



**UNIVERSIDADE FEDERAL DE MINAS GERAIS**  
**PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM**  
**ENGENHARIA MECÂNICA**

**DESENVOLVIMENTO DE UM PADRÃO SECUNDÁRIO**  
**DE CALIBRAÇÃO DA GRANDEZA VAZÃO DE GÁS**  
**CONSTITUÍDO DE UM BANCO DE MEDIDORES**  
**DO TIPO BOCAL SÔNICO**

**MARIA LUIZA MORAES DOS SANTOS**

**Belo Horizonte, 28 de setembro de 2006**

# **Livros Grátis**

<http://www.livrosgratis.com.br>

Milhares de livros grátis para download.

Maria Luiza Moraes dos Santos

**DESENVOLVIMENTO DE UM PADRÃO SECUNDÁRIO  
DE CALIBRAÇÃO DA GRANDEZA VAZÃO DE GÁS  
CONSTITUÍDO DE UM BANCO DE MEDIDORES  
DO TIPO BOCAL SÔNICO**

Tese apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Minas Gerais, como requisito parcial à obtenção do título de Doutor em Engenharia Mecânica.

Área de concentração: Calor e Fluidos

Orientador: Prof. Geraldo Augusto Campolina França

Co-orientador: Prof. Ramón Molina Valle

Belo Horizonte

Escola de Engenharia da UFMG

2006



**Universidade Federal de Minas Gerais**  
**Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica**

Av. Antônio Carlos, 6627 - Pampulha - 31.270-901 - Belo Horizonte – MG  
 Tel.: +55 31 3499-5145 - Fax.: +55 31 3443-3783  
[www.demec.ufmg.br](http://www.demec.ufmg.br) - E-mail: [cpgmec@demec.ufmg.br](mailto:cpgmec@demec.ufmg.br)

**DESENVOLVIMENTO DE UM PADRÃO SECUNDÁRIO  
 DE CALIBRAÇÃO DA GRANDEZA VAZÃO DE GÁS  
 CONSTITUÍDO DE UM BANCO DE MEDIDORES  
 DO TIPO BOCAL SÔNICO**

**MARIA LUIZA MORAES DOS SANTOS**

Tese defendida e aprovada em 28 de setembro de 2006, pela Banca Examinadora designada pelo Colegiado do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Minas Gerais, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de “**Doutor em Engenharia Mecânica**”, na área de concentração de “**Calor e Fluidos**”

**Prof. Dr. Geraldo Augusto Campolina França - Orientador**  
 Depto. de Engenharia Mecânica – EE / UFMG

**Prof. Dr. Ramón Molina Valle – Co-Orientador**  
 Depto. de Engenharia Mecânica – EE / UFMG

**Prof. Dr. Moyses Alberto Navarro – Examinador**  
 Comissão Nacional de Energia Nuclear – CNEN / MG

**Prof. Dr. Roberto Márcio de Andrade – Examinador**  
 Depto. de Engenharia Mecânica – EE / UFMG

**Prof. Dr. Rogério de Oliveira Corrêa**  
 Divisão de Competitividade e Cooperação Técnica – INMETRO / RJ

**Prof. Dr. Rudolf Huebner**  
 Depto. de Engenharia Mecânica – PUC / MG

## **AGRADECIMENTOS**

Aos meus pais Thales e Helena, pelo exemplo de caráter e integridade, pelo exemplo do trabalho realizado com afinho e desprendimento e, acima de tudo, pelos seus esforços em propiciar, a mim e a meus seis irmãos, uma sólida formação moral e intelectual.

Ao meu orientador professor Geraldo Augusto Campolina França, pela conduta profissional, atenciosa e confiante mantida durante nossa convivência.

Aos professores e amigos Antônio Andrade, Ramón Molina e Roberto Andrade pelo valioso apoio e gratificantes conversas no decorrer de todo o curso.

Ao Governo do estado de Minas Gerais, pela concessão de tempo para realização do curso.

Ao apoio financeiro da FINEP e da PETROBRAS.

Ao CETEC, por disponibilizar as instalações do Laboratório de Vazão de Gás para a realização da investigação experimental.

A equipe da oficina mecânica do CETEC, que realizou um trabalho de alta qualidade na usinagem de peças, na realização de difíceis soldas e na montagem do banco de bocais.

Ao coordenador do Setor de Metalurgia do CETEC, Mário Lúcio Talarico, pelas medições realizadas no projetor de perfil e visualizações microscópicas dos diâmetros das gargantas dos bocais sônicos.

Aos membros da banca examinadora, pela análise criteriosa da tese e importantes sugestões.

Ao amigo Jorge Saffar, pelo apoio, incentivo e pela revisão do abstract deste trabalho, tornando-o um texto conciso e elegante.

Ao meu mestre e melhor amigo Ramon Zeferino, meu profundo agradecimento pelo seu imprescindível apoio e incentivo na realização deste trabalho, e pelos preciosos ensinamentos que tenho o privilégio de usufruir em nosso convívio diário no CETEC.

*Para meus muito queridos sobrinhos  
Thales, Gustavo, Fernanda, Marcos, Carolina, Luísa, Helena  
e outros que ainda virão,  
desejando que a ciência e a tecnologia tragam,  
além de mais emoção neste mundo “internético” e cibernético que vocês adoram,  
condições para que vocês conquistem seus sonhos com mais facilidade e sabedoria.*

## SUMÁRIO

LISTA DE FIGURAS.....	9
LISTA DE TABELAS.....	12
LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS.....	13
NOMENCLATURA.....	14
RESUMO.....	18
<b>1 INTRODUÇÃO.....</b>	<b>19</b>
<b>2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA.....</b>	<b>25</b>
<b>2.1</b> Preâmbulo.....	25
<b>2.2</b> Evolução histórica na identificação e equacionamento do fluxo crítico.....	26
<b>2.3</b> Primeiros estudos do bocal sônico como medidor de vazão.....	32
<b>2.4</b> As primeiras normas e os estudos do bocal sônico nos últimos 20 anos.....	38
<b>2.5</b> Exemplos de bancos de bocais sônicos.....	62
<b>2.6</b> A nova norma a ser publicada pela ISO.....	66
<b>3 FUNDAMENTOS TEÓRICOS.....</b>	<b>67</b>
<b>3.1</b> A velocidade do som.....	67
<b>3.2</b> Velocidade sônica em restrições – o bocal sônico.....	69
<b>3.3</b> Comportamento do escoamento através de um bocal sônico.....	71
<b>3.4</b> Demonstração analítica do efeito da variação da área nas propriedades do escoamento através do bocal sônico bloqueado.....	74
<b>3.5</b> Equação da vazão em massa ideal que atravessa o bocal sônico.....	76
<b>3.5.1</b> Equação para o cálculo da velocidade na garganta $V_d$ .....	76
<b>3.5.2</b> Dedução da equação da vazão em massa como uma função das condições de estagnação.....	78
<b>3.6</b> A equação da vazão em massa do bocal sônico para o escoamento real e a sua calibração.....	81
<b>4 METODOLOGIA.....</b>	<b>85</b>
<b>4.1</b> Projeto e construção do Banco de Bocais Sônicos – BBS.....	85

4.1.1	Definição do número e do tamanho dos bocais sônicos para compor o BBS.....	85
4.1.2	Características geométricas dos bocais sônicos utilizados no BBS.....	86
4.1.3	O banco de bocais sônicos protótipo.....	88
4.2	Calibração dos bocais sônicos instalados no BBS.....	92
4.2.1	Adaptação das instalações da seção de testes do sistema de calibração do Laboratório de Vazão de Gás do CETEC para calibração dos bocais.....	92
4.2.2	Padrão primário Bell Prover.....	94
4.2.3	Demais componentes do sistema de calibração.....	97
4.2.4	Método de cálculo adotado na calibração dos bocais sônicos.....	100
4.2.5	Correção dos erros sistemáticos identificados no processo de calibração do BBS.....	101
4.2.6	Estimativa das incertezas associadas às calibrações dos bocais sônicos e aplicação da lei de propagação de incerteza para obtenção da incerteza combinada.....	108
4.3	Calibração do medidor rotativo de lóbulos.....	113
4.3.1	Montagem das instalações para calibração de um medidor rotativo de lóbulos contra o BBS no Laboratório de Vazão de Gás do CETEC.....	113
4.3.2	Medidor Rotativo de Lóbulos.....	115
4.3.3	Faixa de vazão calibrada.....	116
4.3.4	Método de cálculo adotado na calibração do medidor rotativo de lóbulos.....	117
4.3.5	Estimativa das incertezas associadas às calibrações do medidor rotativo de lóbulos e aplicação da lei de propagação de incerteza para obtenção da incerteza combinada.....	119
4.4	Avaliação do desempenho do BBS a partir dos resultados obtidos na calibração do medidor rotativo de lóbulos aplicando o método do erro normalizado.....	124
5	RESULTADOS.....	126
5.1	Calibração dos bocais sônicos.....	126
5.1.1	Faixas de vazões dos bocais sônicos.....	126
5.1.2	Resultados das calibrações $Cd_n$ como uma função de $Re_{dn}$ .....	127
5.1.3	Correção dos erros sistemáticos identificados.....	127
5.1.4	Influência do ramal em que o bocal sônico é calibrado.....	130
5.1.5	Resultados das calibrações - $Cd$ como uma função de $Re_d$ .....	133
5.1.6	O $Cd$ dos bocais calibrados no BBS comparados com o $Cd$ de outras fontes.....	134
5.2	Incerteza associada às calibrações.....	137



<b>5.3</b> Desempenho do BBS.....	140
<b>6</b> CONCLUSÕES.....	143
<b>7</b> SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS.....	146
ABSTRACT.....	147
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	148

## LISTA DE FIGURAS

<b>FIGURA 2.1</b>	Desenho ilustrativo da Eolípila de Heron.....	26
<b>FIGURA 2.2</b>	Descarga de um gás através de um bocal convergente a partir de um reservatório onde a pressão é $P_0$ para outro reservatório onde a pressão é $P_j$ .....	28
<b>FIGURA 2.3</b>	Desenho esquemático da Turbina de impulsão DeLaval.....	30
<b>FIGURA 2.4</b>	Desenho esquemático do Venturi projetado por Smith e Matz.....	33
<b>FIGURA 2.5</b>	Desenho esquemático do Venturi clássico subsônico.....	33
<b>FIGURA 2.6</b>	Bocal Venturi de garganta toroidal.....	39
<b>FIGURA 2.7</b>	Bocal Venturi de garganta cilíndrica.....	40
<b>FIGURA 2.8</b>	Requisitos para instalação com uma configuração com tubulação a montante.....	41
<b>FIGURA 2.9</b>	Diferentes modelos de bocais avaliados analítica e experimentalmente.....	46
<b>FIGURA 2.10</b>	Comparação entre resultados analíticos e experimentais na determinação do $Cd$ .....	47
<b>FIGURA 2.11</b>	Dimensões dos bocais superexatos, investigados no NRLM.....	49
<b>FIGURA 2.12</b>	Dimensões dos bocais investigados no PTB.....	50
<b>FIGURA 2.13</b>	Comparação das curvas $Cd \times Re_d$ de várias fontes: EQ. PTB-2000 (EQ. 2.19), EQ. ISO 1990 (EQ. 2.11), EQ. NRLM experimental (EQ. 2.18), EQ. NRLM teórica (EQ. 2.16).....	52
<b>FIGURA 2.14</b>	Geometria dos bocais superexatos .....	52
<b>FIGURA 2.15</b>	Razão de contrapressão obtidos para diferentes valores de $Re_d(i,\mu_0)$ para o bocal com $d = 13,4$ mm.....	53
<b>FIGURA 2.16</b>	Instabilidade no valor da razão crítica de contrapressão para $Re_d(i,\mu_0) = 2,2 \times 10^4$ .....	53
<b>FIGURA 2.17</b>	Exemplo de baixo valor da razão crítica de contrapressão.....	54
<b>FIGURA 2.18</b>	Variação da razão crítica de contrapressão para bocais $d$ variando de 0,103 mm a 1,185 mm.....	55
<b>FIGURA 2.19</b>	Geometria do bocal investigado no PTB.....	56
<b>FIGURA 2.20</b>	Razão crítica de contrapressão para 2 grupos de bocais.....	57
<b>FIGURA 2.21</b>	Razão crítica de contrapressão como uma função $Re_d$ .....	57
<b>FIGURA 2.22</b>	Coeficiente de descarga como uma função de $Re_d$ ( $d$ nominal).....	60

<b>FIGURA 2.23</b>	Coeficiente de descarga como uma função de $Re_d$ ( $d$ modificado).....	61
<b>FIGURA 2.24</b>	Bocais sônicos instalados em tubulações independentes com câmaras de entrada próprias.....	63
<b>FIGURA 2.25</b>	Bocais sônicos instalados em tubulações independentes com uma de entrada comum.....	63
<b>FIGURA 2.26</b>	Bocais sônicos embutidos em um disco para ser inserido em uma única tubulação.....	64
<b>FIGURA 2.27</b>	Os 5 estágios da cadeia de rastreabilidade de um medidor calibrado nas instalações do CEESI.....	65
<b>FIGURA 3.1</b>	Onda de pressão, no interior de um tubo, criada pelo movimento instantâneo de um êmbolo.....	67
<b>FIGURA 3.2</b>	Onda de pressão vista de um sistema de coordenadas fixo com a onda..	67
<b>FIGURA 3.3</b>	Disco perfurado introduzido na seção de uma tubulação onde existe um fluido em escoamento.....	70
<b>FIGURA 3.4</b>	Geometria típica de um bocal sônico.....	70
<b>FIGURA 3.5</b>	Comportamento de um escoamento gasoso através de um orifício e de um bocal.....	71
<b>FIGURA 3.6</b>	Efeitos da pressão de jusante na operação de um bocal sônico.....	72
<b>FIGURA 3.7</b>	Simulação da pressão estática em um bocal sônico para $Re_d = 10^6$ indicando a seção da região divergente onde ocorre a onda de choque..	74
<b>FIGURA 3.8</b>	Volume de controle para o balanço de massa em um escoamento que atravessa um bocal sônico.....	77
<b>FIGURA 3.9</b>	Volume de controle para um escoamento isentrópico que atravessa um bocal sônico a partir de um reservatório.....	78
<b>FIGURA 4.1</b>	Fotografia frontal dos cinco bocais Bs e vistas do bocal Bs3 e do bocal Bs5-1.....	87
<b>FIGURA 4.2</b>	Geometrias dos cinco tamanhos de bocais sônicos utilizados no BBS...	87
<b>FIGURA 4.3</b>	Foto do banco de bocais sônicos de pequena capacidade.....	89
<b>FIGURA 4.4</b>	Desenho esquemático do BBS.....	90
<b>FIGURA 4.5</b>	Foto do BBS – vista superior.....	90
<b>FIGURA 4.6</b>	Foto do BBS – vista geral.....	90
<b>FIGURA 4.7</b>	Desenho esquemático da instalação utilizada na calibração dos bocais sônicos.....	92
<b>FIGURA 4.8</b>	Foto da seção de testes do sistema de calibração primário do Laboratório de Vazão de Gás do CETEC adaptado para calibração dos bocais sônicos instalados no BBS.....	93

<b>FIGURA 4.9</b>	Foto em outro ângulo da seção de testes do sistema de calibração primário do Laboratório de Vazão de Gás do CETEC adaptado para calibração dos bocais sônicos instalados no BBS, mostrando as duas válvulas de controle instaladas a montante do BBS.....	94
<b>FIGURA 4.10</b>	Foto e desenho esquemático em corte do padrão primário <i>Bell Prover</i>	95
<b>FIGURA 4.11</b>	Medidores de pressão e temperatura e módulos de interface .....	99
<b>FIGURA 4.12</b>	Imagem da seção convergente da entrada do bocal Bs4 visualizada em microscópio.....	103
<b>FIGURA 4.13</b>	Detalhe do trecho de tubo existente a montante do bocal sônico.....	106
<b>FIGURA 4.14</b>	Desenho esquemático da instalação utilizada na calibração do medidor rotativo contra o BBS.....	114
<b>FIGURA 4.15</b>	Foto da montagem para calibração do medidor rotativo contra o BBS	114
<b>FIGURA 4.16</b>	Foto em outro ângulo da montagem para calibração do medidor rotativo contra o BBS.....	115
<b>FIGURA 4.17</b>	Medidor Rotativo de Lóbulos - <i>Rotary Piston Prover Duo</i> <sup>®</sup> .....	116
<b>FIGURA 5.1</b>	Valores de $Cd_n$ como uma função do $Re_{dn}$ considerando $d = dn$ .....	127
<b>FIGURA 5.2</b>	Diferenças relativas entre as vazões obtidas para o bocal Bs5-3 nos diferentes ramais.....	131
<b>FIGURA 5.3</b>	Diferenças relativas entre as vazões obtidas para o bocal Bs5-5 nos diferentes ramais.....	132
<b>FIGURA 5.4</b>	Ilustração mostrando o ramal em que cada bocal foi calibrado.....	133
<b>FIGURA 5.5</b>	Resultados da calibração dos nove bocais sônicos – $Cd$ como uma função do $Re_d$ .....	134
<b>FIGURA 5.6</b>	Comparação das curvas $Cd$ como uma função de $Re_d$ do BBS e da norma ISO [2005].....	135
<b>FIGURA 5.7</b>	Comparação das curvas $Cd$ como uma função de $Re_d$ do BBS e do KRISS/Coréia.....	136
<b>FIGURA 5.8</b>	Comparação das curvas $Cd$ como uma função de $Re_d$ do BBS e do PTB-2000.....	137
<b>FIGURA 5.9</b>	Resultados das calibrações do medidor rotativo de lóbulos - $e x Re_{Rot}$	140
<b>FIGURA 5.10</b>	Erro Normalizado $En$ encontrado para os diferentes pontos de vazão calibrados.....	141

## LISTA DE TABELAS

<b>TABELA 4.1</b>	Dimensões dos bocais sônicos avaliados e dimensões recomendadas pela norma aplicável.....	88
<b>TABELA 4.2</b>	Coeficientes da EQ. 4.24 para o cálculo de $C^*$ .....	110
<b>TABELA 5.1</b>	Faixas de vazão em que os bocais sônicos foram Calibrados.....	126
<b>TABELA 5.2</b>	Diferença entre as condições de estagnação e as condições medidas na câmara <i>plenum</i> .....	128
<b>TABELA 5.3</b>	Diâmetros estimados para os bocais.....	129
<b>TABELA 5.4</b>	Exemplos da variação no valor do $C_d$ para cada correção efetuada.....	130
<b>TABELA 5.5</b>	Bocal Bs5-3 – Calibrado no ramal 3. Diferença das vazões obtidas se calibrado nos ramais 1, 2, 4 ou 5 para o mesmo $Re_d$ .....	131
<b>TABELA 5.6</b>	Bocal Bs5-5 – Calibrado no ramal 5. Diferença das vazões obtidas se calibrado nos ramais 1, 2, 3 ou 4 para o mesmo $Re_d$ .....	132
<b>TABELA 5.7</b>	Planilha de incerteza – Calibração do Bocal Bs5-1 contra o padrão primário <i>Bell Prover</i> .....	138
<b>TABELA 5.8</b>	Planilha de incerteza – Calibração do medidor rotativo de lóbulos contra os bocais Bs5-1, Bs5-2, Bs5-3 e Bs5-4.....	139
<b>TABELA 5.9</b>	Resultados de dez pontos de vazão do medidor rotativo de lóbulos calibrados pelo BBS e comparados com os resultados de sua calibração no laboratório do NMI para o mesmo número de Reynolds no medidor.....	142
<b>TABELA 5.10</b>	Resultados de calibração do medidor rotativo de lóbulos utilizando diferentes combinações de bocais sônicos.....	142

## LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

ANSI	American National Standards Institute
ASME	American Society of Mechanical Engineers
BIPM	Bureau Internacional de Pesos e Medidas
BBS	Banco de Bocais Sônicos
Bs	Bocal sônico
BsISO	Bocal sônico ISO
CETEC	Fundação Centro Tecnológico de Minas Gerais
CFD	Dinâmica de Fluidos Computacional
DEMEC	Departamento de Engenharia Mecânica
ISO	International Organization for Standardization
KRISS	Korea Research Institute of Standards and Science
LVG	Laboratório de Vazão de Gás
MDF	Método das Diferenças Finitas
MFC	Thermal-type mass flow controler
MFM	Thermal-type mass flow meter
NASA	National Aeronautics and Space Administration
NEL	National Engineering Laboratory
NIST	National Institute of Standards and Technology
NMi	Nederlands Meetinstituut
NMI	Instituto Nacional de Metrologia
NRLM	National Research Laboratory of Metrology
PPGMEC	Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica
PTB	Physikalisch Technische Bundesanstalt
UFMG	Universidade Federal de Minas Gerais

## NOMENCLATURA

### Letras Latinas

$A$	Área da seção transversal do escoamento [ $\text{m}^2$ ]
$A_d$	Área da seção transversal da garganta do bocal sônico [ $\text{m}^2$ ]
$B$	Módulo de compressibilidade [ $\text{N}/\text{m}^2$ ]
$c$	Velocidade do som [ $\text{m}/\text{s}$ ]
$C^*$	Função do escoamento crítico para um escoamento unidimensional de um gás real [adimensional]
$C_{*i}$	Função do escoamento crítico para um escoamento unidimensional e isentrópico de um gás perfeito [adimensional]
$Cd$	Coefficiente de descarga [adimensional]
$c_p$	Calor específico a pressão constante [ $\text{J}/\text{kg}^\circ\text{C}$ ]
$c_v$	Calor específico a volume constante [ $\text{J}/\text{kg}^\circ\text{C}$ ]
$d$	Diâmetro da garganta do bocal sônico [mm]
$dn$	Diâmetro nominal da garganta do bocal sônico [mm]
$DN$	Diâmetro nominal de tubulações [mm]
$e$	Erro relativo do medidor rotativo de lóbulos [%]
$E_n$	Erro normalizado [adimensional]
$f$	Fator de atrito [adimensional]
$h$	Entalpia específica [ $\text{J}/\text{kg}$ ]
$k$	Fator de abrangência [adimensional]
$k_e$	Fator do encoder do <i>bell prover</i> [pulsos/ $\text{m}^3$ ]
$K_{ind}$	Fator do medidor rotativo de lóbulos [pulsos/ $\text{m}^3$ ]
$L$	Comprimento [mm]

$\dot{m}$	Vazão em massa [kg/h]
$M$	Massa molar [kg/kmol]
$Ma$	Número de Mach [adimensional]
$N$	Número de pulsos
$p$	Pressão manométrica [N/m <sup>2</sup> ]
$P$	Pressão absoluta [N/m <sup>2</sup> ]
$P_{*i}/P_0$	Razão de pressão crítica [adimensional]
$(P_2/P_0)^*$	Razão de contrapressão crítica [adimensional]
$Q$	Vazão em volume [m <sup>3</sup> /h]
$\mathcal{R}$	Constante universal dos gases [J/kmolK]
$R$	Constante específica do gás [J/kgK]
$r$	Raio da garganta do bocal sônico [m]
$r_c$	Raio de curvatura da região convergente da entrada do bocal sônico [m]
$Re_d$	Número de Reynolds na garganta do bocal sônico calculado com a vazão real e a viscosidade de estagnação [adimensional]
$Re_d(i,\mu_0)$	Número de Reynolds na garganta do bocal sônico calculado com a vazão idealizada e a viscosidade de estagnação [adimensional]
$Re_d(i,\mu_d)$	Número de Reynolds na garganta do bocal sônico calculado com a vazão idealizada e a viscosidade na garganta [adimensional]
$s$	Entropia específica [J/kg]
$s$	Desvio padrão experimental da média
$t$	Temperatura estática [°C]
$T$	Temperatura absoluta [K]
$U$	Incerteza expandida
$u(x_i)$	Incerteza padrão



$u_c(y_i)$	Incerteza padrão combinada
$u_{cal}(x_i)$	Incerteza padrão de calibração
$u_r$	Reprodutibilidade de resultados de medições
$V$	Velocidade média na direção do escoamento [m/s]
$x_i$	Estimativa da grandeza $X_i$
$X_i$	i-ésima grandeza de entrada
$\bar{X}_i$	Valor médio da i-ésima grandeza de entrada
$x_{sv}$	fração molar do vapor d'água no ar saturado [adimensional]
$Y$	Mensurando
$y$	Estimativa do mensurando
$Z$	Fator de compressibilidade [adimensional]

### Letras Gregas

$\alpha$	Ângulo do tronco de cone da seção divergente do bocal sônico
$\beta$	Fator de correção da energia cinética [adimensional]
$\gamma$	Razão entre o calor específico a pressão constante e o calor específico a volume constante [adimensional]
$\mu$	Viscosidade dinâmica [Ns/m <sup>2</sup> ]
$\nu_{eff}$	Graus efetivos de liberdade [adimensional]
$\rho$	Massa específica [kg/m <sup>3</sup> ]
$\tau$	Intervalo de tempo [s]

## Subscritos

*	Condição crítica, $Ma = 1$ , na garganta
0	Condição de estagnação
1	Condição na entrada de um medidor
2	Condição na saída de um medidor
95%	Probabilidade de abrangência ou nível da confiança
BBS	Banco de bocais sônicos
Bell	Padrão primário “ <i>bell prover</i> ”
Bs	Bocal sônico
ca	Condição na câmara <i>plenum</i> de alimentação do banco de bocais sônicos
d	Condição na garganta do medidor
dif	Difusor
e	Encoder
i	Condição idealizada
ind	Valor indicado pelo medidor rotativo de lóbulos
iso	Norma ISO 9300
j	Condição de jusante
max	Condição em que a grandeza é máxima
n	Relativo ao diâmetro nominal do bocal sônico
NMi	Resultado obtido no instituto da Holanda <i>Nederlands Meetinstituut</i>
ref	Relativo a um valor de referência
Rot	Medidor rotativo de lóbulos
s	Condição isentrópica

## RESUMO

A transferência do valor mais exato de uma medida de vazão estabelecido por um padrão primário, para um medidor de concepção mais simples utilizado em processos práticos, é realizada por meio de uma cadeia de rastreabilidade. Na estruturação desta cadeia, o padrão primário calibra o medidor padrão secundário que é utilizado direta ou indiretamente na calibração do medidor em operação. Um bom padrão secundário proporciona um mínimo de perda na transferência da exatidão do padrão primário e possui flexibilidade operacional. O bocal sônico se enquadra neste perfil, por ser portátil, fácil de operar, além de não exigir recalibrações freqüentes, por ser desprovido de componentes móveis ou eletrônicos. O objetivo principal deste trabalho foi projetar, construir e avaliar um banco de bocais sônicos (BBS), para se constituir em um dos padrões secundários do Laboratório de Vazão de Gás da Fundação Centro Tecnológico de Minas Gerais (CETEC). O projeto mecânico do BBS desenvolvido possui uma concepção construtiva inédita, com características para utilização em laboratório. O BBS pode operar concomitante com até cinco bocais sônicos, os quais podem ser facilmente trocados por outros de diferentes faixas de medição. A capacidade máxima de medição do BBS é de 545 kg/h — 450 m<sup>3</sup>/h a 20°C e 101,325 kPa (condições de referência estabelecidas pela Agência Nacional de Petróleo para designar a grandeza vazão). O desempenho do BBS foi avaliado num processo compreendido por duas etapas. Na 1ª etapa, bocais sônicos instalados no BBS foram individualmente calibrados contra um padrão primário do tipo *bell prover*, na faixa de 0,85 m<sup>3</sup>/h a 90,5 m<sup>3</sup>/h. A incerteza expandida  $U_{95\%}$  alterou-se de 0,20 % para no máximo 0,26 % na transferência do valor medido pelo padrão primário para o BBS. Na 2ª etapa, um medidor do tipo rotativo de lóbulos, foi calibrado contra o BBS na faixa de 22 m<sup>3</sup>/h a 450 m<sup>3</sup>/h. Os resultados obtidos nesta etapa equiparam-se aos resultados da calibração do medidor rotativo realizada no instituto nacional de metrologia da Holanda, *Nederlands Meetinstituut*. O desempenho do BBS resultou na sua inclusão na categoria de padrão secundário do CETEC, estendendo a sua faixa de medição da grandeza vazão de gás rastreável ao seu padrão primário *bell prover* de 0,85 m<sup>3</sup>/h – 90,5 m<sup>3</sup>/h para 0,85 m<sup>3</sup>/h – 450 m<sup>3</sup>/h. Esta cadeia interna de rastreabilidade pode ser ampliada com a utilização de bancos de medidores calibrados contra o BBS.

**Palavras chaves:** bocal sônico, banco de bocais sônicos, fluxo crítico, medição de vazão de gás

# 1 INTRODUÇÃO

Diferentes princípios físicos podem ser empregados na medição da vazão de um gás em escoamento. Os métodos que proporcionam a mais alta exatidão, são os métodos diretos, volumétricos ou gravimétricos. Genericamente, no método volumétrico, o gás é temporariamente desviado para um tanque com dimensões determinadas com exatidão. O tempo necessário para o escoamento preencher o volume conhecido do tanque fornece a sua vazão. Como o gás é compressível seu volume muda em função da pressão e da temperatura. Portanto, no método volumétrico as grandezas comprimento, temperatura termodinâmica, tempo e pressão absoluta devem ser medidas com elevada exatidão, num processo totalmente estanque, o que é relativamente mais complicado na operação com fluidos gasosos. No método gravimétrico o gás também é temporariamente desviado para um tanque no qual previamente se fez o vácuo. A massa de gás coletada num determinado intervalo de tempo é medida pesando-se o tanque antes e depois de preenchido. Como a massa específica do gás é muito baixa, para se conseguir uma medida com elevada exatidão, uma quantidade relativamente significativa de gás deverá ser pesada, exigindo tanques de grandes dimensões dependendo da vazão a ser medida. Portanto, estes métodos diretos, que constituem os padrões primários na medição da grandeza vazão de gás, requerem, por natureza, procedimentos incompatíveis com operações rotineiras. A transferência deste valor mais exato para um medidor de operação mais fácil e que possua um princípio de medição mais simples é realizada por meio da criação de uma série consecutiva de calibrações. Por exemplo, o padrão primário calibra um padrão secundário que calibra um padrão de trabalho e assim sucessivamente até chegar no medidor final. Este procedimento é conhecido como cadeia de rastreabilidade e proporciona as menores incertezas na medição final da vazão de um fluxo de gás, quanto mais exatos forem os medidores padrões que compõem a cadeia.

O ideal é que os padrões que intermedeiam o padrão primário e o medidor utilizado rotineiramente nas operações práticas, além de proporcionarem um mínimo de perda na transferência da exatidão do padrão que o antecede, possuam características tais como portabilidade, robustez e facilidade operacional. Vários tipos de medidores se enquadram nesta categoria, tais como, a turbina, o rotativo de lóbulos e o bocal sônico.

Entretanto o bocal sônico, detém uma concepção tecnológica que o coloca em uma posição vantajosa. Pelo fato de ser desprovido de componentes móveis ou eletrônicos, o bocal sônico

possui uma estabilidade metrológica ao longo do tempo relativamente bem maior, dispensando a necessidade de re-calibrações periódicas. Esta aptidão do bocal sônico foi verificada pelo *National Institute of Standards and Technology*, NIST, onde para 23 bocais sônicos calibrados contra seus padrões primários, no período de 1970 a 1998, foi encontrada uma variação média no valor dos seus coeficientes de descarga de apenas +0,003 % por ano de utilização do medidor [Wright, 1998]. Laboratórios metrológicos nacionais de vários países, já o adotam como padrão secundário, tais como, o *National Engineering Laboratory – NEL*, da Escócia [Stewart et al., 1999], o *National Research Laboratory of Metrology – NRLM*, do Japão [Hayakawa et al., 2000], o *Physikalisch Technische Bundesanstalt – PTB*, da Alemanha [Wendt & von Lavante, 2000] e o *Korea Research Institute of Standards and Science – KRISS*, da Coréia [Park et al., 2001].

Nas publicações de cunho normativo, o bocal sônico é tratado pelo nome de bocal Venturi de fluxo crítico (BVFC). Outras denominações, tais como, bocal Venturi sônico, bocal crítico, Venturi sônico ou Venturi crítico são encontradas em publicações sobre o medidor. O termo bocal sônico foi adotado neste trabalho, por ser a tradução do termo “*sonic nozzle*”, denominação mais empregada pela literatura técnica consultada.

O bocal sônico consiste, basicamente, em uma restrição convergente-divergente do tipo Venturi, adequadamente projetada, para que, ao ser introduzida em uma tubulação, a velocidade sônica do gás seja atingida na sua seção mais estreita (garganta). Atingida esta condição conhecida como “condição crítica”, a vazão do escoamento torna-se constante, mantida as condições de temperatura e pressão de montante. O fluxo torna-se inerentemente estável e independente das condições de jusante, o que favorece a medição de sua vazão. O decréscimo da pressão a partir da entrada do bocal até a sua garganta é relativamente grande para que a velocidade de um gás atinja a condição sônica. Para o ar, por exemplo, o decréscimo é de aproximadamente 53%. A porção divergente do bocal sônico é projetada de forma a recuperar ao máximo esta energia mecânica de pressão, no sentido de otimizar a sua aplicação em operações práticas.

A equação do bocal sônico é deduzida a partir do balanço da entropia e da entalpia do escoamento crítico, entre uma seção da tubulação a montante e sua garganta. As propriedades do fluido e o comportamento do escoamento através do medidor são idealizados. O escoamento é considerado unidimensional e isentrópico (adiabático e sem atrito) e o gás é

considerado perfeito. As condições do escoamento na garganta são calculadas por considerações termodinâmicas. Para corrigir as diferenças entre a expansão isentrópica de um gás real com aquela de um gás ideal, um fator multiplicador  $C^*$ , denominado “função do escoamento crítico para um escoamento unidimensional de um gás real”, é acrescentado na equação. A dedução da função  $C^*$  vem sendo constantemente revista com base nas equações de estado mais exatas disponibilizadas para os gases. Para corrigir a presença da camada limite e os efeitos multidimensionais resultantes da curvatura da seção convergente de entrada, outro fator multiplicador de correção  $Cd$ , denominado coeficiente de descarga é também introduzido na equação.

O principal fator da equação do bocal sônico é o  $Cd$ . Estudos analíticos demonstram que os efeitos multidimensionais contribuem com apenas 0,1% no seu valor, o qual é, portanto, praticamente dependente da camada limite gerada [Ishibashi & Takamoto, 2000b]. As proporções geométricas do medidor bocal sônico são projetadas de forma a reduzir ao máximo a influência destes efeitos, tornando o coeficiente de descarga próximo de 1. Este coeficiente pode ser obtido experimentalmente calibrando-se o bocal sônico ou pode ser calculado por equações teóricas em função de sua geometria, das características de sua usinagem e do número de Reynolds na garganta. Estas equações resultam do desenvolvimento de modelos analíticos validados experimentalmente. A calibração oferece a vantagem de proporcionar uma estimativa do erro experimental, com o cálculo estatístico da incerteza do resultado exclusivo do medidor.

A equação resultante para o cálculo da vazão em massa do fluxo que atravessa o bocal sônico é uma função do seu  $Cd$ , do diâmetro da seção transversal da sua garganta, da pressão e da temperatura na tubulação a montante e das propriedades do gás (constante específica  $R$  e função  $C^*$ ).

A grande demanda por medições de vazão de gás encontra-se no transporte e no consumo do gás natural. Os medidores de gás natural são, na sua grande maioria, calibrados empregando-se como fluido de trabalho o ar, em razão da incompatibilidade econômica e das dificuldades inerentes de se trabalhar com um combustível gasoso. Nas estações de transferência de custódia, onde grandes volumes de gás natural são medidos em pressões da ordem de 6 MPa a 10 MPa (60 bar a 100 bar) e a menor incerteza possível é requerida, as calibrações dos

medidores são realizadas utilizando o próprio gás natural e nas mesmas condições de operação.

Uma tendência que vem se consolidando nos últimos anos é o emprego de um medidor formado por um conjunto de bocais sônicos ou banco de bocais sônicos. Nesta técnica, os bocais são instalados em tubulações paralelas conectadas a uma câmara comum, por meio da qual o fluxo de ar é alimentado e distribuído para os bocais. Cada uma das tubulações em paralelo é provida de uma válvula de bloqueio instalada a jusante do bocal, o que permite que o fluxo seja dirigido para apenas um ou para mais de um dos bocais do banco. Este tipo de arranjo permite a obtenção de um sistema de medição de fácil operação e com uma larga faixa de trabalho, em função do número e do tamanho dos bocais que o compõem. Um exemplo importante a ser citado é o de empresas transportadoras e distribuidoras de gás natural que vêm optando pelo uso desta técnica em suas estações de comercialização do gás. O banco de bocais é instalado nas imediações ou em um anel by-pass conectado às próprias tubulações dos padrões de trabalho (p. ex., medidores do tipo turbina), os quais são periodicamente calibrados sem alterar suas condições operacionais contra os bocais sônicos. O banco de bocais exerce a função de um padrão secundário e os bocais foram calibrados contra padrões primários, **utilizando ar como fluido de trabalho** [Johnson & Kegel, 2004]. Pelo fato do valor de seus coeficientes de descarga manterem-se estável com o tempo, os bocais sônicos exigem praticamente somente manutenção quanto a depósitos de condensados no seu interior [Ting et al., 1997].

O objetivo geral do trabalho aqui proposto é o desenvolvimento de um padrão secundário de calibração da grandeza vazão de gás constituído de um banco de medidores do tipo bocal sônico. O Banco de Bocais Sônicos, BBS, possui uma concepção construtiva inédita, e dependendo do seu desempenho, passará a se constituir em um dos sistemas de calibração do Laboratório de Vazão de Gás, LVG, da Fundação Centro Tecnológico de Minas Gerais (CETEC). O LVG realiza calibrações de medidores de vazão em pressões próximas da atmosférica empregando como fluido o ar. Seus maiores clientes são as distribuidoras de gás natural, destacando-se a Companhia de Gás de Minas Gerais, GASMIG, concessionária que comercializa e distribui 1,5 milhões de  $\text{m}^3/\text{dia}^1$  de gás natural canalizado em Minas Gerais. O

---

<sup>1</sup> Os valores para a temperatura e para a pressão adotadas no Brasil para o cálculo da vazão em volume do gás natural comercializado são, respectivamente, 20 °C e 1 atm (101,325 kPa) [ANP, 2000]. Estas condições de temperatura e pressão são consideradas as condições de referência neste trabalho e são adotadas para o cálculo de todos os valores de vazão em volume mencionados, a não ser que as mesmas sejam explicitadas.

projeto mecânico do BBS desenvolvido possui uma concepção inédita, inicialmente testada em um protótipo de pequena capacidade (vazão máxima de 32 kg/h ou  $\approx 27 \text{ m}^3/\text{h}$ ), tema da dissertação de mestrado “Montagem e calibração de um banco de bocais sônicos” [Santos, 2002]. A experiência obtida neste protótipo forneceu subsídios confiáveis para aplicação de seu projeto conceitual em um modelo de maior capacidade. Detalhes construtivos do BBS e suas dimensões foram definidos em função de sua utilização em laboratório.

O BBS pode operar com apenas 1 bocal ou simultaneamente com até 5 bocais sônicos, de diferentes tamanhos, os quais podem ser facilmente instalados e intercambiados. A sua faixa de medição foi definida em 1 kg/h a 545 kg/h. Nas condições de pressão atmosférica do LVG (92 kPa), sua capacidade máxima em vazão volumétrica é da ordem de  $500 \text{ m}^3/\text{h}$  ( $\approx 450 \text{ m}^3/\text{h}$  nas condições de referência).

O desempenho do BBS desenvolvido foi avaliado num processo compreendido por duas etapas. Numa 1ª etapa, bocais sônicos instalados no BBS foram individualmente calibrados contra um padrão primário, em vazões de até 110 kg/h. Numa 2ª etapa um medidor do tipo rotativo de lóbulos recém adquirido pelo laboratório foi calibrado contra o BBS. Nesta etapa pontos de vazão foram medidos por bocais operando em conjunto, com base em resultados de suas calibrações individuais. Os resultados obtidos foram comparados com os resultados da calibração do medidor rotativo de lóbulos realizada no instituto nacional de metrologia da Holanda, *Nederlands Meetinstituut* (NMI), os quais foram tomados como valores de referência. O grau de concordância entre as calibrações foi avaliado com o emprego do método do erro normalizado *En*.

Para atingir os propósitos de construir e avaliar o desempenho do BBS, os seguintes objetivos específicos foram estabelecidos:

- Definir o número e a dimensão dos bocais sônicos que irão compor o BBS.
- Adaptar as instalações da seção de testes do sistema primário de calibração do LVG / CETEC para calibração dos bocais.
- Desenvolver o método de cálculo a ser adotado na calibração dos bocais sônicos.
- Corrigir os erros sistemáticos identificados no processo de calibração do BBS.



- Avaliar se o ramal do BBS em que o bocal sônico está instalado influi no resultado da sua calibração
- Estimar as incertezas associadas às calibrações dos bocais sônicos.
- Montar as instalações para calibração de um medidor rotativo de lóbulos contra o BBS no LVG / CETEC e definir a faixa de vazão a ser calibrada.
- Desenvolver o método de cálculo a ser adotado na calibração do medidor rotativo de lóbulos.
- Estimar as incertezas associadas às calibrações do medidor rotativo de lóbulos.
- Avaliar o desempenho do BBS a partir dos resultados obtidos na calibração do medidor rotativo de lóbulos aplicando o método do erro normalizado.

## 2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

### 2.1 Preâmbulo

Aspectos da evolução da aplicação do escoamento crítico, através dos tempos, são abordados nos parágrafos que se seguem. O levantamento abrangeu dados históricos desde o seu uso casual na Antigüidade, até os mais recentes estudos.

As primeiras aplicações práticas do bocal sônico não se relacionaram à medição, mas à conversão da energia contida em um fluxo de gás em energia cinética. A aceleração de fluxos gasosos até velocidades sônicas e supersônicas, tinha como propósito final a geração de potência em turbinas a gás e a vapor e a propulsão de jatos, foguetes e mísseis.

A exploração da condição sônica do escoamento gasoso na medição da sua vazão, utilizando o medidor bocal, não foi muito explorada no passado, em função do seu alto custo de fabricação, resultante do difícil controle dimensional e da baixa rugosidade necessária, além da necessidade de se conhecer a equação de estado do fluido.

O grande crescimento do uso do gás natural nas recentes décadas, associado à redução no custo das técnicas de usinagem com a introdução do computador, e a carência de uma medição mais acurada, revolucionou o emprego do bocal sônico [Johnson et al., 1998; Bignel & Takamoto, 2000]. O que se presenciou foi um aumento significativo de publicações científicas nesta virada de século.

O bocal sônico tem demonstrado um desempenho muito satisfatório não só na medição direta da vazão do gás natural, mas também no estabelecimento da confiabilidade dos sistemas metrológicos por meio de seu uso como padrão de transferência [Hayakawa et al., 2000].

A simulação numérica Dinâmica de Fluidos Computacional (CFD) constitui um meio eficaz de prever a vazão do gás natural através do bocal sônico. Para substâncias puras e para o ar existem métodos computacionais relativamente simples que proporcionam resultados com alta exatidão. No caso do gás natural, a vazão em massa do escoamento não é uma função apenas da pressão e da temperatura, mas também da composição, tornando uma descrição teórica

muito mais difícil. Particularmente para altas pressões, acima de 2 MPa, uma descrição precisa das propriedades termodinâmicas do gás e dos efeitos viscosos são essenciais para uma determinação acurada da vazão em massa [Schley et al., 2000].

## 2.2 Evolução histórica na identificação e equacionamento do fluxo crítico

A primeira ocorrência de um fluxo crítico provavelmente aconteceu, segundo Arnberg [1962], em turbinas a vapor desenvolvidas por Hero, onde a pressão do vapor na entrada de um bocal excedia em aproximadamente duas vezes a pressão de descarga, valor suficiente para gerar o escoamento sônico.

Hero (ou Heron) foi um engenheiro grego que viveu no século I d. C. na Alexandria, que desenvolveu uma série de invenções baseadas em princípios físicos sofisticados. Um de seus inventos, mostrado na **FIG. 2.1**, é considerado a primeira máquina a vapor documentada. Nesta engenhoca mecânica, uma esfera oca, sustentada por 2 canos que se comunicam com um caldeirão fechado contendo água em ebulição, gira em alta velocidade, quando os jatos de vapor em velocidade sônica escapam pelas 2 saídas em forma de joelho, instaladas em pontos opostos na esfera [Time Life Inc., 1991].



**FIGURA 2.1** - Desenho ilustrativo da Eolípila de Heron

FONTE: TIME LIFE Inc., 1991, pg. 161

A medição da vazão de fluidos está historicamente fundamentada na hidráulica. O livro *Hydrodynamica* publicado em 1738, de autoria do físico e matemático suíço Daniel Bernoulli, forneceu a base para as equações hidráulicas, as quais passaram por avanços com os estudos acadêmicos de escoamentos em contrações e expansões cônicas desenvolvidos por seu contemporâneo, o físico italiano Giovanni Venturi [Arnberg, 1962].

Em 1826 o matemático francês Pierre Laplace determinou a relação entre a velocidade do som ( $c$ ) de um gás perfeito, com a razão entre o seu calor específico a pressão constante e o seu calor específico a volume constante ( $\gamma$ ), ou seja,  $c^2 = \gamma P/\rho$ . Mais tarde, seu sucessor Denis Poisson deduziu a equação isentrópica do gás perfeito:  $(P/\rho)^\gamma = \text{constante}$  [Sullivan, 1981].

Em 1839, os cientistas franceses Saint Venant & Wantzel, foram os primeiros a derivar a equação genérica para a descarga de um fluxo compressível e a levantar a hipótese da existência de um regime crítico de escoamento, atestam os autores Arnberg [1962] e Sullivan [1981]. Eles aplicaram a equação de Poisson para um escoamento isentrópico em bocais convergentes e deduziram a equação para a velocidade na garganta,  $V_d$ , como uma função da razão entre a pressão na garganta,  $P_d$ , e a pressão de estagnação,  $P_0$ :

$$V_d = \frac{Cd}{\rho_d} \left( \frac{P_d}{P_0} \right)^{1/\gamma} \sqrt{\frac{2\gamma}{(\gamma-1)} P_0 \rho_0 \left[ 1 - \left( \frac{P_d}{P_0} \right)^{(\gamma-1)/\gamma} \right]} \quad (2.1)$$

Saint Venant e Wantzel verificaram que a **EQ. 2.1** possuía um valor máximo para:

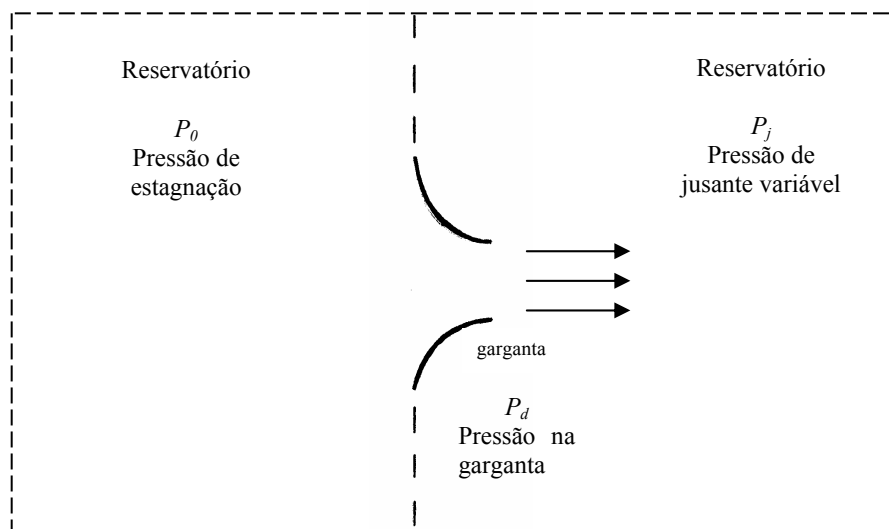
$$\frac{P_d}{P_0} = \left( \frac{2}{\gamma+1} \right)^{\gamma/(\gamma-1)} \quad (2.2)$$

A equação para a vazão máxima de descarga, deduzida a partir das **EQ. 2.1 e 2.2**, fica:

$$V_d \rho_d = Cd \sqrt{\gamma \left( \frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} \sqrt{P_0 \rho_0}} \quad (2.3)$$

Até então, acreditava-se que a descarga de um gás através de um bocal convergente de um reservatório para outro, como mostrado na **FIG. 2.2**, a pressão na garganta do bocal,  $P_d$ ,

mantinha-se sempre igual à pressão de jusante,  $P_j$ . Desta forma, de acordo com as **EQ. 2.1**, **EQ. 2.2** e **EQ. 2.3**, se a pressão de jusante decrescia, o fluxo em massa primeiro crescia até um máximo e posteriormente decrescia para zero quando  $P_d = P_j = 0$ . Em outras palavras, não haveria escoamento para a condição de vácuo absoluto a jusante!!. Como este efeito não se verificava na prática, Saint Venant e Wantzel derrubaram esta interpretação equivocada, quando demonstraram experimentalmente que a vazão em massa do ar mantinha-se constante enquanto  $P_j$  fosse mantida aproximadamente menor do que  $0,4P_0$ . Baseado neste resultado experimental os estudiosos concluíram, acertadamente, que não havia qualquer relação entre  $P_j$  e  $P_d$ , para valores de pressão a jusante entre 0 a  $0,4P_0$  [Sullivan, 1981].



