,066	1,91E-05	0,1498	0,1648	107981
18	23,2	25,8	948,5	0,018	28,663	729,89	31,7	1,100	4,30	1,071	1,91E-05	0,1501	0,1652	108231

APÊNDICE B

CALIBRAÇÃO DO PITOT CILÍNDRICO

Para a utilização do Pitot, o mesmo foi calibrado num túnel de vento, a fim de obter o coeficiente C do mesmo, assim como o ângulo da pressão estática θ_{est} .

1. Determinação do Coeficiente do Pitot

Para determinar o coeficiente do Pitot, introduziu-se o mesmo num túnel de vento normal à parede e com o furo enfrentando à corrente e comparou-se a leitura da pressão da sonda com a de um Pitot calibrado, no mesmo tunel, para diferentes velocidades. Em ambos os casos adotou-se como referencial da escala de pressões a pressão atmosférica.

Como a velocidade do escoamento é proporcional a $(p)^{1/2}$ comparou-se as leituras da seguinte forma:

$$C (\Delta P_{sonda})^{1/2} = (\Delta P_{sonda \text{ padrao}})^{1/2} \quad (B.1)$$

Então o coeficiente C foi determinado como

$$C = (\Delta P_{sonda \text{ padrao}} / \Delta P_{sonda})^{1/2} \quad (B.2)$$

para cada velocidade, obtendo-se o coeficiente final como a média aritmética dos coeficientes.

$$C = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n C_i \quad (B.3)$$

Os resultados obtidos foram:

TABELA B.1
Calibração do Pitot

ΔP Pitot padrão (pol. c.a.)	ΔP Sonda (pol. c.a.)	C
0.93	0.95	0.989
0.88	0.90	0.989
0.71	0.72	0.993
0.51	0.52	0.990
0.34	0.34	1.000
0.16	0.16	1.000
0.06	0.06	1.000

Finalmente:

$$C = 0.994$$

Considerou-se $C = 1$, dados os erros dos instrumentos.

2. Determinação do Ângulo de Pressão Estática da Sonda

Para determinar o ângulo de pressão estática da sonda θ_{est} , instalou-se a mesma num túnel de vento e levantou-se a curva de pressão dinâmica com o ângulo, tomando leituras cada 5° , para duas velocidades diferentes. O cruzamento da curva com a abcissa corresponde a esse ângulo. Para ambas as determinações observou-se o mesmo ângulo , $\theta_{est} = 46^\circ$.

Os gráficos de pressão adimensionalizada em função do ângulo são mostrados nas figuras (B.1) e (B.2) para $Re = 1800$ e 4000 respectivamente.