**FIGURA 2.2** – Descarga de um gás através de um bocal convergente a partir de um reservatório onde a pressão é  $P_0$  para outro reservatório onde a pressão é  $P_j$

Atualmente, a **EQ. 2.3** é conhecida com a equação da vazão em massa por unidade de área do escoamento crítico de um gás perfeito em bocais e a razão  $P_d/P_0$  da **EQ. 2.2** é conhecida como a “razão de pressão crítica” sendo representada por  $P^*/P_0$  e igual a 0,528 para o ar.

Napier, em 1867, realizando experimentos de escoamentos de vapor d’água em bocais, encontrou que a vazão em massa era independente da pressão de jusante, enquanto a razão de contrapressão  $P_j/P_1$  permanecesse menor que 0,5 [Sullivan, 1981].

Em trabalhos independentes Weisbach em 1866, Flieger em 1874 e outros, comprovaram experimentalmente a hipótese do escoamento crítico [Arnberg, 1962]. Segundo Shapiro [1953], a equação empírica de Flieger, para o escoamento crítico do ar, surpreendentemente, diferia em apenas 1 % do valor correto, sendo que a mesma foi sugerida em uma época em

que os fundamentos teóricos que norteiam o escoamento compressível eram praticamente desconhecidos.

Após os estudos de Saint Venant e Wantzel, outra contribuição significativa no estudo do escoamento crítico só veio a acontecer quase 50 anos depois, em 1886, quando Osborne Reynolds afirmou que, sob condições críticas de escoamento, “a velocidade do gás no ponto de área mínima de um escoamento, ao longo do qual a pressão cai continuamente, é igual a velocidade do som no gás neste ponto”<sup>2</sup>. Reynolds forneceu uma nova interpretação para a **EQ. 2.1**, aplicando a equação da continuidade,  $\rho VA = \text{constante}$ . Ele deduziu que o fluxo em massa, por unidade de área,  $\rho V$ , descreve a variação da área transversal no bocal enquanto a pressão cai continuamente. Para um bocal convergente-divergente esta dedução faz com que o escoamento seja supersônico na seção divergente. Entretanto, esta condição não foi interpretada por Reynolds [Sullivan, 1981]. A **EQ. 2.4** fornece o valor da área de uma seção transversal do bocal convergente divergente em relação à área da sua garganta. A razão  $A/A_d$  é sempre maior que a unidade e corresponde a dois valores do número de Mach ( $Ma$ ), um para o escoamento subsônico e o outro para o escoamento supersônico [Shapiro, 1953].

$$\frac{A}{A_d} = \frac{\rho_d V_d}{\rho V} = \frac{1}{Ma} \left[ \left( \frac{2}{\gamma + 1} \right) \left( 1 + \frac{\gamma - 1}{2} Ma^2 \right) \right]^{\frac{\gamma + 1}{2(\gamma - 1)}} \quad (2.4)$$

A equação da vazão em massa do escoamento crítico unidimensional e isentrópico de um gás perfeito, **EQ. 2.5**, utilizando a temperatura e a pressão de estagnação, correspondentes à temperatura e à pressão estáticas medidas a montante do bocal sônico, foi derivada teoricamente em 1905 por Zeuner.

$$\dot{m}_i = A_d C_{*i} \frac{P_0}{\sqrt{RT_0}} \quad (2.5)$$

onde:

$$C_{*i} = \sqrt{\gamma \left( \frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}}}$$

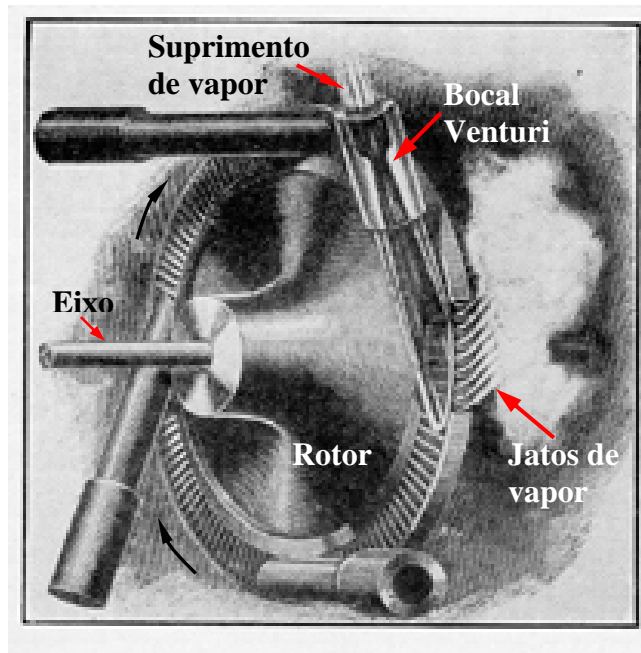
---

<sup>2</sup> “the velocity of gas at the point of minimum area of a stream along which the pressure falls continuously is equal to the velocity of sound in the gas at that point”.

Entretanto, o uso das propriedades de estagnação na equação foi questionada durante muitos anos em favor das propriedades estáticas [Arnberg, 1962].

Em 1931, Tietjens apresentou graficamente as características dos escoamentos sônico e supersônico e introduziu a utilização de um reservatório na entrada do escoamento para medição da temperatura e da pressão. Embora os seus cálculos tenham sido realizados com base nas propriedades de estagnação, o pesquisador não as mencionou como tal [Arnberg, 1962].

Ainda no século XIX, em 1890, o inventor sueco Carl Gustaf Patrik De Laval, projetou um bocal Venturi para gerar um jato de vapor de alta velocidade em sua turbina de impulsão. A seção convergente arredondada seguida de uma seção divergente cônica com um ângulo de  $8^\circ$  a  $12^\circ$  demonstrou tal eficiência, que pouco foi mudado nos projetos que se seguiram para os bocais utilizados, tanto em turbinas a vapor e a gás, quanto na propulsão de foguetes e turbojatos [Arnberg, 1962]. Um desenho esquemático da turbina DeLaval, destacando-se o bocal é mostrado na **FIG. 2.3**.



**FIGURA 2.3** - Desenho esquemático da Turbina de impulsão DeLaval

FONTE - CHURCH, 1950

Até 1902 acreditava-se que o escoamento do vapor através de um bocal não poderia exceder a velocidade do som. Entretanto, o desempenho da turbina DeLaval contrariava esta premissa. Este fato induziu o desenvolvimento de novos experimentos pelo engenheiro eslovaco Aurel

Stodola e outros estudiosos, que proporcionaram o completo entendimento da expansão supersônica na seção divergente do bocal do tipo Venturi em condições de escoamento crítico [Arnberg, 1962].

Como a medição do escoamento crítico, fundamentava-se na condição ideal de um escoamento não viscoso e unidimensional, tornava-se necessário o emprego de um coeficiente que corrigisse o afastamento da idealidade dos escoamentos reais, quando uma exatidão maior na medição da vazão era requerida. A determinação desse coeficiente foi obtida analiticamente por Simmons em 1955, por Rivas e Shapiro em 1956, e por Hall, em 1959, para escoamentos subsônicos em bocais e Venturis. O cálculo teórico do coeficiente de descarga derivou de estudos no campo da mecânica dos fluidos, realizados desde 1842, como os de Poiseuille, que formulou os efeitos viscosos para um escoamento laminar e os estudos da teoria da camada limite, iniciada por Prandtl em 1904 e complementados por Schlichting em 1930 [Arnberg, 1962].

Os medidores de vazão com redução de seção do tipo placa de orifício, bocal e Venturi, eram os mais empregados em escoamentos internos. As geometrias e os coeficientes de descarga para estes tipos de medidores foram estabelecidos em normas, tais como a PCT 19.5 da *American Society of Mechanical Engineers* - ASME de 1959. As medições de vazão eram praticadas dentro da tolerância estabelecida pelas normas. A incerteza no cálculo do coeficiente de descarga de bocais do tipo convergente e de bocais do tipo Venturi era de 0,75 %. Acrescentando-se as incertezas nas medições de pressão, temperatura e da área da seção transversal, a incerteza combinada resultante nas medições eram iguais ou maiores que 1 %. Incertezas menores para o coeficiente de descarga só poderiam ser alcançadas com a calibração do medidor.

Os estudos desenvolvidos até 1960, sobre bocais, placa de orifício e Venturi baseavam-se prioritariamente em escoamentos incompressíveis. Isto aconteceu em função da utilização dos mesmos em larga escala pela indústria e a existência de um padrão gravimétrico de alta exatidão para líquidos, o “*weight tank*”, para calibrar os medidores. Ou seja, os fundamentos técnicos empregados no emprego dos medidores de vazão, utilizados como padrão na medição de fluidos compressíveis, baseava-se em dados obtidos utilizando-se fluidos incompressíveis, que eram recalculados utilizando-se a teoria da similaridade [Smith & Matz, 1962].



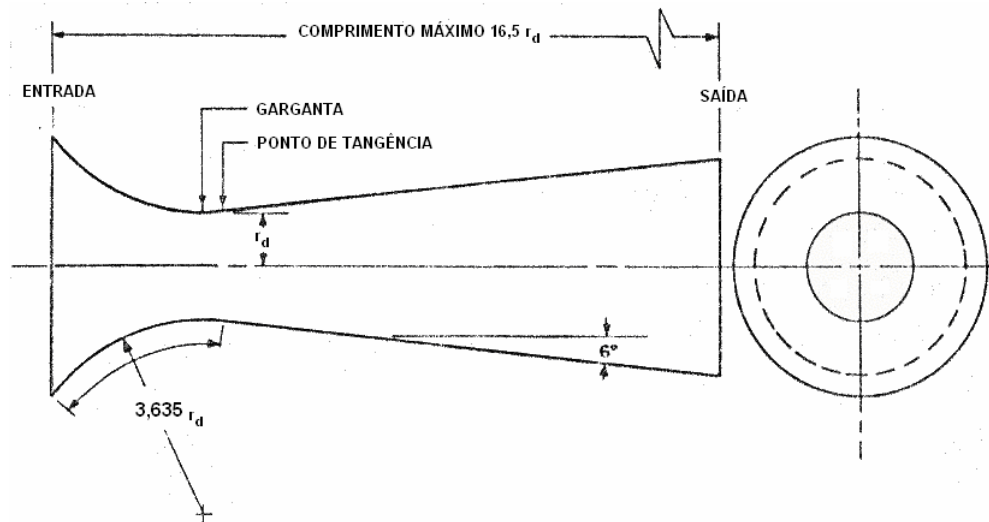
### 2.3 Primeiros estudos do bocal sônico como medidor de vazão

No início da década 60, a indústria aeronáutica necessitava de incertezas da ordem de 0,25 % para medições de vazões de gases superiores a 13.000 kg/h, como, por exemplo, no projeto de sistemas de propulsão para mísseis e aeronaves. O medidor de vazão, identificado pelos pesquisadores da força aérea americana, que melhor preenchia os requisitos de alta vazão e baixa incerteza foi o Venturi operando em condições de escoamento crítico. Entretanto, não existiam sistemas de calibração para a ordem de grandeza das vazões praticadas e as normas não incluíam dados relativos ao coeficiente de descarga para medidores sônicos. A solução, portanto, seria o cálculo teórico do coeficiente de descarga aplicando-se princípios aerodinâmicos consolidados [Smith & Matz, 1962].

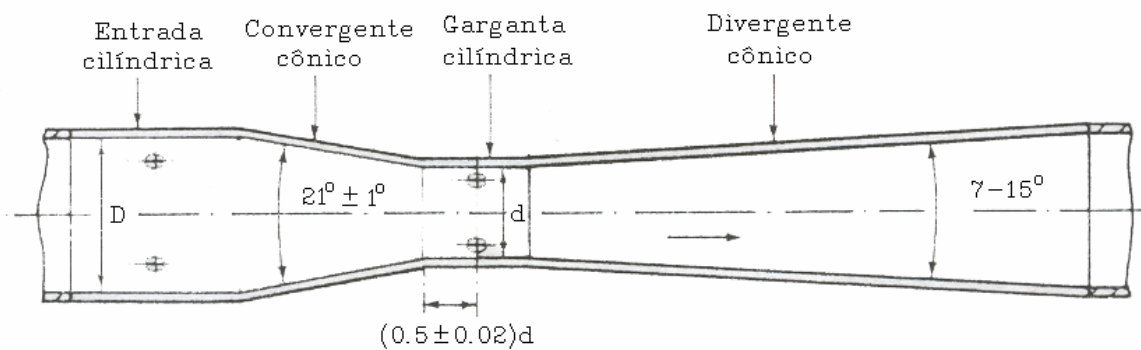
Por outro lado, calibrações realizadas no INEL apontavam discrepância entre os resultados encontrados para o coeficiente de descarga  $C_d$  de bocais Venturi e os valores estabelecidos pelas normas, nos casos em que a ordem de grandeza do número de Reynolds na garganta situava-se na faixa de  $10^5$  a  $10^6$ . Esta faixa de vazão corresponde, segundo vários autores, à transição entre a existência de uma camada limite laminar e turbulenta na garganta do medidor [Hall, 1959].

Existia, portanto, uma necessidade premente na formulação de uma teoria adequada, baseada em um modelo físico apropriado, que descrevesse o comportamento do escoamento em bocais Venturi e contribuísse para um cálculo mais acurado do coeficiente de descarga e o desenvolvimento de projetos mais eficientes.

Smith e Matz [1962], projetaram um Venturi com uma geometria mais apropriada para utilização na condição crítica de escoamento, com base na larga experiência adquirida na utilização deste tipo de medidor. O desenho esquemático do Venturi projetado é mostrado na **FIG. 2.4**. As principais diferenças entre o Venturi SMITH-MATZ e o Venturi subsônico clássico, mostrado na **FIG. 2.5**, proposto pela norma ASME da época, consistiam na eliminação de uma seção cilíndrica na garganta e na adoção de uma seção convergente com um raio de curvatura constante, formando um arco circular que terminava após a garganta. A porção divergente do Venturi era cônica e iniciava-se na seção de tangência com o arco circular.



**FIGURA 2.4** - Desenho esquemático do Venturi projetado por Smith e Matz  
 FONTE - SMITH e MATZ, 1962



**FIGURA 2.5** - Desenho esquemático do Venturi clássico subsônico  
 FONTE - HOBBS, 1987

Os autores realizaram uma investigação teórico-experimental para o cálculo do coeficiente de descarga para o bocal sônico projetado, para escoamentos na faixa do  $Re_d(i, \mu_d)$ <sup>3</sup>, de  $7 \times 10^5$  a  $5 \times 10^6$ . O estudo teórico foi desenvolvido, baseado na teoria da camada limite de Prandtl, considerando a existência de uma camada limite turbulenta para o escoamento no interior do

<sup>3</sup> O n<sup>o</sup> de Reynolds na garganta do bocal sônico pode ser calculado de três formas diferentes, ou seja, empregando:

- a vazão idealizada,  $m_i$ , e a viscosidade na garganta,  $\mu_d$ ; ou
- a vazão idealizada,  $m_i$ , e a viscosidade de estagnação,  $\mu_0$  ou
- a vazão real  $m$  e a viscosidade de estagnação,  $\mu_0$ .

Esta última forma é a mais empregada nos dias de hoje e será simbolizada neste trabalho por  $Re_d$ . As outras 2 alternativas, serão expressas nas formas  $Re_d(i, \mu_d)$  e  $Re_d(i, \mu_0)$ , respectivamente. A diferença entre o  $Re_d$  e o  $Re_d(i, \mu_0)$  é muito pequena, possibilitando a comparação de resultados que utilizam um ou outro.

medidor. Os desvios relativos entre os resultados experimentais e os teóricos ficaram dentro de 0,06 %. Os valores encontrados para o coeficiente de descarga variaram de 0,992 a 0,994. O Venturi sônico pôde ser operado para razões entre a pressão de montante e a pressão de jusante da ordem de 1,15, razão esta que não diferia significativamente daquelas requeridas para a placa de orifício e para o Venturi subsônico. O projeto desenvolvido foi considerado eficaz.

Hall [1962] derivou uma expressão analítica em série de potências que caracterizava o efeito de um perfil de velocidade axissimétrico do escoamento compressível no valor do coeficiente de descarga de um bocal convergente divergente. Segundo o autor, a solução da expressão, considerando somente os três primeiros termos da série, possui um erro de truncamento de apenas  $\pm 0,0002$ . A expressão em série de potência encontrada foi:

$$Cd = 1 - \frac{\gamma + 1}{R^2} \left[ \frac{1}{96} - \frac{8\gamma + 21}{4608R} + \frac{754\gamma^2 + 1971\gamma + 2007}{552960R^2} - \dots \right] \quad (2.6)$$

onde:  $R = 2r_c/d$  (razão entre o raio de curvatura de entrada e o diâmetro da garganta)  
 $r_c \geq d$

O trabalho de Hall aperfeiçoou a teoria unidimensional e isentrópica na análise de escoamentos em bocais sônicos com a incorporação de efeitos multidimensionais [Johnson et al., 1998].

Stratford [1964] desenvolveu um estudo analítico com o objetivo de identificar a curvatura para o perfil do bocal sônico, que proporcionasse a menor incerteza no cálculo teórico do coeficiente de descarga. O autor utilizou um método de cálculo bastante semelhante ao realizado por Smith e Matz [1962], entretanto, derivado em termos mais genéricos e incluindo o tratamento da camada limite laminar. Deduziu expressões para quantificar os efeitos no valor do coeficiente de descarga, tanto o relativo ao crescimento da camada limite, quanto os referentes à variação da pressão estática através do medidor. O seu estudo analítico apresentou valores para o coeficiente de descarga, maiores do que os valores do estudo analítico de Smith e Matz. Para  $Re_d(i,\mu_d) = 10^6$ ,  $Cd = 0,995 \pm 0,25\%$  e para  $Re_d(i,\mu_d) = 10^7$ ,  $Cd = 0,9965 \pm 0,20\%$ . Concluiu que a melhor relação entre o raio de curvatura da seção convergente e o diâmetro da garganta do bocal sônico é  $r_c = 2d$ , para a faixa de  $Re_d(i,\mu_d) > 10^6$  estudada. Raios de curvatura maiores, correspondentes a  $r_c = 3d$  até  $5d$ , podem

proporcionar valores maiores para o coeficiente de descarga, entretanto, apresentam diferenças maiores entre os valores de  $Cd$ , se a camada limite for laminar ou turbulenta. A expressão deduzida por ele para quantificar os efeitos da curvatura no valor do coeficiente de descarga, apresentou uma diferença de  $-0,02\%$  da expressão obtida por Hall. Para Stratford havia uma carência de experimentos de alta exatidão para que os resultados analíticos fossem validados. A equação analítica deduzida por ele para um escoamento com camada limite laminar até a garganta e  $\gamma = 1,4$  foi:

$$(1 - Cd) = \left[ \left( \frac{1}{160} \right) \left( \frac{d}{r_c} \right)^2 \right] + \left[ 2,55 \left( \frac{d}{r_c} \right)^{-1/4} \left( Re_{d(i, \mu_d)} \right)^{-1/2} \right] \quad (2.7)$$

A equação da vazão em massa para o bocal sônico estava convencionalmente deduzida para um gás perfeito, ou seja, para um gás cujo calor específico é constante e o fator de compressibilidade  $Z$  é igual a 1, independentemente da pressão e da temperatura. Entretanto, essa aproximação só encontra aplicação prática satisfatória e ampla para determinados gases, como o ar, por exemplo, que se comporta como um gás perfeito em condições de pressão e temperatura próximas da ambiente. Por outro lado, misturas de gases, tais como o gás natural, apresentam variações significativas no valor do calor específico com a temperatura, mesmo em pressões próxima da ambiente [Johnson, 1970].

Johnson [1964], pesquisador da *National Aeronautics and Space Administration* (NASA), derivou equações teóricas para o cálculo da vazão em massa, isentrópica e unidimensional, para o ar e outros gases, que levavam em consideração a variação do calor específico com a temperatura e do fator de compressibilidade com a pressão e a temperatura. Por meio de um cálculo iterativo computacional, o autor integrou as equações diferenciais da entropia e da entalpia, em função de  $T$  e  $P$ , entre as condições de estagnação e as condições críticas na garganta e derivou a equação da velocidade do som, utilizando equações de estado do tipo,

$$Z = Z(P, T) = \frac{P}{\rho RT} = 1 + a_1 P + a_2 P^2 + a_3 P^3.$$

Johnson encontrou desvios no valor da vazão do ar em relação à equação tradicional de  $+0,25\%$  para pressão de 10 atm e de  $+3,5\%$  para pressão de 100 atm, em condições de temperatura próximas à ambiente. Para a pressão de 10 atm, a incerteza no valor da vazão se equiparava ao valor da incerteza do coeficiente de descarga obtido por calibração.

Em 1965, a NASA publicou o documento “*Real-gas effects in critical flow through nozzles and tabulated thermodynamic properties, (NASA TN D-2565)*”, onde Johnson [1965] apresenta os resultados de seus estudos na forma de tabelas. A função do escoamento crítico para um escoamento unidimensional de um gás real,  $C^*$ , para o ar, Nitrogênio, Hidrogênio, Oxigênio e vapor d’água, são tabelados para a faixa de temperatura de estagnação de 220 K a 389 K e para pressões de estagnação até 10 MPa.

Em 1970, Johnson [1970] publicou um estudo semelhante ao de 1964 para misturas de gás natural, para a faixa de temperatura de estagnação de 250 K a 389 K e para pressões de estagnação até 7 MPa.

Em 1969, Tang defendeu sua tese de doutorado “*Discharge coefficients for critical flow nozzles and their dependence on Reynolds Numbers*”. Neste trabalho, Tang deduz uma solução exata, para o escoamento unidimensional de um gás perfeito através de um bocal sônico axissimétrico, considerando uma fina camada limite laminar, escoamento isentrópico fora da camada limite, número de Prandtl igual a 1 e paredes adiabáticas [Tang, 1969]. A expressão resultante para o coeficiente de descarga foi:

$$Cd = 1 - \left(\frac{\gamma + 1}{2}\right)^{3/4} \left\{ \frac{8(9 - 4\sqrt{6})}{3(\gamma + 1)} + \frac{4\sqrt{6}}{3} \right\} (\bar{Re}_{d(i,\mu_d)})^{-1/2} + \frac{2\sqrt{2}(\gamma - 1)(\gamma + 2)}{3(\gamma + 1)^{1/2}} (\bar{Re}_{d(i,\mu_d)})^{-1} \quad (2.8)$$

$$\bar{Re}_{d(i,\mu_d)} = (2r_c / d)^{-1/2} (\rho V d / \mu)_d \quad \begin{array}{l} 5/3 \leq \gamma \leq 7/5 \\ 0,355 \leq r_c / d \leq 1,09 \end{array}$$

Em 1971, Geropp, realizou, independentemente, um trabalho semelhante ao de Tang [1969] e obteve uma expressão para o coeficiente de descarga, que difere em um termo daquela de Tang. A diferença entre as 2 equações diminui com o aumento de Reynolds, até tornar-se desprezível. Para  $Re_{d(i,\mu_d)} = 1000$  a diferença já é de apenas 0,03 % [Ishibashi & Takamoto, 2000]. A expressão obtida por Geropp [1971] foi:

$$Cd = 1 - 4 \left(\frac{\gamma + 1}{2}\right)^{\frac{1}{2}\gamma - 1} \left(3\sqrt{2} - 2\sqrt{3} + \frac{\gamma - 1}{\sqrt{3}}\right) (n Re_{d(i,\mu_0)})^{-1/2} \quad (2.9)$$

$$Re_{d(i,\mu_0)} = \frac{4\dot{m}_i}{\pi d \mu_0} \quad n = \sqrt{\frac{2d}{r_c} \left(\frac{\gamma + 1}{2}\right)^{\frac{3\gamma - 1}{\gamma - 1}}}$$

Até os estudos de Geropp e Tang, a literatura dispunha, relativamente, de poucos dados referentes ao coeficiente de descarga de bocais sônicos para  $Re_d(i, \mu_d)$  inferiores a  $10^4$ . Diante deste fato, Tang e Fenn [1978] realizaram um trabalho experimental utilizando pequenos bocais sônicos de diferentes geometrias. Os resultados experimentais seriam confrontados com os resultados do estudo teórico realizado por Tang, para avaliar os efeitos das aproximações ali introduzidas. Para calibração dos bocais, os autores utilizaram um medidor do tipo rotor semi submerso (“*wet test meter*”). A faixa de  $Re_d(i, \mu_d)$  estudada foi de  $1 \times 10^2$  a  $3,4 \times 10^4$ . A partir do valor de  $Re_d(i, \mu_d)$  de  $5 \times 10^2$  a congruência encontrada entre os pontos experimentais e a curva teórica  $Cd \times Re_d(i, \mu_d)$  foi notável. Entretanto, a incerteza da calibração dos bocais sônicos foi muito elevada, ou seja, da ordem de 2 % para as menores vazões e de 1 % para as maiores. Como os pontos experimentais se concentraram em torno da curva teórica, havia, portanto um forte indício de que a incerteza no cálculo teórico do coeficiente de descarga fosse menor do que a incerteza da calibração.

Todos os estudos demonstravam que diferenças na geometria do medidor produziam diferenças significativas no valor de  $Cd$  para um mesmo valor do número de Reynolds na garganta. Kuluva e Hosack [1971] desenvolveram uma equação para o cálculo do  $Cd$ , mais abrangente quanto ao tamanho do raio de curvatura da região convergente do bocal sônico:

$$Cd = \left( \frac{r_c + 0,05r}{r_c + 0,75r} \right)^{0,019} \left[ 1 - \left( \frac{r_c + 0,10r}{r} \right)^{0,21} \left( \frac{1}{Re_d(i, \mu_0)} \right)^{1/2} f(\gamma) \right] \quad (2.10)$$

$$f(\gamma) \cong 0,97 + 0,68\gamma \quad \begin{array}{l} 0 \leq r_c / r \leq 20 \\ 50 \leq Re_d(i, \mu_0) \leq 10^5 \end{array}$$

Arnberg et al. [1973] realizaram uma criteriosa análise experimental para dedução da equação  $Cd = f(Re_d)$  para medidores bocal sônico do tipo SMITH-MATZ, com  $\alpha = 6^\circ$  e  $r_c \approx 1,818d$ , para a faixa de  $Re_d$  de  $1 \times 10^4$  a  $3,4 \times 10^6$ . Para os autores, a transição da camada limite laminar para turbulenta ocorre em  $Re_d \approx 2,2 \times 10^6$ .

Szpanizlo [1975], pesquisador da NASA, realizou o primeiro trabalho de comparação dos resultados de medições experimentais com os de um estudo teórico computacional, para o cálculo do  $Cd$  de um bocal sônico, para escoamentos turbulentos de nitrogênio em altas pressões. A intenção do autor era demonstrar a exatidão resultante da técnica de se combinar

valores analíticos e experimentais obtidos para o  $Cd$  utilizando-se os valores para a função  $C^*$  propostos por Johnson [1964, 1965]. O bocal sônico possuía um raio de curvatura circular contínuo a partir da entrada até o plano da garganta equivalente a  $4d$ . Segundo o autor, este tipo de geometria faz com que o escoamento acompanhe a superfície da parede e que a espessura da camada limite seja menor, o que torna possível o cálculo analítico com uma incerteza menor.

Com base nos experimentos realizados, Szpanizlo verificou que a transição entre a presença de uma camada limite laminar e uma camada turbulenta, ocorria provavelmente, para um valor de  $Re_d$  inferior a  $1 \times 10^6$ . Considerando a faixa de  $Re_d$  estudada de  $1 \times 10^6$  a  $8 \times 10^6$ , correspondente, portanto, a presença de uma camada limite turbulenta na garganta, a diferença entre as curvas  $Cd \times Re_d$ , resultante do estudo teórico, e a curva de ajuste de pontos obtida das medições experimentais, foi menor ou igual a 0,20 %, inferior à incerteza expandida  $U_{95\%}$  da curva experimental, que era de 0,25 %. A pressão absoluta a montante do bocal variou de 11 atm ( $\approx 1,1$ MPa) a 95 atm ( $\approx 9,5$  MPa) e os valores médios dos coeficientes de descarga variaram de 0,988 a 0,991.

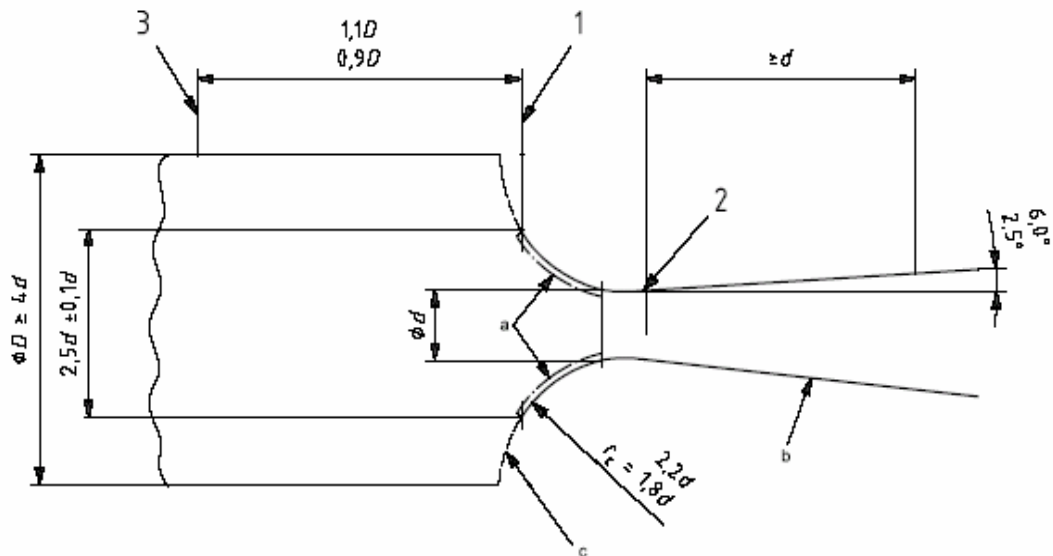
O estudo analítico foi realizado com base em vários trabalhos anteriores de outros pesquisadores da NASA, considerando um escoamento axissimétrico e baseado na teoria da camada limite. Para o autor, o cálculo teórico de alta exatidão poderia proporcionar ao bocal sônico um status capaz de torná-lo o “padrão” do escoamento compressível.

#### **2.4 As primeiras normas e os estudos do bocal sônico nos últimos 20 anos**

Em 1987, finalmente, o bocal sônico ganhou uma norma. A ASME publicou com aprovação do *American National Standards Institute* – ANSI a norma ASME/ANSI MFC-7M:1987 - *Measurement of gas flow by means of critical flow Venturi nozzles*.

Três anos após a publicação da norma americana foi publicada pela *International Organization for Standardization* – ISO a norma ISO 9300:1990 - *Measurement of gas flow by means of critical flow Venturi nozzles*.

As normas ASME e ISO são essencialmente muito semelhantes. Ambas especificam a geometria e as condições de instalação para 2 modelos de medidores. Um denominado “bocal Venturi de garganta toroidal”, mostrado na **FIG. 2.6** e outro denominado “bocal Venturi de garganta cilíndrica”, mostrado na **FIG. 2.7**.

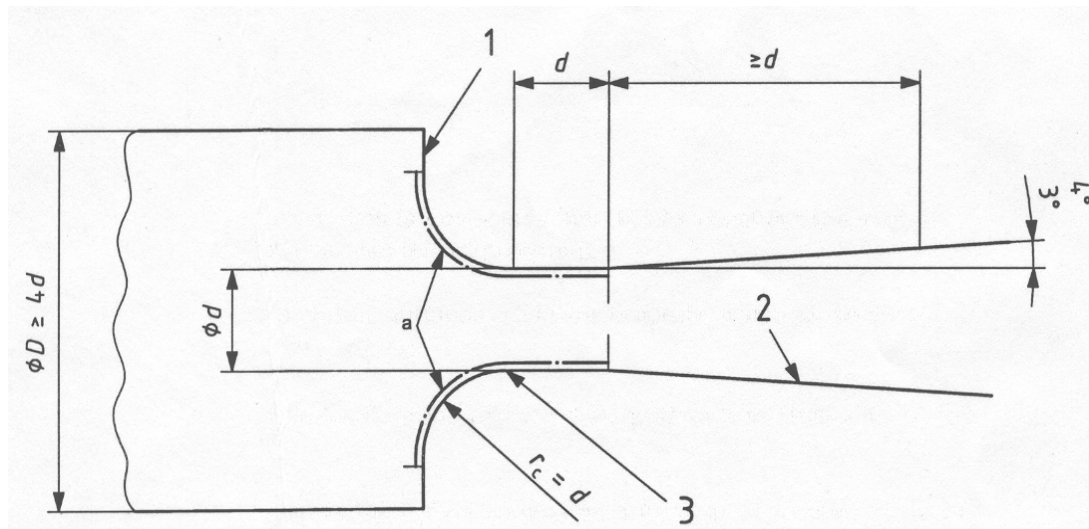


#### Legenda

1. Plano de entrada
2. Interseção entre a superfície toroidal e a seção divergente
3. Localização do dispositivo de indicação de pressão
  - a Nesta região, a rugosidade  $R_a$  da superfície não deve ultrapassar  $15 \times 10^{-6}d$  e  $0,04 \mu\text{m}$  para bocais Venturi usinados e usinados com alta precisão, respectivamente, e o perfil não deve desviar da forma toroidal por mais do que  $\pm 0,001d$ .
  - b Nesta região, a rugosidade não deve exceder  $10^{-4}d$ .
  - c A superfície interna deve estar limitada a esta região.

**FIGURA 2.6** - Bocal Venturi de garganta toroidal  
 FONTE - Norma ISO 9300:1990





#### Legenda

1. Plano de entrada
2. Seção cônica divergente com rugosidade  $R_a$  não excedendo  $10^{-4}d$
3. Região de transição
  - a Nesta região, a rugosidade  $R_a$  da superfície não deverá ultrapassar  $15 \times 10^{-6}d$  e o perfil não deve diferir da forma toroidal e cilíndrica por mais do que  $\pm 0,001d$ .

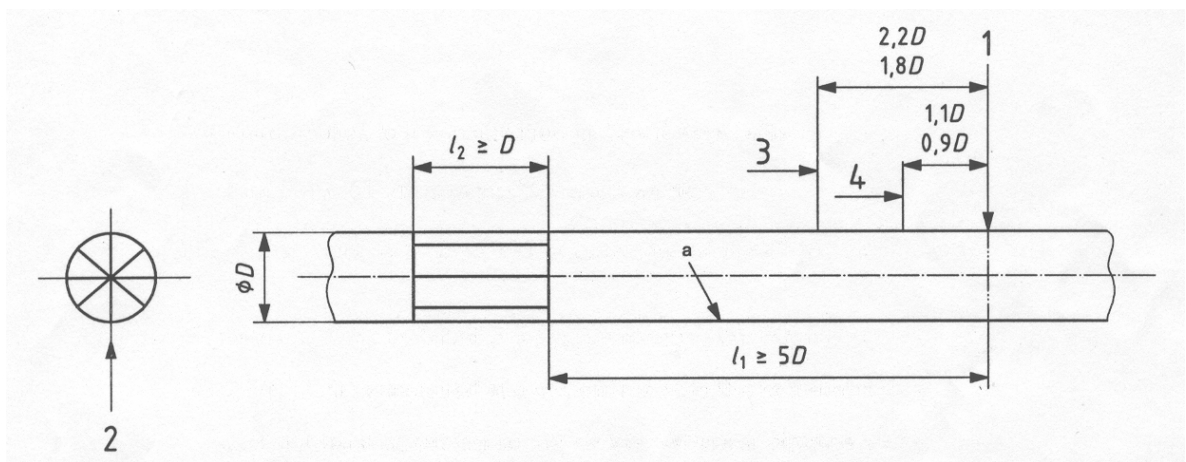
**FIGURA 2.7** - Bocal Venturi de garganta cilíndrica  
 FONTE - Norma ISO 9300:1990

A principal diferença entre as duas geometrias está na região da garganta. No toroidal a região convergente encontra com a região divergente em apenas uma seção circular. No outro, existe um trecho cilíndrico entre as duas regiões. Na literatura pesquisada, o bocal sônico de garganta toroidal foi o mais empregado na realização de pesquisas. O raio de curvatura da superfície toroidal,  $r_c$ , pode variar de  $1,8d$  a  $2,2d$ . O ângulo  $\alpha$  do tronco de cone da seção divergente a jusante da seção de tangência com a superfície circular pode variar de  $2,5^\circ$  a  $6^\circ$ . O comprimento desta seção divergente não pode ser menor do que o diâmetro  $d$  da garganta.

As normas introduzem diversas restrições e orientações quanto a usinagem e montagem do medidor. O material a ser empregado na fabricação do bocal sônico deverá permitir o acabamento requerido, ser dimensionalmente estável, além de ser resistente à corrosão nas condições de operação. Outras recomendações são de que a rugosidade na seção convergente e na garganta não ultrapassem  $15 \times 10^{-6}d$ , e na seção divergente não ultrapassem  $10^{-4}d$ . As

seções convergente e da garganta devem permanecer isentas de sujeira ou de outros tipos de contaminação.

As normas recomendam que não deve existir velocidade rotacional a montante do bocal sônico. Quando existir uma tubulação a montante do bocal, condições de ausência de velocidade rotacional podem ser garantidas com a instalação de um retificador de fluxo, como mostrado na **FIG. 2.8**, numa distância de  $l_1 > 5D$  a montante do plano de entrada do bocal. Qualquer outro tipo de condicionador de fluxo pode ser empregado, desde que possua um desempenho reconhecidamente equivalente ou superior.



Legenda

1. Plano de entrada
2. Retificador etoile com espessura de pás adequada para evitar deformação
3. Localização do sensor de temperatura
4. Localização da tomada de pressão

a A espessura da superfície não deve ultrapassar  $10^{-4}D$ .

**FIGURA 2.8** - Requisitos para instalação com uma configuração com tubulação a montante

FONTE - Norma ISO 9300:1990

Desde que o medidor tenha o formato padronizado nas normas, atenda a todos os requisitos especificados, e tenha dimensões medidas com suficiente exatidão, seu  $Cd$  poderá ser calculado como uma função de  $Re_d$  a partir de equações ali fornecidas. Quanto à função  $C^*$ , as normas fornecem valores tabelados em função de  $P_0$  e  $T_0$ . A norma ASME apresenta tabelas

para os gases Nitrogênio, Oxigênio, Argônio, Metano e Dióxido de Carbono. A norma ISO adiciona tabelas para o ar e o vapor d'água.

A vazão em massa que atravessa o medidor pode então ser obtida a partir das medições da temperatura e da pressão estáticas de montante. Para o bocal sônico toroidal, apresentado na **FIG. 2.6**, a equação fornecida para o  $Cd$  é:

$$Cd = 0,9935 - 1,5250 Re_d^{-0,5} \quad (\text{EQ. ISO 1990}) \quad (2.11)$$

$$10^5 \leq Re_d \leq 10^7 \quad Re_d = \frac{4\dot{m}}{\pi d \mu_0}$$

$$U_{95\%} = 0,50 \%$$

A vazão em massa é obtida da equação:

$$\dot{m} = Cd A_d C_* \frac{P_0}{\sqrt{Z_0 RT_0}} \quad (2.12)$$

A temperatura de estagnação  $T_0$  e a pressão de estagnação  $P_0$  são determinadas em função da temperatura estática  $T_1$  e da pressão estática  $P_1$ , medidas em seções da tubulação a montante do bocal, pelas relações:

$$\frac{T_0}{T_1} = 1 + \frac{\gamma-1}{2} Ma_1^2 \quad (2.13)$$

$$\frac{P_0}{P_1} = \left( 1 + \frac{\gamma-1}{2} Ma_1^2 \right)^{\gamma/(\gamma-1)} \quad (2.14)$$

sendo:

$Ma_1 = V_1 / c_1$  (razão entre a velocidade axial média e a velocidade do som na seção da tubulação onde são medidas  $T_1$  e  $P_1$ )

Uma vez que  $\dot{m}$  é uma função do  $Cd$ , que é uma função do  $Re_d$ , que, por sua vez, é uma função de  $\dot{m}$ , a solução requer um método iterativo. A norma ASME apresenta um exemplo do cálculo iterativo para obtenção de  $\dot{m}$ , em seu anexo C.

Para evitar este procedimento iterativo, muitos autores têm adotado para o cálculo do número de Reynolds, o valor da vazão em massa do escoamento teórico idealizado,  $Re_d(i, \mu_0)$ , proporcionando, assim, interpretações mais diretas das análises.

Em função da limitação quanto aos valores do número de Reynolds na garganta do bocal sônico ( $Re_d \geq 10^5$ ), pode-se concluir que as normas não contemplam pequenos medidores com diâmetros menores do que, aproximadamente, 2 mm e vazões em massa menores do que, aproximadamente, 30 kg/h. Por outro lado, a fabricação e a medição das dimensões dos pequenos medidores, principalmente da seção convergente de entrada e da garganta, exigem procedimentos relativamente mais complexos, o que dificulta bastante o atendimento aos requisitos construtivos das normas.

Schmidt et al. [1990] calcularam novos valores de  $C^*$  para o ar, utilizando a mesma técnica iterativa de Johnson [1964, 1965], valendo-se de novas equações de estado empíricas obtidas em 1978 por Jacobsen et al., para temperaturas e pressões de estagnação de até 800 K e 34 MPa, respectivamente.

A indústria de semicondutores necessita realizar medições exatas de pequenas vazões de gases. O medidor de vazão do tipo termomássico, acompanhado ou não de um controlador (“*thermal-type mass flow controler*” – MFC; “*thermal-type mass flow meter*” – MFM), é o medidor geralmente empregado. Entretanto, este tipo de medidor, apesar de possuir boa estabilidade e uma repetitividade tão boa quanto 0,5 %, não tem apresentado uma incerteza satisfatória na medição final. A causa deste fato provém da incerteza dos padrões utilizados pelos fabricantes destes medidores para calibrá-los. O sistema de calibração mais empregado é o do tipo PVTt, onde a vazão em massa do gás é obtida de medições das grandezas pressão, volume, temperatura, e tempo. Entretanto, uma incerteza padrão final neste sistema de calibração da ordem de 0,1 % requer uma incerteza padrão na medição do volume de 0,05 %, correspondente a 25 cm<sup>3</sup> (25 mililitros) em um tanque de 50.000 cm<sup>3</sup> (50 litros), o que é praticamente inviável.

O laboratório nacional de metrologia do Japão, o NLRM, desenvolveu um sistema primário de calibração de alta exatidão, do tipo gravimétrico estático, para vazões até 5 g/min. Nakao et al. [1996] propuseram uma cadeia de rastreabilidade, onde os medidores dos usuários seriam calibrados contra um bocal sônico que, por sua vez, seria calibrado contra o padrão primário gravimétrico desenvolvido. A utilização do bocal sônico diretamente pelo usuário para medição de pequenas vazões não é recomendável, por exigir um controle mais acurado das condições operacionais do escoamento, onde a vazão em massa medida varia significativamente com pequenas variações das condições de pressão e temperatura de montante. Os resultados obtidos revelaram um bom desempenho dos pequenos bocais sônicos, onde a diferença absoluta entre o valor da incerteza no  $Cd$  dos bocais calibrados, em relação ao valor da incerteza do padrão primário foi inferior 0,02:

Dados	Bocal sônico $d = 0,501$ mm	Bocal sônico $d = 0,301$ mm
Equação do $Cd$	$Cd = 1,007 - 3,195 [Re_d(i, \mu_0)]^{-0,5}$	$Cd = 1,006 - 3,783 [Re_d(i, \mu_0)]^{-0,5}$
$Re_d(i, u_0)$	$1,3 \times 10^3$ a $8 \times 10^3$	$9 \times 10^2$ a $4,3 \times 10^3$
Incerteza padrão relativa do padrão gravimétrico	$\pm 0,093$ %	$\pm 0,071$ %
Incerteza padrão relativa do $Cd$ calibrado	$\pm 0,112$ %	$\pm 0,089$ %

Nakao et al. [1996], em parceria com o laboratório japonês *Hirai Company Ltd*, desenvolveram um padrão secundário portátil para a faixa de vazão de 10 mg/min a 100 g/min. Para atender esta larga faixa de trabalho de 10.000:1, dez bocais sônicos ISO geometricamente semelhantes, com diâmetros variando de 0,050 mm a 1,667 mm, são alternativamente utilizados no sistema, onde a pressão a montante dos bocais varia de 50 kPa a 300 kPa. Os bocais sônicos são calibrados contra um padrão primário do tipo gravimétrico no laboratório *Hirai*. A incerteza  $U_{95\%}$  conseguida para as medições de vazão realizadas com este padrão secundário foram inferiores a 0,20 %. Calibração de medidores MFC e MFM, com boas características e de diferentes marcas, empregando o novo sistema de calibração desenvolvido resultaram em erros relativos superiores a 8 %, evidenciando que os padrões utilizados pelos fabricantes estavam bastante incertos [Hayakawa et al., 2000].

As expressões teóricas para o cálculo do coeficiente de descarga derivadas por Hall, Stratford, Tang e Geropp, nos anos de 1962 a 1971, tinham como propósito eliminar a necessidade da sua obtenção por meio da calibração, que além de cara, consome tempo e requer procedimentos trabalhosos. Entretanto, a validação das equações teóricas, por meio de medições experimentais, ficava comprometida, uma vez que as técnicas de usinagem não garantiam o contorno projetado com níveis de incerteza compatíveis com aqueles obtidos nos

sistemas de calibração. Desta forma, conseguia-se pouco benefício dos estudos analíticos mesmo quando de alta exatidão. Esta dificuldade foi sanada no início dos anos 90 como será apresentado a seguir <sup>4</sup>.

Ishibashi et al. [1994] pesquisadores do NRLM publicaram um artigo na 7<sup>a</sup> conferência internacional de medição de fluxo, FLOMEKO, em que apresentam os resultados de um criterioso estudo analítico experimental em que utilizam os diferentes modelos de bocais sônicos apresentados na **FIG. 2.9**. Os bocais foram usinados com elevada precisão. O torno mecânico utilizado na fabricação dos bocais controla a posição de suas ferramentas de corte de diamante com uma resolução de 0,1  $\mu\text{m}$ , conseguindo uma rugosidade média menor do que 0,03  $\mu\text{m}$  sem qualquer polimento. O diâmetro da garganta dos bocais variou de 6,7 mm a 19 mm e foram medidos em coordenadas 3D com uma incerteza padrão de 3  $\mu\text{m}$ . Os bocais foram calibrados contra um padrão primário volumétrico com uma incerteza padrão que variou de 0,05 % a 0,10 % nos valores dos coeficientes de descarga obtidos, para uma faixa de vazão de 12 kg/h a 240 kg/h. A faixa de  $Re_d$  foi limitada para garantir uma camada limite laminar, variando de  $8,5 \times 10^4$  a  $2,4 \times 10^5$ .

A curva de ajuste dos pontos dos resultados experimentais, com um grau de concordância de  $\pm 0.03$  %, realizados com 25 bocais Venturi dos tipos A, B e D, resultou na equação:

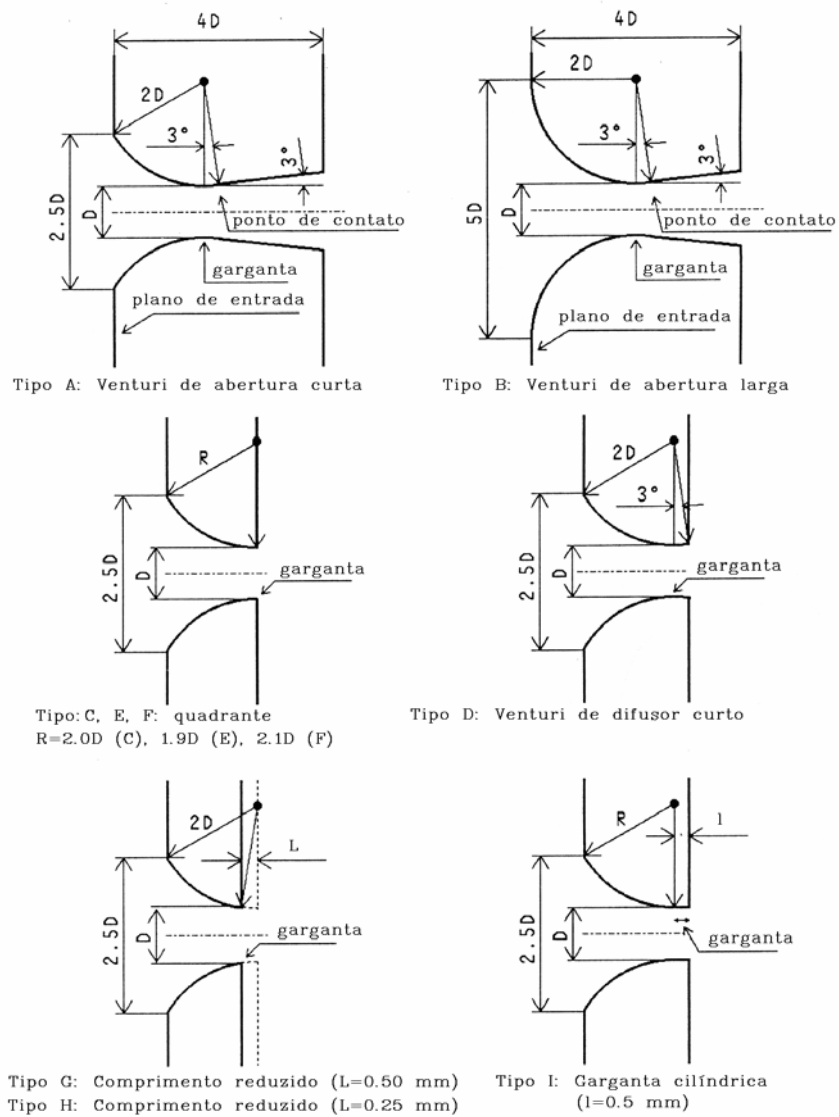
$$Cd_{med} = 0,998598 - \frac{3,411248}{Re_{d(i,\mu_0)}} \quad (2.15)$$

De acordo com os autores a 1<sup>a</sup> constante da **EQ. 2.15** corrige a idealização aplicada na equação teórica de que o escoamento é unidimensional e a 2<sup>a</sup> constante corrige a desconsideração da existência da camada limite. Uma equação analítica foi desenvolvida, na qual a 1<sup>a</sup> constante foi calculada com base no estudo teórico de Hall [1962], **EQ. 2.6**, e a 2<sup>a</sup> constante com base no estudo teórico de Geropp [1971], **EQ. 2.9**. A equação resultante foi:

$$Cd_{teo} = 0,99859 - \frac{3,517}{\sqrt{Re_{d(i,\mu_0)}}} \quad (\text{EQ. NRLM teórica}) \quad (2.16)$$

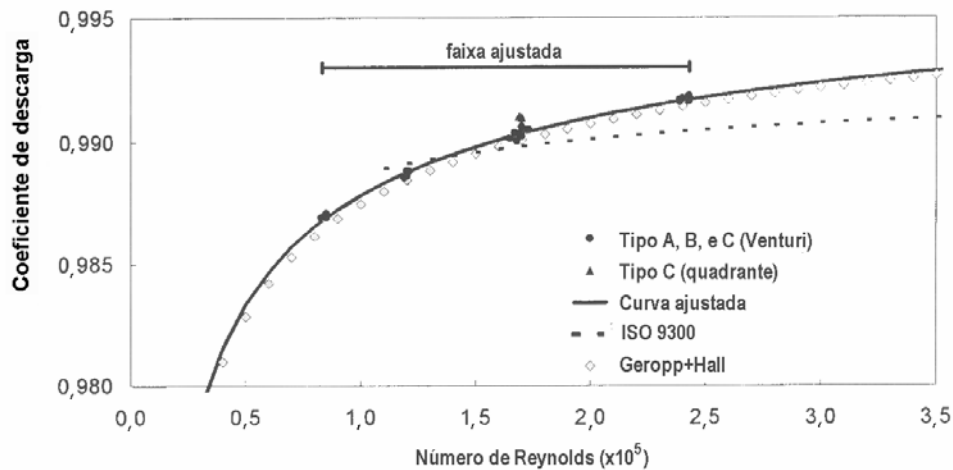
---

<sup>4</sup> A dificuldade identificada por Stratford em 1964, de que havia uma carência de experimentos de alta exatidão, para que os resultados analíticos fossem validados, estava finalmente sendo solucionada 40 anos depois



**FIGURA 2.9** – Diferentes modelos de bocais avaliados analítica e experimentalmente  
 FONTE – ISHIBASHI et al., 1994

A diferença entre os resultados das **EQ. 2.15** e **EQ. 2.16** é menor do que 0,04 % para  $Re_d > 8,5 \times 10^4$ . A **FIG. 2.10** apresenta as curvas obtidas neste estudo em comparação com a curva da **EQ. 2.11** da norma ISO.



**FIGURA 2.10** – Comparação entre resultados analíticos e experimentais na determinação do  $C_d$   
 FONTE – ISHIBASHI et al., 1994

Dos estudos realizados nos diferentes modelos de bocais os autores concluíram:

- O  $C_d$  do bocal do tipo quadrante é maior do que o do tipo Venturi ( $\approx + 0,05\%$ ).
- O  $C_d$  do bocal do tipo Venturi não depende do diâmetro da seção de entrada, se esta for maior do que  $2,5$ .
- O  $C_d$  do bocal do tipo Venturi não depende do comprimento do difusor, se este for maior do que  $0,1d$ .
- Uma pequena variação na curvatura de entrada de  $1,9d$  a  $2,1d$  não influi no valor do  $C_d$ .
- A redução no comprimento da curvatura dos bocais do tipo quadrante (bocais convergentes dos tipos G e H da **FIG. 2.9**), surpreendentemente faz aumentar o valor do  $C_d$ .
- A garganta cilíndrica nos bocais convergentes faz o  $C_d$  diminuir.

Johnson et al. [1998], pesquisadores do NIST, realizaram um estudo numérico no intuito de verificar o nível de concordância entre soluções numéricas, dados experimentais e soluções analíticas. Na investigação foi desenvolvida uma solução numérica das equações de Navier-Stokes, considerando o escoamento compressível, axissimétrico e permanente de um gás perfeito, através de um bocal sônico ISO, para uma faixa de  $Re_d(i, \mu_d)$  de  $2 \times 10^3$  a  $2,2 \times 10^4$ . Os efeitos da turbulência não foram considerados, uma vez que a faixa de  $Re_d(i, \mu_d)$  estudada está bem distante do valor de  $1 \times 10^6$  encontrado por Arnberg et al. [1973] para o número de Reynolds de transição. O método utilizado na discretização das equações diferenciais foi o



método das diferenças finitas, MDF, e a metodologia foi aplicada para os gases Argônio, Nitrogênio, Dióxido de Carbono e Hidrogênio. Os resultados numéricos foram comparados com dados experimentais publicados por Nakao et al. em 1996 para os mesmos gases e a mesma faixa de  $Re_d(i, \mu_d)$  e com o modelo analítico proposto por Ishibashi e Takamoto [1994]. As curvas  $Cd \times Re_d(i, \mu_d)$  numérica e analítica apresentaram um alto grau de concordância, demonstrando que o modelo analítico sugerido por Ishibashi e Takamoto, baseado nas equações de Hall e Geropp, caracterizam adequadamente os efeitos multidimensionais e viscosos presentes no bocal sônico ISO. As curvas  $Cd \times Re_d(i, \mu_d)$  numérica e experimental apresentaram tendências similares e a incerteza estimada para as soluções numéricas foi de  $U_{95\%} < \pm 0,5 \%$  para os gases Argônio, Nitrogênio e Hidrogênio e de  $U_{95\%} \approx \pm 2 \%$  para o Dióxido de Carbono.

Ishibashi e Takamoto [2000b] publicaram um estudo semelhante ao publicado por Ishibashi et al. em 1994, no qual uma equação teórica para o  $Cd$  de bocais sônicos é derivada para escoamentos com camada limite laminar e validada experimentalmente utilizando medidores usinados com elevada precisão denominados “superexatos”. Neste novo estudo a equação é também derivada para bocais Venturi do tipo toroidal, entretanto, ela é apresentada em uma forma mais genérica, como uma função tanto do número de Reynolds na garganta, quanto do raio de curvatura da região convergente. Os modelos analíticos desenvolvidos por Hall [1962], Tang [1969] e Geropp [1971] foram combinados na dedução de uma equação que leva em conta simultaneamente, tanto os efeitos multidimensionais, considerados no modelo teórico de Hall, **EQ. 2.6**, quanto os viscosos, considerados nos modelos teóricos de Tang, **EQ. 2.8** e Geropp, **EQ. 2.9**. A metodologia aplicada é similar à adotada por Stratford [1964], entretanto, valendo-se de soluções mais exatas, tanto para a camada limite laminar, quanto para o escoamento fora da camada limite.

Os experimentos foram realizados para o ar, para uma faixa de  $Re_d(i, \mu_d)$  de  $1 \times 10^4$  a  $2,5 \times 10^5$ , onde 25 bocais sônicos ISO superexatos, de quatro diferentes tamanhos, projetados com a configuração mostrada na **FIG. 2.11** (Tipo A da **FIG. 2.9**), com  $r_c = 2d$  e  $\alpha = 3^\circ$ , foram calibrados contra um padrão volumétrico desenvolvido pelo NLRM com uma incerteza padrão relativa de  $0,02 \%$ <sup>5</sup>. Os 4 bocais estudados possuíam diâmetros da garganta de 6,7 mm; 9,5 mm; 13,4 mm; e 18,9 mm. A incerteza padrão relativa resultante das calibrações variou de  $0,04 \%$  (para o bocal de maior  $d$ ) a  $0,07 \%$  (para o de menor  $d$ ).

<sup>5</sup> A mais baixa incerteza declarada para um padrão primário nas referências consultadas.

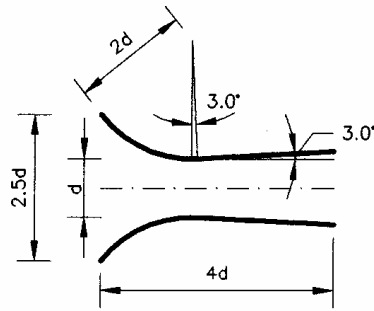


FIGURA 2.11 - Dimensões dos bocais superexatos, investigados no NRLM

A expressão analítica derivada para o coeficiente de descarga foi:

$$Cd_{theo} = a - \frac{b}{\sqrt{Re_{d(i, \mu_0)}}} \quad (2.17)$$

onde:

$$a = 1 - \frac{\gamma + 1}{a_1^2} \left( \frac{1}{96} - \frac{8\gamma + 21}{4608a_1} + \frac{754\gamma^2 + 1971\gamma + 2007}{552960a_1^2} \right)$$

$$b = \frac{4a}{\sqrt{b_1}} \left( \frac{\gamma + 1}{2} \right)^{\frac{1}{2} \frac{1}{\gamma - 1}} \left( 3\sqrt{2} - 2\sqrt{3} + \frac{\gamma - 1}{\sqrt{3}} \right)$$

$$a_1 = 2 \frac{r_c}{d} \quad b_1 = \sqrt{\frac{2d}{r_c} \left( \frac{\gamma + 1}{2} \right)^{\frac{3\gamma - 1}{\gamma - 1}}}$$

O termo “a” da EQ. 2.17 é na verdade o  $Cd$  para o escoamento fora da camada limite. Este  $Cd$  não depende do  $Re_d$ , mas somente da relação geométrica  $R$  do bocal e da razão  $\gamma$  entre os calores específicos do fluido. Portanto, o seu valor é o mesmo para bocais geometricamente similares medindo a vazão de um mesmo gás.

A equação da curva resultante do ajuste dos pontos experimentais foi:

$$Cd_{med} = 0,99864 - \frac{3,447}{Re_{d(i, \mu_0)}} \quad (\text{EQ. NRLM experimental}) \quad (2.18)$$

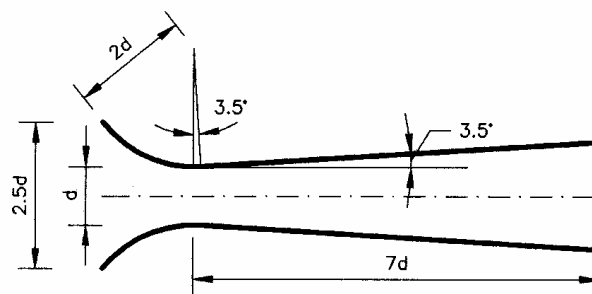
A equação teórica é a mesma deduzida autores em 1994, **EQ. 2.16**:

$$Cd_{teo} = 0,99859 - \frac{3,517}{\sqrt{Re_{d(i,\mu_0)}}} \quad \text{(EQ. NRLM teórica)}$$

A diferença entre o  $Cd_{teo}$  e o  $Cd_{med}$  foi menor do que 0,04 % para valores de  $Re_{d(i,\mu_0)} > 8 \times 10^4$ , ou seja, menor do que a incerteza das calibrações. Para  $1 \times 10^4 < Re_{d(i,\mu_0)} < 8 \times 10^4$  a diferença foi menor que 0,1 %.

Na Alemanha, o bocal sônico é utilizado pela metrologia legal para medições de pequenas vazões de medidores domésticos de gás do tipo diafragma. Além disso, há uma demanda para técnicas estáveis e seguras para medição de pequenas vazões de gás nos campos da medicina, da química analítica e do meio ambiente. Estas medições requerem medidores bocais sônicos com diâmetros da garganta menores que 1 mm, correspondentes a números de Reynolds na garganta bem menores do que o mínimo da faixa abrangida pela norma ISO [1990], que é de  $Re_d < 10^5$ . A calibração, por exemplo do menor medidor diafragma, requer um bocal sônico com  $d = 0,215$  mm e  $Re_d \approx 2,73 \times 10^3$ .

Os pesquisadores Wendt e von Lavante [2000] desenvolveram uma investigação extensiva do comportamento de escoamentos em bocais sônicos onde  $Re_d < 10^5$ , utilizando dados experimentais obtidos no laboratório metrológico nacional da Alemanha, PTB, complementados com simulações numéricas utilizando o código ACHIEVE desenvolvido na Universidade de Essen. Os medidores analisados possuíam uma geometria, mostrada na **FIG. 2.12**, que atendia as especificações da norma, com  $r_c = 2d$ ,  $\alpha = 3,5^\circ$ ; e  $L_{div} = 7d$ .



**FIGURA 2.12** - Dimensões dos bocais investigados no PTB

O principal aspecto abordado na pesquisa foi a influência da rugosidade da superfície interna do medidor. Os índices exigidos pela norma são difíceis de serem atingidos na fabricação de pequenos medidores. A melhor qualidade praticada usualmente no acabamento da superfície do contorno interno da seção convergente é a denominada “bem polida”, com uma espessura média de rugosidade da ordem de 0,1  $\mu\text{m}$ . Considerando o índice exigido pela norma ISO, que é de  $15 \times 10^{-6} d$ , o mesmo só é atingido para medidores com  $d$  maiores do que 6,7 mm.

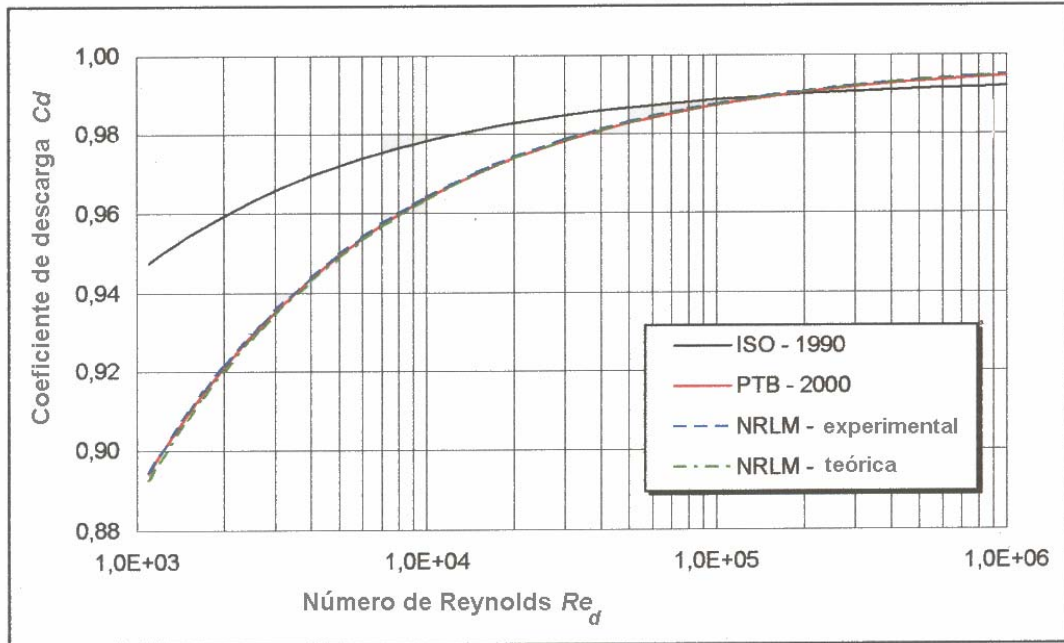
Os índices de rugosidade da superfície adotados foram: 0,1  $\mu\text{m}$  - superfície “bem polida”; 0,4  $\mu\text{m}$  - “superfície polida” e 1  $\mu\text{m}$  - “usinagem comum, sem polimento especial de acabamento”. Estes índices correspondem àqueles usualmente praticados pelos fabricantes de bocais sônicos. A faixa de  $Re_d$  analisada foi de  $1,4 \times 10^4$  a  $1,4 \times 10^5$  para medidores com  $d$  na faixa de 0,15 mm a 10 mm. O  $Cd$  dos medidores foi determinado por meio de calibrações contra padrões primários do PTB.

Os resultados encontrados não indicaram diferenças significativas relacionadas aos índices de rugosidade testados. Pelo contrário, os dados experimentais foram coincidentes com os da curva  $Cd \times Re_d$ , denominada PTB-2000, correspondente ao ajuste dos dados de todas as calibrações de bocais sônicos realizadas, até então, no PTB, cobrindo a faixa de  $Re_d$  até  $1,0 \times 10^6$ . A equação que descreve a curva PTB-2000 é:

$$Cd = 0,9982 - \frac{3,448}{\sqrt{Re_d}} \quad (2.19)$$

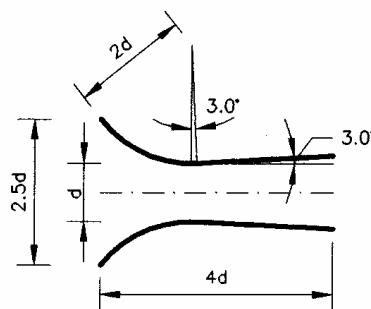
Por outro lado, a curva PTB-2000 (EQ. 2.19) apresenta uma excelente concordância com a curva experimental (EQ 2.18) e com a curva teórica (EQ. 2.16) obtidas pelos pesquisadores do NRLM, como mostra a FIG. 2.13.

É interessante observar que os experimentos realizados pelo NRLM foram conduzidos com a utilização de medidores superexatos, com índice de rugosidade menor do que 0,03  $\mu\text{m}$  e com diâmetros a partir de 3,4 mm [Wendt & von Lavante, 2000].



**FIGURA 2.13** – Comparação das curvas  $Cd \times Re_d$  de várias fontes: EQ. PTB-2000 (EQ. 2.19), EQ. ISO 1990 (EQ. 2.11), EQ. NRLM experimental (EQ. 2.18), EQ. NRLM teórica (EQ. 2.16)  
 FONTE - Wendt & von Lavante, 2000

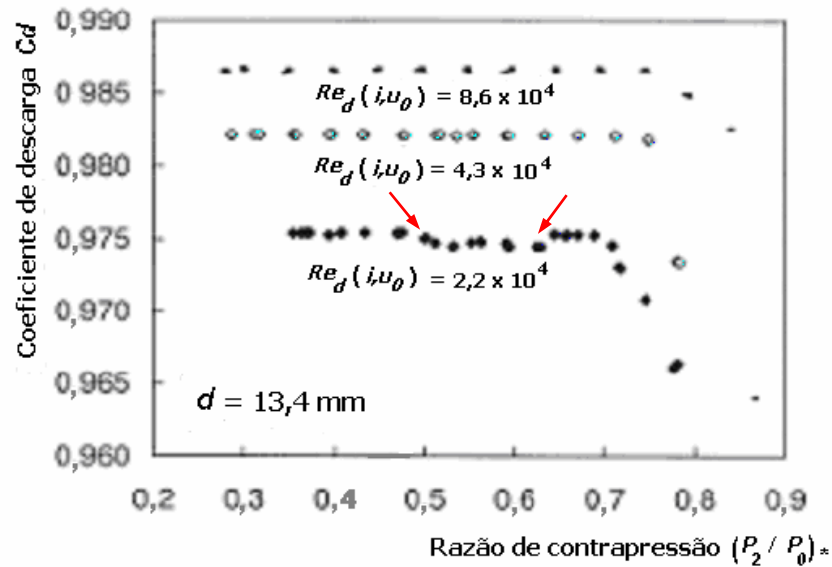
Ishibashi e Takamoto [2000a] publicaram resultados inusitados relacionados à estabilidade do escoamento crítico dos mesmos quatro diferentes tamanhos de bocais superexatos referidos na publicação do mesmo ano [2000b] comentada anteriormente, os quais possuem dimensões dentro dos limites especificados pela Norma ISO [1990] como mostrado na **FIG. 2.14**.



**FIGURA 2.14** - Geometria dos bocais superexatos

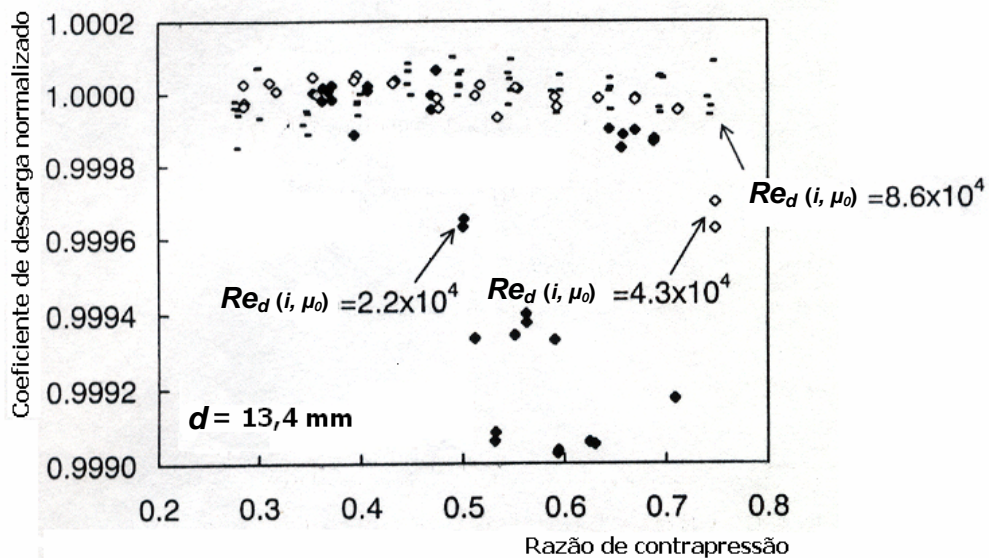
A **FIG. 2.15** mostra os resultados experimentais do  $Cd$  do bocal sônico com  $d = 13,4$  mm, como uma função da razão de contrapressão crítica  $(P_2/P_0)^*$ , para 3 diferentes valores de  $Re_d$ ,  $2,2 \times 10^4$ ,  $4,3 \times 10^4$  e  $8,6 \times 10^4$ . O valor de projeto para  $(P_2/P_0)^*$  é de aproximadamente 0,8 e os pontos experimentais demonstram que os valores foram maiores que 0,75 para o  $Re_d (i, \mu_0)$  igual a  $4,3 \times 10^4$  e para o  $Re_d (i, \mu_0)$  igual a  $8,6 \times 10^4$  e de aproximadamente 0,7 para o  $Re_d (i, \mu_0)$

igual a  $2,2 \times 10^4$ . Entretanto, para este menor valor de  $Re_d(i, \mu_0)$  os valores do  $Cd$  apresentaram pequenos decréscimos para uma determinada faixa de razão de contrapressão iniciada em 0,5.



**FIGURA 2.15** – Razão de contrapressão obtida para diferentes valores de  $Re_d(i, \mu_0)$  para o bocal com  $d = 13,4$  mm  
 FONTE - ISHIBASHI & TAKAMOTO, 2000b

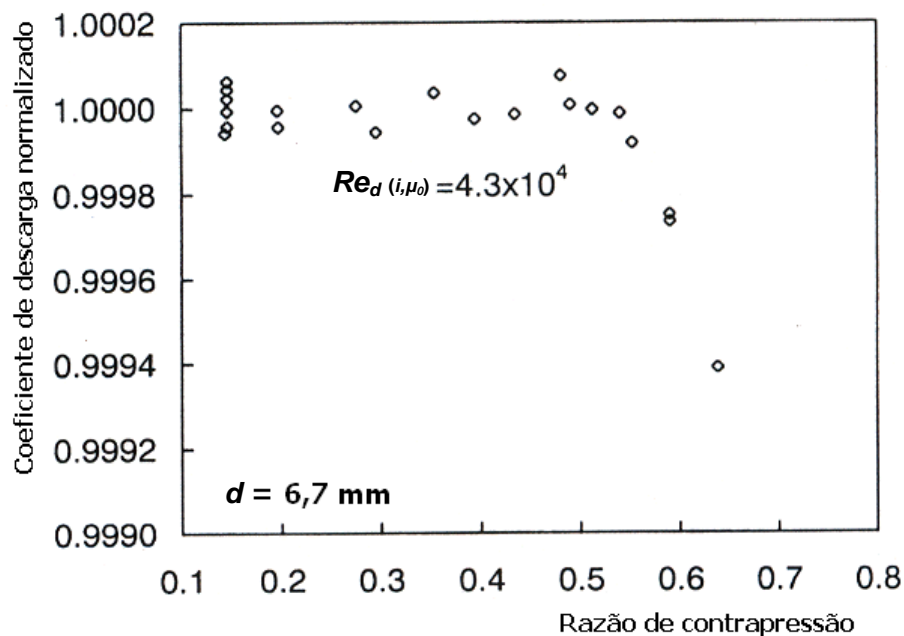
Os valores experimentais obtidos para os coeficientes de descarga mostrados na **FIG. 2.15** foram normalizados utilizando os valores médios para o  $Cd$  obtidos em baixos valores de  $(P_2/P_0)^*$  e os resultados apresentados em escala com intervalos bem reduzidos (0,0001) como mostra a **FIG. 2.16**.



**FIGURA 2.16** – Instabilidade no valor da razão crítica de contrapressão para  $Re_d(i, \mu_0) = 2,2 \times 10^4$   
 FONTE - ISHIBASHI e TAKAMOTO, 2000a, p. 297

A vazão enquanto se mantém crítica é altamente estável dentro da faixa de  $\pm 0,01\%$ . Para  $Re_d(i, \mu_0)$  de  $2,2 \times 10^4$ , observa-se um decréscimo na vazão de cerca de  $0,1\%$  para valores de  $(P_2/P_0)^*$  entre  $0,5$  e  $0,65$ , quando ocorre uma recuperação da condição crítica, permanecendo até a razão de  $0,7$ , quando a vazão, desta vez, diminui de forma marcante e contínua.

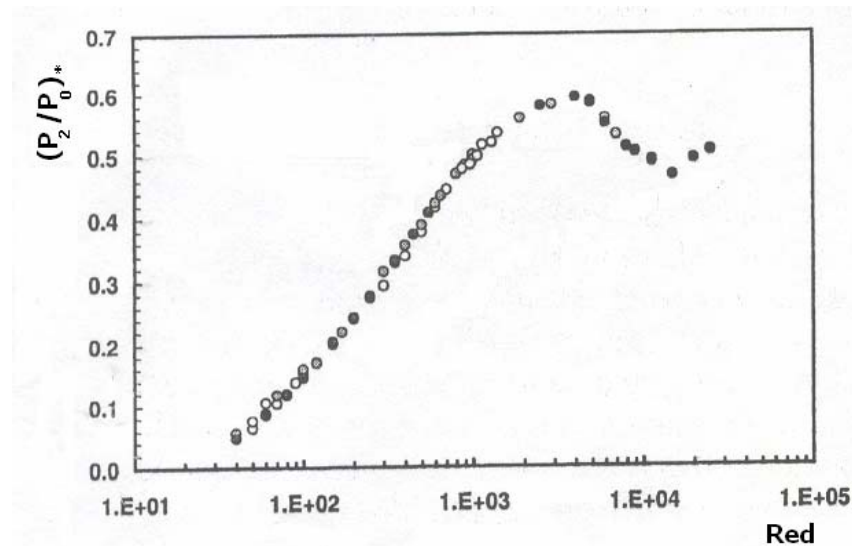
Para bocais menores, com diâmetros  $d$  de  $4,7$  mm,  $6,7$  mm e  $9,5$  mm, a vazão manteve-se crítica somente para valores de  $(P_2/P_0)^*$  menores que  $0,5$ . A **FIG. 2.17** apresenta os resultados para o bocal de  $6,7$  mm e  $Re_d(i, \mu_0)$  de  $4,3 \times 10^4$ . Esta grande discrepância entre o valor projetado e o valor medido para a razão  $(P_2/P_0)^*$  é denominada pelos autores de “fenômeno do desbloqueio prematuro”.



**FIGURA 2.17** – Exemplo de baixo valor da razão crítica de contrapressão  
 FONTE - ISHIBASHI e TAKAMOTO, 2000a, p. 297

Os resultados demonstram que o fenômeno do desbloqueio prematuro não é uma simples função do número de Reynolds, uma vez que, para o mesmo  $Re_d(i, \mu_0)$  de  $4,3 \times 10^4$ , o bocal de  $13,4$  mm mantém-se bloqueado até a razão de contrapressão de  $0,7$ , como mostrado na **FIG. 2.16**, enquanto que o bocal de  $6,7$  mm já sofre o desbloqueio para um valor da razão de contrapressão próximo de  $0,5$ , como mostrado na **FIG. 2.17**. Por outro lado, o fenômeno, segundo os autores, é muito sensível a pequenas diferenças em seu contorno, mesmo em bocais superexatos.

Nakao e Takamoto [2000], realizaram experimentos para analisar a razão  $(P_2/P_0)^*$  de pequenos medidores. Eles investigaram o comportamento de bocais sônicos com a geometria mostrada na **FIG. 2.14** com diâmetros variando de 0,103 mm a 1,185 mm. A faixa de  $Re_{d(i,\mu_0)}$  variou de 40 a  $3 \times 10^4$ . Os resultados demonstraram que para esta faixa de  $Re_{d(i,\mu_0)}$  a razão  $(P_2/P_0)^*$  era uma função apenas do número de Reynolds na garganta e não dependia do valor do diâmetro da garganta. A razão  $(P_2/P_0)^*$  aumentou com o número de Reynolds, variando de 0,05 a 0,6 para  $Re_{d(i,\mu_0)}$  variando, respectivamente, de 40 a  $4 \times 10^3$ , para todos os diferentes tamanhos de bocais. Por outro lado, para a faixa de  $Re_{d(i,\mu_0)}$  de  $4 \times 10^3$  a  $1 \times 10^4$  ocorreu o desbloqueio prematuro, com a razão  $(P_2/P_0)^*$  diminuindo de 0,6 para 0,5. Ou seja  $(P_2/P_0)^*$  não continuou aumentando com o aumento de  $Re_{d(i,\mu_0)}$ , como mostra a curva da **FIG. 2.18**.



**FIGURA 2.18** – Variação da razão crítica de contrapressão para bocais com  $d$  variando de 0,103 mm a 1,185 mm

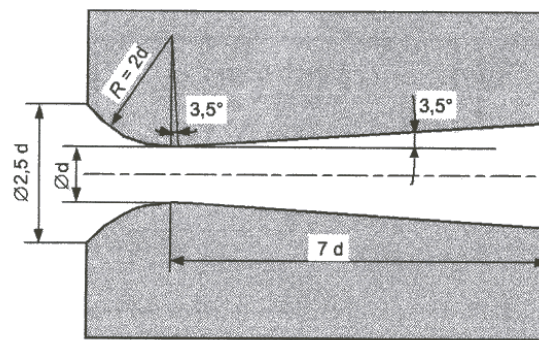
FONTE - NAKAO e TAKAMOTO, 2000 p.288

O professor Dr. E. von Lavante da Universidade de Essen na Alemanha, o pesquisador Dr Masahiro Ishibashi do NRLM do Japão e a pesquisadora Dra. Gudrun Wendt do PTB da Alemanha compartilham de uma posição favorável em relação ao emprego de pequenos bocais sônicos no campo da metrologia na medição de pequenas vazões de gases. Para eles, os pequenos bocais possuem as mesmas vantagens básicas dos seus semelhantes de maiores dimensões, ou seja, representam um meio robusto, consistente, simples e confiável de medir vazões de gases e, quando apropriadamente calibrados, medem com elevada exatidão. Esta posição motivou-os a desenvolver estudos que permitissem um conhecimento mais detalhado do comportamento do escoamento nestes pequenos medidores, que explicassem a ocorrência do desbloqueio prematuro. A investigação desenvolvida associou simulação numérica em



DFC com medições experimentais realizadas nos laboratórios metrológicos do NRLM e do PTB. A simulação numérica utilizou um código denominado ACHIEVE desenvolvido pela Universidade de Essen. Este programa, em termos gerais, soluciona as equações de Navier-Stokes bidimensionais, axissimétricas e compressíveis utilizando o método *upwind* com discretização em volumes finitos [von Lavante & Ishibashi & Wendt, 2000].

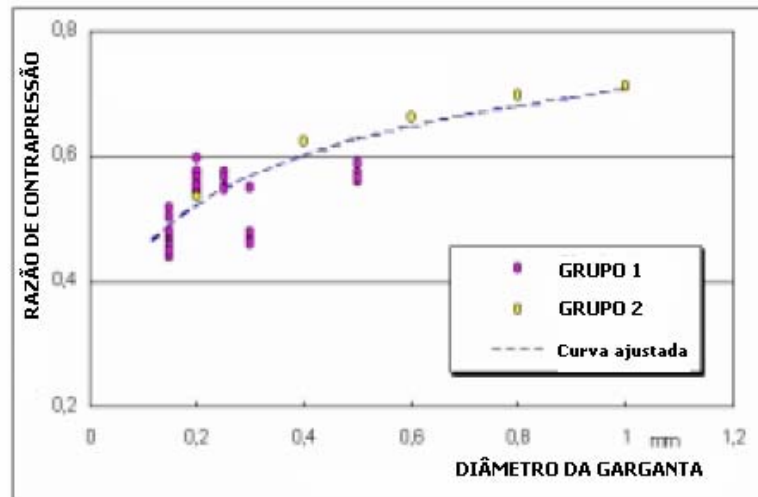
Na investigação experimental nove diferentes tamanhos de pequenos bocais com  $d$  variando de 0,15 mm a 1 mm foram calibrados contra padrões primários do PTB com uma incerteza expandida  $U_{95\%}$  menor do 0,12 %. Os bocais eram do tipo toroidal e geometricamente similares, tendo o formato mostrado na **FIG. 2.19**.



**FIGURA 2.19** – Geometria do bocal investigado no PTB  
 FONTE – von LAVANTE, ISHIBASHI, WENDT, 2000

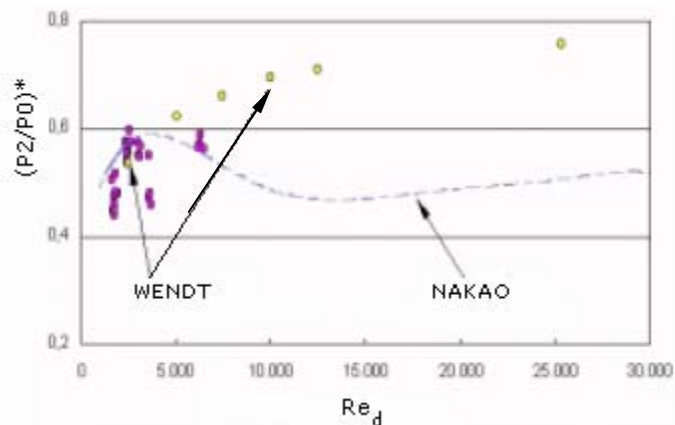
O fluido de trabalho empregado foi o ar ambiente e as operações foram conduzidas sob regime de vácuo. A dependência da razão crítica de contrapressão  $(P_2/P_0)^*$  com o número de Reynolds foi o enfoque principal da pesquisa. Nos experimentos  $(P_2/P_0)^*$  era inicialmente mantida em um valor bem baixo de 0,04 para garantir o escoamento crítico na garganta e conseqüentemente uma vazão em massa constante. A pressão de jusante  $P_2$  era então gradualmente aumentada. Quando uma queda de 0,05 % era verificada no valor da vazão, a razão crítica de contrapressão ficava definida. A razão entre a área da seção transversal na saída do difusor e a área da garganta dos bocais avaliados era de 3,42, correspondendo a uma razão  $(P_2/P_0)^*$  teórica de 0,89. Os resultados experimentais, entretanto, revelaram valores muito menores. Para o menor bocal,  $d = 0,15$  mm e  $Re_d = 1,9 \times 10^3$ ,  $(P_2/P_0)^*$  foi de 0,46, ou seja, surpreendentemente menor do que a razão de pressão crítica  $P^*/P_0$  que é de 0,528. Para o maior medidor, com  $d = 1$  mm e  $Re_d = 1,1 \times 10^4$ , a razão  $(P_2/P_0)^*$  encontrada foi de 0,69.

A **FIG. 2.20** apresenta os resultados encontrados para  $(P_2/P_0)^*$  como uma função de  $d$ , de dois grupos de bocais, relativos, respectivamente, a dois lotes de fabricação. Para o GRUPO 1, quanto maior  $d$  maior  $(P_2/P_0)^*$ . O GRUPO 2, entretanto, não demonstrou nenhuma tendência clara apontando para a ocorrência de desbloqueio prematuro.



**FIGURA 2.20** – Razão crítica de contrapressão para 2 grupos de bocais  
 FONTE – VON LAVANTE, ISHIBASHI & WENDT, 2000

A **FIG. 2.21** apresenta os resultados encontrados para  $(P_2/P_0)^*$  como uma função de  $Re_d$  e os compara com os resultados de investigação realizada em bocais com a geometria mostrada na **FIG. 2.14** publicados por Nakao [1998].



**FIGURA 2.21** – Razão crítica de contrapressão como uma função  $Re_d$   
 FONTE - VON LAVANTE, ISHIBASHI & WENDT, 2000

Para números de Reynolds muito pequenos,  $Re_d < 5 \times 10^3$ , nas duas pesquisas,  $(P_2/P_0)^*$  é menor do que 0,6. Entretanto, para números de Reynolds maiores que este valor, os resultados apresentaram uma discrepância significativa. A razão  $(P_2/P_0)^*$  cresceu uniformemente na

pesquisa do PTB, não apresentando o decréscimo verificado para os bocais sônicos estudados por Nakao. A explicação, segundo os autores, pode estar vinculada ao tamanho do difusor do medidor. O difusor do bocal sônico analisado por Nakao possui uma razão entre as áreas  $A_2/A_d = 1,56$ , enquanto os medidores analisados por Wendt possuem uma razão  $A_2/A_d = 3,42$ . O difusor mais longo destes últimos teria proporcionado um melhor ajustamento do escoamento.

Outra criteriosa investigação experimental acompanhada de um estudo numérico foi realizada em um bocal sônico superexato do NRLM de 13,4 mm de diâmetro com a mesma geometria do bocal utilizado por Nakao para  $Re_d = 4,4 \times 10^4$ . Verificou-se uma concordância entre os resultados experimentais e teóricos, que levaram os autores as seguintes conclusões:

- Para a menor razão crítica de contrapressão avaliada,  $(P_2/P_0)^* = 0,23$ , a corrente fluida da seção transversal fora da camada limite, o “*core flow*”, acelera no sentido de diminuir a razão da pressão de jusante na garganta de 0,528 para 0,3. Isto faz com que a seção transversal desta região cresça. A região da camada limite é estabilizada pelo gradiente favorável de pressão, sendo relativamente estreita e provavelmente aderida à parede. O escoamento através da garganta é crítico e permanente.
- Para  $(P_2/P_0)^* = 0,31$  há o deslocamento da camada limite a uma distância de aproximadamente 18 mm a jusante da garganta, tornando-se mais espessa, em função da ocorrência de choque. O tubo de corrente formado pelo “*core flow*” permanece com a área da seção transversal aproximadamente constante.
- Para  $(P_2/P_0)^* = 0,50$  o choque ocorre a uma distância de aproximadamente 7 - 8 mm a jusante da garganta. A camada limite desloca-se ao longo de toda a extensão a partir da garganta. A seção transversal da região do “*core flow*” diminui acentuadamente.
- Para  $(P_2/P_0)^* = 0,60$  e  $(P_2/P_0)^* = 0,70$  a camada limite ficou ainda mais espessa, a mistura mais intensa e o “*core flow*” progressivamente lento e estreito.

A ocorrência do fenômeno do desbloqueio prematuro é explicado pelos autores do artigo em discussão, como conseqüente da forte interação entre as ondas de choque que são criadas no difusor e os vórtices convectivos produzidos por separações intermitentes da camada limite. A onda de choque interage com a camada limite no difusor e provoca sua separação. A camada limite fica mais espessa na garganta e a vazão diminui simultaneamente. Com o crescimento da pressão de jusante a onda de choque move-se em direção à garganta e interage com a camada limite, fazendo com que o escoamento saia periodicamente da condição crítica,

resultando em pequenos decréscimos momentâneos da vazão. Há, portanto, um forte domínio dos efeitos viscosos. O escoamento não segue o contorno do difusor, tornando o seu formato quase irrelevante. Segundo os pesquisadores, a necessidade quanto a uma nova abordagem em relação ao formato de pequenos bocais sônicos ficou claramente evidente. Entretanto, desde que mantida uma razão de contrapressão que garanta a permanência da condição crítica, a opinião deles, quanto as vantagens do seu emprego na metrologia, não mudou [von Lavante & Ishibach & Wendt, 2000]

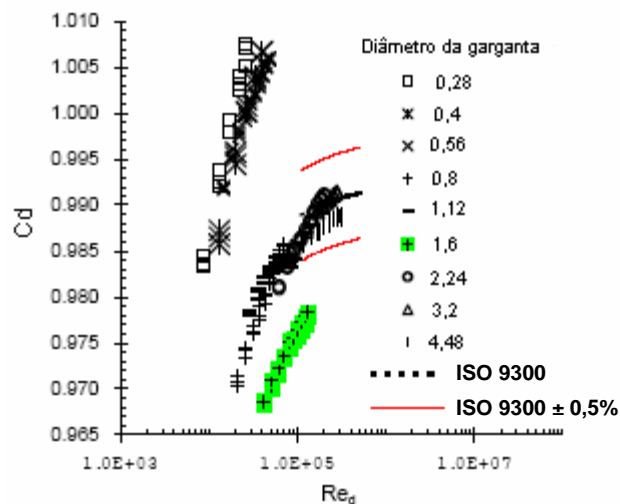
O NIST vem realizando calibrações em medidores de vazão de gás há mais de três décadas. A maioria dos medidores calibrados no período de 1970 a 1998 foi dos tipos fluxo laminar e bocal sônico, por serem os mais empregados pelos usuários, para exercer função de padrão de trabalho ou de transferência. Muitos desses medidores foram calibrados, por mais de uma vez, chegando alguns a sete vezes, durante este período. Os dados relativos a esses medidores foram analisados para verificação do comportamento dos mesmos em relação à estabilidade dos coeficientes de calibração com o tempo de uso. Esta característica do medidor é estabelecida por meio de fator deriva, ou seja, a variação em pontos percentuais no valor do coeficiente de descarga por ano de utilização do medidor. A análise demonstrou ótimos resultados para o medidor de fluxo laminar e resultados melhores ainda para o bocal sônico. O valor médio do fator deriva dos vinte e três bocais sônicos analisados foi de + 0,007 % contra + 0,017 % dos dezesseis medidores de fluxo laminar avaliados. Excluindo-se quatro bocais sônicos que apresentavam evidências de erosão, o fator diminuiu para + 0,003 %. O diâmetro da garganta dos bocais sônicos avaliados variou de 0,28 mm a 9 mm. A incerteza  $U_{95\%}$  dos coeficientes de descarga era de 0,22 %, calibrados contra padrões volumétricos dos tipos *bell prover* e *piston prover*, cujas incertezas, por sua vez, eram de 0,19 %. [Wright, 1998]

Steward et al. [1999, 2000], pesquisadores do NEL e da *University Strathclyde* da Escócia, atualizaram, em 1998, os valores da função do escoamento crítico  $C_*$ , para o ar, argônio, nitrogênio e metano, utilizando a mesma técnica iterativa de Johnson [1964, 1965, 1970], valendo-se de novas equações de estado empíricas obtidas naquele mesmo ano, para a faixa de temperatura de 200K a 600 K e para pressões de estagnação de até 20 MPa. Os autores derivaram expressões polinomiais do tipo  $C_* = \sum_i n_i (p_0 / p_c)^{p_i} (T_0 / T_c)^{t_i}$ , eliminando a necessidade de interpolação de dados tabelados. Em 2000, os autores publicaram uma nova correlação para o cálculo da vazão em massa crítica para misturas de gás natural, com base nas equações de estado publicadas pela *American Gas Association* - AGA [1994]. A

correlação foi desenvolvida baseada nas faixas de temperatura, pressão e composição industrialmente praticadas.