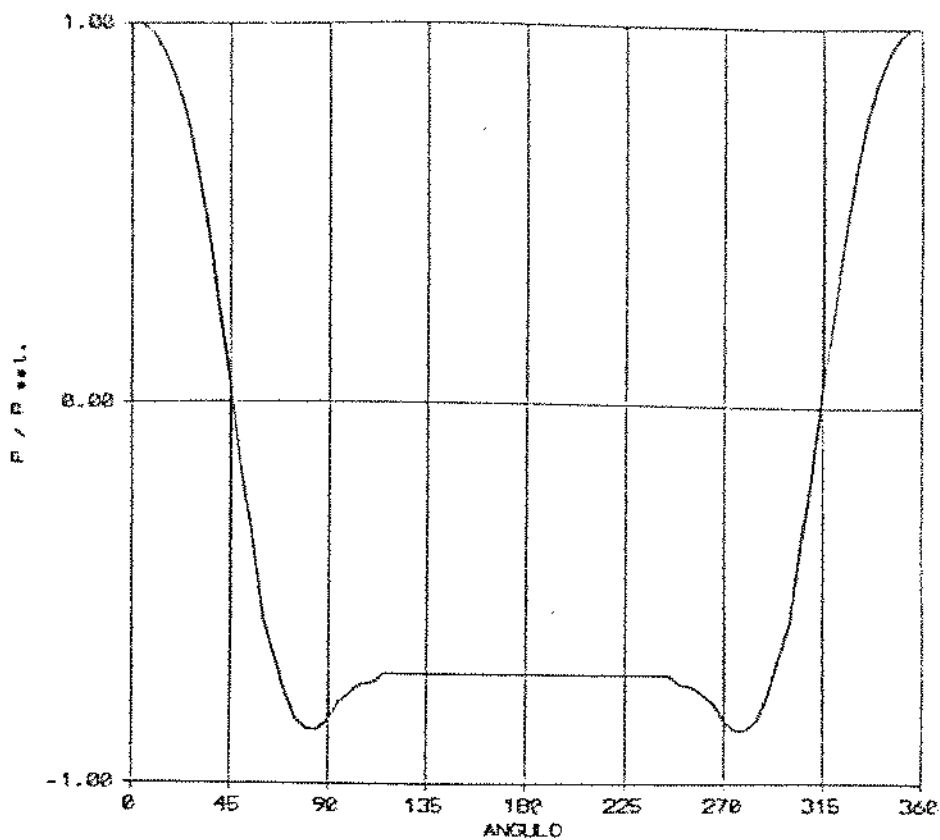


FIGURA B.1
DISTRIBUIÇÃO DE PRESSÃO - PITOT
Re = 1800

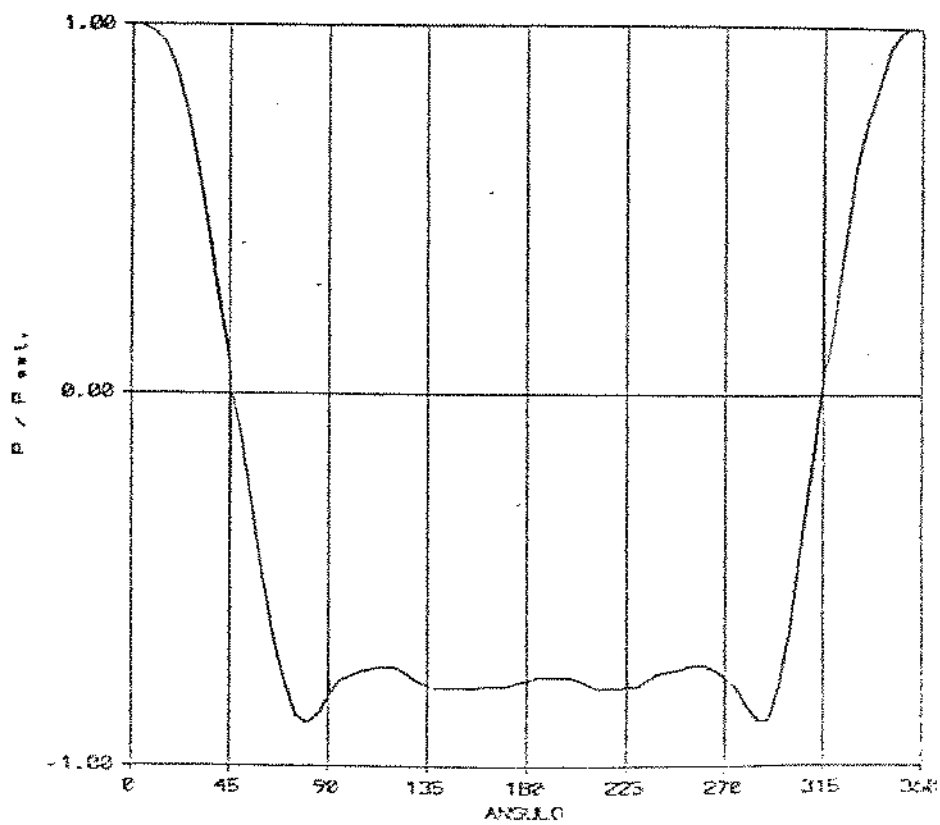


FIGURA B.2
DISTRIBUIÇÃO DE PRESSÃO - PITOT
Re = 4000

BIBLIOGRAFIA

- 1) Nebra S.A.; Tese de Doutorado, Engenharia Mecânica, Unicamp (1985).
- 2) Nebra S.A. e Macedo I. de C.; Int. Sugar Journal, vol. 91, p.3 (1989)
- 3) Heinze C; Chem. Eng. Res., vol. 7, p.274 (1984)
- 4) ter Linden A.; Proc. of the Inst. Mech. Eng. J., vol.160,p.233 (1949)
- 5) Kelsall D.; Trans. Inst. Chem. Engrs., vol. 30, p.87 (1952)
- 6) Van Tongeren H.; Mechanical Engineering, p.753 (1935)
- 7) Stairmand C.J.; Trans. Inst. Chem. Engrs., vol. 29,p.356 (1951)
- 8) Davies C.N.; The Inst. of Mech. Engineers, vol. 18, p.185 (1952)
- 9) Daniels T.C.; The Engineer p.358 (1957)
- 10) Rietema K.;(editor) "Cyclones in Industry", Edit. Elsevier Pub. Co. (1961)
- 11) Rietema K.; Chem. Eng. Science, vol. 15, p.248 (1961)