Park et al. [2000], pesquisadores do KRISS e da *University of Mokpo* desenvolveram um estudo para caracterização de pequenos bocais sônicos, com o objetivo de obter dados experimentais de escoamentos críticos para valores de  $Re_d$  na faixa  $10^3$  a  $10^5$ . Os resultados obtidos serviram de base para completar a faixa de abrangência da equação do coeficiente de descarga da norma ISO 9300. Nove bocais fabricados pelo KRISS de acordo com os requisitos da norma ISO 9300, com diâmetros nominais variando de 0,28 mm a 4,48 mm, foram calibrados contra padrões primários dos tipos *bell prover* e *piston prover*. A pressão a montante dos medidores variou de 0,2 MPa a 0,65 MPa para pressão atmosférica a jusante. A faixa de  $Re_d$  pesquisada variou de  $8,5 \times 10^3$  a  $3,1 \times 10^5$ , ou seja, o maior valor pesquisado interpenetrou o limite inferior da faixa abrangida pela norma ISO, que é de  $1 \times 10^5$ .

As curvas  $Cd \times Re_d$  foram construídas para nove medidores pesquisados, sendo que apenas a curva do maior bocal sônico, com  $d$  igual a 4,48 mm, apresentou a mesma tendência da curva  $Cd \times Re_d$  da norma ISO de 1990. Grande discrepância foi apresentada pelos medidores menores, resultando em valores para o  $Cd$  maiores que a unidade, como mostra a **FIG. 2.22**.



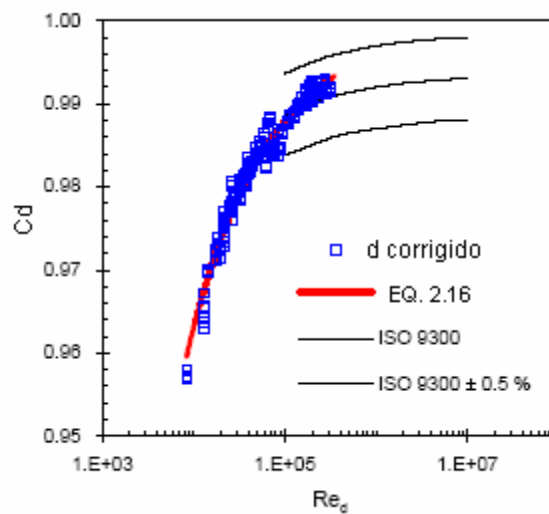
**FIGURA 2.22** – Coeficiente de descarga como uma função de  $Re_d$  ( $d$  nominal)  
 FONTE – PARK et al., 2000

Este comportamento está vinculado à dificuldade de se medir com exatidão diâmetros tão pequenos. Diante disto, os autores valeram-se de um artifício, para estimar o verdadeiro valor dos diâmetros. Uma vez que havia uma superposição para os valores de  $Re_d$  entre o bocal

sônico de 4,48 mm e o de tamanho logo abaixo, o valor do diâmetro da garganta deste último, foi alterado de forma a obter a mesma tendência de variação do coeficiente de descarga em função  $Re_d$  obtida para o primeiro. Este procedimento foi adotado sucessivamente entre os medidores até o menor. A diferença, por exemplo, entre o valor medido e o valor verdadeiro estimado para o diâmetro da garganta dos medidores com diâmetros nominais menores ou iguais a 0,56 mm foi superior a 20 %. O ajuste dos pontos da curva  $Cd \times Re_d$  obtida após a correção do valor do diâmetro gerou a equação:

$$Cd = 0,9985 - 3,3436 Re_d^{-0,5} \quad (2.20)$$

Como mostra a **FIG. 2.23**, para valores de  $Re_d > 10^5$  os resultados da equação coincidem em  $\pm 0,37 \%$ , com aqueles da equação proposta pela Norma ISO, à qual esta associada uma incerteza de 0,50 %.



**FIGURA 2.23** – Coeficiente de descarga como uma função de  $Re_d$  ( $d$  modificado)

FONTE – PARK et al., 2000

No período de 1995 a 1999 foi realizada uma intercomparação laboratorial envolvendo onze laboratórios da Europa, Estados Unidos e Canadá, onde se utilizou como padrão de transferência um bocal sônico cilíndrico ISO. Os resultados serão utilizados na nova versão revisada da norma ISO 9300 [Vallet & Winderberger, 2000].

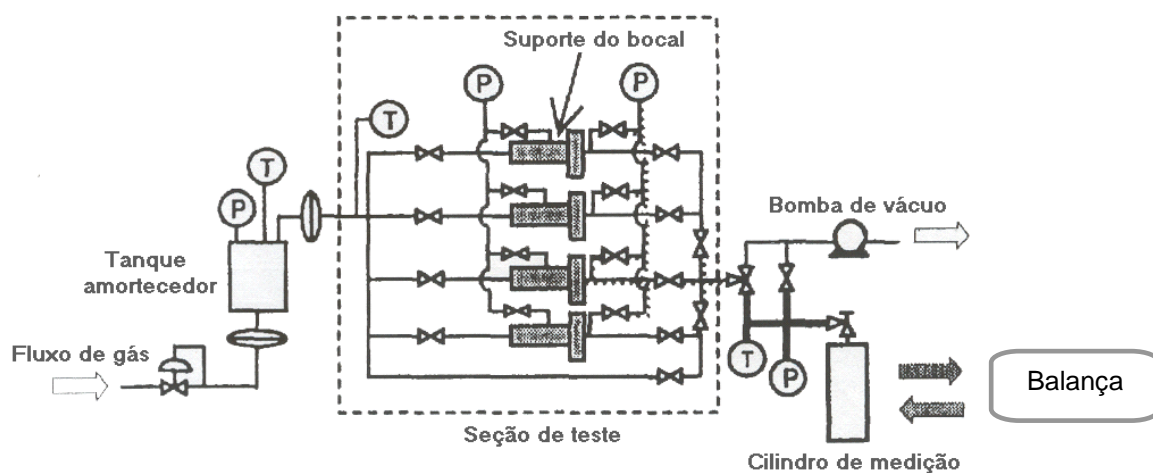
## 2.5 Exemplos de Banco de bocais sônicos

Peignelin [1972] desenvolveu um estudo experimental nas instalações da empresa transportadora e distribuidora de gás natural Gaz de France com o propósito de identificar um medidor de vazão mais eficaz, para ser empregado como padrão de referência em escoamentos de alta pressão. Até então, as calibrações dos medidores de vazão de gás natural, dos tipos, tais como, turbina e rotativo, eram realizadas com uma incerteza de 0,3 % contra um padrão primário do tipo *bell prover* de 400 m<sup>3</sup>/h, utilizando-se ar em pressões próximas da ambiente. A transposição dos resultados da calibração à baixa pressão, para as condições de medição à alta pressão, podia elevar a incerteza da medição do combustível, a índices superiores a 1 %. Peignelin demonstra que a medição da vazão do gás natural, por meio de um conjunto de cinco medidores do tipo bocal sônico, dispostos em paralelo, resultaria em uma incerteza equivalente à do padrão *bell prover*, com a grande vantagem de ser realizada nas condições da pressão de trabalho do medidor sob calibração. Iniciava-se o uso combinado de bocais sônicos formando um banco de medidores como padrão de referência na medição de gás natural.

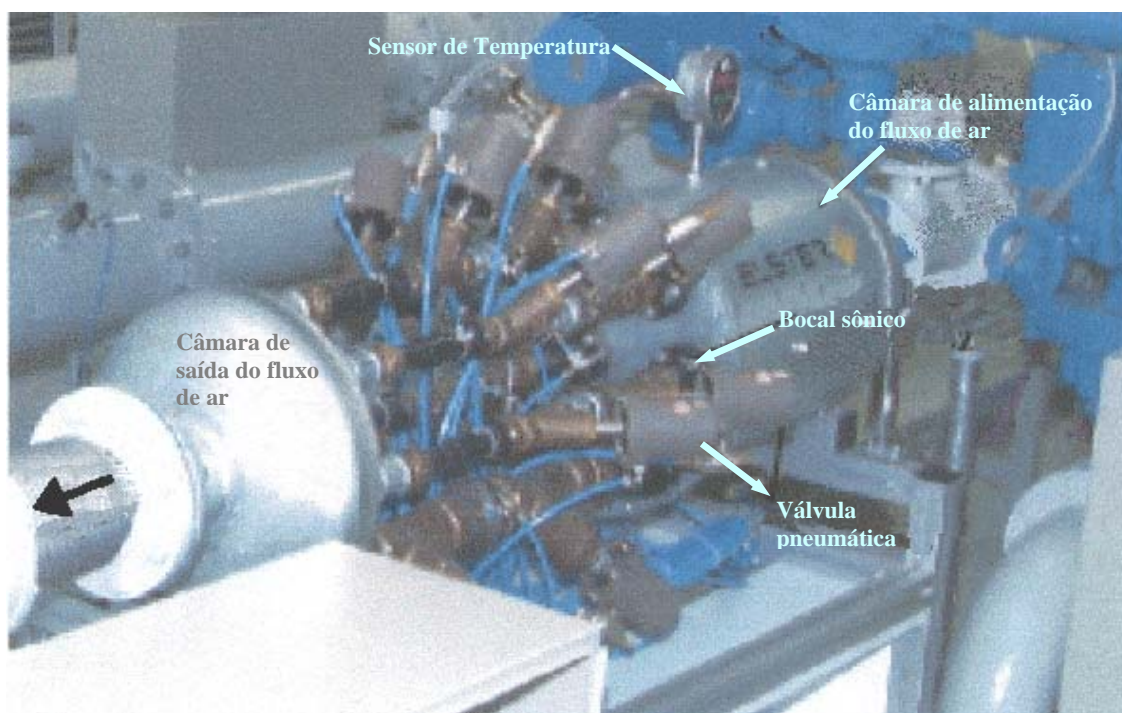
A empresa distribuidora de gás natural da Holanda, Gasunie, publicou, em 1990, os resultados experimentais obtidos com um banco de bocais sônicos, construído com o principal propósito de atuar como padrão de transferência. O banco é composto da combinação de seis bocais, com diâmetro da garganta de 24,8 mm, fabricados pelo NEL, instalados individualmente em tubulações paralelas. O principal propósito deste arranjo foi a comparação interlaboratorial entre o NEL, a Gasunie e a Gaz de France, de medições de altas vazões de gás natural em alta pressão [Choi et al., 1997].

As normas ASME [1987] e ISO [1990] não abordam a utilização de bocais combinados formando um banco. Três configurações são citadas na literatura consultada. Os bocais podem ser instalados em tubulações independentes com câmaras de alimentação próprias como o desenho esquemático mostrado na **FIG. 2.24**. Em outro tipo de arranjo os medidores são instalados individualmente em tubulações paralelas, a partir de uma câmara de entrada comum como, por exemplo, o estudado na Universidade de Essen mostrado na foto da **FIG. 2.25**. Na configuração alternativa estudada no KRISS, múltiplos medidores são diretamente embutidos na parede de uma câmara cilíndrica de alimentação do fluxo (**FIG. 2.26**). Nestes dois últimos métodos, as condições a montante são as mesmas para todos os bocais, sendo que

cada medidor possui uma válvula a sua jusante, de tal forma que os mesmos, possam ser utilizados em conjunto ou em separado.

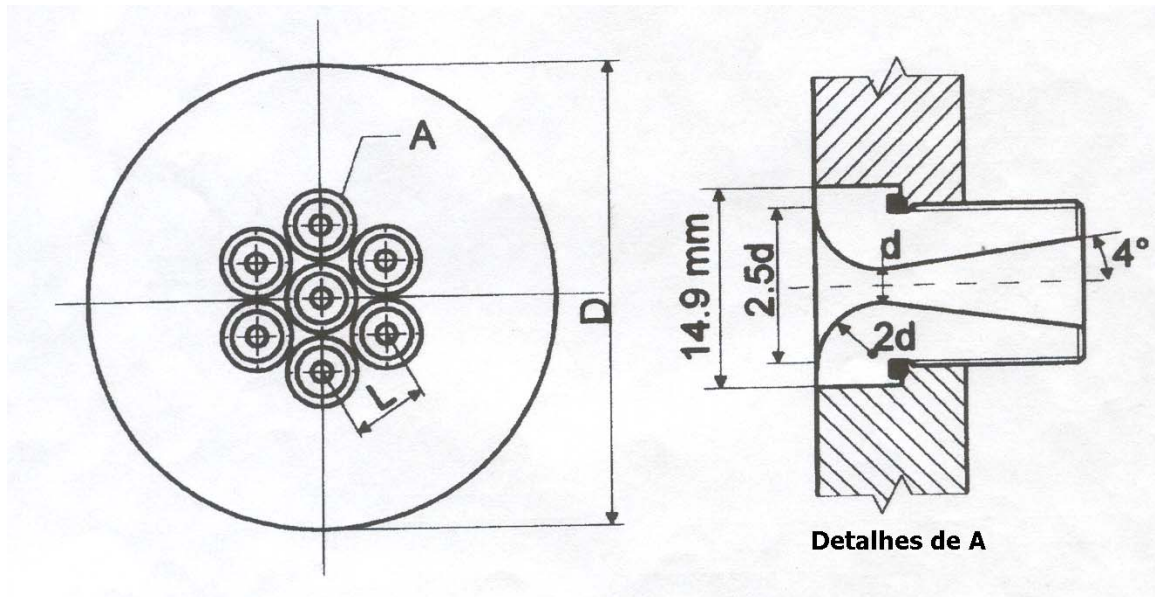


**FIGURA 2.24** – Bocais sônicos instalados em tubulações independentes com câmaras de entrada próprias  
 FONTE: NAKAO et al., 1996



**FIGURA 2.25** – Bocais sônicos instalados em tubulações independentes com uma de entrada comum  
 FONTE: DIETRICH et al., 2000














**FIGURA 2.26** – Bocais sônicos embutidos em um disco para ser inserido em uma única tubulação  
 FONTE: CHOI et al., 1997

O KRISS em associação com o Departamento de Engenharia Espacial do *Korea Advanced Institute of Science and Technology*, tem realizado pesquisas para verificar o desempenho e identificar o melhor arranjo para o banco de bocais sônicos compacto do tipo mostrado na **FIG. 2.26**. Experimentos foram realizados para identificar a distância a ser empregada entre os medidores e a parede do disco onde são afixados, para evitar interferências entre as medições com a conseqüente introdução de novas fontes de incertezas. Três bocais ISO com diâmetros da garganta de 4,029 mm; 8,079 mm e 13,433 mm foram estudados. De acordo com os resultados a distância mínima entre os bocais pode ser de  $2,1d$  baseado no maior bocal e os mesmos devem ficar distantes  $1,5d$  da parede do disco [Choi et al., 1999].

O *Colorado Experimental Engineering Station Incorporated* – CEESI é um dos maiores laboratórios comerciais de calibração da América do Norte. No ano de 1999 o CEESI construiu uma instalação de calibração de medidores de gás natural para altas vazões, adjacente à estação de transferência de custódia num gasoduto operado pela empresa *Northern Border Pipeline Company*, localizada em Iowa. Esta nova instalação foi projetada para calibrar medidores de vazão de gás de grandes capacidades (até 38.500 m<sup>3</sup>/h) em pressões de 6,9 MPa a 7,6 MPa e à temperatura ambiente. Atualmente, mais de 70 % dos medidores usados para transferência de custódia de gás natural nos EUA são calibrados nesta instalação. Um projeto consorciado NIST-CEESI foi desenvolvido para proporcionar a rastreabilidade das medições de vazão de gás natural na instalação de Iowa ao padrão

primário PVTt ( $26 \text{ m}^3$ ) do NIST. Esta rastreabilidade é realizada por meio de uma cadeia de cinco estágios conforme apresentado na **FIG. 2.27**.

Estágio	Padrão	Medidor de Referência	Fluido de Trabalho
1	 $P_0 \approx 570 \text{ kPa}$	4 x  $P_0 \approx 570 \text{ kPa}$	Ar Seco Filtrado
2	 $P_0 \approx 570 \text{ kPa}$	4 x  $4x P_0$	Ar Seco Filtrado
3	 $4x P_0$	21 x  $16x P_0$	Ar Seco Filtrado
4	 $P_0 \approx 7300 \text{ kPa}$	9 x  $P \approx 7300 \text{ kPa}$	Gás Natural
5	9 x  $P \approx 7300 \text{ kPa}$	Medidor de Vazão $P \approx 7300 \text{ kPa}$	Gás Natural

**FIGURA 2.27** – Os 5 estágios da cadeia de rastreabilidade de um medidor calibrado nas instalações do CEESI

FONTE: JOHNSON, A. e KEGEL, T., 2004.

No 1º estágio, quatro bocais sônicos são calibrados a uma pressão de 570 kPa contra o padrão primário do tipo PVTt do NIST. No 2º estágio estes quatro bocais são agrupados formando um banco e calibram outros quatro bocais a uma pressão quatro vezes maior que a pressão de calibração do 1º estágio, ou seja, 2.280 kPa. Em seqüência, no 3º estágio os quatro bocais calibrados no 2º estágio formam um banco e calibram outros 21 bocais, a uma pressão de 9.120 kPa, dezesseis vezes maior que a pressão de calibração do 1º estágio. Nestes três

primeiros estágios o fluido de calibração empregado é o ar seco filtrado. Todos os bocais sônicos são do tipo toroidal com diâmetro nominal na garganta de 25,4 mm.

No 4º estágio, os 21 bocais calibrados a 9120 kPa são instalados em um banco e utilizados para calibrar nove medidores do tipo turbina. As turbinas são calibradas individualmente nas suas próprias instalações, nas condições de pressão em que operam, utilizando como fluido de trabalho o gás natural. Estas instalações constam de uma derivação em forma de *loop* proveniente do gasoduto.

No 5º estágio, finalmente, os medidores de vazão são calibrados contra uma ou mais das nove turbinas calibradas no 4º estágio.

A função  $C^*$  é o fator que torna possível que os bocais sônicos calibrados com ar sejam utilizados para medir fluxos de gás natural. Por outro lado, pelo fato da viscosidade do gás natural ser menor que a do ar, a correlação para o mesmo  $Re_d$  impõe que a pressão de estagnação  $P_0$  a montante dos bocais sônicos no fluxo de gás natural seja cerca de 20 % mais baixa do que o seu valor correspondente quando medindo ar seco [Johnson & Kegel, 2004].

O porte desta instalação do CEESI revela que o bocal sônico pode se constituir na melhor opção dentre os padrões de referência mesmo que o procedimento para estabelecimento da rastreabilidade a um instituto nacional de metrologia seja longo e complexo.

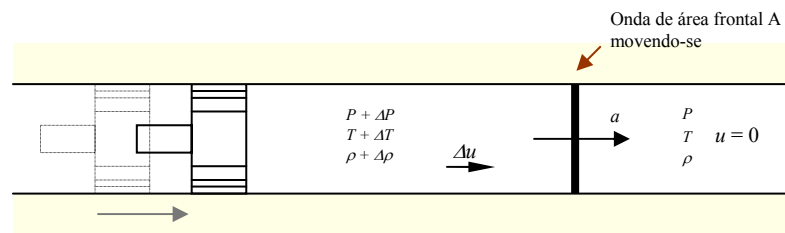
## 2.6 A nova norma publicada pela ISO

A revisão da norma ISO 9300 [1990] foi concluída em 2005 [ISO 9300:2005], com a introdução de novos requisitos fundamentados nos resultados do grande número de experimentos realizados na Europa, Estados Unidos, Japão e Coréia, muitos dos quais relatados neste capítulo. Dentre as inovações e alterações implementadas destacam-se: critérios para utilização de um medidor ou de um conjunto de medidores em paralelo com um amplo volume a montante (banco de bocais sônicos); equações para o cálculo de  $Cd$  a partir de  $Re_d = 2,1 \times 10^4$ , o que amplia a sua aplicação para bocais de menor diâmetro; equações para o cálculo do  $Cd$  como uma função de  $Re_d$ , com uma exatidão maior; e dados tabulados para o  $C^*$  com incerteza  $U_{95\%}$  de 0,1 %.

### 3 Fundamentos Teóricos

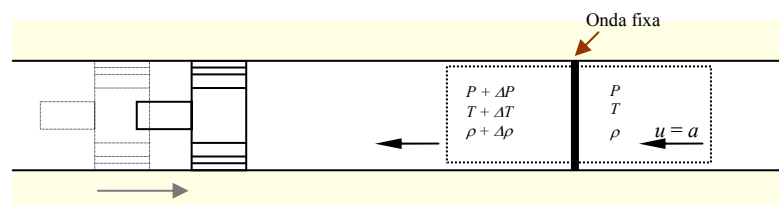
#### 3.1 A velocidade do som

Seja o sistema formado por um fluido inicialmente em repouso contido num tubo de seção transversal  $A$  com um êmbolo, conforme mostrado na **FIG. 3.1**.



**FIGURA 3.1** - Onda de pressão, no interior de um tubo, criada pelo movimento instantâneo de um êmbolo

Se o fluido for acelerado instantaneamente pelo movimento brusco do êmbolo, será criada uma *onda de pressão* à frente do êmbolo que se propagará com velocidade  $a$ . A passagem da onda de pressão pelo fluido coloca-o em movimento de tal forma, que uma partícula de fluido entre a onda e o êmbolo adquire a velocidade  $\Delta u \ll a$ , enquanto que uma partícula situada a montante da onda está em repouso. Em um sistema fixo de coordenadas em relação ao tubo, o evento é transiente. Entretanto, se considerado em relação à onda, o evento torna-se estacionário e um volume de controle inercial como o definido na **FIG. 3.2** pode ser considerado.



**FIGURA 3.2** - Onda de pressão vista de um sistema de coordenadas fixo com a onda

A equação da continuidade, que requer uma vazão em massa constante, para um escoamento unidimensional e permanente através da onda, é:

$$\rho A a = (\rho + \Delta\rho) A (a - \Delta u)$$

$$\Delta u = a \frac{\Delta\rho}{\rho + \Delta\rho} \quad (3.1)$$

Experiências mostram que a espessura da onda de pressão em um gás equivale ao comprimento de alguns percursos livres médios das moléculas do gás. Considerando que as forças viscosas são desprezíveis em comparação com as forças de pressão, a aplicação da equação de quantidade de movimento linear para escoamento não viscoso e em regime permanente, resulta em:

$$\sum F = \dot{m}(a - \Delta u - a)$$

$$PA - (P + \Delta P)A = (\rho a A)(a - \Delta u - a)$$

$$\Delta P = \rho a \Delta u \quad (3.2)$$

A combinação da **EQ. 3.1** com a **EQ. 3.2** conduz à expressão para o cálculo da velocidade  $a$  de uma onda de pressão,

$$a^2 = \frac{\Delta P}{\Delta\rho} \left( 1 + \frac{\Delta\rho}{\rho} \right)$$

A velocidade  $a$  depende das diferenças de pressão e da massa específica de cada lado da onda. Quanto maior a intensidade da onda,  $\Delta\rho/\rho$ , maior sua velocidade. No limite para uma intensidade infinitesimal  $\Delta\rho \rightarrow 0$ , chega-se na derivada parcial:

$$c^2 = \frac{\partial P}{\partial\rho} \quad (3.3)$$

Para resolver a derivada da **EQ. 3.3** é necessário conhecer o processo termodinâmico que ocorre no fluido durante a passagem da onda. A espessura de uma onda de pressão que se propaga em um gás é da ordem de  $10^{-7}$  m [White, 1994]. Uma vez que os gradientes de velocidade e de temperatura produzidos pela onda são muito pequenos, as tensões de cisalhamento e a transferência de calor são desprezíveis e a propagação da onda sonora pode ser tratada como um fenômeno reversível e adiabático, ou seja, isentrópico. A solução da **EQ.**

**3.3** é a velocidade de propagação isentrópica de uma onda de pressão de intensidade infinitesimal representada pela expressão:

$$c = \sqrt{\left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)_s} \quad (3.4)$$

A **EQ. 3.4** é definida como a propriedade termodinâmica *velocidade do som do fluido*. A velocidade sônica é, portanto, a mais baixa velocidade com a qual uma onda de pressão pode movimentar-se.

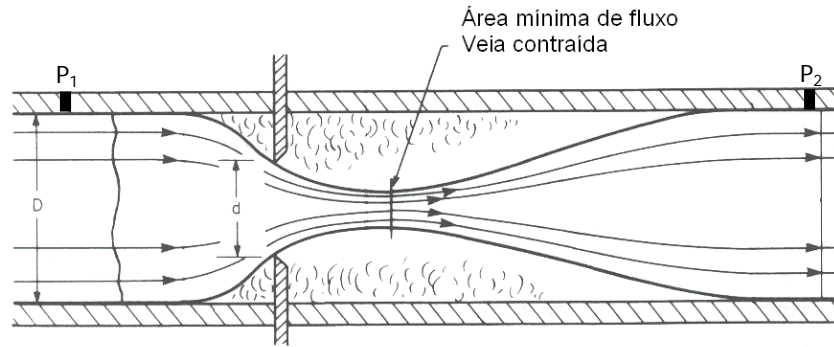
As velocidades sônicas são relativamente muito elevadas. Por exemplo, as velocidades do som na água e no ar, em condições próximas da ambiente, são, respectivamente, da ordem de 1.490 m/s ( $\approx 5.400$  km/h) e 343 m/s ( $\approx 1.240$  km/h). Quanto mais compressível o fluido, menor sua velocidade sônica.

Um fluido pode movimentar-se com velocidades comparáveis à sua velocidade sônica. Esta condição é difícil de ser atingida por um líquido, uma vez que pressões da ordem de 100.000 kPa ( $\approx 1.000$  atm) são necessárias. Por outro lado, nos escoamentos de gases, uma razão de pressão de 2:1 já é suficiente para gerar a velocidade sônica [White, 1994].

Ondas de pressão de intensidade finita que propagam com velocidades maiores do que as velocidades das ondas sonoras geram irreversibilidades e são denominadas *ondas de choque*, como, por exemplo, ondas produzidas por grandes explosões.

### 3.2 Velocidade sônica em restrições – o bocal sônico

Se um disco perfurado for introduzido em uma tubulação gerando uma restrição, conforme mostrado na **FIG. 3.3**, o fluido é acelerado ao longo da região de estreitamento do escoamento, até atingir um valor máximo na seção mais estreita gerada na corrente fluida, conhecida como veia contraída.

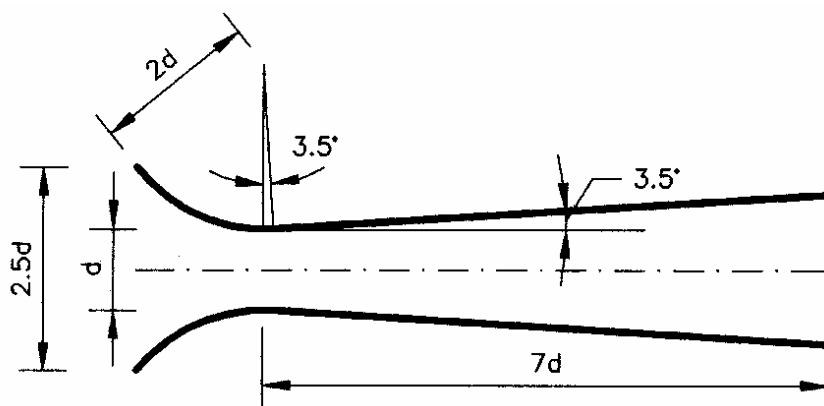


**FIGURA 3.3** – Disco perfurado introduzido na seção de uma tubulação onde existe um fluido em escoamento.

FONTE: MILLER, 1989, p. 9.9.

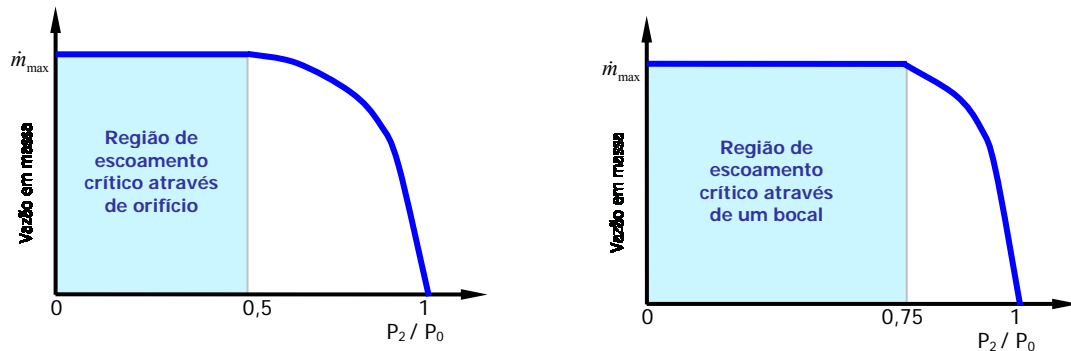
Mantendo-se a pressão de montante  $P_1$  constante, quanto menor for a pressão de jusante  $P_2$ , maior será a vazão do escoamento. Entretanto, há um limite. Quando a razão de contrapressão  $P_2/P_1$  atinge um valor de aproximadamente 0,5 (entre  $\approx 0,4867$  e  $\approx 0,6065$ , dependendo do gás), a vazão em massa do fluido torna-se invariável e correspondente à vazão máxima fisicamente possível de atravessar a restrição para a pressão de montante  $P_1$ , mesmo com a diminuição de  $P_2$ . Neste momento o gás atingiu a velocidade sônica na veia contraída e o escoamento adquire um comportamento conhecido como estado crítico, sônico, bloqueado ou “engasgado” (“*choked*” em inglês). A vazão do escoamento permanece constante enquanto a razão  $P_2/P_1$  for mantida abaixo do valor da razão crítica.

O medidor de vazão bocal sônico foi idealizado em função desta característica física de um escoamento gasoso atingir o estado crítico. Conforme ilustrado na **FIG. 3.4**, este medidor consiste basicamente de um segmento de tubo com uma restrição em seu interior (“garganta”) formada por uma seção convergente, em forma de sino, na sua entrada, seguida por uma seção cônica divergente.



**FIGURA 3.4** - Geometria típica de um bocal sônico

A geometria mais favorável do bocal sônico permite que o estado sônico seja atingido para razões  $P_2/P_1$  maiores do que aquela obtida com um disco perfurado, como ilustra a **FIG. 3.5**.



**FIGURA 3.5** – Comportamento de um escoamento gasoso através de um orifício e de um bocal

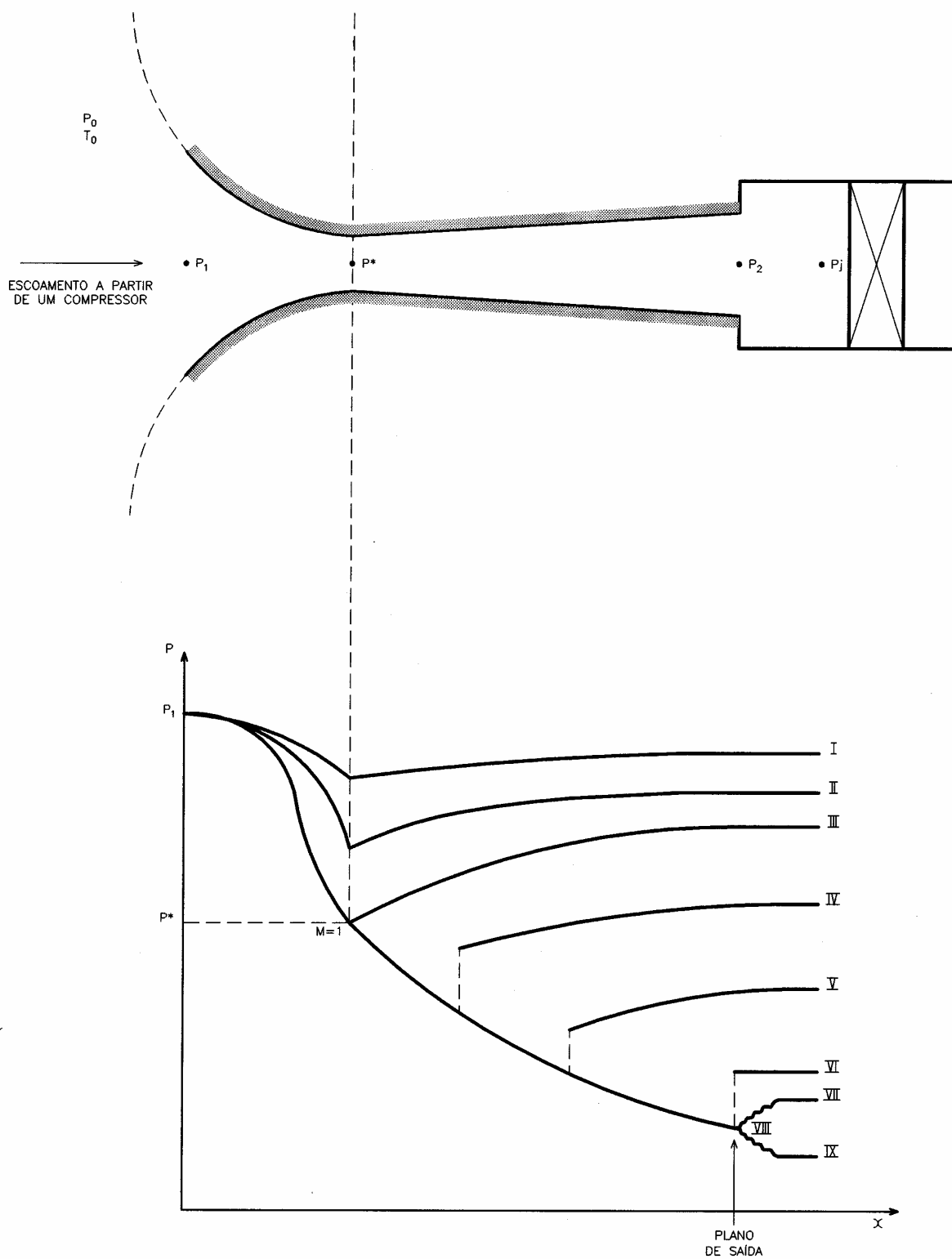
### 3.3 Comportamento do escoamento através de um bocal sônico

Uma análise do comportamento de um escoamento através de um bocal sônico para diferentes gradientes de pressão é apresentada a seguir com base na ilustração gráfica da **FIG. 3.6**.

O escoamento é induzido por meio de um compressor a montante do bocal e controlado por uma válvula a sua jusante. A pressão  $P_1$  e a temperatura  $T_1$  a montante do bocal são mantidas constantes. A pressão na região de descarga do bocal,  $P_j$ , é controlada pela válvula. A pressão no plano de saída do bocal é  $P_2$ .

Com a válvula ligeiramente aberta (valor de  $P_j$  próximo do valor de  $P_1$ ), a distribuição de pressão é representada pela curva I. Abrindo um pouco mais a válvula,  $P_j$  diminui, a vazão aumenta e ocorre a curva de distribuição II. Nestas duas situações, o gradiente de pressão não é suficiente para que o fluido atinja a velocidade sônica na garganta. Na condição III o decréscimo na pressão a jusante foi suficiente para que a velocidade do som fosse atingida na garganta. A condição de vazão máxima, ou condição crítica do bocal para as condições de pressão e temperatura a montante,  $P_1$  e  $T_1$  foi atingida. A pressão é mínima na garganta.





**FIGURA 3.6** - Efeitos da pressão de jusante na operação de um bocal sônico

A vazão em massa resultante não poderá mais ser aumentada abrindo-se a válvula, ou seja, a pressão a jusante não influi no valor da vazão. O bocal está bloqueado. Nas condições I, II e

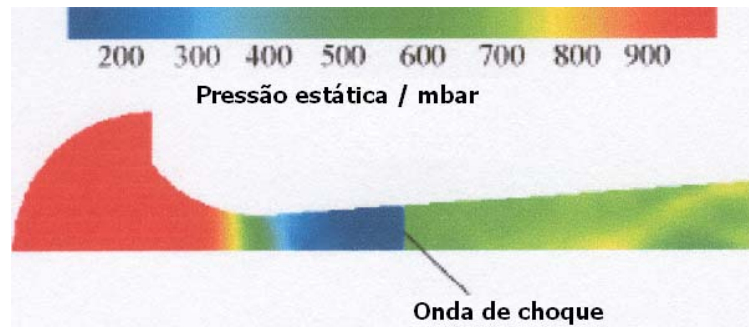
III o escoamento é subsônico ao longo de todo o percurso, sendo acelerado na região convergente até a pressão mínima na garganta e desacelerado na região divergente até a pressão de jusante mais alta. A condição isentrópica é aplicável ao longo de todo o bocal.

À medida que a válvula é aberta mais um pouco, depois que a condição III é atingida, as condições na porção convergente não se alteram. Entretanto, o fluido após passar pela garganta, continua a se expandir, tornando-se supersônico na região divergente até um determinado ponto, quando ocorre uma onda de choque normal, ou seja, uma variação súbita nas propriedades do fluido. Através do choque há um rápido e irreversível crescimento da pressão e da temperatura, acompanhado de um rápido decréscimo da velocidade do fluxo, alterando sua condição de supersônico para subsônico. Após o choque, a pressão aumenta para atingir a pressão de jusante imposta e o escoamento é desacelerado, como verificado na condição IV. Na condição V, a pressão a jusante é reduzida mais um pouco e o choque afasta-se mais da garganta. A condição isentrópica é aplicável apenas na seção convergente do bocal.

Nas condições VI, VII, VIII e IX,  $P_j$  possui um valor tal, que faz com que o choque não ocorra no interior da região divergente. O escoamento é subsônico na região convergente, sônico na garganta, supersônico na região divergente. Na condição VI um choque normal coincide com o plano de saída do bocal, e o escoamento é subsônico na saída do bocal. Na condição VII, a pressão cresce para atingir  $P_j$ , fora do bocal, envolvendo ondas de choque oblíquas. Na condição VIII o fluido expande isentropicamente até  $P_j$  sem que ocorram ondas de choque dentro ou fora do bocal. Esta condição representa a condição de projeto de um bocal supersônico. Na condição IX, o fluido expande fora do bocal até atingir  $P_j$ , envolvendo ondas de expansão oblíquas. A vazão em massa do escoamento que atravessa o bocal é a mesma, mantidas as condições de pressão e temperatura a montante do bocal, para os valores de pressão na região de descarga das condições de III a IX. A condição isentrópica é aplicável ao longo de todo o bocal.

De acordo com o comportamento do escoamento ao longo do bocal sônico, quanto maior o gradiente de pressão entre as condições a montante e a jusante do medidor, maior a garantia de que a região do escoamento a montante da garganta fica efetivamente isolada dos distúrbios à sua jusante.

A **FIG. 3.7** rerepresenta a metade simétrica do campo de pressão do escoamento no interior de um bocal com a indicação do local onde ocorre a onda de choque.



**FIGURA 3.7** – Simulação da pressão estática em um bocal sônico para  $Re_d = 10^6$  indicando a seção da região divergente onde ocorre a onda de choque.

FONTE –DIETRICH et al., 1999.

### 3.4 Demonstração analítica do efeito da variação da área nas propriedades do escoamento através do bocal sônico bloqueado

A dedução das equações diferenciais que representam os efeitos da variação de área nas propriedades do fluido compressível num escoamento isentrópico é demonstrada a seguir [Fox & McDonald, 1998; Moran & Shapiro, 1988].

Equação da Continuidade na forma diferencial:

$$d(\rho AV) = 0 \quad (3.5)$$

$$AVd\rho + \rho AdV + \rho VdA = 0 \quad (3.6)$$

dividindo cada termo por  $\rho AV$

$$\frac{d\rho}{\rho} + \frac{dV}{V} + \frac{dA}{A} = 0 \quad (3.7)$$

$$\frac{dA}{A} = -\frac{dV}{V} - \frac{d\rho}{\rho} \quad (3.8)$$

1ª. Lei da Termodinâmica:

$$dh = -VdV \quad (3.9)$$

Relação entre propriedades:

$$Tds = dh - \frac{\partial P}{\rho} = 0 \quad (3.10)$$

$$dh = \frac{dP}{\rho} \quad (3.11)$$

Combinando as **Eq. 3.9** e a **EQ. 3.11**, tem-se:

$$\frac{dP}{\rho} = -VdV \Rightarrow dV = -\frac{dP}{\rho V} \quad (3.12)$$

Substituindo o resultado da **EQ. 3.12** na **EQ. 3.8**, tem-se:

$$\frac{dA}{A} = \frac{dP}{\rho V^2} - \frac{d\rho}{\rho} \quad \text{ou} \quad \frac{dA}{A} = \frac{dP}{\rho V^2} \left( 1 - \frac{V^2}{dP/d\rho} \right) \quad (3.13)$$

Como o processo é isentrópico  $dP/d\rho = (\partial P/\partial\rho)_s = c^2$ , logo:

$$\frac{dA}{A} = \frac{dP}{\rho V^2} \left( 1 - \frac{V^2}{c^2} \right) \quad (3.14)$$

$$\frac{dA}{A} = \frac{dP}{\rho V^2} (1 - Ma^2) \quad (3.15)$$

A **EQ. 3.9** é a equação diferencial da quantidade de movimento para escoamento sem atrito, Equação de *Euler*, a qual indica que a pressão sempre diminui em um escoamento acelerado e aumenta em um escoamento desacelerado. Baseado nesta condição e na **EQ. 3.15**, o

comportamento do escoamento na garganta e no difusor, poderá ser avaliado, a partir de um escoamento subsônico na região convergente.

Na região convergente o escoamento é subsônico ( $Ma < 1$ ) e há uma diminuição na área ( $dA < 0$ ). De acordo, com a **EQ. 3.15**, a pressão diminuirá ( $dP < 0$ ). Portanto, o escoamento será subsônico e acelerado na região convergente.

Na região da garganta não há variação de área ( $dA = 0$ ). De acordo com a **EQ. 3.15**, o número de Mach deverá ser igual a 1 ( $Ma = 1$ ). Portanto, o escoamento será sônico na garganta.

Na região divergente, a pressão poderá diminuir, ou aumentar, em função da pressão a jusante. Como há um aumento na área ( $dA > 0$ ), de acordo com a **EQ. 3.15**, tem-se:

- Se a pressão aumentar ( $dP > 0$ ), na região divergente, Mach deverá ser menor do que 1 ( $Ma < 1$ ). O escoamento será subsônico e desacelerado. Condição III da **FIG. 3.6**.
- Se a pressão diminuir ( $dP < 0$ ), Mach deverá ser maior do que 1 ( $Ma > 1$ ). O escoamento será supersônico e acelerado. Condição VIII da **FIG. 3.6**.

### 3.5 Equação da vazão em massa ideal que atravessa o bocal sônico

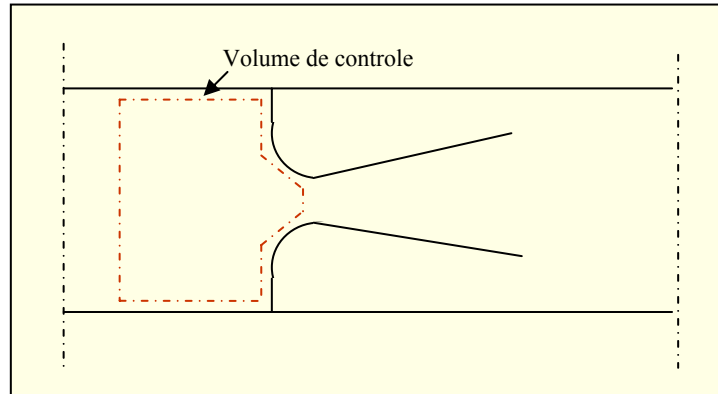
#### 3.5.1 Equação para o cálculo da velocidade na garganta $V_d$

A equação teórica da vazão em massa medida na condição crítica no bocal sônico é deduzida a partir de um balanço de massa do escoamento entre uma seção a montante do bocal e a seção de sua garganta, conforme demarcado na **FIG. 3.8**.

Na região convergente a variação de área é gradual e o gradiente de pressão é favorável. Considera-se que não há camada-limite, ou seja, que o atrito tem efeito desprezível no perfil de velocidade. Desta forma, o escoamento unidimensional torna-se um modelo aplicável.

A Equação da Continuidade para um escoamento unidimensional e em condições de regime permanente é:

$$\dot{m} = \rho VA = \text{constante} \quad (3.16)$$



**FIGURA 3.8** – Volume de controle para o balanço de massa em um escoamento que atravessa um bocal sônico

Aplicando-se a **EQ. 3.16** na garganta, a vazão em massa do escoamento na condição crítica é:

$$\dot{m} = \rho_d V_d A_d \quad (3.17)$$

Para o gás ideal:

$$\dot{m}_i = \frac{P_d}{RT_d} V_d A_d \quad (3.18)$$

Na garganta, a velocidade é a velocidade do som do gás, ou seja:

$$V_d = c = \sqrt{\left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)_s} \quad (3.19)$$

Para um processo isentrópico de um gás perfeito (gás ideal, considerando os calores específicos  $c_v$  e  $c_p$  constantes), a pressão e a massa específica relacionam-se por:

$$\frac{P}{\rho^\gamma} = \text{constante}, \quad \text{onde} \quad \gamma = \frac{c_p}{c_v} \quad (3.20)$$

Então,

$$\left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)_s = \frac{P}{\rho^\gamma} \gamma \rho^{(\gamma-1)} = \frac{P\gamma}{\rho} \quad (3.21)$$

Para um gás ideal  $P/\rho = RT$ , logo,

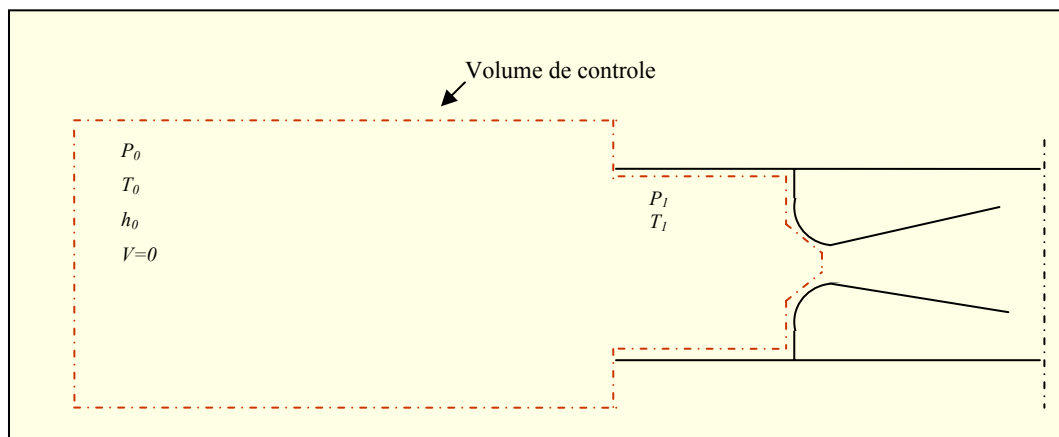
$$\left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)_s = RT \gamma \quad (3.22)$$

Substituindo o resultado da **EQ. 3.22** na **EQ. 3.19**, a velocidade do som em um gás perfeito é obtida pela expressão:

$$V_d = c = \sqrt{RT_d \gamma} \quad (3.23)$$

### 3.5.2 Dedução da equação da vazão em massa como uma função das condições de estagnação

A equação da vazão em massa do escoamento em regime crítico que atravessa o bocal sônico é deduzida como uma função das condições de estagnação assim como o fizeram Saint Venant e Wantzel em 1839. O bocal pode ser imaginado como que proveniente de um grande reservatório, no qual as condições de temperatura e pressão são mantidas constantes e a energia cinética do fluido é desprezível, de acordo com a ilustração da **FIG. 3.9**.



**FIGURA 3.9** – Volume de controle para um escoamento isentrópico que atravessa um bocal sônico a partir de um reservatório

Para dedução das propriedades temperatura e pressão na entrada e na garganta do bocal, a expansão do gás até a garganta é idealizada como um processo isentrópico. As propriedades  $T_0$ ,  $P_0$  e  $h_0$  do fluido no reservatório hipotético da **FIG. 3.9** passam então a representar as propriedades locais de estagnação, assim definidas: “As propriedades locais isentrópicas de estagnação são aquelas que seriam obtidas em qualquer ponto de um campo de escoamento se

o fluido naquele ponto fosse desacelerado das condições locais para a velocidade zero, seguindo um processo sem atrito, adiabático (isentrópico)” [Fox & McDonald, 1998].

A entalpia  $h_0$  equivale à entalpia que o fluido possuiria no reservatório, onde  $V \cong 0$  e equivale à condição de entalpia máxima. Pela 1ª. Lei da Termodinâmica, desprezando-se os efeitos da gravidade, a seguinte relação é aplicável para qualquer seção da região entre a garganta do bocal sônico e o reservatório:

$$h + \frac{1}{2}V^2 = h_0 \quad (3.24)$$

Para um gás perfeito,  $h_0 - h = c_p(T_0 - T)$ . Substituindo na **EQ. 3.24**:

$$c_p T + \frac{1}{2}V^2 = c_p T_0 \quad \text{ou} \quad 1 + \frac{V^2}{2c_p T} = \frac{T_0}{T} \quad (3.25)$$

Para o gás ideal  $c_p = \frac{\gamma R}{(\gamma - 1)} = \frac{c^2}{T(\gamma - 1)}$ . Substituindo na **EQ. 3.25**, tem-se:

$$\frac{T_0}{T} = 1 + \frac{V^2(\gamma - 1)}{2c^2} \quad (3.26)$$

A relação  $V/c$  é o número de Mach. Então,

$$\frac{T_0}{T} = 1 + \frac{(\gamma - 1)}{2} Ma^2 \quad (3.27)$$

Para um processo isentrópico de um gás ideal, tem-se:

$$\frac{P_0}{\rho_0^\gamma} = \frac{P}{\rho^\gamma} \quad \text{e} \quad \rho = P / RT \quad \text{então:}$$

$$\frac{P_0}{P} = \left( \frac{T_0}{T} \right)^{\gamma/(\gamma-1)} \quad (3.28)$$



Substituindo o resultado da **EQ. 3.28** na **EQ. 3.27**, encontra-se:

$$\frac{P_0}{P} = \left[ 1 + \frac{(\gamma-1)}{2} Ma^2 \right]^{\gamma/(\gamma-1)} \quad (3.29)$$

Aplicando a **EQ. 3.27** e a **EQ. 3.29**, para as condições na garganta ( $Ma = 1$ ), encontra-se:

$$\frac{T_d}{T_0} = \frac{2}{(\gamma+1)} \quad \frac{P_d}{P_0} = \left( \frac{2}{\gamma+1} \right)^{\gamma/(\gamma-1)} \quad (3.30)$$

Substituindo as expressões encontradas para  $V_d$  (**EQ. 3.23**),  $P_d$  e  $T_d$  (**EQ. 3.30**) na equação de estado do gás ideal, **EQ. 3.18**, a equação da vazão em massa do bocal sônico para um gás perfeito, em condições idealizadas para o escoamento e em função das propriedades isentrópicas de estagnação na garganta é deduzida:

$$\dot{m}_i = A^* \frac{P_0}{R} \left( \frac{2}{\gamma+1} \right)^{\gamma/(\gamma-1)} \frac{(\gamma+1)}{2T_0} \sqrt{\frac{\gamma RT_0 2}{(\gamma+1)}} \quad (3.31)$$

$$\dot{m}_i = A^* \sqrt{\gamma \left( \frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} \frac{P_0}{\sqrt{RT_0}}} \quad (3.32)$$

Substituindo por  $C_{*i}$  o termo adimensional  $\sqrt{\gamma \left( \frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}}$  tem-se:

$$\dot{m}_i = A_d C_{*i} \frac{P_0}{\sqrt{RT_0}} \quad (3.33)$$

onde  $C_{*i}$  é denominado de “função do escoamento crítico para um escoamento unidimensional e isentrópico de um gás perfeito”.

A pressão e a temperatura isentrópicas de estagnação são calculadas medindo-se a temperatura  $T_1$  e a pressão estática  $P_1$  em uma seção da tubulação a montante do bocal sônico e aplicando-se as **EQ. 3.27** e **3.29**, ou seja:

$$T_0 = T_1 \left[ 1 + \frac{(\gamma - 1)}{2} Ma_1^2 \right] \quad (3.34)$$

$$P_0 = P_1 \left[ 1 + \frac{(\gamma - 1)}{2} Ma_1^2 \right]^{\gamma/(\gamma - 1)} \quad (3.35)$$

onde:

$$Ma_1 = \frac{V_1}{c_1}$$

$$V_1 = \frac{\dot{m}_1}{\rho_1 A_1} = \frac{\dot{m}_1 R T_1}{P_1 A_1}$$

$$c_1 = \sqrt{RT_1 \gamma}$$

Conhecidas as propriedades do fluido,  $T_1$  e  $P_1$ , as **EQ. 3.33, 3.34 e 3.35**, são resolvidas para as 3 incógnitas  $\dot{m}_1$ ,  $T_0$  e  $P_0$ .

### 3.6 A equação da vazão em massa do bocal sônico para o escoamento real e a sua calibração

A função  $C^*_i$  da **EQ. 3.33** foi deduzida em função de um escoamento isentrópico de um gás perfeito. Para as condições reais esta função é obtida baseada em equações de estado empíricas e passa a ser denominada “função do escoamento crítico para um escoamento unidimensional de um gás real” e simbolizada por  $C^*$ .

A determinação de  $C^*$  demanda um procedimento de cálculo relativamente complexo e requer uma equação de estado de alta exatidão para resolver os balanços de entropia e entalpia, entre o ponto de medição a montante do bocal e sua garganta. Para gases puros, é possível obter valores de  $C^*$  para uma larga faixa de temperatura e pressão, valendo-se de uma equação empírica simples. Entretanto, para misturas de gás natural, a vazão em massa é também uma função da composição, e qualquer correlação deduzida precisa representar com exatidão este aspecto (Stewart et al, 2000). Além disto, as variações no fator de compressibilidade  $Z$  e nos calores específicos  $c_p$  e  $c_v$  são muito significativas no gás natural.

Para corrigir a presença da camada limite e os efeitos multidimensionais resultantes do perfil curvo, um fator multiplicador de correção denominado **coeficiente de descarga**,  $Cd$ , é acrescentado na equação para o cálculo da vazão em massa crítica do bocal sônico. Como os efeitos interferem no escoamento, reduzindo a velocidade, este coeficiente é menor do que 1. As proporções geométricas do medidor bocal sônico são projetadas combinando um contorno suave e polido na entrada com um pequeno ângulo divergente na saída de forma a reduzir os efeitos das forças radiais inerentes a um escoamento através de um trecho convergente e os efeitos da separação da camada limite no trecho divergente.

A equação resultante para o cálculo da vazão em massa baseada nas condições reais do escoamento que atravessa o bocal sônico é:

$$\dot{m} = Cd A_d C_* \frac{P_0}{\sqrt{RT_0}} \quad (3.36)$$

ou, em termos do diâmetro da garganta,

$$\dot{m} = Cd \frac{\pi d^2}{4} C_* \frac{P_0}{\sqrt{RT_0}} \quad (3.37)$$

O coeficiente de descarga do bocal sônico é usualmente determinado experimentalmente em sistemas de calibração, nos quais são utilizados medidores padrão para determinação da vazão em massa. A expressão para o cálculo do coeficiente de descarga do bocal sônico é derivada da **EQ. 3.37**, ou seja,

$$Cd = \frac{4\dot{m}_{padr\tilde{a}o} \sqrt{RT_0}}{\pi d^2 P_0 C_*} \quad (3.38)$$

onde  $\dot{m}_{padr\tilde{a}o}$  é a vazão em massa crítica do fluxo medida pelo padrão, para as condições de  $P_0$  e  $T_0$ .

Conhecidas as propriedades  $C_*$  e  $R$  do fluido, o diâmetro da garganta  $d$ , e o coeficiente de descarga  $Cd$  do bocal sônico, a vazão em massa do escoamento pode ser determinada, apenas com a medição da pressão e da temperatura do fluxo na tubulação a montante do medidor. Em

função desta condição, o bocal sônico é tratado por alguns autores, não como um medidor, mas como um meio de se reproduzir uma vazão em massa medida com exatidão por outro medidor.

A incerteza associada à determinação do coeficiente de descarga do bocal sônico pela **EQ. 3.38**, é resultante da incerteza do padrão de medição de vazão, das incertezas nas medições da temperatura e da pressão de montante, das incertezas na determinação de  $d$ ,  $C^*$  e  $R$ , e da reprodutibilidade do resultado para as condições de calibração.

Se o bocal sônico for utilizado para a medição da vazão do mesmo gás utilizado na sua calibração para determinação do  $Cd$ , e se os mesmos valores para  $R$ , e  $d$  utilizados para determinação de seu coeficiente de descarga forem utilizados na **EQ. 3.37**, as incertezas associadas a estes termos se anulam. A expressão para o cálculo da incerteza expandida relativa,  $U_{Cd}$ , do coeficiente de descarga então fica [Wright & Mattingly, 1998]:

$$U_{Cd} = k \cdot u_{Cd} = k \cdot \sqrt{\left(\frac{\partial Cd}{\partial \dot{m}} u_{\dot{m}}\right)^2 + \left(\frac{\partial Cd}{\partial P} u_P\right)^2 + \left(\frac{\partial Cd}{\partial T} u_T\right)^2 + \left(\frac{\partial Cd}{\partial C^*} u_{C^*}\right)^2 + (u_r)^2} \quad (3.39)$$

onde:

$k$  é o fator de abrangência

$u_{Cd}$  é a incerteza padrão combinada do  $Cd$

$u_{\dot{m}}$  é a incerteza padrão da vazão em massa medida pelo padrão

$u_P$  é a incerteza padrão na medição da pressão de montante

$u_T$  é a incerteza padrão na medição da temperatura de montante

$u_{C^*}$  é a incerteza padrão na determinação de  $C^*$

$u_r$  é a reprodutibilidade das medições

$\frac{\partial Cd}{\partial \dot{m}}$ ,  $\frac{\partial Cd}{\partial P}$ ,  $\frac{\partial Cd}{\partial T}$ ,  $\frac{\partial Cd}{\partial C^*}$  são os coeficientes de sensibilidade das variáveis a partir das quais o  $Cd$  é calculado

Em virtude da estabilidade adquirida pelo escoamento no bocal na condição crítica de escoamento, somada a sua independência em relação às condições do escoamento a jusante da garganta, o bocal possui uma excelente reprodutibilidade. Por outro lado, utilizando-se medidores de alta exatidão nas medições de  $T$  e  $P$ , as incertezas dessas medições tornam-se muito baixas em relação às incertezas inerentes aos padrões de calibração de vazão de gás. Portanto, a incerteza do valor da vazão em massa medida pelo bocal sônico é essencialmente

dependente da incerteza do método de calibração empregado na determinação do seu coeficiente de descarga.

O resultado da calibração é fornecido na forma de tabela e gráfico, nos quais o  $Cd$  é apresentado em função do número de Reynolds na garganta, ou seja,  $Cd$  é uma função de  $Re_d$ . Uma vez que o número de Reynolds é o parâmetro adimensional utilizado na Mecânica dos Fluidos para correlacionar escoamentos dinamicamente similares, isto possibilita que um coeficiente de descarga obtido em um sistema de calibração utilizando-se ar seco como fluido, possa ser utilizado para medição da vazão de outro fluido e em outras condições, desde que o número de Reynolds na garganta do bocal sônico seja o mesmo e que o  $C^*$  do novo gás seja substituído na **EQ. 3.37**.

## 4 METODOLOGIA

O trabalho foi executado no Laboratório de Vazão de Gás do CETEC e compreendeu quatro etapas básicas:

- 1ª Etapa:** Projeto e construção do Banco de Bocais Sônicos – BBS.
- 2ª Etapa:** Calibração dos bocais sônicos do BBS contra um padrão primário.
- 3ª Etapa:** Calibração de um medidor rotativo de lóbulos contra o BBS.
- 4ª Etapa:** Avaliação do desempenho do BBS a partir dos resultados obtidos na calibração do medidor rotativo de lóbulos aplicando o método do erro normalizado.

### 4.1 Projeto e construção do Banco de Bocais Sônicos – BBS

#### 4.1.1 Definição do número e do tamanho dos bocais sônicos para compor o BBS

A definição do número e dos tamanhos dos bocais sônicos que compõem o BBS foi baseada nas seguintes condicionantes:

- A faixa de medição do padrão primário *bell prover* contra o qual os bocais foram calibrados, que é de 1 kg/h a 109 kg/h (0,85 m<sup>3</sup>/h a 90,5 m<sup>3</sup>/h).
- A utilização concomitante de bocais do mesmo tamanho, que proporcionem a realização da vazão máxima de 545 kg/h (450 m<sup>3</sup>/h) estabelecida para o BBS, a uma pressão de estagnação compatível com o sistema de compressão do laboratório.
- A utilização de bocais menores e de diferentes tamanhos para completar a faixa de vazão a partir de 1 kg/h.
- A garantia de que a razão entre a pressão de jusante e a pressão de montante dos bocais permaneceria abaixo da razão crítica de contrapressão até a vazão máxima de 109 kg/h, em cada ramal de fluxo do banco, a uma pressão absoluta de montante máxima de 700 kPa.

- O emprego de tubos, conexões e válvulas em aço inoxidável com dimensões compatíveis com as instalações do laboratório, a um custo condizente e com características e qualidade para proporcionar uma vedação perfeita entre as peças nas pressões de operação e assegurar a não ocorrência de rompimentos.

A vazão máxima estabelecida para o BBS de 545 kg/h e o limite máximo de 109 kg/h do padrão de calibração dos bocais sônicos exigem a utilização concomitante de no mínimo cinco bocais no banco. A princípio, cogitou-se que quanto maior o número de bocais menor o tamanho dos mesmos e menor as dimensões das peças para estruturar o banco. Entretanto, foram encontrados no mercado bocais sônicos com diâmetros da garganta que variavam de 0,28 mm a 25 mm, usinados no interior de peças de mesmo tamanho, com conexões em rosca de 25 mm (1"). Desta forma, uma vez que o tamanho dos medidores era o mesmo, independente do tamanho de sua garganta, a opção pelo menor número de ramais de escoamento no BBS, tornou-se a mais vantajosa.

Para gerar uma vazão crítica de 109 kg/h a uma pressão de estagnação de no máximo 700 kPa, o diâmetro da garganta do bocal deveria estar na faixa de 5 mm a 8 mm. Dentre as opções fornecidas pelo fabricante, o bocal que atendeu este requisito foi o de diâmetro nominal,  $dn$ , de 6,35 mm. A faixa de medição definida para este bocal foi de 45 kg/h a 109 kg/h, ou seja, cinco bocais deste tamanho cobririam a faixa de medição do BBS de 45 kg/h a 545 kg/h. Outros quatro bocais foram selecionados para completar a faixa de medição a partir de 1 kg/h, com  $dn$  de 0,79 mm, 1,1 mm, 2,2 mm, 4,50 mm, respectivamente. Os nove bocais são referenciados neste trabalho, por ordem do tamanho do seu  $dn$ , respectivamente, por Bs1, Bs2, Bs3, Bs4, Bs5-1, Bs5-2, Bs5-3, Bs5-4, Bs5-5.

#### **4.1.2** Características geométricas dos bocais sônicos utilizados no BBS

Externamente os bocais são peças cilíndricas com roscas externas nas duas extremidades, com um aspecto semelhante a um niple. Todos possuem o mesmo tamanho de aproximadamente 56 mm de comprimento e 33 mm de largura. O encaixe em rosca é do tipo conexão especial *AN-16*. A **FIG. 4.1** mostra uma foto dos bocais Bs com um campo de visão em que os 5 diferentes tamanhos de gargantas podem ser observados e fotos dos bocais Bs1 e Bs5-1. Os bocais sônicos propriamente ditos, usinados no interior das peças, são do tipo toroidal e possuem geometrias conforme mostrado nos desenhos da **FIG 4.2**.

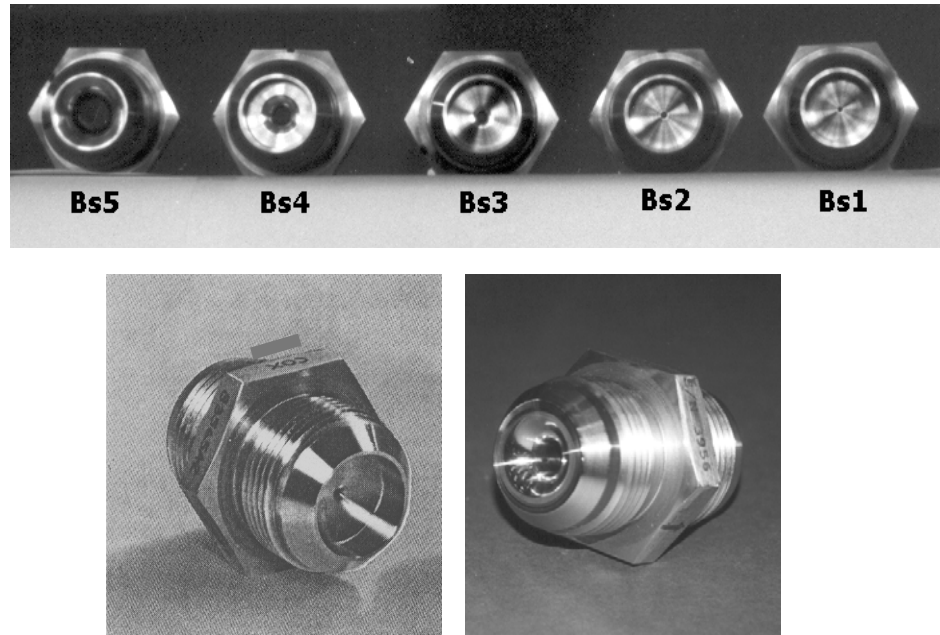


FIGURA 4.1 - Fotografia frontal dos cinco bocais Bs e vistas do bocal Bs3 e do bocal Bs5-1

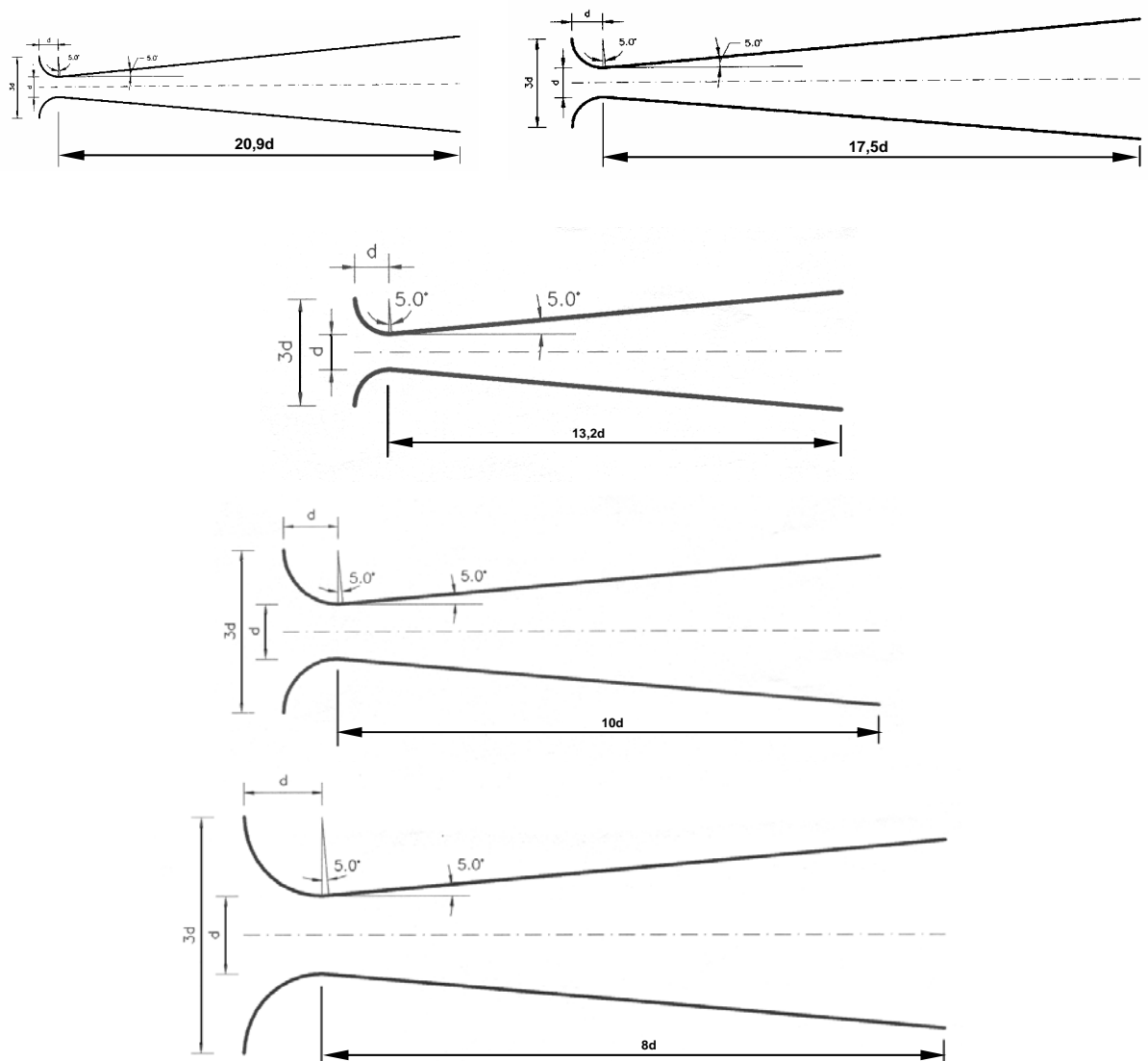


FIGURA 4.2 – Geometrias dos cinco tamanhos de bocais sônicos utilizados no BBS



Como pode ser observado na **FIG. 4.2**, os bocais possuem em comum o ângulo do tronco de cone,  $\alpha$ , da região divergente, que é igual a  $5^\circ$ , e o diâmetro da seção de entrada que equivale a  $3d$ . Entretanto, o comprimento da região divergente (difusor),  $L_{dif}$ , é proporcionalmente diferente. Quanto menor o diâmetro do bocal, maior o comprimento relativo do seu difusor.

Comparando-se as dimensões dos bocais sônicos empregados neste trabalho, com aquelas recomendadas pela norma internacional ISO 9300 [2005], mostradas na **TAB. 4.1**, verifica-se que o raio de curvatura da seção convergente na entrada dos medidores, que tem o mesmo tamanho do diâmetro da garganta ( $r_c = d$ ), é menor do que o valor mínimo de  $1,8d$  recomendado pela norma. É importante ressaltar, no entanto, que um bocal sônico deve possuir características geométricas compatíveis com aquelas definidas na norma ISO, quando o seu coeficiente de descarga  $Cd$  for determinado pela equação fornecida na norma. Este não é o caso deste trabalho, pois o  $Cd$  específico de cada um dos bocais será obtido com a calibração dos mesmos.

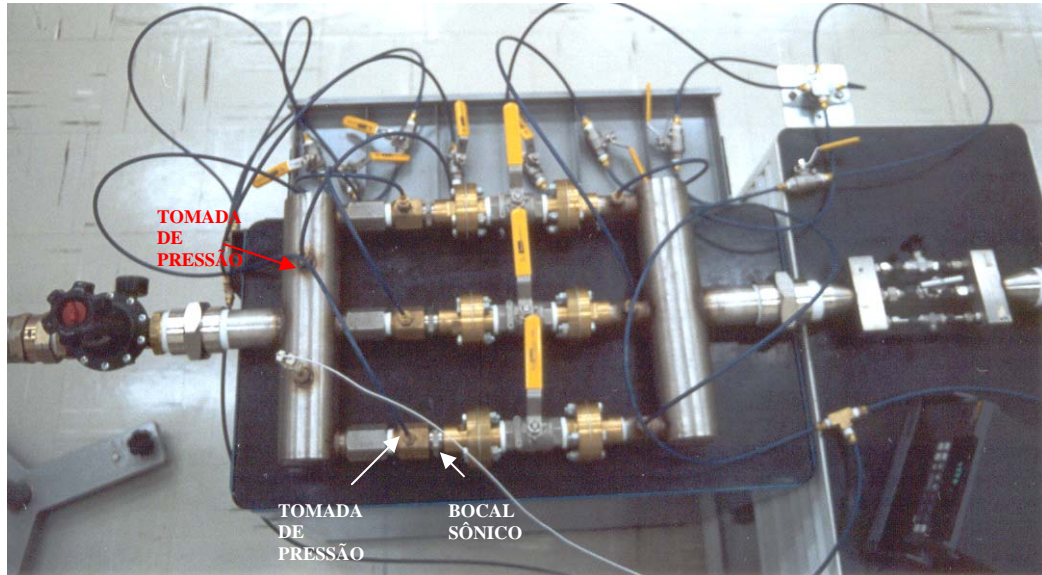
TABELA 4.1  
Dimensões dos bocais sônicos avaliados e dimensões recomendadas pela norma aplicável

Bocal sônico	Dimensões dos bocais sônicos do BBS				
	Diâmetro nominal da garganta $dn$	Semi-ângulo do difusor $\alpha$	Diâmetro da entrada $D_1$	Comprimento do difusor $L_{dif}$	Raio de curvatura da superfície toroidal $r_c$
Bs1	0,79 mm	$5^\circ$	$3d$	$20,9 d$	$d$
Bs2	1,1 mm	$5^\circ$	$3d$	$17,5 d$	$d$
Bs3	2,2 mm	$5^\circ$	$3d$	$13,2 d$	$d$
Bs4	4,50 mm	$5^\circ$	$3d$	$10 d$	$d$
Bs5	6,35 mm	$5^\circ$	$3d$	$8 d$	$d$
Bocal sônico ISO	Dimensões recomendadas pela Norma ISO/DIS 9300 [2005]				
	Diâmetro nominal da garganta $dn$	Semi-ângulo do difusor $\alpha$	Diâmetro da entrada $D_1$	Comprimento do difusor $L_{dif}$	Raio de curvatura da superfície toroidal $r_c$
BsISO	-	$2,5^\circ$ a $6^\circ$	$\geq 2,5.d$	$> d$	$1,8.d \leq r_c \leq 2,2.d$

#### 4.1.3 O banco de bocais sônicos protótipo

Um banco de bocais sônicos de pequena capacidade, mostrado na **FIG. 4.3**, foi construído e avaliado no laboratório, como tema de um trabalho de mestrado [Santos, 2002]. Este protótipo era composto de 3 bocais sônicos, instalados em tubulações paralelas conectadas na entrada e

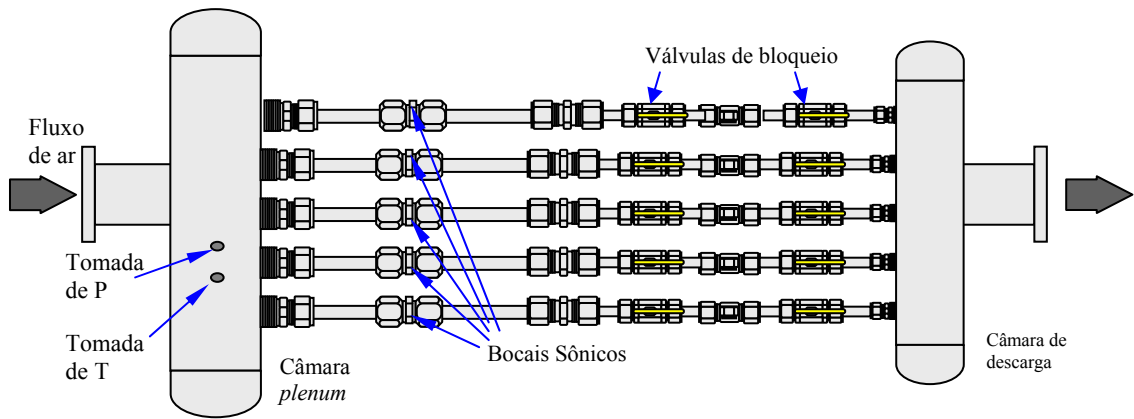
na saída a câmaras cilíndricas com diâmetro nominal de 76 mm (3") e comprimento de 400 mm. Os diâmetros nominais das gargantas dos bocais sônicos eram respectivamente 0,8 mm, 1,1 mm e 2,2 mm.



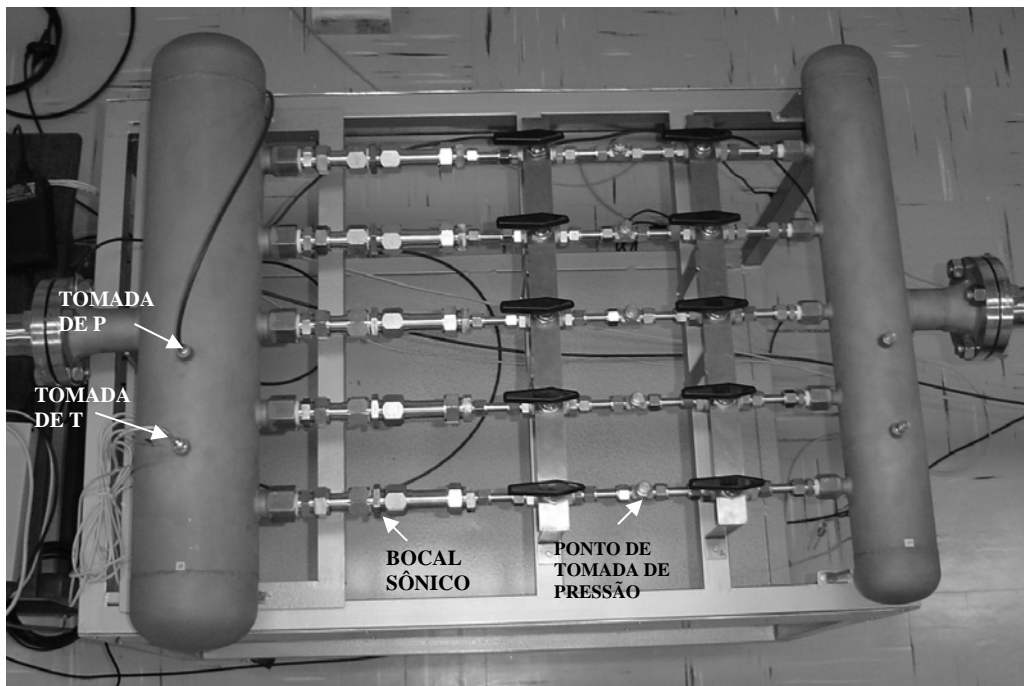
**FIGURA 4.3** – Foto do banco de bocais sônicos de pequena capacidade

A vantagem de se utilizar uma câmara comum para alimentar o fluxo de ar em um conjunto de bocais instalados em paralelo, advém do fato de que a determinação das pressões e das temperaturas a montante dos bocais pode ser realizada com apenas uma tomada de pressão e uma tomada de temperatura nesta câmara *plenum* comum, facilitando significativamente a operação e reduzindo os custos com instrumentação e manutenção.

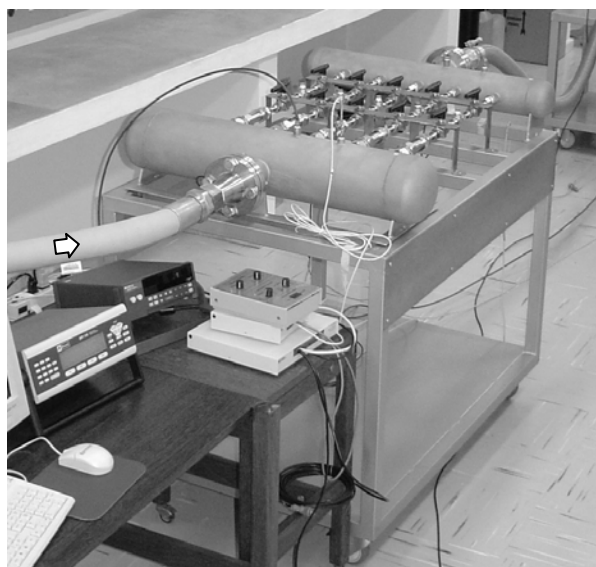
Como pode ser observado na **FIG. 4.3**, os bocais sônicos não foram acoplados diretamente na câmara *plenum* de entrada, condição que seria ideal, pois a pressão e a temperatura medidas na câmara representariam diretamente a pressão e a temperatura de estagnação na entrada de cada bocal sônico. Entretanto, ficou demonstrado em experimentos conduzidos no banco protótipo, que a presença do trecho de tubo entre o bocal e a câmara não inviabilizava esta condição. A pressão no trecho de tubo a montante do bocal foi medida simultaneamente com a pressão na câmara, como pode ser observado na **FIG. 4.3**. As diferenças encontradas foram desprezíveis. Isto ocorreu pelo fato do próprio trecho de tubo que possuía um diâmetro de 22 mm, atuar como um *plenum*, em função da grande diferença entre o seu diâmetro e os diâmetros dos bocais. A mesma concepção construtiva do banco protótipo foi adotada para o BBS. Um desenho esquemático do BBS é apresentado na **FIG. 4.4** e fotos nas **FIG. 4.5** e **FIG. 4.6**.



**FIGURA 4.4** – Desenho esquemático do BBS



**FIGURA 4.5** – Foto do BBS – vista superior



**FIGURA 4.6** – Foto do BBS – vista geral

O fluxo de ar pode ser dirigido para apenas um dos ramais do BBS ou simultaneamente para dois ou mais deles. Para isto, os bocais sônicos são instalados nos ramais seguidos de duas válvulas de bloqueio. O propósito de se utilizar duas válvulas foi o de garantir a inexistência de fluxo nos ramais daqueles medidores que não estiverem em operação. Injetando-se ar entre as duas válvulas fechadas, testes de estanqueidade podem ser realizados para assegurar esta condição.

Os componentes mecânicos que compõem o BBS são fabricados em aço inoxidável 316. As câmaras são trechos de tubos de 700 mm de comprimento com caps soldados nas extremidades. Os diâmetros nominais das câmaras de entrada e de saída são, respectivamente, 152 mm (6") e 102 mm (4"). Peças internas de ajustes confeccionadas em teflon foram utilizadas em pontos de conexão com os bocais, uma vez que as trocas constantes dos mesmos, tornam estes pontos vulneráveis ao surgimento de vazamentos. Para facilitar sua operação e seu transporte o BBS foi instalado sobre um suporte com rodízios.

O volume da câmara *plenum* do BBS é cerca de oito vezes o volume da câmara *plenum* do banco protótipo. Esta proporção corresponde à razão entre a área da seção transversal da garganta do maior bocal utilizado no BBS e o maior bocal instalado no protótipo.

Os cinco ramais de fluxo do BBS foram montados com conexões do tipo *a-lock*, mais eficientes na vedação em escoamentos gasosos. Esta concepção construtiva, apesar de mais vantajosa em relação ao protótipo, impôs um tamanho de 22 mm para o diâmetro interno do trecho de tubo existente nos ramais entre a câmara *plenum* e a entrada do bocal, para viabilizar o engate das peças. Para que o trecho de tubo atuasse como um *plenum*, como ocorreu no banco protótipo, este diâmetro deveria ter no mínimo 64 mm, ou seja, dez vezes o valor do maior *dn* dos bocais que é de 6,35 mm [ISO, 2005]. Desta forma, as condições medidas na câmara *plenum* não podem ser consideradas como as condições de estagnação, as quais serão deduzidas a partir de um balanço de energia entre a câmara e a entrada do bocal.

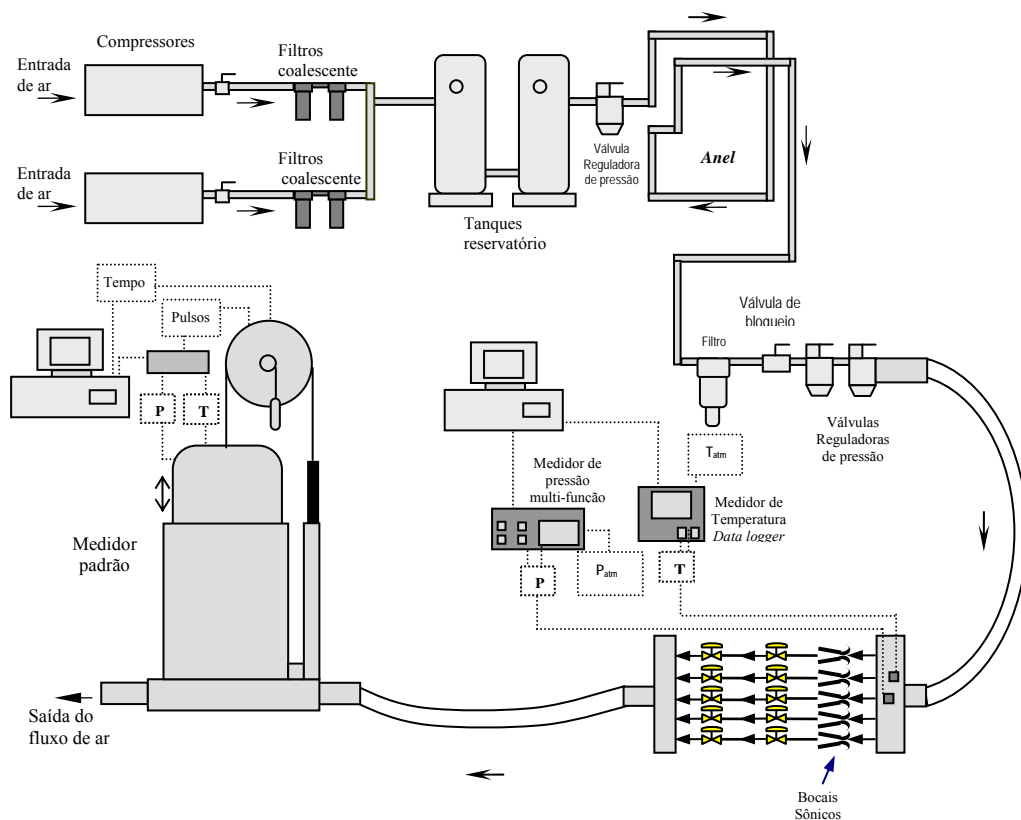
A definição das características construtivas do banco de bocais sônicos foi conduzida no sentido de se obter um padrão secundário de calibração com dimensões e mobilidade compatíveis com o seu uso em laboratório. Ao mesmo tempo, a sua concepção deveria permitir uma fácil operação e possuir flexibilidade para troca manual de bocais sônicos em seus ramais, para ampliar a sua faixa de medição sem aumentar suas dimensões. Seguindo

este propósito, a escolha por ramais instalados em paralelo em um mesmo plano horizontal tornou-se mais vantajosa do que instalados distribuídos em um plano vertical, como, por exemplo, o modelo estudado na Universidade de Essen, mostrado na **FIG. 2.25**, no qual os ramais dos bocais são afixados em um disco acoplado a uma câmara *plenum*. No caso do BBS os bocais sônicos são constantemente trocados em função da vazão a ser medida e a sua operação não é automatizada. Desta forma, o modelo desenvolvido facilita bastante o acesso de ferramentas e o ato de abrir e fechar as válvulas de bloqueio.

## 4.2 Calibração dos bocais sônicos instalados no BBS

### 4.2.1 Adaptação das instalações da seção de testes do sistema de calibração do Laboratório de Vazão de Gás do CETEC para calibração dos bocais.

Cada um dos nove bocais sônicos foi individualmente calibrado no sistema de calibração primário do LVG que utiliza um medidor do tipo *Bell Prover* como padrão. A **FIG. 4.7** apresenta um desenho esquemático de toda a instalação utilizada nesta etapa do trabalho.



**FIGURA 4.7** – Desenho esquemático da instalação utilizada na calibração dos bocais sônicos

O fluxo de ar que alimenta o BBS é gerado a uma pressão de até 900 kPa em dois compressores providos de secadores. Filtros e tanques reservatórios garantem a ausência de particulados e oscilações no escoamento.

Para garantir uma estabilidade maior na pressão  $P_{ca}$  tomada na câmara *plenum*, duas válvulas reguladoras de pressão foram instaladas antes do fluxo de ar ser admitido no BBS. Por outro lado, a temperatura  $T_{ca}$  na câmara também será mantida estável, uma vez que a tubulação de escoamento e distribuição do ar comprimido do laboratório é prolongada formando um anel, para que o fluxo durante o seu percurso, troque calor com o ambiente condicionado interno da sala de medições e alcance os pontos de consumo a uma temperatura em equilíbrio com a temperatura ambiente.

Nas calibrações dos bocais, o BBS foi instalado a montante do padrão *bell prover* como pode ser observado nas **FIG. 4.8** e **FIG. 4.9**, que mostram fotos da parte final da instalação em dois ângulos diferentes. O fluxo de ar ao deixar o BBS é admitido pela base do padrão, preenchendo a sua câmara de coleta (campânula), promovendo o seu deslocamento linear ascendente. O volume de ar preenchido na campânula e o tempo de sua coleta determinam a vazão volumétrica do fluxo de ar.



**FIGURA 4.8** – Foto da seção de testes do sistema de calibração primário do Laboratório de Vazão de Gás do CETEC adaptado para calibração dos bocais sônicos instalados no BBS



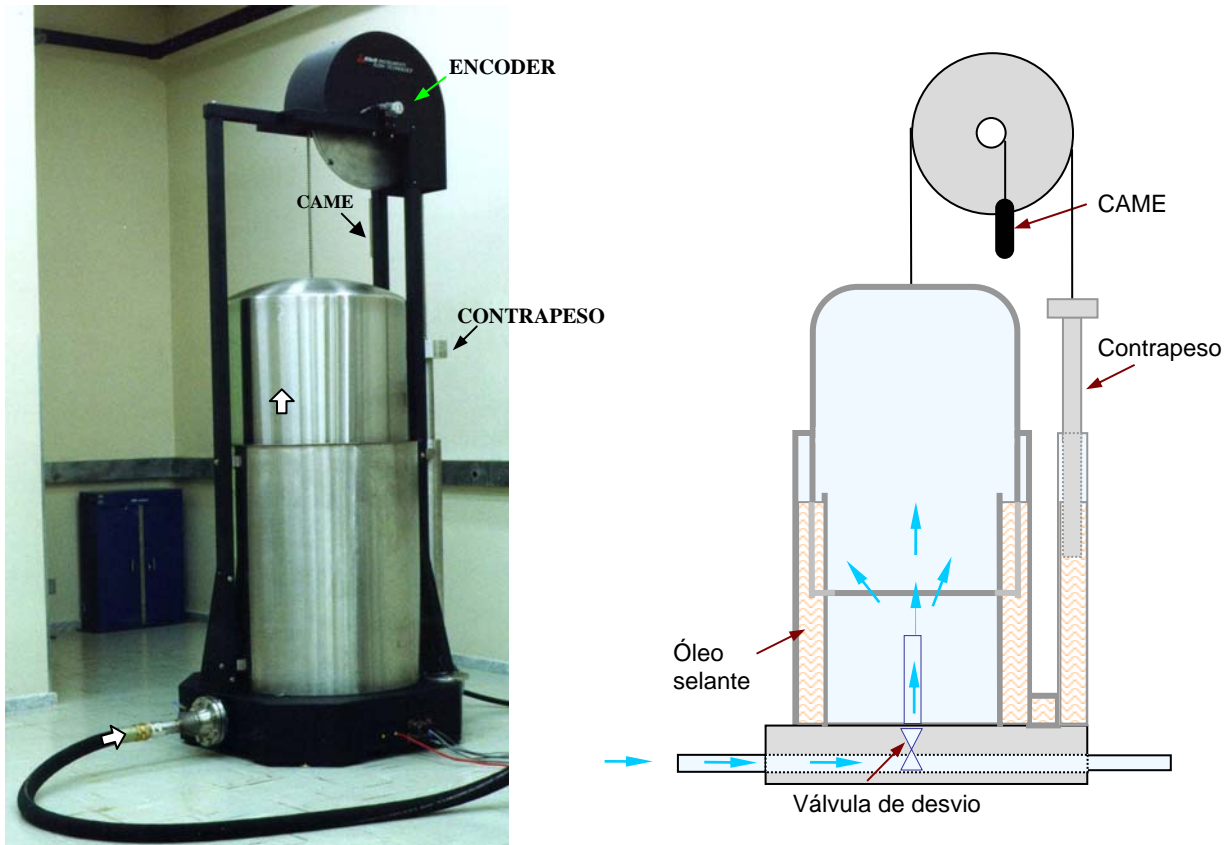


**FIGURA 4.9** – Foto em outro ângulo da seção de testes do sistema de calibração primário do Laboratório de Vazão de Gás do CETEC adaptado para calibração dos bocais sônicos instalados no BBS, mostrando as duas válvulas de controle instaladas a montante do BBS

#### 4.2.2 Padrão primário *Bell Prover*

O *bell prover* é composto de um tanque cilíndrico sobreposto por uma campânula móvel, mantida suspensa e equilibrada por meio de um sistema de contrapesos, como pode ser observado na **FIG. 4.10**. O tanque é aberto no topo e possui uma região anular na sua parede, onde a campânula se encaixa. Esta região de acoplamento entre o tanque e a campânula é preenchida com óleo selante. O fluxo de ar é admitido pela base do tanque cilíndrico, onde existe uma válvula de três vias, que é monitorada eletronicamente no sentido de estabelecer a direção do fluxo de ar para o interior do equipamento ou para a tubulação de descarga.

À medida que o ar é introduzido no tanque, a campânula se eleva formando uma câmara cilíndrica correspondente ao volume do ar alimentado. O volume máximo admissível é de aproximadamente  $0,56 \text{ m}^3$ . O princípio de medição baseia-se na coleta cronometrada de um determinado volume de ar, em condições de pressão e temperatura próximas da ambiente. A sua faixa de medição é de  $0,85 \text{ m}^3/\text{h}$  a  $90,5 \text{ m}^3/\text{h}$ .



**FIGURA 4.10** – Foto e desenho esquemático em corte do padrão primário *Bell Prover*

A pressão interna da campânula, independentemente da profundidade de sua submersão no óleo, é mantida constante ao longo de todo o seu curso ascendente, por dois contrapesos. Um contrapeso maior compensa o peso da campânula, enquanto um menor, pendente de um came, compensa a variação do empuxo exercido pelo óleo com a emersão da campânula. O contrapeso maior é mantido mergulhado em um estreito cilindro conectado hidráulicamente ao anel de óleo. Este contrapeso é especialmente confeccionado com a área da sua seção transversal equivalente à da parede da campânula. Deste modo, quando a campânula se eleva, expondo a parede cilíndrica que anteriormente estava submersa, o contrapeso mergulha no óleo, fazendo uma compensação, de tal forma que o nível do óleo no anel selante se mantenha sempre inalterado. O óleo selante, além de ser impermeável a bolhas de ar, é de baixa viscosidade, para evitar a ocorrência de aderência em excesso às paredes da campânula e do contrapeso e proporcionar um movimento isento de atrito.

A campânula consiste em um cilindro de área transversal seccional constante. Uma vez que sua área é fixa, o volume de ar que a preenche é determinado pela distância percorrida pelo seu deslocamento. A medição do diâmetro interno da campânula é rastreável ao NIST. A determinação do seu deslocamento linear é realizada por meio de um codificador rotativo



(encoder), acoplado ao eixo do disco sobre o qual corre o cabo que sustenta o contrapeso maior. O codificador produz pulsos proporcionais ao movimento vertical da campânula. O diâmetro externo do disco é concêntrico ao eixo e o cabo que sustenta a campânula é atado ao disco de tal forma, que cada pulso corresponde a um incremento pequeno e exato do deslocamento linear da campânula. Os pulsos são eletronicamente contados e sincronizados a um cronômetro. O cronômetro é engatilhado pelos pulsos do encoder, de modo que o intervalo de tempo de coleta corresponde exatamente ao intervalo de contagem de pulsos. Para um determinado número de pulsos contados, corresponde um deslocamento específico da campânula. Esse deslocamento e o tempo correspondente determinam a vazão em volume do fluxo de ar. Os parâmetros temperatura e pressão, do volume de ar que preenche a campânula durante uma medição, são continuamente monitorados para obtenção do valor da vazão em massa.