- 12) Thompson B.W. e Strauss W.; Chem. Eng. Science, vol. 26, p. 126 (1971)
- 13) Bloor M.I.G. e Ingham D.B.; Trans. Inst. Chem. Engrs., vol.51, p.36 (1973)
- 14) Bloor M.I.G. e Ingham D.B.; "First European Conference on Mixing and Centrifugal Separation", paper E6, Cambridge, England (1974)
- 15) Bloor M.I.G. e Ingham D.B.; Trans. Inst. Chem. Engrs., vol.53, p.1 (1975)
- 16) Boysan F., Ayers W.H. e Swithenbank J.; Trans. Inst. Chem. Engrs., vol. 60, p.222 (1982)
- 17) Boysan F., Swithenbank J. e Ayers W.H.; "Encyclopedia of Fluid Mechanics", vol. 4, p. 1307, Editor N. Chermisinoff, Gulf Publishing Co. (1986)
- 18) Ayers W.H., Boysan F., Swithenbank J. e Ewan B.C.R. ; Filtration and Separation, p.39 (1985)
- 19) Rott N. e Lewellen W.S.; Progress in Aeronautical Science, vol. 7, p.111 (1966)
- 20) Taylor G.I.; Quart. J. Mech. and Applied Math., vol III, pt.2, p.129 (1950)
- 21) Weber M.E.; Journal of Applied Mech., vol. 23, p.587 (1956)