#### 4.2.2.1 Instrumentação empregada

O *bell prover* é automaticamente operado por um sistema eletrônico. Este sistema consiste de elementos sensores instalados no padrão, uma caixa de interface e um computador. Os sensores eletrônicos incluem o encoder, os transdutores de temperatura e de pressão, e ainda uma chave de fim de curso. O elemento sensor de temperatura é do tipo Pt100 e o transdutor de pressão é do tipo piezo-resistivo. A chave de fim de curso interrompe o movimento da campânula quando a mesma atinge o fim de seu percurso ascendente. Neste ponto, a válvula de descarga é automaticamente aberta, esvaziando o *bell prover* e colocando-o imediatamente em condições de realizar nova medição. A caixa de interface acomoda os seguintes elementos: transmissores e amplificadores de sinais; relés que selecionam os amplificadores e relés para abrir e fechar a descarga da válvula de três vias; e um contador / temporizador (*counter / timer*) — circuito lógico que combina o contador de pulsos do encoder do *bell prover* com o cronômetro;.

Os sinais analógicos condicionados são encaminhados ao computador, no qual são convertidos em sinais digitais e interpretados. Os sinais digitalizados são lidos por um programa computacional dedicado, e processados para emitir os resultados. Outro programa dedicado, PCC5, é utilizado na interface com o operador, para condução da operação. Todos os sinais emitidos pelos sensores percorrem a caixa de interface e podem ser visualizados pelo operador no monitor do computador.

### **4.2.3 Demais componentes do sistema de calibração**

Uma descrição dos componentes que compõem a instalação para calibração dos bocais sônicos, pela ordem em que aparecem no desenho esquemático da **FIG. 4.7**, é apresentada a seguir.

#### **4.2.3.1 Geradores do Fluxo de ar – compressores**

Para geração do fluxo de ar pressurizado, dois compressores do tipo parafuso captam o ar do ambiente externo ao laboratório. Este tipo de compressor utiliza parafusos rotativos de perfil assimétrico para compressão do ar. Os parafusos giram a baixa velocidade, apoiados em mancais de rolamentos de esferas e de rolos. Esta técnica, diferentemente da compressão com a utilização de pistons, resulta na geração de um fluxo de ar praticamente isento de pulsação. Desta forma, a principal causa de instabilidade no suprimento de fluxos de ar sob pressão é eliminada, possibilitando a geração de escoamentos de ar em regime permanente. A pressão máxima de projeto de cada compressor é da ordem de 1,05 MPa (10,5 bar) e a vazão máxima de ar gerada nas condições de referência é de 330 m<sup>3</sup>/h.

Para garantir um fluxo de ar isento de partículas de óleo e com uma concentração de umidade desprezível, o compressor é equipado com separador ar / óleo e secador. O fluxo de ar deixa o compressor com uma concentração de óleo residual inferior a 3 mg/m<sup>3</sup>. No sistema de secagem, o ar comprimido é resfriado a uma temperatura de aproximadamente menor do que 4 °C, o que resulta na condensação do vapor d'água, que é automaticamente drenado pelo sistema. O fluxo de ar deixa o compressor sempre com uma composição praticamente constante, com uma fração molar de vapor d'água da ordem de  $9,55 \times 10^{-4}$ .

#### **4.2.3.2 Filtros coalescentes**

Ao sair do compressor, o fluxo de ar atravessa dois filtros de alta eficiência do tipo coalescente, onde a concentração de condensados (água/óleo) é reduzida para uma taxa inferior a 1 mg/m<sup>3</sup> e partículas sólidas maiores do que 0,01 µm são retidas.

#### 4.2.3.3 Tanques reservatórios

Depois de filtrados, os fluxos de ar gerados por cada um dos compressores são unidos e encaminhados a dois tanques reservatórios cilíndricos de 1 m<sup>3</sup> de volume interno cada um.

#### 4.2.3.4 Válvula reguladora de pressão

Após atravessar os tanques reservatórios, o fluxo de ar é submetido ao primeiro estágio de redução e controle da pressão, onde uma válvula reguladora de pressão reduz sua pressão estática manométrica para 0,75 MPa.

#### 4.2.3.5 Anel trocador de calor

Já em condições estáveis de escoamento e de pressão, o fluxo de ar realiza um extenso percurso, através de uma tubulação em forma de anel (*loop*). Este anel atua como um trocador de calor. A temperatura do fluxo de ar na saída do compressor, que é variável e dependente das condições do ar no ambiente externo ao laboratório, é trazida, ao final do anel, para aquela do interior do laboratório.

#### 4.2.3.6 Válvula de bloqueio e filtro de ar

Após percorrer o anel trocador de calor, o fluxo atravessa um filtro de ar e uma válvula de bloqueio do tipo esfera. A válvula esfera tem a função de bloquear com rapidez o fluxo de ar no caso de necessidade. O filtro remove qualquer partícula maior do que 5 µm ou condensado que por ventura venha a se agregar ao fluxo de ar durante o seu percurso através do anel.

#### 4.2.3.7 Regulagem da pressão de montante

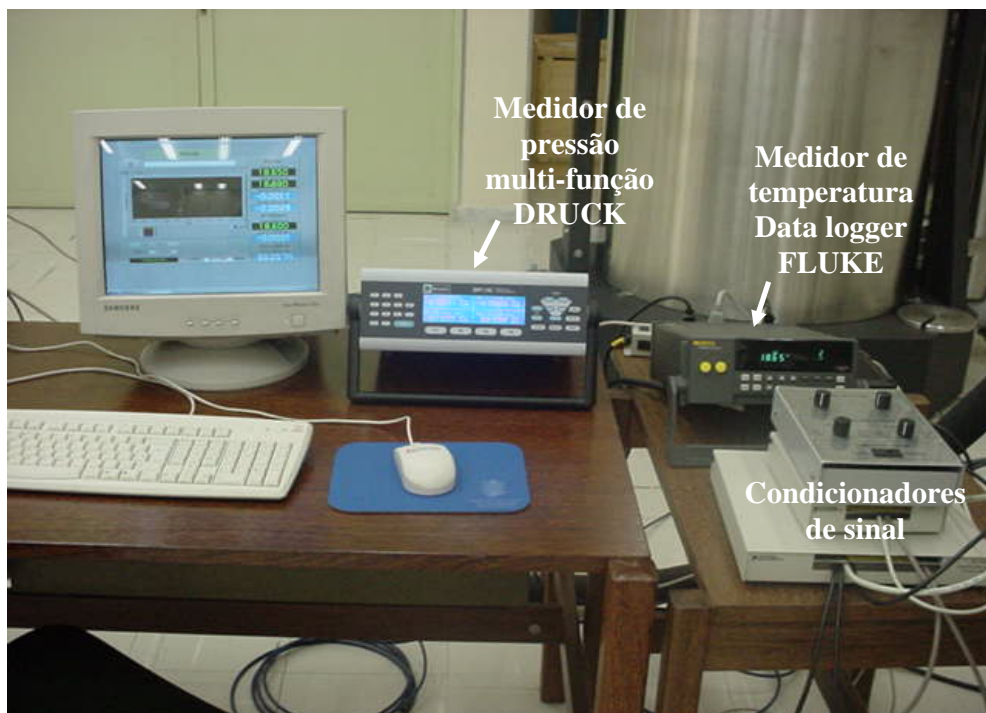
Ao atingir o segundo estágio de redução de pressão, o fluxo de ar encontra-se praticamente limpo e seco, com a pressão regulada e com a temperatura em equilíbrio com a temperatura ambiente. Neste ponto, a pressão do escoamento é regulada em função da pressão de estagnação desejada para o experimento em curso. São utilizadas duas válvulas com regulagem manual, instaladas em série, para garantir uma pressão estável na câmara *plenum* do BBS durante a realização de uma medição.

#### 4.2.3.8 Instrumentação complementar

Parâmetros do BBS e do ambiente monitorados:

- pressão manométrica no *plenum* de entrada do BBS;
- temperatura no *plenum* de entrada do BBS;
- temperatura do ar ambiente;
- pressão atmosférica local.

Os sinais emitidos pelos sensores de temperatura e pressão são condicionados e convertidos para o formato digital por medidores de alta exatidão das marcas FLUKE e DRUCK, respectivamente, mostrados na **FIG. 4.11**. Os sensores de temperatura são do tipo RTD de platina do tipo Pt 100 com ligação a quatro fios, os transdutores de pressão são do tipo piezo-resistivo e o transdutor da pressão barométrica do tipo ressonante. Um computador conectado via interfaces RS-232 aos medidores e operando com um software de gerenciamento que utiliza plataforma LabVIEW<sup>®</sup> da *National Instruments*, processa e registra os dados gerados. Os dados são gravados em arquivos tabulados para processamento em planilhas Excel, onde são realizados os cálculos e gerados os resultados.



**FIGURA 4.11** – Medidores de pressão e temperatura e módulos de interface

#### 4.2.4 Método de cálculo adotado na calibração dos bocais sônicos

Para o desenvolvimento do método de cálculo as seguintes condições são estabelecidas:

- O fluxo de ar que passa através do BBS e do padrão *bell prover* está em condição bem próxima do regime permanente, o que significa dizer, que a vazão em massa que atravessa o banco pode ser considerada a mesma que atravessa o *bell*.
- Variações nas dimensões das tubulações e dos medidores, conseqüentes de variações de temperatura e pressão, que por ventura ocorram durante o período da calibração, não necessitam ser consideradas para o grau de incerteza conseguido.

O balanço de massa é estabelecido pela **EQ. 4.1**, onde o subscrito *Bs* refere-se ao bocal sônico sob calibração e o subscrito *Bell* refere-se ao padrão primário.

$$\dot{m}_{Bs} = \dot{m}_{Bell} \quad (4.1)$$

O padrão *bell prover* fornece a vazão em volume com uma incerteza padrão relativa,  $u(Bell)$  de 0,1% ou uma incerteza expandida relativa para uma probabilidade de abrangência de 95%,  $U(Bell)_{95\%}$  de 0,2%. A vazão em massa estabelecida pelo padrão é obtida a partir da **EQ. 4.2**, onde  $Q_{Bell}$  e  $\rho_{Bell}$  são, respectivamente, a vazão em volume e a massa específica do ar no interior da campânula do *bell prover*.

$$\dot{m}_{Bell} = \rho_{Bell} Q_{Bell} \quad (4.2)$$

O volume de ar coletado na campânula  $V_{Bell}$  é obtido pela razão entre o número de pulsos emitidos pelo encoder  $N_e$  e o fator  $k_e$  do encoder, cujo valor corresponde ao número de pulsos emitidos pelo encoder por unidade de volume coletado na campânula. A vazão  $Q_{Bell}$  é obtida dividindo-se o volume coletado pelo intervalo de tempo de coleta  $\tau_{Bell}$ , ou seja:

$$Q_{Bell} = \frac{V_{Bell}}{\tau_{Bell}} = \frac{N_e}{k_e \tau_{Bell}} \quad (4.3)$$

A vazão em massa que atravessa um bocal sônico é obtida por:

$$\dot{m}_{Bs} = Cd A_d C_* \frac{P_0 \sqrt{M}}{\sqrt{\mathfrak{R}T_0}} \quad (4.4)$$

Substituindo a **EQ. 4.2** e a **EQ. 4.4** na **EQ. 4.1** e rearranjando obtém-se a equação para o cálculo do  $Cd$  do bocal sônico contra o padrão primário *bell prover*:

$$Cd = \rho_{Bell} Q_{Bell} \frac{\sqrt{\mathfrak{R}T_0}}{A_d P_0 C_* \sqrt{M}} \quad (4.5)$$

A massa específica do fluido é obtida pela equação de estado do gás real:

$$\rho_{Bell} = \frac{P_{Bell} M}{Z_{Bell} \mathfrak{R} T_{Bell}} \quad (4.6)$$

O resultado da calibração é fornecido na forma de tabela ou gráfico, onde o  $Cd$  é apresentado como uma função do número de Reynolds na garganta,  $Re_d$ . Para o cálculo de  $Re_d$  utiliza-se, por convenção, a viscosidade dinâmica do gás nas condições de estagnação,  $\mu_0$ , ou seja:

$$Re_d = \frac{4\dot{m}_{Bs}}{\pi d \mu_0} \quad (4.7)$$

#### **4.2.5** Correção dos erros sistemáticos identificados no processo de calibração do BBS

##### **4.2.5.1** Erro no valor do diâmetro da garganta do bocal

Em termos do diâmetro  $d$  a equação para o cálculo de  $Cd$  fica:

$$Cd = \rho_{Bell} Q_{Bell} \frac{\sqrt{\mathfrak{R}T_0}}{P_0 C_* \sqrt{M}} \frac{4}{\pi d^2} \quad (4.8)$$

A influência que um erro no valor do diâmetro de um bocal sônico causa no valor final do seu coeficiente de descarga é descrito pela derivada parcial de  $Cd$  como uma função de  $d$ , como demonstrado a seguir:

$$\frac{\partial Cd}{\partial d} = -2 \frac{Cd}{d} \quad (4.9)$$

O termo da contribuição da incerteza no valor do diâmetro,  $u(d)$ , na incerteza final combinada de  $Cd$  será:

$$\frac{\partial Cd}{\partial d} u(d) = -2 \frac{Cd}{d} u(d) \quad (4.10)$$

Considerando o menor e o maior valor do diâmetro nominal dos bocais sônicos, ou seja, 0,79 mm e 6,35 mm, e fazendo  $Cd$  igual a 1 chega-se nas expressões:

$$\frac{\partial Cd}{\partial d} u(d_{Bs1}) = -2 \frac{1}{0,79} u(d_{Bs1}) = -2,53 u(d_{Bs1}) \quad (4.11)$$

$$\frac{\partial Cd}{\partial d} u(d_{Bs5}) = -2 \frac{1}{6,35} u(d_{Bs5}) = -0,31 u(d_{Bs5}) \quad (4.12)$$

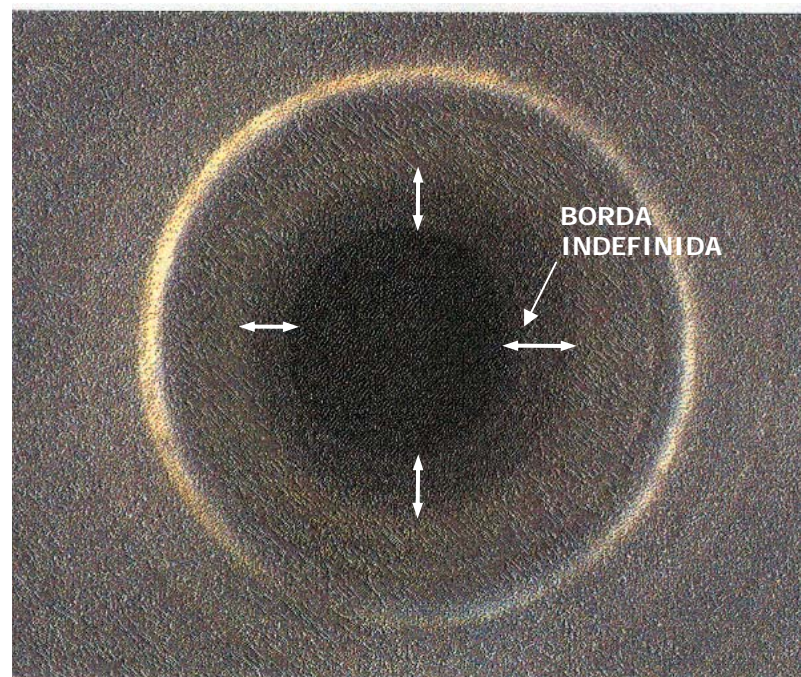
Portanto, de acordo com a **EQ. 4.11**, uma incerteza  $u(d_{Bs1})$  de 0,01 mm no valor do diâmetro de 0,79 mm, resultaria em uma incerteza no  $Cd$  do bocal maior do que 2,5%. Por outro lado, uma incerteza  $u(d_{Bs5})$  de 0,01mm no valor do diâmetro de 6,35 mm, resultaria em uma incerteza no  $Cd$  do bocal maior do que 0,3%, de acordo com a **EQ. 4.12**.

Reduzindo a incerteza no valor dos diâmetros dos bocais para 1  $\mu\text{m}$ , a participação na incerteza final do  $Cd$  dos cinco diferentes tamanhos dos bocais variaria de 0,25% a 0,03%.

A medição com exatidão do diâmetro da garganta de pequenos bocais exige o emprego de técnicas aprimoradas. Ishibashi et al. [1994] mediram diâmetros de gargantas de 6,7 mm a 19 mm em coordenadas 3D com uma incerteza padrão de 3  $\mu\text{m}$ . Nakao et al. [1996] utilizaram um projetor de perfil com uma resolução de 1  $\mu\text{m}$  para medir diâmetros da ordem de 0,3 mm.

O CETEC possui um projetor de perfil da marca MITUTOYO, modelo TYPE PJ – 300, calibrado com uma resolução de 1  $\mu\text{m}$ . O bocal sônico ao ser colocado no projetor de perfil tem a imagem do disco relativo à menor seção transversal em relação ao seu eixo, a qual corresponde a sua garganta, projetada no visor do equipamento. Uma tentativa frustrada de medir os diâmetros das gargantas dos bocais neste aparelho foi realizada. As imagens projetadas não apresentaram um perfil muito bem definido. Não era possível delimitar com exatidão as bordas laterais da imagem da seção transversal da garganta projetada. Operadores diferentes obtinham valores com diferenças maiores do que 0,025 mm.

A visualização da superfície interna da região convergente dos medidores em microscópio mostrou que a usinagem da região convergente dos medidores não foi realizada de forma concêntrica, como pode ser observado na **FIG. 4.12**. A excentricidade no perfil interno dos bocais impediu que a luz, propagada através dos mesmos, projetasse no visor do projetor de perfil, uma imagem exatamente coincidente com a seção da garganta.



**FIGURA 4.12** – Imagem da seção convergente da entrada do bocal Bs4 visualizada em microscópio

Diante da impossibilidade de se medir com exatidão os diâmetros dos bocais, um procedimento semi-empírico foi adotado para calculá-los.

No capítulo Revisão Bibliográfica foi apresentada uma expressão teórica para o cálculo do coeficiente de descarga de um bocal do tipo toroidal, como uma função do número de



Reynolds na garganta, do raio de curvatura da região convergente e do fluido [Ishibashi & Takamoto, 2000b], ou seja:

$$Cd_{theo} = a - \frac{b}{\sqrt{Re_{d(i,\mu_0)}}} \quad (4.13)$$

onde:

$$a = 1 - \frac{\gamma + 1}{a_1^2} \left( \frac{1}{96} - \frac{8\gamma + 21}{4608a_1} + \frac{754\gamma^2 + 1971\gamma + 2007}{552960a_1^2} \right)$$

$$b = \frac{4a}{\sqrt{b_1}} \left( \frac{\gamma + 1}{2} \right)^{\frac{1}{2} \frac{1}{\gamma-1}} \left( 3\sqrt{2} - 2\sqrt{3} + \frac{\gamma-1}{\sqrt{3}} \right)$$

$$a_1 = 2 \frac{r_c}{d} \quad b_1 = \sqrt{\frac{2d}{r_c} \left( \frac{\gamma + 1}{2} \right)^{\frac{3\gamma-1}{\gamma-1}}}$$

A equação teórica resultante da **EQ. 4.13**, para bocais com  $r_c = d$  e para o ar ( $\gamma = 1,4$ ) é:

$$Cd = 0,99415 - \frac{2,944}{\sqrt{Re_{d(i,\mu_0)}}} \quad (4.14)$$

sendo:

$$Re_{d(i,\mu_0)} = \frac{4\dot{m}_i}{\pi d \mu_0} \quad \dot{m}_i = A_d C_{*i} \frac{P_0}{\sqrt{RT_0}}$$

O diâmetro  $d$  foi calculado em cada teste de calibração, por meio de um cálculo iterativo, compreendendo os seguintes passos:

1. Cálculo de  $C_{*i}$ .
2. Cálculo de  $\dot{m}_i$ ,  $Re_{d(i,\mu_0)}$  e  $Cd$ , utilizando  $dn$ .
3. Cálculo de  $d$  utilizando o  $Cd$  na equação:  $d^2 = \frac{4\dot{m}_{Bell} \sqrt{RT_0}}{\pi Cd C_{*i} P_0}$
4. Recálculo de  $m_i$ ,  $Re_{d(i,\mu_0)}$  e  $Cd$ , utilizando o  $d$  obtido.
5. Repetição dos passos 3 e 4 até que o valor de  $Cd$  convergisse considerando a 5ª casa decimal.
6. O valor final de  $d$  é considerado como o valor corrigido de  $dn$

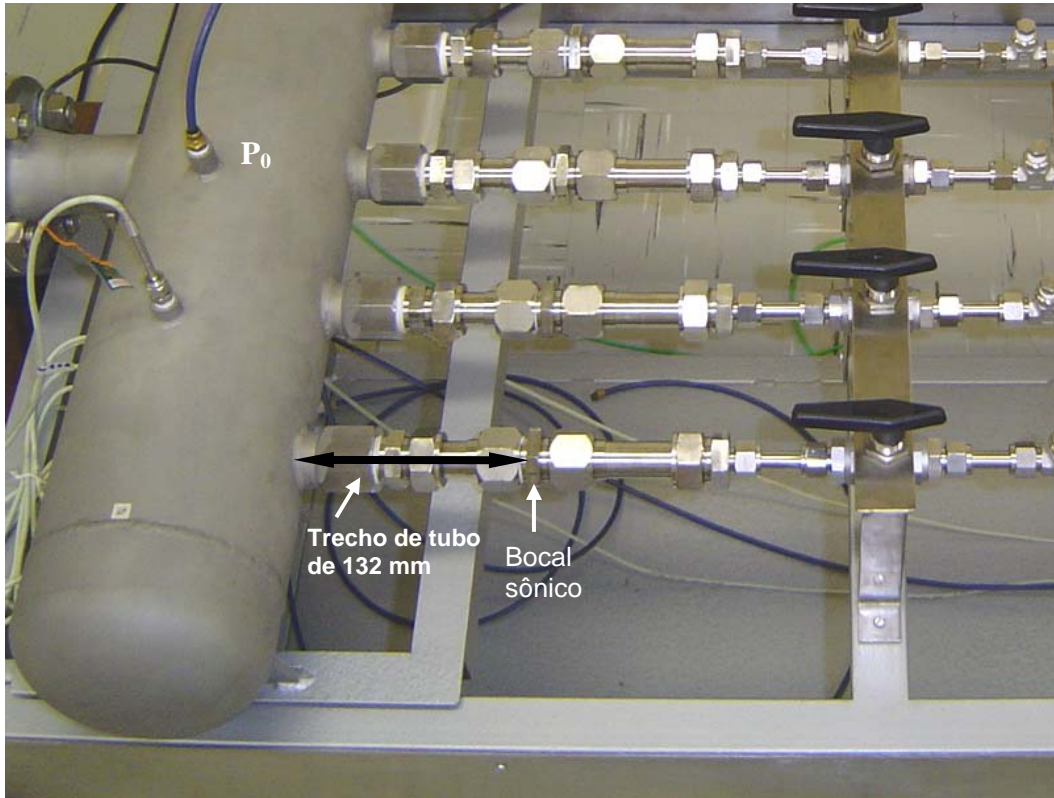
O procedimento foi considerado aplicável, com base nos argumentos que se seguem:

- A expressão teórica proposta para o cálculo de  $Cd$  foi deduzida em função do raio de curvatura  $r_c$  da superfície de um bocal toroidal, sendo aplicável para  $r_c = d$ , o que inclui, portanto, os bocais sônicos analisados neste trabalho.
- A expressão teórica foi experimentalmente validada com a utilização de bocais sônicos usinados com a mais alta qualidade tecnológica atualmente disponível e calibrados contra um padrão de altíssima exatidão, com  $U_{95\%} = 0,04\%$  (menor incerteza declarada para um padrão primário na literatura consultada).
- A expressão teórica possui uma excelente concordância com a equação experimental para o cálculo do coeficiente de descarga obtida no PTB – Alemanha, onde foram utilizados medidores de tamanhos que variaram de  $d = 0,15$  mm a  $d = 10$  mm, fabricados com a utilização de usinagem comum. Além disso, para a faixa de vazão de  $1$  m<sup>3</sup>/h a  $65$  m<sup>3</sup>/h foi também empregado, como aqui, um padrão do tipo *bell prover* para calibração dos bocais [Wendt & Von Lavante, 2000].
- Segundo os autores von Lavante et al. [2000] o ângulo da região difusora dos bocais sônicos não introduzem influências significativas no resultado da medição, desde que compreendidos na faixa  $2,5^\circ \leq \alpha \leq 6,0^\circ$ . Uma vez que os bocais sônicos analisados neste trabalho, e aqueles analisados pelos autores aqui citados, possuem valores de  $\alpha$ , dentro destes limites, os resultados dos mesmos são passíveis de comparação.

#### 4.2.5.2 Erro em considerar as condições de temperatura e de pressão na câmara plenum como as condições de estagnação na entrada do bocal

Quando na entrada de um bocal sônico há uma câmara de grande volume, a pressão estática e a temperatura medidas nesta câmara podem ser consideradas diretamente, respectivamente, como a pressão de estagnação e a temperatura de estagnação na entrada do bocal sônico, não havendo a necessidade de calculá-las.

No BBS desenvolvido existe um pequeno trecho de tubo de 132 mm de comprimento e 22 mm de diâmetro interno entre a câmara *plenum* e a entrada do bocal em cada um dos seus cinco ramais, como é destacado na **FIG. 4.13**.



**FIGURA 4.13** – Detalhe do trecho de tubo existente a montante do bocal sônico

A existência deste trecho de tubo promove uma perda de carga causada pela quina viva existente na sua entrada e por efeitos de atrito no escoamento até atingir o bocal sônico. Esta perda de energia mecânica faz com que as condições na câmara não representem exatamente as condições de estagnação na entrada do bocal. Um método analítico foi desenvolvido para o cálculo das condições de estagnação a partir das medições na câmara *plenum*.

Aplicando-se a equação do balanço da energia entre a seção transversal do eixo de simetria da câmara *plenum* e a seção transversal de um dos ramais na entrada do bocal sônico e considerando:

- escoamento permanente;
- escoamento turbulento;
- escoamento incompressível ( $Ma < 0,3$ );
- energia interna  $u$  e a pressão absoluta  $P$  uniformes nas duas seções;

têm-se:

$$P_{ca} + \beta_{ca} \frac{V_{ca}^2}{2} \rho = P_1 + \beta_1 \frac{V_1^2}{2} \rho + h_{LT} \rho \quad (4.15)$$

onde:

$P_{ca}$  = Pressão absoluta medida na câmara *plenum* de alimentação do BBS

$P_1$  = Pressão absoluta na entrada do bocal sônico

$\beta_{ca}$  = Coeficiente de energia cinética na câmara *plenum* de alimentação do BBS

$\beta_1$  = Fator de correção da energia cinética na entrada do bocal sônico

$V_{ca}$  = Velocidade média do fluxo na câmara *plenum* de alimentação do BBS

$V_1$  = Velocidade média do fluxo na entrada do bocal sônico

$\rho$  = Massa específica do ar

$$h_{LT} = h_L + h_{LM}$$

$h_{LT}$  = Perda de carga total

$h_L$  = Perda de carga causada pelo atrito

$h_{LM}$  = Perda de carga localizada na quina viva existente na entrada dos ramais

$$h_L = f \frac{L_1}{D_1} \frac{V_1^2}{2} = \frac{0,3164}{Re_1^{0,25}} \frac{L_1}{D_1} \frac{V_1^2}{2} \quad [\text{Fox \& McDonald, 1998}] \quad (4.16)$$

$$h_{LM} = 0,42 \frac{V_1^2}{2} \quad [\text{White, 1994}] \quad (4.17)$$

$f$  = Fator de atrito

$D_1$  = Diâmetro da tubulação na entrada do bocal sônico

$Re_1$  = Número de Reynolds na entrada do bocal sônico

Substituindo na **EQ. 4.15** o termo  $h_{LT}$  pelos termos das **EQ. 4.16** e **4.17**, considerado  $\beta_1 = 1,058$  (escoamento turbulento) [White, 1994] e eliminando o termo do  $V_{ca}$ , uma vez que  $V_{ca} \ll V_1$ , a equação para o cálculo de  $P_1$  fica:

$$P_1 = P_{ca} - \rho \frac{V_1^2}{2} \left( 1,478 + \frac{0,3164}{Re_1^{0,25}} \frac{L_1}{D_1} \right) \quad (4.18)$$

Uma vez que o fluxo de ar na região da câmara *plenum* até o bocal comporta-se como um escoamento incompressível, a velocidade  $V_1$  e a temperatura  $T_1$  do escoamento, na entrada do bocal, são calculadas pelas equações:

$$V_1 = \frac{\dot{m}_{Bs}}{\rho A_1} \quad (4.19)$$

$$T_1 = \frac{P_1}{(\mathfrak{R}/M)\rho} \quad (4.20)$$

Obtidos os valores da pressão  $P_1$  e da temperatura  $T_1$  na entrada do bocal, os valores correspondentes à pressão de estagnação e à temperatura de estagnação são calculados, respectivamente pelas **EQ. 4.21** e **EQ. 4.22** (deduzidas no **Capítulo 3, EQ. 3.34** e **EQ. 3.35**).

$$P_0 = P_1 (1 + 0,2.Ma_1^2)^{3,5} \quad (4.21)$$

$$T_0 = T_1 (1 + 0,2.Ma_1^2) \quad (4.22)$$

#### **4.2.6** Estimativa das incertezas associadas às calibrações dos bocais sônicos e aplicação da lei de propagação de incerteza para obtenção da incerteza combinada

O resultado de uma medição é somente uma aproximação ou estimativa do valor do mensurando e, assim, só é completa quando acompanhada pela declaração da incerteza dessa estimativa [INMETRO, 2003].

A terminologia utilizada e o procedimento adotado neste trabalho, para avaliação e expressão da incerteza do resultado de uma calibração, estão em conformidade com o que estabelece o ISO GUM [INMETRO, 2003]. O procedimento pode ser resumido pelos seguintes passos:

1. Definir a grandeza específica a ser medida, ou seja, o mensurando  $Y$  e expressar matematicamente sua relação funcional com as grandezas  $X_i$  das quais é dependente e a partir das quais é determinado.
2. Determinar  $x_i$ , o valor estimado de  $X_i$ , seja com base em análise estatística de uma série de observações ou por outros meios.

3. Avaliar a incerteza padrão  $u(x_i)$  de cada  $x_i$ , sendo  $u(x_i)$  o desvio padrão  $s(\bar{X}_i)$  estatisticamente calculado ou estimado a partir de informações disponíveis sobre a possível variabilidade de  $X_i$ .
4. Calcular os coeficientes de sensibilidade das grandezas  $x_i$  independentes e os coeficientes de correlação das grandezas  $x_i$  interdependentes, ou seja, correlacionadas.
5. Obter a reprodutibilidade dos resultados,  $u_r$ .
6. Combinar as incertezas padronizadas.
7. Declarar a incerteza expandida, o fator de abrangência e o nível da confiança.

Na calibração de um bocal sônico o mensurando  $Y$  é o  $Cd$ . Substituindo na **EQ. 4.8** a massa específica  $\rho_{Bell}$ , a expressão matemática final para o cálculo de  $Cd$ , em termos dos valores manométricos das pressões e dos valores das temperaturas em °C, é:

$$Cd = \frac{(p_{Bell} + P_{atm})}{(p_0 + P_{atm})} \frac{\sqrt{t_0 + 273,15}}{(t_{Bell} + 273,15)} \frac{Q_{Bell} \sqrt{M}}{C_* Z_{Bell} \sqrt{\mathcal{R}}} \frac{4}{\pi d^2} \quad (4.23)$$

As grandezas de entrada, pressão manométrica do volume coletado no *bell*,  $p_{Bell}$ , pressão manométrica de estagnação,  $p_0$ , pressão barométrica,  $P_{atm}$ , temperatura do volume coletado no *bell*,  $t_{Bell}$ , temperatura de estagnação,  $t_0$ , e a vazão em volume medida pelo *bell*,  $Q_{Bell}$ , são obtidas experimentalmente de uma série de observações repetidas.

O ar sai do compressor saturado a uma pressão entre 850 kPa e 900 kPa e a uma temperatura menor do que 4 °C. De acordo com tabelas da pressão de vapor do ar saturado em função de  $T$  e  $P$ , fornecidas em Davis [1992], a fração molar do vapor d'água do fluxo de ar saturado,  $x_{sv}$ , varia entre  $9,3 \times 10^{-4}$  e  $9,8 \times 10^{-4}$ . Considerando o valor da massa molar do ar seco padrão 28,9685 kg/kmol, do vapor d'água, 18,015 kg/kmol e o valor médio de  $x_{sv}$ ,  $9,55 \times 10^{-4}$  a massa molar do ar na saída do compressor é  $M = 28,9530$  kg/kmol.

O valor da constante universal dos gases  $\mathcal{R}$  é 8.314,51 J/kmolK, fornecido pelo Bureau Internacional de Pesos e Medidas - BIPM em artigo publicado na revista Metrologia [Davis, 1992].

O valor da função do escoamento crítico  $C_*$  é obtido utilizando a expressão polinomial proposta por Steward et al. [1999]:

$$C_* = \sum_i n_i (P_0 / 3786)^{p_i} (t_0 / 132,5306)^{t_i} \quad (4.24)$$

Os valores 3.786 e 132,5306 são, respectivamente, a pressão crítica do ar seco em kPa e a temperatura crítica em °C. Os coeficientes do polinômio são dados na **TAB. 4.2**.

**Tabela 4.2** Coeficientes da EQ. 4.24 para o cálculo de  $C_*$

$i$	$n_i$	$p_i$	$t_i$
1	$1,967\ 947\ 91 \times 10^{-2}$	0	-3
2	$- 2,774\ 414\ 35 \times 10^{-2}$	0	-1
3	$7,031\ 906\ 83 \times 10^{-1}$	0	0
4	$- 3,448\ 411\ 43 \times 10^{-3}$	0	1
5	$- 1,135\ 939\ 77 \times 10^{-1}$	1	-7
6	$1,507\ 325\ 95 \times 10^{-1}$	1	-3
7	$- 2,403\ 454\ 97 \times 10^{-3}$	1	0
8	$1,224\ 631\ 76 \times 10^{-6}$	1	3
9	$- 3,064\ 388\ 30 \times 10^{-3}$	2	-2
10	$2,116\ 285\ 54 \times 10^{-1}$	2,5	-8
11	$5,128\ 802\ 07 \times 10^{-3}$	2,5	0
12	$- 1,666\ 687\ 29 \times 10^{-6}$	3	1
13	$- 6,554\ 052\ 14 \times 10^{-2}$	3,5	-8
14	$1,390\ 831\ 40 \times 10^{-2}$	4	-8

O fator de compressibilidade do ar nas condições de pressão e temperatura do *bell prover* é calculado pela expressão também fornecida em Davis [1992]:

$$\begin{aligned} Z = & 1 - PT^l [1,58123 \times 10^{-6} - 2,9331 \times 10^{-8}t + 1,1043 \times 10^{-10}t^2 + \\ & + (5,707 \times 10^{-6} - 2,051 \times 10^{-8}t) x_v + (1,9898 \times 10^{-4} - 2,376 \times 10^{-6}t) x_v^2] \\ & + P^2 T^2 (1,83 \times 10^{-11} - 7,65 \times 10^{-9} x_v^2) \end{aligned} \quad (4.25)$$

onde:

$P$  = pressão absoluta em Pascal

$T$  = temperatura em Kelvin

$t$  = temperatura em °C

$x_v$  = fração molar do vapor d'água no ar úmido

As incertezas padrão das grandezas  $x_i$  são listadas a seguir.

- Incerteza padrão relativa da vazão medida no padrão primário *bell prover*,  $u(Q_{Bell}) = 0,10\ %$
- Incerteza padrão de calibração do barômetro,  $u_{cal}(P_{atm}) = 14\ \text{Pa}$
- Incerteza padrão referente às variações da pressão ambiente,  $u(P_{atm}) = s(\bar{P}_{atm})$
- Incerteza padrão de calibração do medidor da pressão no *bell*,  $u_{cal}(p_{Bell}) = 0,56\ \text{Pa}$

- Incerteza padrão referente às variações da pressão no *bell*,  $u(p_{Bell}) = s(\bar{p}_{Bell})$
- Incerteza padrão de calibração do medidor de temperatura no *bell*,  $u_{cal}(t_{Bell}) = 0,03 \%$
- Incerteza padrão referente às variações da temperatura no *bell*,  $u(t_{Bell}) = s(\bar{t}_{Bell})$
- Incerteza padrão relativa de calibração do medidor da pressão na câmara plenum de alimentação do BBS,  $u_{cal}(p_{ca}) = 0,04\%$
- Incerteza padrão referente às variações da pressão na câmara plenum de alimentação do BBS,  $u(p_{ca}) = s(\bar{p}_{ca})$
- Incerteza padrão de calibração do medidor da temperatura de estagnação,  $u_{cal}(t_{ca}) = 0,03 \%$
- Incerteza padrão referente às variações da temperatura de estagnação,  $u(t_0) = s(\bar{t}_{ca})$
- Incerteza padrão relativa do polinômio de cálculo de  $C^*$ ,  $u(C^*) = 0,05 \%$  [ISO 9300, 2005]
- Incerteza padrão no valor de  $\mathcal{R}$ ,  $u(\mathcal{R}) = 8,4 \times 10^{-9} \text{ J/kmolK}$  (desprezível) [Davis, 1992]
- Incerteza padrão no valor de  $M$ , considerando duas fontes de incertezas: a variação de  $5 \times 10^{-5}$  na fração molar do vapor d'água, e a incerteza resultante de variações na composição do ar seco padrão estimada em  $6 \times 10^{-4}$ . A incerteza resultante  $u(M) = 1,2 \times 10^{-3} \text{ kg/kmol}$ .
- Incerteza padrão do valor de  $Z$ ,  $u(Z) = 1 \times 10^{-5}$  [Davis, 1992]
- Incerteza padrão relativa no cálculo de  $d$ ,  $u(d) = 0$ . A incerteza no valor de  $d$  pode ser considerada igual a zero, uma vez que ela se cancela quando o mesmo valor para  $d$  é utilizado nas calibrações realizadas pelo bocal sônico [Johnson & Kegel, 2004].
- Incerteza padrão de reprodutibilidade dos resultados obtidos para cada ponto de vazão calibrado,  $u_r(Cd) = s(\bar{C}d)$

Todas as grandezas  $x_i$  são independentes. Os coeficientes de sensibilidade ou as derivadas parciais são obtidos pelas **EQ. 4.26** a **EQ. 4.36**:

$$\frac{\partial(Cd)}{\partial(Q_{Bell})} = \frac{Cd}{Q_{Bell}} \quad (4.26)$$

$$\frac{\partial(Cd)}{\partial(P_{atm})} = Cd \left[ \frac{1}{(p_{Bell} + P_{atm})} - \frac{1}{(p_0 + P_{atm})} \right] \quad (4.27)$$



$$\frac{\partial(Cd)}{\partial(p_{Bell})} = \frac{Cd}{(p_{Bell} + P_{atm})} \quad (4.28)$$

$$\frac{\partial(Cd)}{\partial(t_{Bell})} = -\frac{Cd}{(t_{Bell} + 273,15)} \quad (4.29)$$

$$\frac{\partial(Cd)}{\partial(p_{ca})} = -\frac{Cd}{(p_{ca} + P_{atm})} \quad (4.30)$$

$$\frac{\partial(Cd)}{\partial(t_{ca})} = 0,5 \frac{Cd}{(t_{ca} + 273,15)} \quad (4.31)$$

$$\frac{\partial(Cd)}{\partial(C_*)} = -\frac{Cd}{C_*} \quad (4.32)$$

$$\frac{\partial(Cd)}{\partial(\mathfrak{R})} = -0,5 \frac{Cd}{\mathfrak{R}} \quad (4.33)$$

$$\frac{\partial(Cd)}{\partial(M)} = 0,5 \frac{Cd}{M} \quad (4.34)$$

$$\frac{\partial(Cd)}{\partial(Z)} = -\frac{Cd}{Z} \quad (4.35)$$

$$\frac{\partial(Cd)}{\partial(d)} = -2 \frac{Cd}{d} \quad (4.36)$$

A incerteza padrão combinada,  $u_c(Cd)$  é dada pela expressão:

$$u_c(Cd) = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left[ \frac{\partial(Cd)}{\partial(x_i)} \right]^2 u^2(x_i) + u_r^2(Cd)} \quad (4.37)$$

A incerteza expandida do resultado da calibração é obtida multiplicando-se sua incerteza padrão combinada por um fator de abrangência  $k$ . Este fator de abrangência, por sua vez, é

escolhido com base no nível da confiança requerido para o intervalo de valores em torno do resultado de medição que podem ser razoavelmente atribuídos a  $Y$ . O que ocorre na prática de calibração de medidores de vazão de gás é adotar um nível da confiança de aproximadamente 95%.

Definido o nível da confiança, o fator de abrangência  $k_{95}$  é obtido da tabela de distribuição- $t$  ou distribuição de *Student*, baseado nos graus efetivos de liberdade  $\nu_{eff}$  da incerteza padrão combinada, obtidos pela fórmula de *Welch-Satterthwaite* [INMETRO, 2003].

A incerteza expandida do resultado da calibração de um bocal sônico é dada por:

$$U_{95}(Cd) = k_{95} u_c(Cd) = t_{95}(\nu_{eff}) u_c(Cd) \quad (4.38)$$

onde:

$$\nu_{eff} = \frac{u_c^4(Cd)}{\sum_{i=1}^N \frac{u_i^4(Cd)}{\nu_i}} \quad [\text{fórmula de } Welch-Satterthwaite]$$

### 4.3 Calibração do medidor rotativo de lóbulos

#### 4.3.1 Montagem das instalações para calibração de um medidor rotativo de lóbulos contra o BBS no Laboratório de Vazão de Gás do CETEC

Para garantir a exatidão e a confiabilidade das medições realizadas pelo BBS, o seu desempenho foi verificado utilizando-o para calibrar um medidor do tipo rotativo de lóbulos, com apenas algumas dezenas de horas de uso e recém calibrado no Instituto Nacional de Metrologia da Holanda, *Nederlands Meetinstituut* – NMI. Os resultados da calibração do medidor rotativo contra o BBS foram comparados com aqueles obtidos no NMI.

A **FIG. 4.14** apresenta um desenho esquemático da montagem e as **FIG. 4.15** e **4.16**, fotos. O medidor rotativo é instalado em série e a jusante do BBS. O fluxo de ar proveniente da rede de ar comprimido do laboratório é introduzido sob pressão na câmara *plenum* de entrada do BBS após fazer o mesmo percurso descrito para a etapa calibração dos bocais.

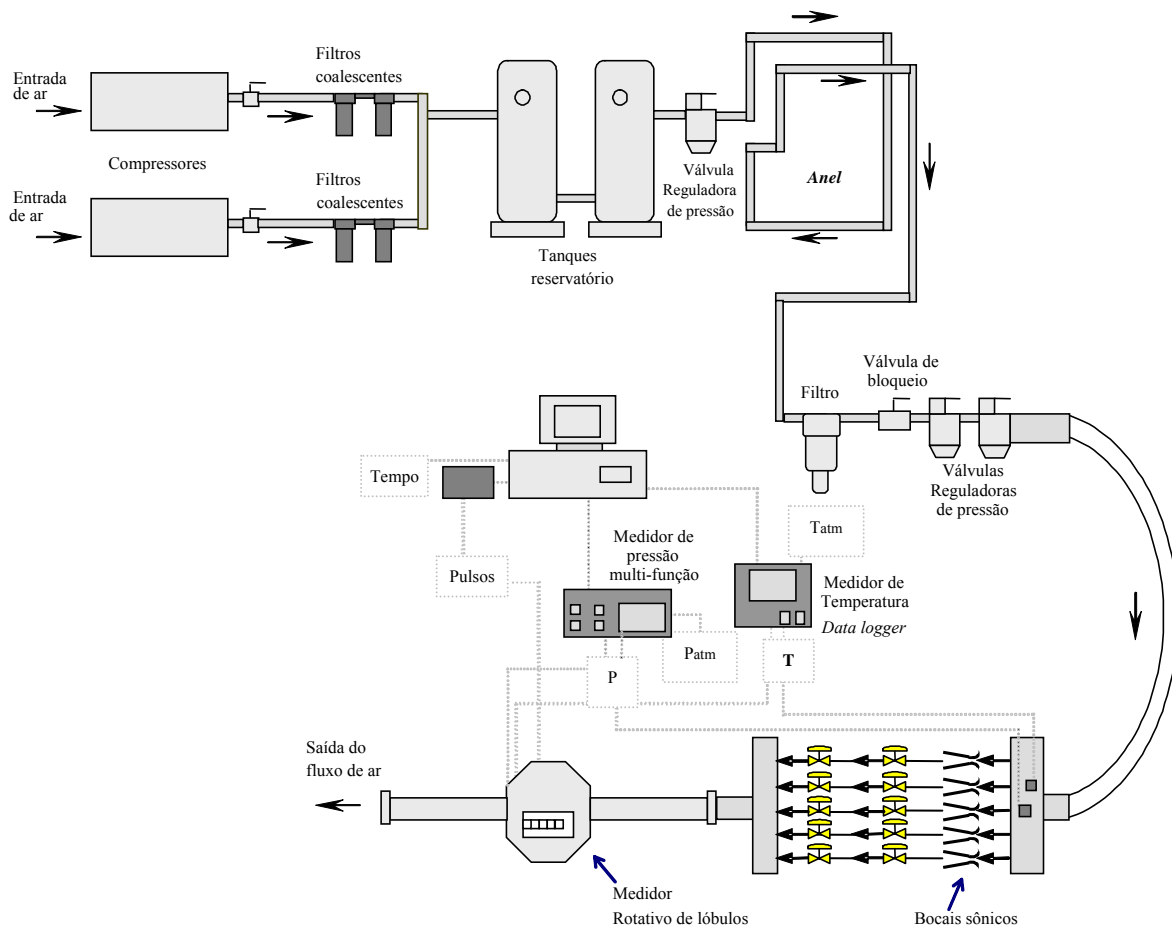
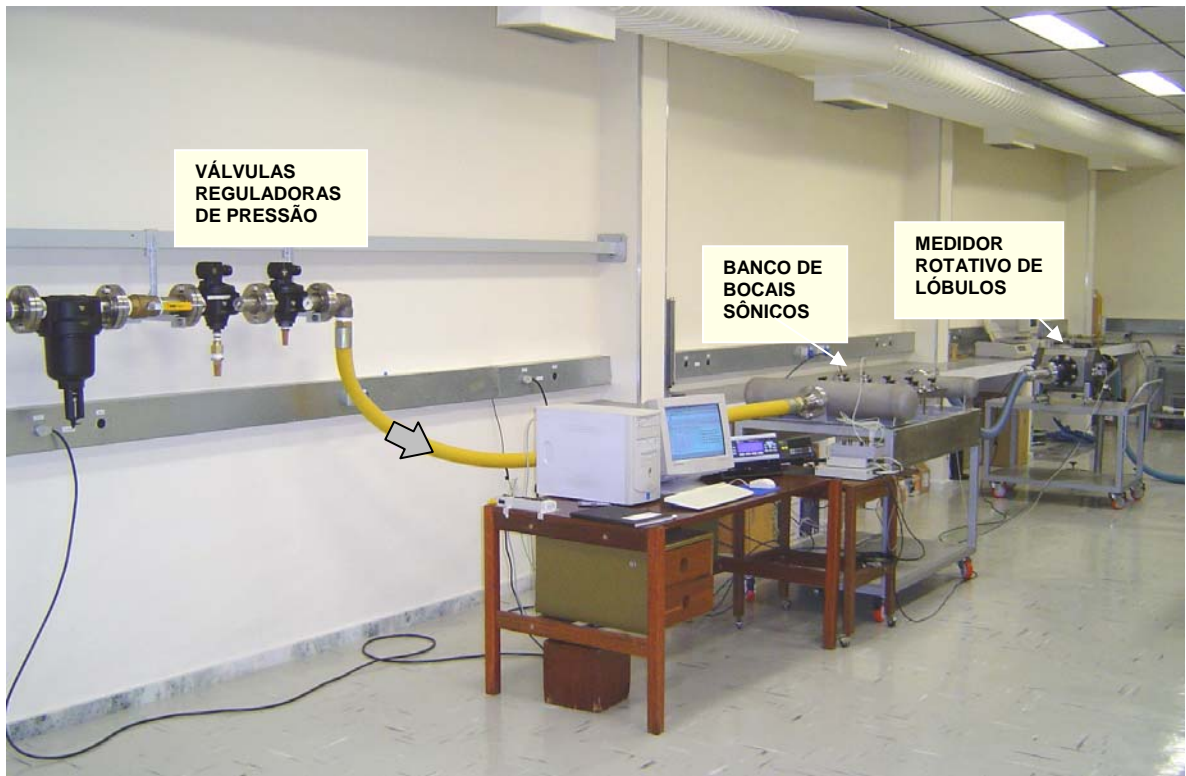


FIGURA 4.14 – Desenho esquemático da instalação utilizada na calibração do medidor rotativo contra o BBS



FIGURA 4.15 – Foto da montagem para calibração do medidor rotativo de lóbulos contra o BBS



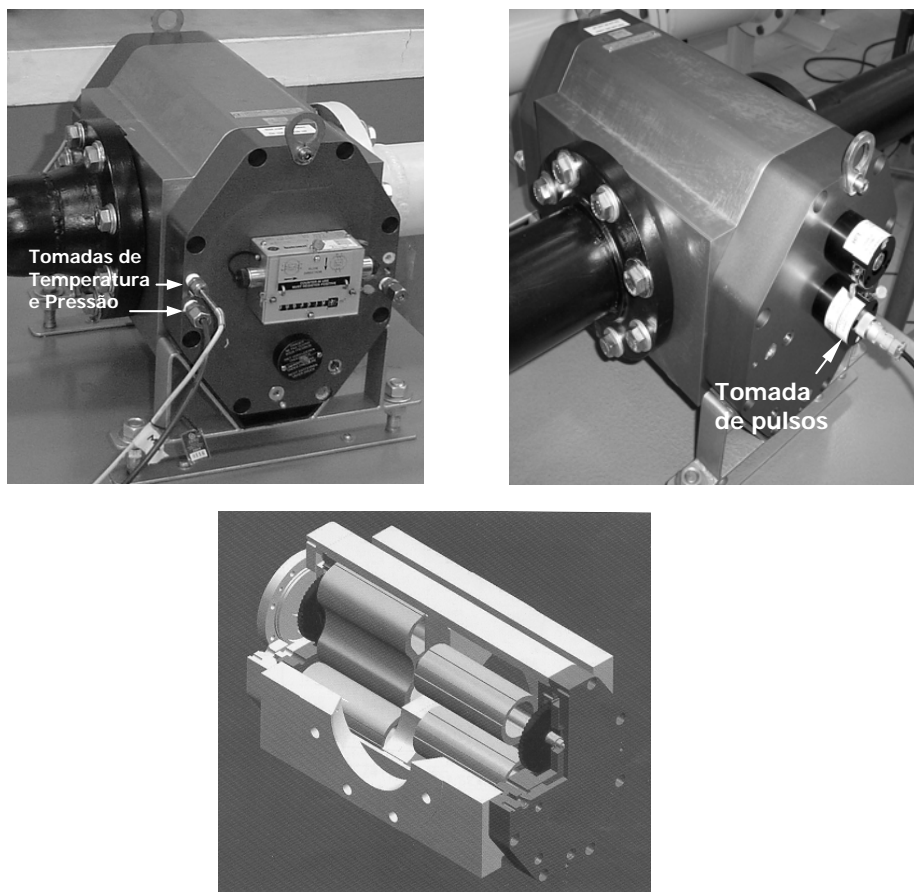
**FIGURA 4.16** – Foto com outro campo de visão da montagem para calibração do medidor rotativo lóbulos contra o BBS

### 4.3.2 Medidor Rotativo de Lóbulos

O medidor rotativo de lóbulos pertence à categoria dos medidores denominados de deslocamento positivo. Os medidores de deslocamento positivo operam por meio da coleta sucessiva de parcelas discretas do fluido sendo medido. Conhecendo-se o volume das parcelas coletadas, para cada revolução do rotor, a vazão volumétrica pode ser determinada pela medição da frequência de revoluções. Um registrador mecânico acoplado ao medidor totaliza o volume medido e sensores magnéticos geram pulsos de alta frequência. Os sinais produzidos são condicionados (amplificados e filtrados), identificados e contados em placas instaladas em módulos de interface e no computador de controle [Zeferino et al, 2000].

O medidor rotativo tradicional é composto por dois rotores em forma de "8" (lóbulos), que giram sincronizados por meio de engrenagens. Esses rotores giram em sentido inverso um ao outro, movimentados pelo escoamento do gás que o atravessa. A principal desvantagem deste tipo de medidor é a introdução de significativas pulsações no fluxo sob medição. Este efeito é praticamente eliminado no modelo de pistom rotativo da *Instromet*, que utiliza um sistema patentado denominado *Rotary Piston Prover Duo*<sup>®</sup>. Neste sistema, são utilizados dois pares de rotores, de tal forma que as pulsações produzidas por cada par de rotores estão sempre em

fases opostas, obtendo-se, assim, um movimento suave do gás na saída do medidor [Zeferino et al, 2000]. A **FIG. 4.17** mostra fotos do medidor utilizado nesta etapa da tese e uma ilustração do par de rotores.



FONTE: Catálogo do fabricante

**FIGURA 4.17** – Medidor Rotativo de Lóbulos - *Rotary Piston Prover Duo*<sup>®</sup>

### 4.3.3 Faixa de vazão calibrada

A faixa de medição de um medidor rotativo de lóbulos está relacionada aos vazamentos que ocorrem em estreitas folgas existentes entre suas peças internas que formam o volume preenchido pelo gás em cada ciclo de rotação. Estes vazamentos podem se tornar significativos em baixas vazões. A norma BS 7405:1991 da *British Standard* recomenda uma rangeabilidade de 20:1 para este tipo de medidor. Como a vazão máxima estipulada pelo fabricante do medidor rotativo de lóbulos utilizado no trabalho é de 650 m<sup>3</sup>/h, o seu limite mínimo de medição recomendado seria de 33 m<sup>3</sup>/h. Entretanto, como o medidor é de alta

qualidade uma relação de 30:1 foi considerada como segura. Assim sendo, o BBS calibrou o medidor rotativo a partir da vazão de 22 m<sup>3</sup>/h. Considerando o limite máximo de medição do BBS, a faixa de calibração estabelecida foi de 22 m<sup>3</sup>/h a 450 m<sup>3</sup>/h, ou seja, de 24 kg/h a 545 kg/h.

Para que os mesmos efeitos paramétricos, relativos à condição em que o medidor rotativo foi calibrado na Holanda, fossem reproduzidos na calibração realizada utilizando o BBS, foi empregado como parâmetro de comparação o número de Reynolds do fluxo no medidor, calculado pela **EQ. 4.39**, onde o subscrito *Rot* refere-se ao medidor rotativo de lóbulos.

$$Re_{Rot} = \frac{4\dot{m}}{\pi D_{Rot} \mu_{Rot}} \quad (4.39)$$

#### 4.3.4 Método de cálculo adotado na calibração do medidor rotativo de lóbulos

O balanço de massa no processo de calibração do medidor rotativo de lóbulos contra o BBS, operando em regime permanente, onde o subscrito BBS refere-se ao bocal sônico ou bocais sônicos utilizados como padrões, é estabelecido por:

$$\dot{m}_{Rot} = \dot{m}_{BBS} \quad (4.40)$$

A vazão em massa estabelecida no BBS é medida por apenas um bocal ou simultaneamente por mais de um, em função da vazão a ser medida. Considerado a condição limite da medição por 5 bocais, a vazão em massa do padrão é dada por:

$$\dot{m}_{BBS} = \sum_{n=1}^5 \dot{m}_{Bsn} = \dot{m}_{Bs1} + \dot{m}_{Bs2} + \dot{m}_{Bs3} + \dot{m}_{Bs4} + \dot{m}_{Bs5}$$

A vazão em massa crítica em cada um bocais sônicos é calculada pela equação:

$$\dot{m}_{Bs} = Cd A_d C_* \frac{P_0 \sqrt{M}}{\sqrt{\Re T_0}} \quad (4.41)$$

Os valores de  $\mathcal{M}$  e  $M$  são relacionados ao fluido em escoamento, sendo igual para todos os bocais sônicos. A pressão de estagnação  $P_0$  e a temperatura de estagnação  $T_0$  são calculadas a partir das medidas da pressão e da temperatura na câmara *plenum* do banco, sendo, portanto, os seus valores os mesmos para todos os bocais sônicos em operação. Por outro lado,  $C^*$  também é um parâmetro igual para todos os bocais, uma vez que ele é uma função de  $P_0$ , de  $T_0$  e do fluido. A equação para o cálculo da vazão em massa crítica total medida no BBS fica:

$$\dot{m}_{BBS} = \frac{C^* P_0 \sqrt{M}}{\sqrt{\mathcal{R} T_0}} \frac{\pi}{4} \left[ (Cd d^2)_{Bs1} + (Cd d^2)_{Bs2} + (Cd d^2)_{Bs3} + (Cd d^2)_{Bs4} + (Cd d^2)_{Bs5} \right] \quad (4.42)$$

Os medidores do tipo rotativo fornecem em suas placas de identificação um valor aproximado do número de pulsos que emitem correspondentes ao volume de  $1\text{m}^3$  do fluxo que o atravessa. Este valor é conhecido por fator do medidor, simbolizado neste trabalho por  $K_{ind}$ . Uma estimativa da vazão do fluxo pode ser obtida utilizando este fator, a partir da contagem do número de pulsos  $N_{Rot}$  gerados pelo medidor durante o intervalo de tempo  $\tau_{Rot}$  de uma medição. Esta vazão em volume é denominada vazão indicada,  $Q_{ind}$ , sendo obtida por:

$$Q_{ind} = \frac{N_{Rot}}{K_{ind} \tau_{Rot}} \quad (4.43)$$

A diferença relativa entre a vazão volumétrica que realmente atravessou o medidor rotativo,  $Q_{Rot}$ , e a vazão volumétrica indicada,  $Q_{ind}$ , é denominada erro relativo "e", o qual é definido pela **EQ. 4.44**, sendo geralmente expresso em porcentagem.

$$e = \frac{Q_{ind} - Q_{Rot}}{Q_{Rot}} = \frac{Q_{ind}}{Q_{Rot}} - 1 \quad (\text{valor adimensional}) \quad (4.44)$$

Rearranjando a **EQ. 4.44** tem-se:

$$Q_{Rot} = \frac{Q_{ind}}{(1 + e)} \quad (4.45)$$

Substituindo a **EQ. 4.45** na **EQ. 4.43**, chega-se em:

$$Q_{Rot} = \frac{N_{Rot}}{K_{ind} \tau_{Rot} (1 + e)} \quad (4.46)$$

A **EQ. 4.40** em termos de  $Q_{Rot}$ , fica:

$$\rho_{Rot} Q_{Rot} = \dot{m}_{BBS} \quad (4.47)$$

Substituindo as **EQ. 4.42** e **4.46** na **EQ. 4.47** obtém-se:

$$\rho_{Rot} \frac{N_{Rot}}{K_{ind} \tau_{Rot} (1 + e)} = \frac{C_* P_0 \sqrt{M}}{\sqrt{\mathfrak{R} T_0}} \frac{\pi}{4} [(Cd \cdot d^2)_{Bs1} + \dots] \quad (4.48)$$

O parâmetro que se quer determinar na operação de calibração é o erro  $e$  do medidor rotativo de lóbulos, a equação para seu cálculo é obtida rearranjando a **EQ. 4.48**:

$$e = \rho_{Rot} \frac{N_{Rot}}{K_{ind} \tau_{Rot}} \frac{4\sqrt{\mathfrak{R} T_0}}{C_* P_0 \sqrt{M} \pi [(Cd \cdot d^2)_{Bs1} + \dots]} - 1 \quad (4.49)$$

A massa específica do fluido é obtida pela equação de estado do gás real:

$$\rho_{Rot} = \frac{P_{Rot} M}{Z_{Rot} \mathfrak{R} T_{Rot}} \quad (4.50)$$

#### **4.3.5** Estimativa das incertezas associadas às calibrações do medidor rotativo de lóbulos e aplicação da lei de propagação de incerteza para obtenção da incerteza combinada

Na calibração de um medidor rotativo o mensurando  $Y$  é o seu erro relativo  $e$ . Substituindo na **EQ. 4.49** a massa específica  $\rho_{Rot}$ , a expressão matemática final é obtida para o cálculo de  $e$ , em termos dos valores manométricos das pressões e dos valores das temperaturas em °C fica:

$$e = \frac{(p_{Rot} + P_{atm}) \sqrt{t_0 + 273,15}}{(p_0 + P_{atm}) (t_{Rot} + 273,15)} \frac{N_{Rot}}{Z_{Rot} K_{ind} \tau_{Rot}} \frac{4\sqrt{M}}{C_* \pi [(Cd \cdot d^2)_{Bs1} + \dots] \sqrt{\mathfrak{R}}} - 1 \quad (4.51)$$



As grandezas de entrada pressão manométrica no medidor rotativo de lóbulos  $p_{Rot}$ , pressão manométrica de estagnação  $p_0$ , pressão barométrica  $P_{atm}$ , temperatura no medidor rotativo de lóbulos  $t_{Rot}$ , temperatura de estagnação  $t_0$ , número de pulsos emitidos pelo medidor rotativo de lóbulos  $N_{Rot}$  e tempo decorrido durante a contagem de pulsos  $\tau_{Rot}$  são obtidas de observações repetidas.

As grandezas  $C_*$ ,  $Z_{Rot}$ ,  $\mathcal{R}$  e  $M$  são obtidas como descrito em 4.2.6.

O pistom rotativo de lóbulos da *Instromet* possui um sensor de pulsos de alta frequência e o valor do fator  $K_{ind}$ , registrado pelo fabricante em etiqueta afixada no medidor utilizado neste trabalho, é 720,262 pulsos/m<sup>3</sup>.

O parâmetro  $(Cd)_{Bs}$  é obtido por um procedimento iterativo de cálculo. Cada um dos bocais sônicos  $Bs$  foi calibrado separadamente e os valores de seus coeficientes de descarga foram fornecidos como uma função do parâmetro adimensional número de Reynolds na garganta do bocal sônico  $Re_d$ . Por sua vez  $Re_d$  é uma função de  $Cd$ , ou seaj:

$$Re_d = \frac{4\dot{m}}{\pi d \mu_0} = \frac{4}{\pi d \mu_0} \frac{\pi d^2}{4} \frac{Cd C_* P_0 \sqrt{M}}{\sqrt{\mathcal{R} T_0}} = \frac{Cd C_* P_0 \sqrt{M}}{\mu_0 \sqrt{\mathcal{R} T_0}} \quad (4.52)$$

Os passos do procedimento iterativo para o cálculo de  $(Cd)_{Bs}$  são:

1. Os valores de  $Cd$ ,  $P_{ca}$  e  $P_0$  obtidos na calibração dos bocais foram tabulados em relação aos valores  $Re_d$ , para cada ponto de vazão calibrado.
2. Na calibração do medidor rotativo de lóbulos o valor de  $P_0$  relativo ao valor de  $P_{ca}$  medido na câmara *plenum* é inicialmente obtido por interpolação.
3.  $T_0$  é inicialmente considerada igual à temperatura medida na câmara *plenum*  $T_{ca}$ .
4. O valor de  $Cd$  para cada bocal que participa da medição é obtido por interpolação em relação a  $P_0$ .
5. O valor  $\dot{m}_{Bs}$  de cada um dos bocais é calculado pela **EQ. 4.41**.
6. Os valores de  $V_1$ ,  $P_1$  e  $T_1$  são calculados, respectivamente, pelas **EQ. 4.19**, **EQ. 4.18** e **EQ. 4.20**.
7. Um novo valor de  $P_0$  é obtido pela **EQ. 4.21** e  $T_0$  pela **EQ. 4.22**.
8. O valor de  $Re_d$  é calculado pela **EQ. 4.52**.

9. O valor de  $Cd$  é obtido por interpolação, agora, em função do  $Re_d$ .
10. Um novo valor para  $Re_d$  é calculado pela **EQ. 4.52**. Neste passo, na maioria das medições, já ocorre a convergência.
11. O valor final para  $Cd$  é obtido por interpolação em função do último valor de  $Re_d$ .

As incertezas padrão das grandezas  $x_i$  são listadas a seguir.

- Incerteza padrão no valor do  $Cd$  dos nove bocais sônicos calibrados contra o padrão *bell prover*:
  - $u(Cd)_{Bs1} = 0,130 \%$
  - $u(Cd)_{Bs2} = 0,125 \%$
  - $u(Cd)_{Bs3} = 0,125 \%$
  - $u(Cd)_{Bs4} = 0,125 \%$
  - $u(Cd)_{Bs5-1} = 0,125 \%$
  - $u(Cd)_{Bs5-2} = 0,125 \%$
  - $u(Cd)_{Bs5-3} = 0,120 \%$
  - $u(Cd)_{Bs5-4} = 0,120 \%$
  - $u(Cd)_{Bs5-5} = 0,120 \%$
- Incerteza padrão de calibração do barômetro,  $u_{cal}(P_{atm}) = 14 \text{ Pa}$
- Incerteza padrão referente às variações da pressão ambiente,  $u(P_{atm}) = s(\bar{P}_{atm})$
- Incerteza padrão de calibração do medidor da pressão no medidor rotativo,  $u_{cal}(p_{Rot}) = 0,56 \text{ Pa}$
- Incerteza padrão referente às variações da pressão no medidor rotativo,  $u(p_{Rot}) = s(\bar{p}_{Rot})$
- Incerteza padrão de calibração do sensor de temperatura no medidor rotativo,  $u_{cal}(t_{Rot}) = 0,03 \%$
- Incerteza padrão referente às variações da temperatura no medidor rotativo,  $u(t_{Rot}) = s(\bar{t}_{Rot})$
- Incerteza padrão relativa de calibração do medidor da pressão na câmara plenum de alimentação do BBS,  $u_{cal}(p_{ca}) = 0,04\%$
- Incerteza padrão referente às variações da pressão na câmara plenum de alimentação do BBS,  $u(p_{ca}) = s(\bar{p}_{ca})$

- Incerteza padrão de calibração do medidor da temperatura na câmara plenum de alimentação do BBS,  $u_{cal}(t_{ca}) = 0,03 \%$
- Incerteza padrão referente às variações da temperatura na câmara plenum de alimentação do BBS,  $u(t_{ca}) = s(\bar{t}_{ca})$
- Incerteza padrão de calibração do cronômetro,  $u_{cal}(\tau_{Rot}) = 0,00001s$
- Incerteza padrão relativa do polinômio de cálculo de  $C^*$ ,  $u(C^*) = 0,05 \%$  [ISO 9300, 2005]
- Incerteza padrão no valor de  $\mathcal{R}$ ,  $u(\mathcal{R}) = 8,4 \times 10^{-9} \text{ J/kmolK}$  (desprezível) [Davis, 1992]
- Incerteza padrão no valor de  $M$ , considerando duas fontes de incertezas: a variação de  $5 \times 10^{-5}$  na fração molar do vapor d'água, e a incerteza resultante de variações na composição do ar seco padrão estimada em  $6 \times 10^{-4}$ . A incerteza resultante  $u(M) = 1,2 \times 10^{-3} \text{ kg/kmol}$ .
- Incerteza padrão do valor de  $Z$ ,  $u(Z) = 1 \times 10^{-5}$  [Davis, 1992]
- Incerteza padrão de reprodutibilidade dos resultados obtidos para cada ponto de vazão calibrado,  $u_r(e) = s(\bar{e})$

A calibração do medidor rotativo de lóbulos com o emprego concomitante de mais de um bocal sônico, os quais foram calibrados pelo mesmo padrão, implica em uma condição de interdependência entre os parâmetros  $Cd$ . Adotando uma condição mais conservativa estes parâmetros serão considerados perfeitamente correlacionados, ou seja, o fator de correlação entre os coeficientes de descarga dos bocais sônicos que compõem o BBS, os quais foram obtidos a partir de calibrações contra o padrão *bell prover* do LVG, é considerado igual à unidade.

Todas as outras grandezas  $x_i$  são independentes. Os coeficientes de sensibilidade ou as derivadas parciais são obtidos pelas **EQ. 4.53** a **EQ. 4.66**.

$$\frac{\partial(e)}{\partial(Cd)_i} = -\frac{(e+1) d_i^2}{\sum_{i=1}^n (Cd d^2)_i} \quad (4.53)$$

$$\frac{\partial(e)}{\partial(P_{atm})} = (e+1) \left[ \frac{1}{(p_{Rot} + P_{atm})} - \frac{1}{(p_0 + P_{atm})} \right] \quad (4.54)$$

$$\frac{\partial(e)}{\partial(p_0)} = -\frac{e}{(p_0 + P_{atm})} \quad (4.55)$$

$$\frac{\partial(e)}{\partial(t_0)} = 0,5 \frac{(e+1)}{(t_0 + 273,15)} \quad (4.56)$$

$$\frac{\partial(e)}{\partial(C_*)} = -\frac{(e+1)}{C_*} \quad (4.57)$$

$$\frac{\partial(e)}{\partial(\mathfrak{R})} = -0,5 \frac{(e+1)}{\mathfrak{R}} \quad (4.58)$$

$$\frac{\partial(e)}{\partial(M)} = 0,5 \frac{(e+1)}{M} \quad (4.59)$$

$$\frac{\partial(e)}{\partial(p_{Rot})} = \frac{(e+1)}{(p_{Rot} + P_{atm})} \quad (4.60)$$

$$\frac{\partial(e)}{\partial(t_{Rot})} = -\frac{(e+1)}{(t_{Rot} + 273,15)} \quad (4.61)$$

$$\frac{\partial(e)}{\partial(N_{Rot})} = \frac{(e+1)}{N_{Rot}} \quad (4.62)$$

$$\frac{\partial(e)}{\partial(K_{ind})} = -\frac{(e+1)}{K_{ind}} \quad (4.63)$$

$$\frac{\partial(e)}{\partial(\tau_{Rot})} = -\frac{(e+1)}{\tau_{Rot}} \quad (4.64)$$

$$\frac{\partial(e)}{\partial(Z_{Rot})} = -\frac{(e+1)}{Z_{Rot}} \quad (4.65)$$

$$\frac{\partial(e)}{\partial(d_i)} = \frac{2(Cd d)_i(e+1)}{\sum_{i=1}^n (Cd d^2)_i} \quad (4.66)$$

A incerteza combinada de grandezas perfeitamente correlacionadas é [INMETRO, 2003]:

$$u_c(y) = \sum_{i=1}^n \frac{\partial y}{\partial x_i} u(x_i) \quad (4.67)$$

A incerteza padrão combinada  $u_c(e)$  fica:

$$u_c(e) = \sqrt{\left\{ \sum_{i=1}^n \left[ \frac{\partial(e)}{\partial(Cd)} \right] u(Cd) \right\}^2 + \sum_{i=1}^n \left[ \frac{\partial(e)}{\partial(x_i)} \right]^2 u^2(x_i) + u_r^2(e)} \quad (4.68)$$

A incerteza expandida do resultado da calibração do medidor rotativo de lóbulos é dada por:

$$U_{95}(e) = k_{95} u_c(e) = t_{95}(v_{eff}) u_c(e) \quad (4.69)$$

onde:

$$v_{eff} = \frac{u_c^4(e)}{\sum_{i=1}^N \frac{u_i^4(e)}{v_i}} \quad [\text{fórmula de Welch-Satterthwaite}]$$

#### 4.4 Avaliação do desempenho do BBS a partir dos resultados obtidos na calibração do medidor rotativo de lóbulos aplicando o método do erro normalizado.

A avaliação do desempenho do BBS foi realizada a partir da comparação entre os resultados obtidos na calibração do medidor rotativo de lóbulos contra o BBS com aqueles obtidos no instituto nacional de metrologia da Holanda, NMi, os quais foram tomados como valores de referência.

O número de Reynolds  $Re_{Rot}$  foi empregado como parâmetro de comparação na avaliação do grau de equivalência entre os valores para o erro relativo  $e$ , obtidos para o medidor rotativo de

lóbulos, na sua calibração realizada contra o BBS e a sua calibração realizada no NMI. Desta forma, os mesmos efeitos paramétricos, relativos às diferentes condições em que o medidor rotativo foi calibrado nas duas ocasiões, são reproduzidos para as duas calibrações.

Para interpretar o significado das diferenças entre os erros  $e$  encontrados para os diferentes valores de  $Re_{Rot}$  foi empregado o método do erro normalizado  $En$  definido pela expressão:

$$En = \frac{e_{BBS} - e_{NMI}}{\sqrt{U^2(e_{BBS}) + U^2(e_{NMI})}} \quad (4.70)$$

Este método está entre aqueles utilizados em comparações interlaboratoriais, onde as calibrações entre dois laboratórios são consideradas equivalentes se o valor de  $En$  estiver no intervalo:  $-1 < En < 1$ .

## 5 RESULTADOS

### 5.1 Calibração dos bocais sônicos

#### 5.1.1 Faixas de medição dos bocais sônicos

A **TAB. 5.1** apresenta as faixas de vazão, as incertezas e as faixas da pressão de estagnação e da temperatura de estagnação em que foram calibrados os nove bocais Bs.

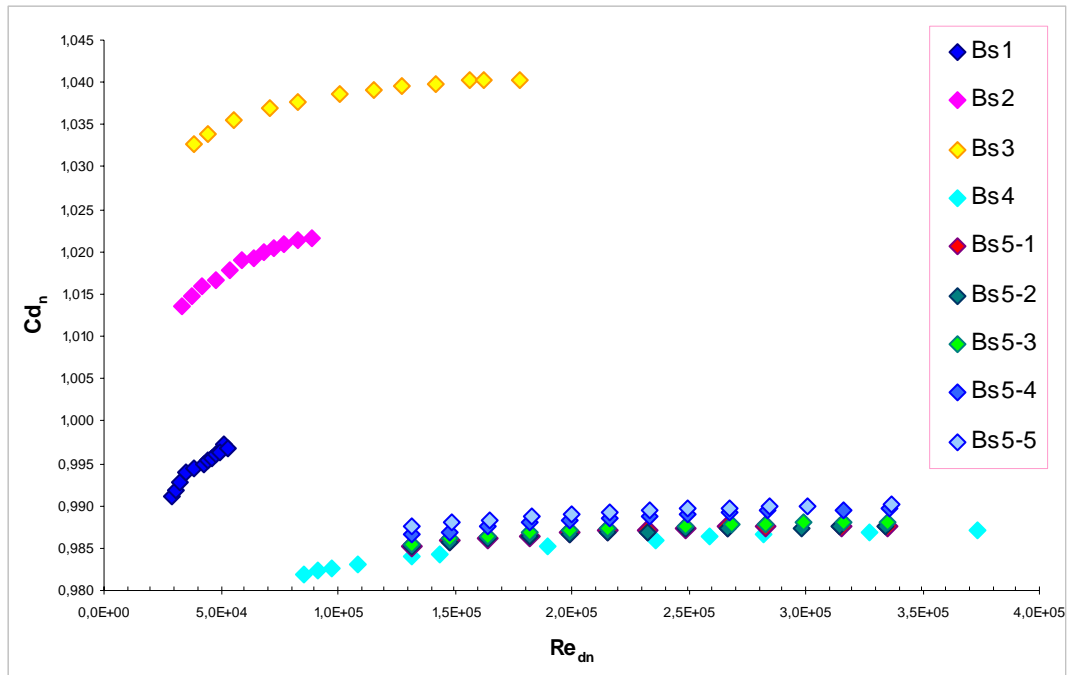
**TABELA 5.1**  
Faixas de vazão em que os bocais sônicos foram calibrados

Bocal sônico	Diâmetro da garganta – $dn$		Faixa da Pressão de estagnação	Faixa da Temp. de estagnação	Faixa da vazão em massa	Faixa da vazão em volume	Incerteza expandida
	(in)	(mm)					
Bs			$P_0$ (kPa)	$T_0$ (°C)	$\dot{m}$ (kg/h)	$Q$ (m <sup>3</sup> /h - 20°C; 1 atm)	$U_{95\%}$ (%)
Bs1	0,031	0,79	262,10 – 521,28	21,7 – 21,9	1,1 – 2,2	0,9 – 1,8	0,26
Bs2	0,044	1,10	230,15 – 619,93	21,4 – 21,9	1,9 – 5,0	1,6 – 4,2	0,25
Bs3	0,088	2,20	150,04 – 599,92	21,9 – 22,1	5,0 – 20,1	4,2 – 16,7	0,25
Bs4	0,177	4,50	159,96 – 649,73	21,5 – 22,1	19,9 – 86,6	16,5 – 72,0	0,25
Bs5-1	0,250	6,35	161,91 – 411,61	21,0 – 21,3	42,9 – 109,3	35,6 – 90,8	0,25
Bs5-2	0,250	6,35	161,93 – 411,60	21,2 – 21,6	42,9 – 109,3	35,6 – 90,8	0,25
Bs5-3	0,250	6,35	161,89 – 411,58	21,1 – 21,3	42,9 – 109,4	35,6 – 90,8	0,24
Bs5-4	0,250	6,35	161,82 – 411,69	20,9 – 21,0	42,9 – 109,7	35,6 – 91,1	0,24
Bs5-5	0,250	6,35	161,88 – 411,63	20,4 – 20,7	43,0 – 109,7	35,7 – 91,2	0,24

A faixa de vazão, em que cada bocal sônico foi calibrado, foi determinada de modo a proporcionar uma superposição de valores entre eles e que, ao mesmo tempo, garantisse que a condição crítica estivesse estabelecida. A superposição de valores de vazão ficou mais estreita entre os bocais Bs2 e Bs3, onde ocorre o menor valor para a pressão absoluta de estagnação, de 150 kPa. Para este valor de  $P_0$ , a razão de contrapressão no bocal Bs3 é de, aproximadamente, 0,6, que ainda é uma razão segura, uma vez que, em avaliações experimentais realizadas neste bocal, a condição crítica é garantida até uma razão de contrapressão de 0,8 [Santos, 2002].

### 5.1.2 Resultados das calibrações $Cd_n$ como uma função de $Re_{dn}$

Se o valor do diâmetro nominal da garganta,  $dn$ , for adotado para o cálculo do coeficiente de descarga,  $Cd_n$ , as curvas de  $Cd_n$  como uma função do número de Reynolds na garganta,  $Re_{dn}$ , resultantes para os nove bocais sônicos são aquelas mostradas na **FIG. 5.1**.



**FIGURA 5.1** – Valores de  $Cd_n$  como uma função de  $Re_{dn}$  considerando  $d = dn$

Os pontos das nove curvas da **FIG. 5.1** deveriam ser bem próximos ou coincidentes, para um mesmo valor do  $Re_{dn}$ . Comparando-se as curvas, verifica-se que os valores dos  $dn$  dos bocais Bs2 e Bs3 são os que mais se afastam dos seus valores reais, fazendo com os valores dos seus  $Cd_n$  fiquem maiores do que a unidade. Por outro lado, apesar dos valores do  $Cd_n$  do bocal de menor diâmetro (bocal Bs1) terem ficado abaixo da unidade, eles são maiores do que os valores obtidos para o  $Cd_n$  dos bocais Bs-4 e Bs-5 relativos a  $Re_{dn}$  até dez vezes maiores.

Resultados semelhantes aos da **FIG. 5.1** foram obtidos por Park et al. [2000], como mostra a **FIG. 2.22** do capítulo Revisão Bibliográfica.

### 5.1.3 Correção dos erros sistemáticos identificados

**5.1.3.1** Correção dos valores  $P_{ca}$  e  $T_{ca}$  medidos na câmara plenum para os valores de estagnação  $P_0$  e  $T_0$



As diferenças relativas entre os valores da pressão e da temperatura, medidas na câmara *plenum*, e os valores da pressão e da temperatura de estagnação, calculados para os diferentes pontos de vazão em que os bocais foram calibrados, são relacionadas na **TAB. 5.2**.

**TABELA 5.2**  
Diferença entre as condições de estagnação e as condições medidas na câmara *plenum*

Bocal sônico	Diâmetro nominal $dn$ (mm)	Diferença relativa entre $P_0$ e $P_{ca}$	Diferença relativa entre $T_0$ e $T_{ca}$	Diferença relativa média entre o $Cd(P_0$ e $T_0)$ e o $Cd(P_{ca}$ e $T_{ca})$
Bs1	0,79	$-3 \times 10^{-5} \%$	$-8 \times 10^{-4} \%$	$+3 \times 10^{-6} \%$
Bs2	1,10	$-1 \times 10^{-4} \%$	$-3 \times 10^{-3} \%$	$-2 \times 10^{-6} \%$
Bs3	2,20	-0,002 %	-0,05 %	$-1 \times 10^{-4} \%$
Bs4	4,50	-0,02 %	-0,71 %	-0,003 %
Bs5	6,35	-0,092 %	-2,78 %	-0,01 %

Analisando-se os dados da **TAB. 5.2**, verifica-se que a correção no valor de  $T_{ca}$  torna-se significativa a partir do bocal Bs3 e a correção no valor de  $P_{ca}$  torna-se significativa a partir do bocal Bs4. Entretanto a correção no valor final do  $Cd$  é desprezível, não ultrapassando 0,01%.

### 5.1.3.2 Correção dos valores dos diâmetros

Os valores corrigidos, obtidos para os diâmetros da garganta de cada um dos nove Bs seguindo o procedimento analítico descrito na seção **4.2.5.1** do capítulo Metodologia, são apresentados na **TAB. 5.3**.

De acordo com os valores da **TAB. 5.3**, o valor de  $d$  calculado para os bocais Bs1, Bs2, Bs3, Bs5-4 e Bs5-5 aumentaram em relação aos valores de seus  $dn$ , enquanto que os dos outros bocais diminuíram. As diferenças entre os valores de  $d$  e  $dn$  resultam em diferenças, na mesma proporção e na mesma ordem de grandeza, entre os valores de  $Re_d$  e  $Re_{dn}$ , e diferenças entre os valores do  $Cd$  e  $Cd_n$  em proporção inversa e duas vezes maior.

**TABELA 5.3**  
Diâmetros estimados para os bocais

Designação	Diâmetro nominal da garganta $dn$		Diâmetro calculado para a garganta $d$	Diferença relativa entre $d$ e $dn$
	(in)	(mm)	(mm)	
Bs				(%)
Bs1	0,031	0,79	0,7960	0,76
Bs2	0,044	1,10	1,1204	1,85
Bs3	0,088	2,20	2,2592	2,69
Bs4	0,177	4,50	4,4951	-0,11
Bs5-1	0,250	6,35	6,3469	-0,05
Bs5-2	0,250	6,35	6,3465	-0,06
Bs5-3	0,250	6,35	6,3478	-0,03
Bs5-4	0,250	6,35	6,3521	0,03
Bs5-5	0,250	6,35	6,3541	0,06

#### 5.1.3.4 Exemplos da influência dos erros sistemáticos no valor final do $Cd$

A **TAB. 5.4** apresenta a influência da correção de cada um erros sistemáticos no valor final do  $Cd$ , para os pontos de vazões em massa de 50 kg/h e 109 kg/h da curva de calibração dos bocais Bs4 e Bs5-3, respectivamente.

O 1º grupo de dados mostra o valor resultante para o  $Cd_n$  se nenhuma correção for efetuada, ou seja, se os dados empregados no cálculo do  $Cd_n$  forem  $P_{ca}$ ,  $T_{ca}$  e  $dn$ . O 2º grupo, se apenas a temperatura de estagnação é corrigida, ou seja, se os dados empregados no cálculo do  $Cd_n$  forem  $P_{ca}$ ,  $T_0$  e  $dn$ . O 3º grupo, se apenas a pressão de estagnação é corrigida, ou seja, se os dados empregados no cálculo do  $Cd_n$  forem  $P_0$ ,  $T_{ca}$  e  $dn$ . O 4º grupo de dados mostra o valor resultante para o  $Cd$  se apenas o  $dn$  é corrigido, ou seja, se os dados empregados no cálculo do  $Cd$  forem  $P_{ca}$ ,  $T_{ca}$  e  $d$ . Finalmente, o 5º grupo de dados mostra o valor resultante para o  $Cd$  se todas as correções forem efetuadas, ou seja, se os dados empregados no cálculo do  $Cd$  forem  $P_0$ ,  $T_0$ , e  $d$ .

Comparando-se o 1º grupo de dados com os outros quatro grupos de dados, verifica-se que a correção da temperatura de estagnação participa diminuindo o valor do  $Cd_n$ , enquanto que a correção da pressão de estagnação e a correção do diâmetro participam aumentando o valor do  $Cd_n$ . Outro aspecto interessante de se observar é que as correções dos erros na temperatura e na pressão praticamente se anulam no valor final do  $Cd$ . A correção do  $Cd_n$  é, no mínimo, 99,9 % resultante da correção no  $dn$ .

**TABELA 5.4**  
Exemplos da variação no valor do  $Cd$  para cada correção efetuada

Bocal Bs4		$\dot{m} = 50,0 \text{ kg/h}$	Bocal Bs5-3		$\dot{m} = 109,4 \text{ kg/h}$
1º Grupo de dados		$Cd_n$ sem correção	1º Grupo de dados		$Cd_n$ sem correção
$P_{ca}$	450,06kPa	0,9863	$P_{ca}$	411,95 kPa	0,9881
$T_{ca}$	21,7°C		$T_{ca}$	21,9 °C	
$dn$	4,50 mm		$dn$	6,35 mm	
2º Grupo de dados		$Cd_n$ corrigindo apenas o $T_0$	2º Grupo de dados		$Cd_n$ corrigindo apenas o $T_0$
$P_{ca}$	450,06kPa	0,9861	$P_{ca}$	411,95 kPa	0,9871
$T_0$	21,6 °C	-0,02%	$T_0$	21,3 °C	-0,10%
$dn$	4,50 mm		$dn$	6,35 mm	
3º Grupo de dados		$Cd_n$ corrigindo apenas o $P_0$	3º Grupo de dados		$Cd_n$ corrigindo apenas o $P_0$
$P_0$	449,96 kPa	0,9865	$P_0$	411,58 kPa	0,9890
$T_{ca}$	21,7°C	+0,02%	$T_{ca}$	21,9 °C	+0,09%
$dn$	4,50 mm		$dn$	6,35 mm	
4º Grupo de dados		$Cd$ corrigindo apenas o $d$	4º Grupo de dados		$Cd$ corrigindo apenas o $d$
$P_{ca}$	450,06kPa	0,9885	$P_{ca}$	411,95 kPa	0,9888
$T_{ca}$	21,7°C	+0,22%	$T_{ca}$	21,9 °C	+0,07%
$d$	4,4951 mm		$d$	6,3478mm	
5º Grupo de dados		$Cd$ final corrigido	5º Grupo de dados		$Cd$ final corrigido
$P_0$	449,96 kPa	0,9885	$P_0$	411,58 kPa	0,9887
$T_0$	21,6 °C	+0,22%	$T_0$	21,3 °C	+0,06 %
$d$	4,4951mm		$d$	6,3478mm	

#### 5.1.4 Influência do ramal em que o bocal sônico é calibrado

Um fato que parece evidente, quando se observa a disposição relativa entre a câmara *plenum* e os cinco ramais do BBS, é de que o fluxo se direciona preferencialmente para o ramal do centro, ou seja, para o ramal 3, cujo eixo de simetria coincide com o eixo de simetria da tubulação que alimenta a câmara *plenum*. Para verificar se o resultado da calibração do bocal muda em função do ramal em que está instalado, o bocal Bs5-3, calibrado no ramal 3 e o bocal Bs5-5, calibrado no ramal 5, foram calibrados nos outros quatro ramais e os resultados comparados. A TAB. 5.5, a FIG. 5.2, a TAB. 5.6 e a FIG. 5.3 apresentam os resultados obtidos.

**TABELA 5.5**  
 Bocal Bs5-3 – Calibrado no ramal 3  
 Diferença das vazões obtidas se calibrado nos ramais 1, 2, 4 ou 5 para o mesmo  $Re_d$

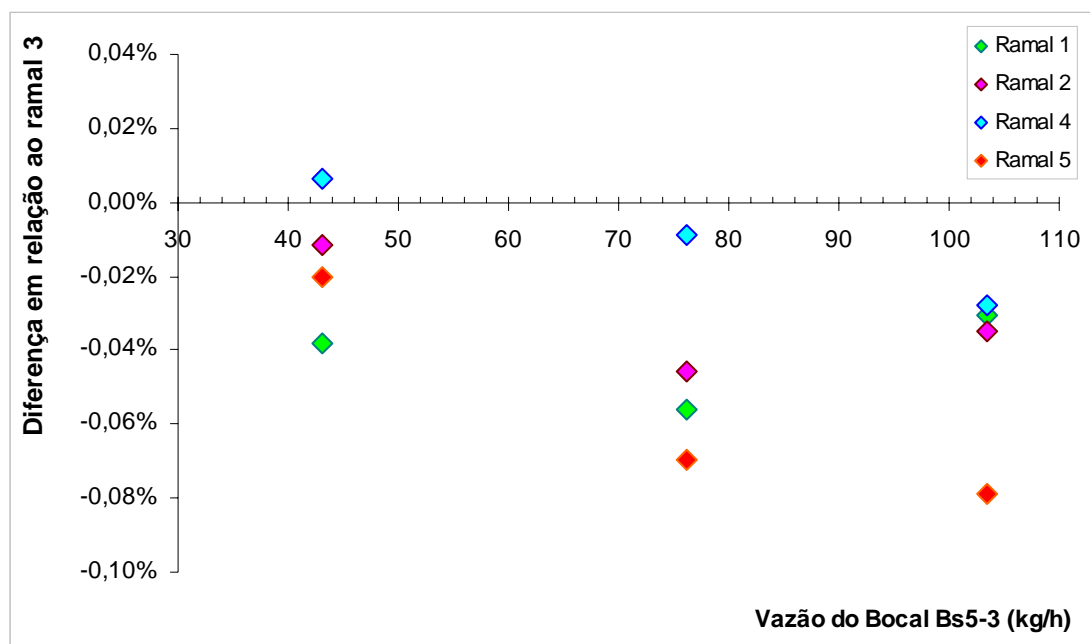
Vazão em diferentes ramais $P_0 = 162 \text{ kPa}$ $T_0 = 19,2 \text{ }^\circ\text{C}$		Vazão no ramal 3 para o mesmo $Re_d$	Diferença relativa da vazão nos ramais 1, 2, 4 e 5 em relação ao ramal 3
Ramal 1	43,048 kg/h	43,064 kg/h	-0,038%
Ramal 2	43,008 kg/h	43,013 kg/h	-0,012%
Ramal 4	43,060 kg/h	43,057 kg/h	+0,006%
Ramal 5	43,044 kg/h	43,053 kg/h	-0,020%

Vazão em diferentes ramais $P_0 = 186 \text{ kPa}$ $T_0 = 19,2 \text{ }^\circ\text{C}$		Vazão no ramal 3 para o mesmo $Re_d$	Diferença relativa da vazão nos ramais 1, 2, 4 e 5 em relação ao ramal 3
Ramal 1	76,140 kg/h	76,182 kg/h	-0,056%
Ramal 2	76,144 kg/h	76,178 kg/h	-0,046%
Ramal 4	76,216 kg/h	76,223 kg/h	-0,009%
Ramal 5	76,172 kg/h	76,225 kg/h	-0,070%

Vazão em diferentes ramais $P_0 = 388 \text{ kPa}$ $T_0 = 19,3 \text{ }^\circ\text{C}$		Vazão no ramal 3 para o mesmo $Re_d$	Diferença relativa da vazão nos ramais 1, 2, 4 e 5 em relação ao ramal 3
Ramal 1	103,346 kg/h	103,378 kg/h	-0,031%
Ramal 2	103,351 kg/h	103,386 kg/h	-0,035%
Ramal 4	103,406 kg/h	103,434 kg/h	-0,028%
Ramal 5	103,375 kg/h	103,457 kg/h	-0,079%



**FIGURA 5.2** – Diferenças relativas entre as vazões obtidas para o bocal Bs5-3 nos diferentes ramais

**TABELA 5.6**

Bocal Bs5-5 – Calibrado no ramal 5  
 Diferença das vazões obtidas se calibrado nos ramais 1, 2, 3 ou 4 para o mesmo  $Re_d$

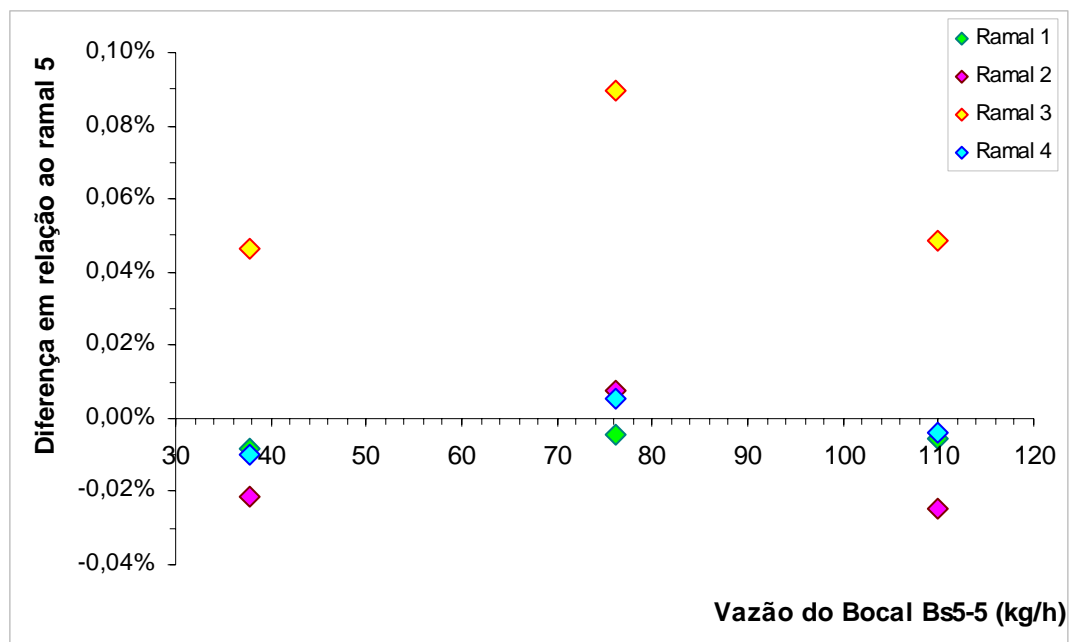
Vazão em diferentes ramais $P_0 = 142 \text{ kPa}$ $T_0 = 19,7 \text{ }^\circ\text{C}$		Vazão no ramal 5 para o mesmo $Re_d$	Diferença relativa da vazão nos ramais 1, 2, 3 e 4 em relação ao ramal 5
Ramal 1	37,868 kg/h	37,872 kg/h	-0,008%
Ramal 2	37,745 kg/h	37,753 kg/h	-0,021%
Ramal 3	37,765 kg/h	37,748 kg/h	+0,046%
Ramal 4	37,715 kg/h	37,719 kg/h	-0,010%

Vazão em diferentes ramais $P_0 = 286 \text{ kPa}$ $T_0 = 19,7 \text{ }^\circ\text{C}$		Vazão no ramal 5 para o mesmo $Re_d$	Diferença relativa da vazão nos ramais 1, 2, 3 e 4 em relação ao ramal 5
Ramal 1	76,206 kg/h	76,209 kg/h	-0,004%
Ramal 2	76,157 kg/h	76,151 kg/h	+0,008%
Ramal 3	76,209 kg/h	76,141 kg/h	+0,090%
Ramal 4	76,267 kg/h	76,263 kg/h	+0,005%

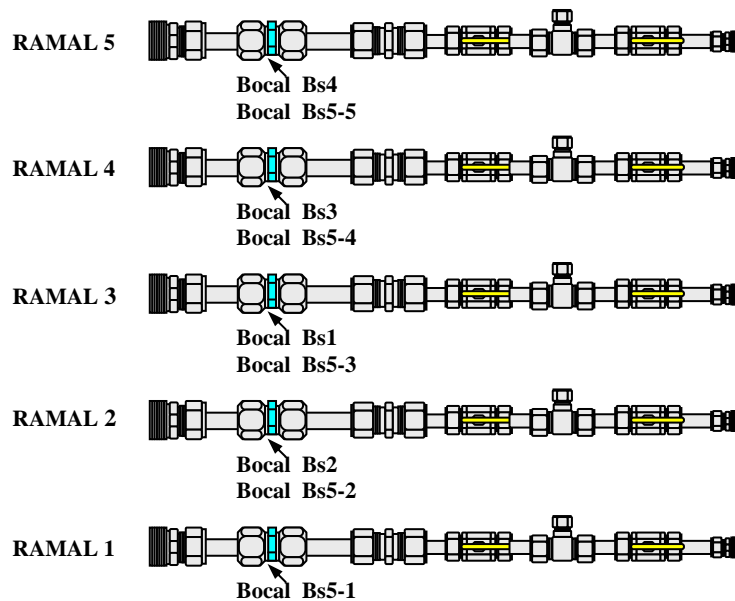
  

Vazão em diferentes ramais $P_0 = 411 \text{ kPa}$ $T_0 = 20,0 \text{ }^\circ\text{C}$		Vazão no ramal 5 para o mesmo $Re_d$	Diferença relativa da vazão nos ramais 1, 2, 3 e 4 em relação ao ramal 5
Ramal 1	109,857 kg/h	109,862 kg/h	-0,005%
Ramal 2	109,801 kg/h	109,828 kg/h	-0,025%
Ramal 3	109,914 kg/h	109,861 kg/h	+0,049%
Ramal 4	109,879 kg/h	109,902 kg/h	-0,004%



**FIGURA 5.3** – Diferenças relativas entre as vazões obtidas para o bocal Bs5-5 nos diferentes ramais

Os resultados revelam, realmente, que a vazão no ramal 3 é relativamente maior que a vazão nos outros ramais para condições de estagnação semelhantes. Entretanto, as diferenças no valor da vazão em massa não ultrapassaram 0,09%, o que vale dizer que as diferenças nos valores dos  $C_d$  ficaram dentro do intervalo da incerteza padrão da calibração dos bocais. Entretanto, para garantir o melhor desempenho do BBS os bocais serão sempre instalados nos mesmos ramais em que foram calibrados. A **FIG. 5.4** mostra o ramal, dentre os cinco ramais do BBS, em que cada um dos nove bocais estudados foi calibrado.