- 22) Bloor M.I.G. e Ingham D.B.; Trans. Inst. Chem. Engrs., vol.54, p.276 (1976)
- 23) Laverack S.D.; Trans. Inst. Chem Engrs., vol. 58, p.33 (1980)
- 24) Gaunt G.; Chem. Eng. Res. Des., vol. 61, p.271 (1983)
- 25) Morsi S.A. e Alexander A.J.; J. of Fluid Mech., vol. 55, pt.2, p.193 (1972)
- 26) Bloor M.I.G. e Ingham D.B.; ZAMP, vol. 28, p.289 (1977)
- 27) Wilks G.; J. of Fluid Mech., vol. 34, pt.3, p.575 (1968)
- 28) Houlihan T.M. e Hornstra D.J.; J. of Fluid Mech., vol. 52, pt.3, p.357 (1972)
- 29) Every R., Hughes R. e Koch. L.; "Advances in Solid-Liquid Flow in Pipes and its applications", Pergammon Press, 1st. Ed. (1971)
- 30) Boysan F., Weber R. e Swithenbank J.; Combustion and Flame, vol. 63, p.73 (1986)
- 31) Szekely J. e Carr R.; Chem. Engrs. Science, vol. 21, p.1119 (1966)
- 32) Mori Y.; Suganuma A. e Tanaka S.; Journal of Chem. Eng. of Japan, vol.1, n° 1, p.82 (1968)
- 33) Foust A.S., Wenzel L.A. and Co.; "Principios das Operações Unitárias", Apêndice A, Edit. Guanabara Dois, 2° Ed. (1982)
- 34) Silva R.J.; Tese de Mestrado, Engenharia Mecânica, EFEI (1988)
- 35) Yuu S., Jotaki T., Tomita Y. e Yoshida K.; Chem. Eng. Science, vol. 23, p.1573 (1978)
- 36) Benedicts R.P.; "Fundamentals of Temperature, Pressure and Flow Measurements", cap. 17, J. Wiley and Sons, 3° Ed., (1984)
- 37) Ower E. e Pankhurst R.C.; "The Measurement of Air Flow", cap. 4, Pergammon Press, 5° Ed., (1977)
- 38) Glaser A.H.; Journal of Scientific Instruments, vol. 29, p. 219 (1952)
- 39) Delmée G.J.; "Manual de Medição de Vazão", cap.11, Edit. Edgard Blucher Ltda, 1° Ed., (1983)
- 40) Van Wylen G.J. e Sonntag R.E.; "Fundamentos da Termodinâmica Clássica", cap.10, Edit. Edgard Blucher Ltda, 2° Ed. (1976)

NOMENCLATURA

a(s)	função do movimento secundário induzido na camada limite
C_D	coeficiente de arrasto
C_M	concentração mássica
C_V	concentração volumétrica
C_V^*	concentração volumétrica corrigida
D	diâmetro
D_1	diâmetro da tubulação
D_2	diâmetro do estrangulamento da placa-orifício
E	viscosidade efetiva adimensional
M	razão das velocidades vertical e azimutal na entrada do ciclone
\dot{M}_{ar}	vazão mássica do ar
m_i	massa da amostra para o sistema de peneiras
m_r	massa das partículas remanescentes no ciclone
\dot{m}_s	vazão mássica de sólidos
n	coordenada normal à parede
P	pressão
Q	vazão de fluido
r	coordenada esférica polar radial
R	coordenada cilíndrica polar radial
R_c	raio da parte cilíndrica do ciclone
Re	número de Reynolds
s	coordenada paralela à parede
t	tempo
u_m	velocidade na direção m ($m = r, \theta, \lambda, R, \phi, n, s, Z$)
U_m	velocidade do escoamento principal na direção m [$m = s, n, t$ (tangencial), p (paralela à parede)]
v	velocidade na direção azimutal
V	velocidade do escoamento principal na direção azimutal
x_i	fração de partículas de um certo diâmetro na alimentação de sólidos
y_i	fração de partículas de um certo diâmetro na massa de sólidos remanescentes no sistema
z	coordenada cilíndrica polar
α	ângulo da velocidade na borda da camada limite
α^*	ângulo do cone do ciclone
δ	espessura da camada limite

δ_L	espessura da subcamada limite externa ou de "lama"
ϵ	razão entre a espessura da subcamada de partículas e a espessura total da camada
ϕ	coordenada cilíndrica polar azimutal
γ	função gamma incompleta
λ	coordenada esférica polar azimutal
$\lambda(s)$	função do movimento secundário induzido na camada limite
μ	viscosidade dinâmica
θ	coordenada esférica polar angular
ρ	densidade do fluido
ρ_s	densidade do sólido
τ	tempo de permanência
τ_a	tempo de permanência adimensional
τ_i	tempo de permanência de cada tamanho de partículas no conjunto
ν	viscosidade cinemática
ξ	variável de similaridade

Índices

0	inicial
p	partícula
o	subcamada limite externa
i	subcamada limite interna

Superescritos

'	variável adimensional
---	-----------------------