**FIGURA 5.4** – Ilustração mostrando o ramal em que cada bocal foi calibrado

### 5.1.5 Resultados das calibrações - $C_d$ como uma função de $Re_d$

A **FIG. 5.5** mostra as curvas  $C_d \times Re_d$  resultantes da calibração dos nove bocais Bs. A superposição das curvas demonstra que o  $C_d$  é uma função apenas do  $Re_d$ .

O  $C_d$  variou nos experimentos de 0,9767 a 0,9893 em função de uma variação no  $Re_d$  de  $2,6 \times 10^4$  a  $3,4 \times 10^5$ . De acordo com a literatura consultada, para esta faixa de valores de  $Re_d$ , a camada limite do escoamento, na região convergente do bocal sônico até a garganta, é do tipo laminar. Este resultado confirma a viabilidade da utilização da equação teórica (**EQ. 4.13**) na estimativa do valor do diâmetro dos Bs, uma vez que a condição da presença da camada limite laminar é imprescindível para a sua aplicação.

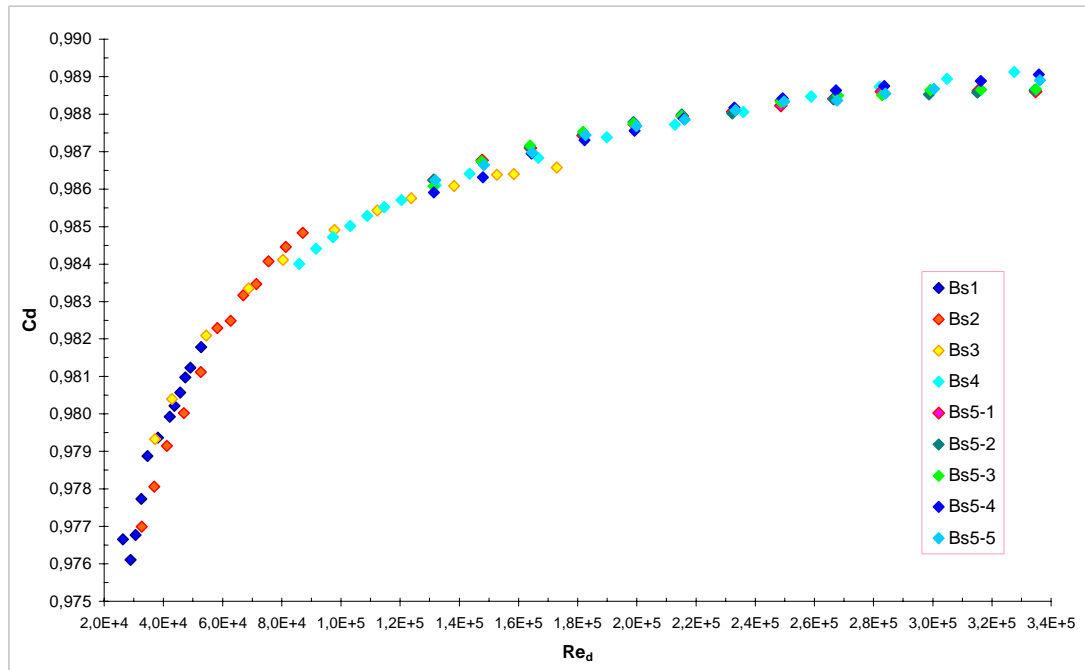


FIGURA 5.5 – Resultados da calibração dos nove bocais sônicos –  $C_d$  como uma função do  $Re_d$

### 5.1.6 O $C_d$ dos bocais calibrados no BBS comparados com o $C_d$ de outras fontes

Como mencionado no capítulo Metodologia, o raio de curvatura da seção convergente na entrada dos Bs é menor do que o valor mínimo de  $1,8d$  recomendado na norma ISO 9300 [2005]. Portanto, a equação analítica deduzida para o cálculo do seu  $C_d$  é diferente daquela proposta pela norma.

A equação teórica, proposta por Ishibashi e Takamoto [2000b] para bocais com  $r_c = d$ , empregada neste trabalho é:

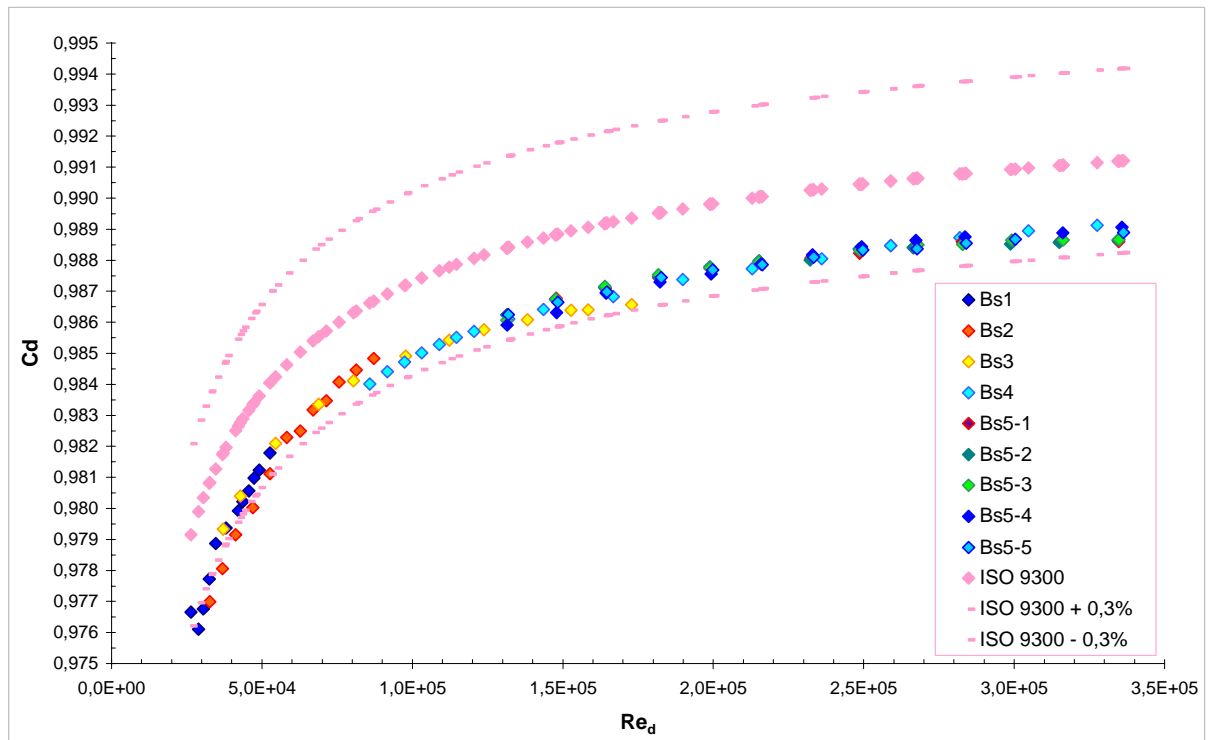
$$C_d = 0,99415 - \frac{2,944}{\sqrt{Re_{d(i, \mu_0)}}} \quad (5.1)$$

A equação proposta pela norma ISO para bocais com  $r_c \geq 1,8 d$  é:

$$C_d = 0,9959 - \frac{2,720}{\sqrt{Re_d}} \quad (5.2)$$

Comparando-se os valores dos coeficientes das EQ. 5.1 e EQ. 5.2, e considerando o fato de que  $Re_{d(i, \mu_0)} \approx Re_d$ , os valores do  $C_d$  dos bocais empregados neste trabalho com  $r_c = d$  são

menores do que os valores dos  $Cd$  daqueles com  $r_c \geq 1,8 d$ . Por outro lado, o valor 2,944 do coeficiente do termo  $Re_d^{-0,5}$  da **EQ. 5.1**, é maior do que o valor do termo 2,720 correspondente da **EQ. 5.2**. Isto faz com que o  $Cd$  decresça mais rapidamente com o decréscimo de  $Re_d$  para bocais com  $r_c = d$ . A **FIG. 5.6** apresenta a curva  $Cd \times Re_d$  obtida na calibração dos Bs em confronto com a curva obtida empregando-se a **EQ. 5.2** proposta na norma ISO.



**FIGURA 5.6** – Comparação das curvas  $Cd$  como uma função de  $Re_d$  do BBS e da norma ISO [2005]

Comparando-se as curvas, verifica-se a tendência prevista para os bocais Bs de possuírem valores menores para o  $Cd$  em relação aos bocais ISO, para os mesmos valores de  $Re_d$  e do decréscimo mais rápido do  $Cd$  com o decréscimo de  $Re_d$ . Apesar das diferenças, as curvas de calibração dos bocais Bs3, Bs4 e Bs5 ficaram inseridas dentro da faixa limite inferior de incerteza de - 0,3 % da curva da norma ISO [2005] para todos os valores de  $Re_d$  estudados, e as curvas dos bocais Bs1 e Bs2 para  $Re_d$  acima de  $5 \times 10^4$ .

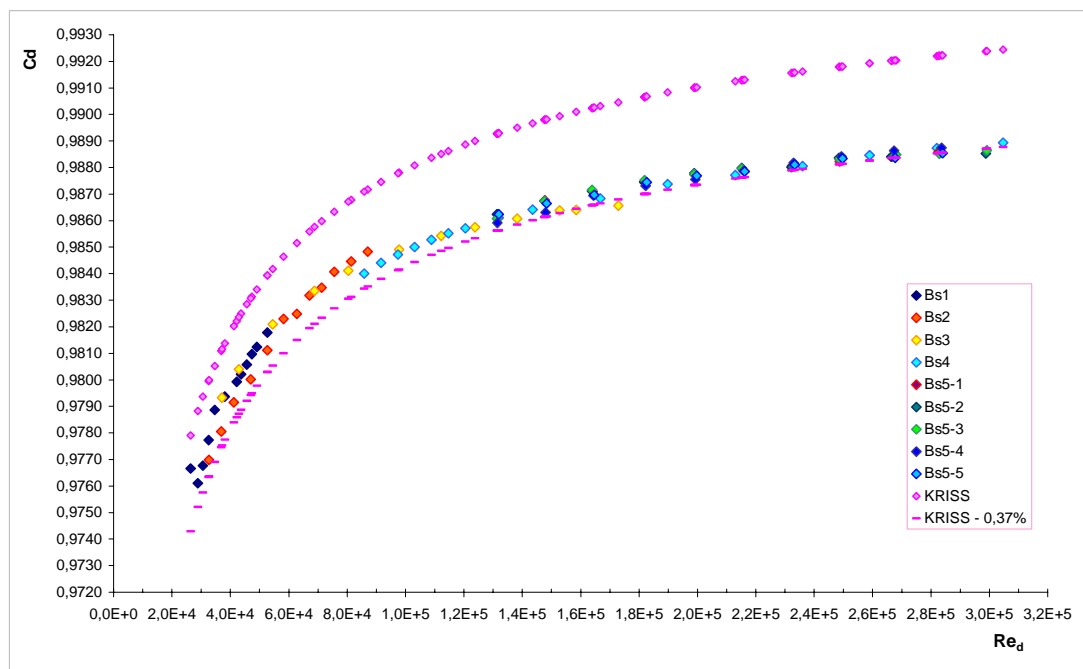
A equação proposta por Park et al. [2000] do KRISS resultante do ajuste dos pontos da curva  $Cd \times Re_d$  obtida após a correção do valor do diâmetro dos bocais é:

$$Cd = 0,9985 - \frac{3,3436}{\sqrt{Re_d}} \quad (5.3)$$



Comparando-se os valores dos coeficientes das **EQ. 5.1, 5.2 e 5.3**, verifica-se que os valores para o  $C_d$  do KRISS decrescerão ainda mais rapidamente com o decréscimo de  $Re_d$  do que os dos bocais Bs.

A **FIG. 5.7** apresenta a curva  $C_d \times Re_d$  obtida para os bocais Bs em confronto com a curva obtida empregando-se a **EQ. 5.3** obtida no KRISS. A curva resultante das calibrações dos bocais Bs, onde os diâmetros nominais dos bocais variaram de 0,79 mm a 6,35 mm, fica afastada em aproximadamente - 0,37% da curva KRISS, obtida para bocais ISO, com diâmetros nominais variando de 0,28 mm a 4,48 mm. Em ambos os casos, um artifício foi empregado para estimar o verdadeiro valor do diâmetro  $d$  dos bocais.

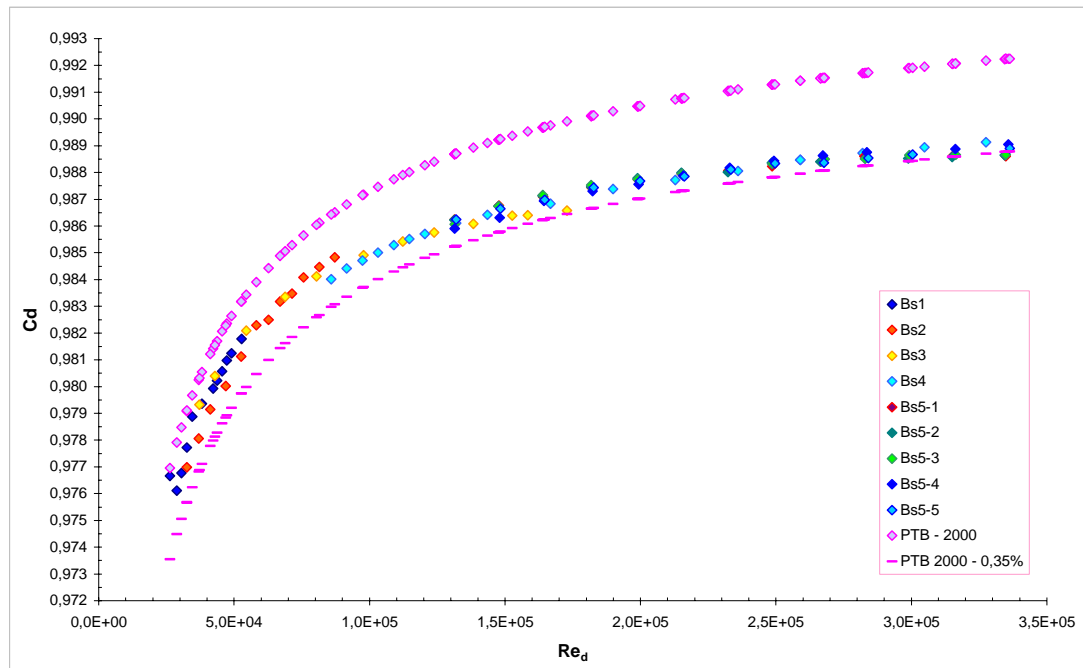


**FIGURA 5.7** – Comparação das curvas  $C_d$  como uma função de  $Re_d$  do BBS e do KRISS / Coréia

A **FIG. 5.8** apresenta a curva  $C_d \times Re_d$  obtida para os bocais Bs em confronto com a curva obtida pelo ajuste dos dados de todas as calibrações de bocais sônicos realizadas no PTB até o ano 2000. A faixa de  $Re_d$  analisada no PTB foi de  $1,2 \times 10^3$  a  $1 \times 10^6$  para medidores com diâmetros variando de 0,15 mm a 10 mm.

A equação que descreve a curva do PTB denominada PTB-2000 é:

$$C_d = 0,9982 - \frac{3,448}{\sqrt{Re_d}} \quad (5.4)$$



**FIGURA 5.8** – Comparação das curvas  $C_d$  como uma função de  $Re_d$  do BBS e do PTB-2000

A curva resultante das calibrações dos Bs fica afastada em aproximadamente - 0,35% da curva PTB-2000, um resultado muito semelhante com o obtido em relação à curva do KRISS .

## 5.2 Incerteza associada às calibrações

A **TAB. 5.7** é uma das planilhas de incerteza da calibração do Bocal Bs5-1 contra o padrão *bell prover*. Os resultados apresentados são de uma das medidas realizadas para o ponto de vazão em volume de aproximadamente 75 m<sup>3</sup>/h, nas condições de pressão e temperatura no *bell prover*, correspondente a uma vazão em massa de 81 kg/h.

A descrição das grandezas de entrada, os valores das incertezas associadas à calibração e os coeficientes de sensibilidade são apresentados em **4.2.6** do capítulo Metodologia. De acordo com os resultados da **TAB. 5.7** a maior contribuição para a incerteza combinada do  $C_d$  calibrado é a incerteza no valor da vazão em volume medida no padrão primário, que é de 74 %. Em seguida, a incerteza no valor do  $C^*$  contribui com 19 % e a incerteza nas medições da pressão na câmara *plenum* de alimentação do BBS, que contribui com 6 %.

**Tabela 5.7**  
Planilha de incerteza – Calibração do Bocal Bs5-1 contra o padrão primário *Bell Prover*

Grandeza de entrada			Incerteza padrão			Coefficiente de sensibilidade	Contribuição para a incerteza	
$X_i$	$\bar{x}_i$	Unidade	Fonte	$u(x_i)$	Tipo	$c_i$	$c_i \cdot u(x_i)$	Peso (%)
$Q_{Bell}$	74,818	m <sup>3</sup> /h	Calibração	0,07482	B	0,0132	0,00099	73,6
$P_{atm}$	92,166	kPa	Calibração	0,01400	B	0,0075	0,00010	0,8
			Variações	0,00006	A			
$p_{Bell}$	0,066	kPa	Calibração	0,00056	B	0,0107	0,00001	0,0
			Variações	0,00015	A			
$t_{Bell}$	22,97	°C	Calibração	0,10000	B	0,0033	0,00034	0,1
			Variações	0,00900	A			
$p_{ca}$	213,850	kPa	Calibração	0,08554	B	-0,0032	0,00028	5,8
			Variações	0,00089	A			
$t_{ca}$	21,63	°C	Calibração	0,00649	B	0,0017	0,00001	0,0
			Variações	0,00096	A			
$C^*$	0,6857		Equação semi-empírica	0,00035	B	-1,4409	-0,00050	19,0
$\mathcal{R}$	8.314,51	J/kmol.K	Literatura técnica	0	B	0	0	0
$M$	28,953	Kg/kmol	Equação semi-empírica	0,00120	B	0,0171	0,00002	0,0
$Z$	0,9997		Dedução	0,00001	B	-0,9883	-0,00001	0,0
$Cd$	0,9883		Reprodutibilidade	0,00010	A		0,00010	0,7

Incerteza padrão combinada	$u_c(Cd)$	0,00120
Graus efetivos de liberdade	$\nu_{eff}$	5628
Fator de abrangência	$t_{95}(\nu_{eff})$	1,96
Incerteza expandida	$U_{95}(Cd)$	0,24 %

A incerteza padrão combinada  $u_c(Cd)$  neste ponto foi de 0,12 % e o fator de abrangência obtido foi de 1,96. Entretanto, no cálculo da incerteza expandida, este fator é sempre arredondado para 2, obtendo-se uma estimativa mais conservativa.

A **TAB. 5.8** é uma das planilhas de incerteza da calibração do medidor rotativo de lóbulos contra o BBS. Os resultados apresentados são de uma das medidas realizadas para o ponto de vazão de 319 kg/h (265 m<sup>3</sup>/h, 20°C e 1 atm). A calibração foi realizada utilizando-se simultaneamente os bocais Bs5-1, Bs5-2, Bs5-3 e Bs5-4, onde, portanto, cada um deles mediu aproximadamente 80 kg/h.

Tabela 5.8

Planilha de incerteza – Calibração do medidor rotativo de lóbulos contra os bocais Bs5-1, Bs5-2, Bs5-3 e Bs5-4

Grandeza de entrada			Incerteza padrão			Coefficiente de sensibilidade	Contribuição para a incerteza	
$X_i$	$\bar{x}_i$	Unidade	Fonte	$u(x_i)$	Tipo	$c_i$	$c_i \cdot u(x_i)$	Peso (%)
$Cd_{Bs5-1}$	0,9882		Calibração	0,00125	B	-0,2529	0,00032	81,1
$Cd_{Bs5-2}$	0,9882		Calibração	0,00125	B	-0,2529	0,00032	
$Cd_{Bs5-3}$	0,9883		Calibração	0,00120	B	-0,2530	0,00030	
$Cd_{Bs5-4}$	0,9883		Calibração	0,00120	B	-0,2533	0,00030	
$N_{Rot}$	10084	pulsos	Contagem	0	A	0	0	0
$K_{ind}$	720,262	pulsos/m <sup>3</sup>	Fabricante	0	B	0	0	0
$\tau_{Rot}$	180,346	s	Calibração	0,00001	B	-0,0055	0,00000	0,0
$P_{atm}$	91,774	kPa	Calibração	0,01400	B	0,0070	0,00010	0,5
			Variações	0,00007	A			
$p_{Rot}$	4,653	kPa	Calibração	0,00186	B	0,0104	0,00009	0,4
			Variações	0,00864	A			
$t_{Rot}$	21,097	°C	Calibração	0,00633	B	-0,0034	0,00002	0,0
			Variações	0,00216	A			
$p_{ca}$	207,590	kPa	Calibração	0,08304	B	-0,0033	0,00028	4,2
			Variações	0,01238	A			
$t_{ca}$	19,783	°C	Calibração	0,00593	B	0,0017	0,00001	0,0
			Variações	0,00439	A			
$C^*$	0,6857		Equação semi-empírica	0,00035	B	-1,4587	-0,00051	13,6
$\mathcal{R}$	8.314,51	J/kmol.K	Literatura técnica	0	B	0	0	0
$M$	28,953	Kg/kmol	Equação semi-empírica	0,00120	B	0,0173	0,00002	0,0
$Z_{Rot}$	0,9997		Equação semi-empírica	0,00001	B	-1,00050	-0,00001	0,0
$e$	0,0002		Reprodutibilidade	0,00006	A		0,00006	0,2

Incerteza padrão combinada	$u_c(e)$	0,00138
Graus efetivos de liberdade	$\nu_{eff}$	33927
Fator de abrangência	$t_{95}(\nu_{eff})$	1,96
Incerteza expandida	$U_{95}(e)$	0,28 %

A descrição das grandezas de entrada, os valores das incertezas associadas à calibração e os coeficientes de sensibilidade são apresentados em 4.3.5 do Capítulo Metodologia. De acordo com os resultados da TAB. 5.8 a maior contribuição para a incerteza combinada do erro relativo  $e$  calibrado é de 81 % e, como ocorreu na calibração dos bocais contra o *bell prover*, corresponde à incerteza no valor da vazão medida pelo padrão, que neste caso são os bocais

sônicos (padrões secundários). A segunda maior contribuição foi também do  $C^*$  que contribuiu com 13,6 % seguida da incerteza na medição da pressão na câmara *plenum*, com 4%. A incerteza padrão combinada  $u_c(e)$  neste ponto foi de 0,14 % e a incerteza expandida  $U_{95}(e)$  foi de 0,28 %.

### 5.3 Desempenho do BBS

Para interpretar o significado das diferenças entre os erros encontrados nas calibrações realizadas no CETEC e no NMI, para os diferentes valores de  $Re_{Rot}$ , foi empregado o método do erro normalizado  $En$  definido pela expressão:

$$En = \frac{e_{CETEC} - e_{NMI}}{\sqrt{U^2(e_{CETEC}) + U^2(e_{NMI})}} \quad (5.5)$$

A FIG. 5.9 apresenta os resultados encontrados para o erro relativo do medidor rotativo de lóbulos, nas calibrações realizadas no CETEC e no NMI, para vazões  $Q_{ind}$  de 22 m<sup>3</sup>/h a 450 m<sup>3</sup>/h (24 kg/h a 545 kg/h), correspondentes a valores de  $Re_{Rot}$  de  $4,6 \times 10^3$  a  $1,1 \times 10^5$ .

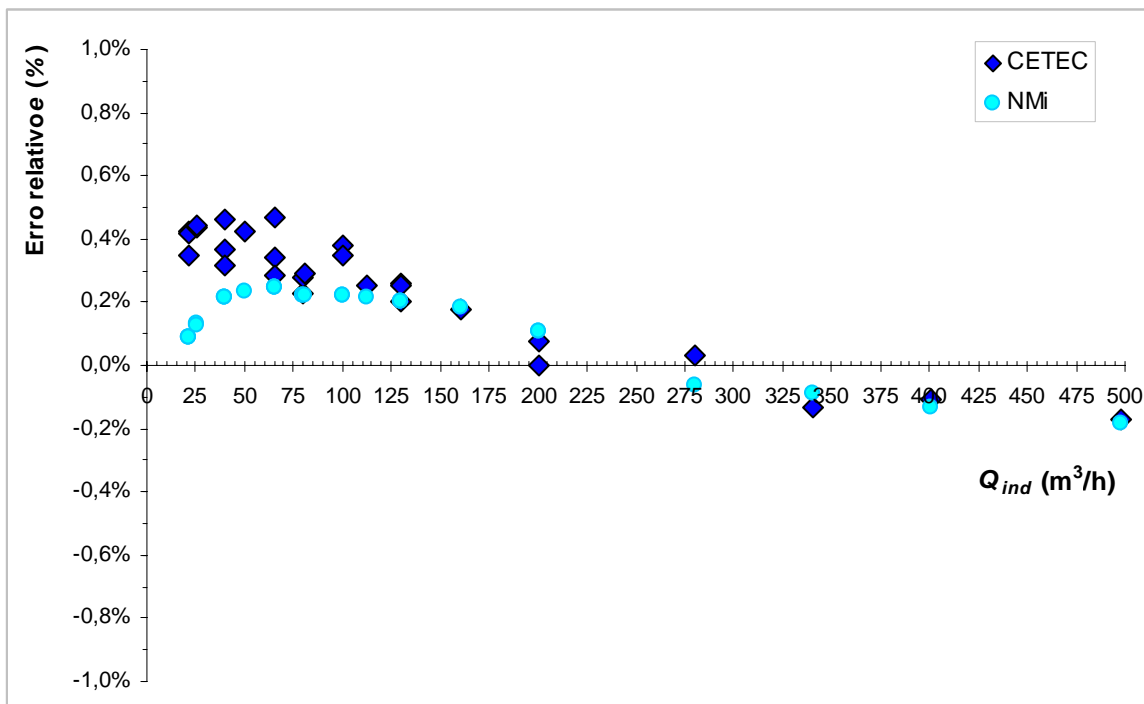
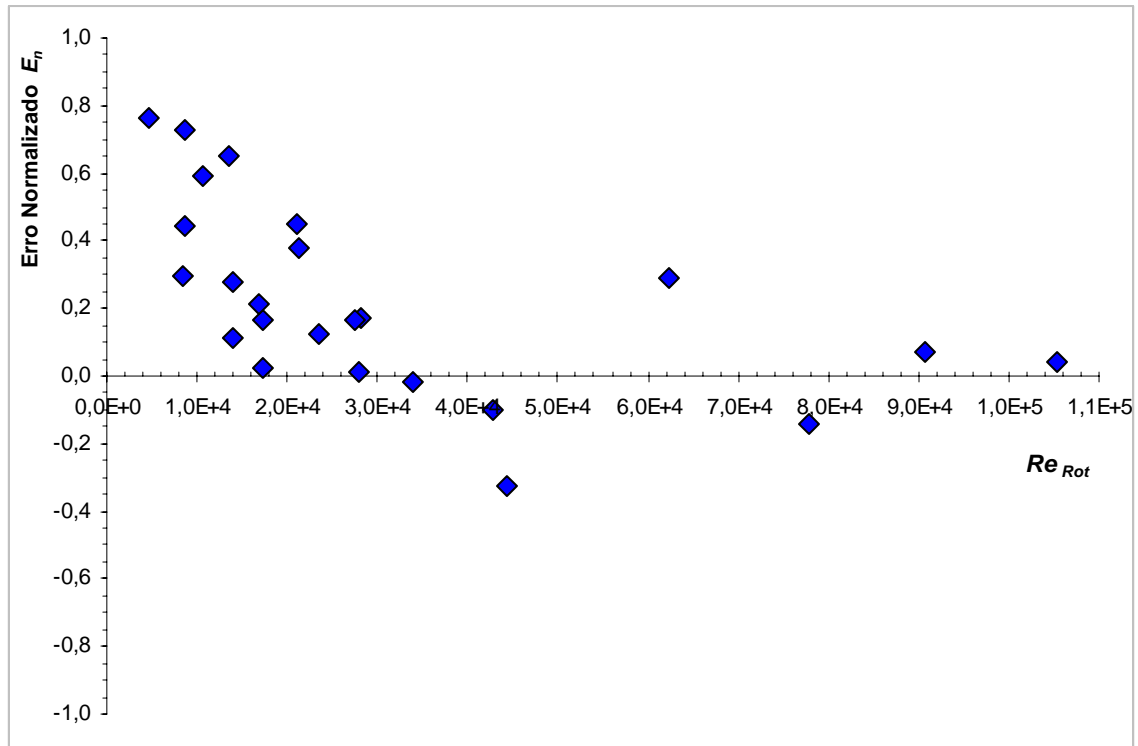


FIGURA 5.9 – Erro Normalizado  $En$  encontrado para os diferentes pontos de vazão calibrados

Como pode ser observado, as maiores diferenças entre os resultados ocorreram nas vazões mais baixas, de  $22 \text{ m}^3/\text{h}$  a  $65 \text{ m}^3/\text{h}$ , correspondentes, respectivamente, a  $Re_{Rot}$  de  $4,6 \times 10^3$  a  $1,4 \times 10^4$ . Entretanto, a diferença “ $e_{CETEC} - e_{NMI}$ ” não ultrapassou 0,3 %, o que fez com que o erro normalizado  $En$  não extrapolasse a faixa de -1 a +1 como mostrado na **FIG. 5.10**.



**FIGURA 5.10** – Resultados das calibrações do medidor rotativo de lóbulos -  $e \times Re_{Rot}$

Por outro lado, para os pontos de vazão acima de  $65 \text{ m}^3/\text{h}$ , ou seja, para  $Re_{Rot}$  acima de  $1,4 \times 10^4$ , houve um elevado grau de concordância entre os resultados, com os valores de  $En$  ficando compreendidos dentro da faixa de - 0,5 a + 0,5. As calibrações foram realizadas com combinações de bocais sônicos no BBS que garantissem a utilização de todos os nove Bs. A **TAB. 5.9** mostra dez dos resultados obtidos.

A **TAB. 5.10** apresenta resultados de calibrações do mesmo ponto de vazão utilizando combinações diferentes entre os Bs. Por exemplo, para o ponto de vazão de  $\approx 27,5 \text{ kg/h}$  a calibração utilizando os bocais Bs1 ( $dn = 0,79 \text{ mm}$ ), Bs2 ( $dn = 1,1 \text{ mm}$ ) e Bs3 ( $dn = 2,2 \text{ mm}$ ) combinados é comparada com a calibração utilizando apenas o bocal Bs4 ( $dn = 4,5 \text{ mm}$ ). Uma diferença absoluta de apenas 0,01 % foi encontrada para o erro  $e$  do medidor rotativo. Estes dados demonstram que resultados equivalentes são obtidos para o mesmo  $Re_{Rot}$ , utilizando-se diferentes combinações de bocais sônicos no BBS.

Tabela 5.9

Resultados de dez pontos de vazão do medidor rotativo de lóbulos calibrados pelo BBS e comparados com os resultados de sua calibração no NMI, para um mesmo número de Reynolds

PONTO		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
<b>BOCAIS SÔNICOS UTILIZADOS NA MEDIÇÃO</b>		Bs1 Bs2 Bs3	Bs1 Bs4	Bs1 Bs5-1	Bs3 Bs4 Bs5-1	Bs5-1 Bs5-2	Bs5-1 Bs5-2 Bs5-3	Bs5-1 Bs5-2 Bs5-3 Bs5-4	Bs5-1 Bs5-2 Bs5-3 Bs5-4 Bs5-5	Bs5-1 Bs5-2 Bs5-3 Bs5-4 Bs5-5	Bs5-1 Bs5-2 Bs5-3 Bs5-4 Bs5-5
<b>Parâmetros medidos no BBS</b>											
Vazão em massa total	$m$ (kg/h)	23,60	43,87	88,19	142,49	174,58	222,52	318,85	400,11	483,50	543,71
Pressão de estagnação	$P_0$ (kPa)	511,77	318,71	325,65	330,90	328,45	279,17	299,36	301,34	364,49	410,25
Temp. de estagnação	$t_0$ (°C)	19,9	19,2	18,9	23,3	20,8	20,6	19,8	21,6	22,5	23,2
Pressão atmosférica	$P_{atm}$ (kPa)	92,59	92,42	92,35	92,17	92,14	91,97	91,77	92,16	92,09	91,99
<b>Parâmetros medidos no medidor rotativo de lóbulos</b>											
Vazão real	$Q_{Rot}$ (m <sup>3</sup> /h)	21,45	38,87	79,85	129,89	160,04	199,73	279,41	341,04	401,69	499,06
Vazão indicada	$Q_{ind}$ (m <sup>3</sup> /h)	21,52	40,01	80,03	130,15	160,34	199,95	279,47	340,64	401,17	498,09
Temperatura	$t_{Rot}$ (°C)	20,2	19,7	19,5	23,1	21,2	21,9	21,1	21,5	21,7	22,6
Pressão absoluta	$P_{Rot}$ (kPa)	92,62	92,54	92,83	93,34	92,2	94,40	96,43	99,26	101,93	92,52
<b>Erro relativo e Incerteza</b>											
Erro relativo CETEC	$e$ (%) <sub>CETEC</sub>	0,34	0,36	0,23	0,20	0,19	0,11	0,02	-0,12	-0,13	-0,19
Erro relativo NMI	$e$ (%) <sub>NMI</sub>	0,09	0,21	0,22	0,20	0,19	0,11	-0,06	-0,09	-0,13	-0,19
Incerteza CETEC	$U_{95\%}$ (%) <sub>CETEC</sub>	0,28	0,28	0,28	0,28	0,28	0,28	0,27	0,27	0,27	0,28
Incerteza NMI	$U_{95\%}$ (%) <sub>NMI</sub>	0,19	0,19	0,19	0,19	0,19	0,19	0,19	0,19	0,19	0,19
<b>Erro Normalizado</b>											
EQ. 5.5	$En$	0,73	0,42	0,02	0,00	0,01	0,01	0,25	-0,09	0,00	-0,02

Tabela 5.10

Resultados de calibração do medidor rotativo de lóbulos utilizando diferentes combinações de bocais sônicos

BOCAIS SÔNICOS UTILIZADOS NA MEDIÇÃO		Bs2 Bs3	Bs4	Bs1 Bs2 Bs3	Bs4	Bs5-1	Bs5-3	Bs3 Bs4 Bs5-3	Bs5-1 Bs5-2
<b>Parâmetros medidos no BBS</b>									
Vazão em massa	$m$ (kg/h)	23,72	23,55	27,47	27,45	109,12	109,74	144,22	141,33
<b>Parâmetros medidos no medidor rotativo de lóbulos</b>									
Vazão real	$Q_{Rot}$ (m <sup>3</sup> /h)	21,61	21,47	23,45	25,01	100,22	99,70	129,61	129,58
Vazão indicada	$Q_{ind}$ (m <sup>3</sup> /h)	21,71	21,55	25,56	25,12	100,57	100,00	129,94	129,91
Nº de Reynolds	$Re_{Rot}$	$4,6 \times 10^3$	$4,6 \times 10^3$	$5,3 \times 10^3$	$5,3 \times 10^3$	$2,1 \times 10^4$	$2,1 \times 10^4$	$2,8 \times 10^4$	$2,8 \times 10^4$
<b>Erro relativo</b>									
Erro relativo	$e$ (%)	0,42	0,41	0,44	0,43	0,35	0,35	0,25	0,25

## 6 CONCLUSÕES

O objetivo deste trabalho foi projetar um medidor do tipo banco de bocais sônicos (BBS) para se constituir em um dos padrões secundários do Laboratório de Vazão de Gás, LVG, da Fundação Centro Tecnológico de Minas Gerais, CETEC.

No BBS projetado os bocais sônicos são instalados em cinco tubulações paralelas conectadas a uma câmara comum, por meio da qual o fluxo de ar é alimentado e distribuído simultaneamente para mais de um bocal ou para apenas um deles. Cada uma das tubulações é provida de duas válvulas de bloqueio instaladas a jusante do bocal, o que permite que o fluxo seja dirigido para um ou mais bocais componentes do banco. O projeto mecânico do BBS desenvolvido possui uma concepção construtiva inédita com dimensões e mobilidade compatíveis para o seu uso em laboratório. O BBS pode operar concomitante com até cinco bocais sônicos, os quais podem ser facilmente trocados por outros de diferentes faixas, cobrindo a faixa total de medição de 1 kg/h a 545 kg/h (0,85 m<sup>3</sup>/h a 450 m<sup>3</sup>/h, nas condições de referência de 20°C e 1 atm).

Nove bocais foram selecionados para o BBS, sendo cinco com  $dn$  de 6,35 mm e os outros quatro com  $dn$  de 0,79 mm, 1,1 mm, 2,2 mm, 4,50 mm, respectivamente. O número e o tamanho dos diâmetros dos bocais sônicos foram definidos a partir das seguintes premissas:

- A faixa de medição do padrão primário *bell prover* do LVG, contra o qual os bocais foram calibrados, que é de 1 kg/h a 109 kg/h (0,85 m<sup>3</sup>/h a 90,5 m<sup>3</sup>/h).
- A utilização concomitante de bocais do mesmo tamanho, para proporcionar a vazão máxima de 545 kg/h (450 m<sup>3</sup>/h) estabelecida para o BBS, a uma pressão de estagnação compatível com o sistema de compressão do laboratório.
- A utilização de bocais menores e de diferentes tamanhos para completar a faixa de vazão a partir de 1 kg/h.
- A garantia de que a razão entre a pressão de jusante e a pressão de montante dos bocais permaneceriam abaixo da razão crítica de contrapressão até a vazão máxima de



109 kg/h, em cada ramal de fluxo do banco, a uma pressão absoluta de montante máxima de 700 kPa.

As faixas de vazão em que cada bocal sônico foi calibrado foram determinadas de modo a proporcionar uma superposição de valores entre eles e que, ao mesmo tempo, garantisse que a condição crítica estivesse estabelecida.

A análise dos resultados obtidos nos testes de avaliação do desempenho do banco de bocais sônicos desenvolvido demonstrou:

- O coeficiente de descarga do medidor bocal sônico  $C_d$  é uma função do número de Reynolds na sua garganta  $Re_d$ .
- Os valores para o  $C_d$  obtidos em calibrações individuais dos bocais sônicos, contra um padrão primário do laboratório, podem ser empregados no uso concomitante dos mesmos no BBS. O banco de bocais sônicos permitiu medições de vazões de até 545 kg/h utilizando, em operação conjunta, bocais sônicos calibrados em vazões de até 109 kg/h.
- A perda de carga causada pelo pequeno trecho de tubo de 132 mm de comprimento e 22 mm de diâmetro interno entre a câmara *plenum* e a entrada do bocal em cada um dos seus cinco ramais, faz com que as condições na câmara não representem exatamente as condições de estagnação na entrada do bocal. Um método analítico foi desenvolvido para o cálculo das condições de estagnação a partir das medições na câmara *plenum*. Entretanto, estas correções não influíram no valor final das medições.
- A utilização de uma câmara comum para alimentar o fluxo de ar em um conjunto de medidores instalados em paralelo permitiu que a determinação das pressões e das temperaturas a montante dos bocais fosse realizada com apenas uma tomada de pressão e uma tomada de temperatura nesta câmara *plenum* comum, facilitando significativamente a operação, e reduzindo os custos com instrumentação e manutenção.

- O procedimento de cálculo indireto adotado para corrigir o valor dos diâmetros dos bocais utilizando a expressão teórica para o cálculo do  $Cd$  proposta por Ishibashi e Takamoto mostrou-se eficaz. As curvas de calibração dos bocais quando comparadas com outras curvas da revisão bibliográfica apresentam uma defasagem de no máximo  $-0,37\%$ .
- O procedimento utilizado para quantificar a equivalência do BBS com um padrão de outro laboratório mostrou-se eficaz. Um medidor rotativo de lóbulos recém adquirido pelo laboratório foi calibrado contra o BBS. Os resultados obtidos foram comparados com os resultados da calibração deste mesmo medidor realizada no instituto nacional de metrologia da Holanda, o *Nederlands Meetinstituut* – NMI. O método de comparação empregado foi o método do erro normalizado, considerando-se como valores de referência os resultados obtidos no NMI. Para todos os pontos de vazão calibrados os valores do erro normalizado ficaram inseridos na faixa de  $-1$  a  $+1$ . O grau de concordância aumentou significativamente para as vazões acima de  $10\%$  da vazão máxima do medidor rotativo de lóbulos, ou seja, acima de  $65\text{ kg/h}$ .
- A incerteza expandida  $U_{95\%}$  alterou-se de  $0,20\%$  para no máximo  $0,26\%$  na transferência do valor medido pelo padrão primário para o BBS.
- O desempenho demonstrado pelo BBS neste processo de avaliação empregado ratificou o propósito de considerá-lo um padrão secundário do laboratório LVG do CETEC na calibração de medidores de vazão de gás.
- A faixa de medição do CETEC rastreável ao seu padrão primário expandiu-se de  $0,85\text{ m}^3/\text{h} - 90,5\text{ m}^3/\text{h}$  para  $0,85\text{ m}^3/\text{h} - 450\text{ m}^3/\text{h}$ . Esta cadeia interna de rastreabilidade poderá ser ampliada com a utilização de bancos de medidores calibrados contra o BBS.

## 6 SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

Considerando que na avaliação do desempenho do BBS, o erro normalizado referente ao estudo comparativo com um medidor rotativo de lóbulos, foi maior nas vazões mais baixas, de 24 kg/h a 70 kg/h, uma nova comparação do BBS com um medidor de vazão que utilize um princípio físico mais eficiente nesta faixa de vazão, como, por exemplo, um bocal sônico calibrado contra um padrão primário de outro laboratório, contribuiria para conclusões importantes relacionadas a todos os medidores envolvidos no estudo.

As características construtivas particulares do BBS, aliadas às diversas condições em que o escoamento de ar é submetido ao atravessá-lo, instigam uma investigação no campo da simulação numérica. Um estudo em CFD, mesmo restrito ao escoamento até a garganta dos bocais, pode avaliar vários aspectos importantes relativos às limitações que a configuração geométrica do BBS impõe.

## ABSTRACT

The transfer of the highly accurate measurement values obtained with primary standards to a gas meter of continuous operation, such as those employed in practical processes, is realised by means of a traceable calibration chain. In a calibration chain a primary standard is used to calibrate a secondary standard meter which is employed for the direct or indirect calibration of a process meter. Desirable attributes of a good secondary standard are its ability to transfer the quantity with a minimum loss of accuracy as well as operational flexibility. The sonic nozzle has this profile, because it is portable, robust, and it is easy to operate. In addition, its technological principles give it a great metrological stability, due to the fact that it is free of mobile or electronic components, thus allowing large calibration periods. The main object of this research work was to design, build and evaluate a gas flow meter made up by a set of sonic nozzles arranged as a sonic nozzle array (SNA) to become a secondary standard of the Gas Flow Laboratory of the Technological Centre Foundation of the State of Minas Gerais (CETEC). The developed SNA engineering design has a novel conception which makes it especially suited for laboratory use. The standard can operate simultaneously with up to 5 sonic nozzles, which can easily be replaced by others of different ranges. Its measurement range is 1 kg/h to 545 kg/h ( $\approx 450 \text{ m}^3/\text{h}$  in standard condition of 20 °C, 1 atm). SNA performance was evaluated in a two-phase process. In the first phase each of the sonic nozzles were individually calibrated against the 0.85 m<sup>3</sup>/h – 90.5 m<sup>3</sup>/h CETEC bell prover primary standard. Expanded uncertainty,  $U_{95\%}$ , has changed from 0.20 % to a maximum of 0.26 % when transferring measured gas flow values from the primary standard to the SNA. In the second phase a rotary gas meter was calibrated against the SNA in the range of 22 m<sup>3</sup>/h to 450 m<sup>3</sup>/h. The results of the rotary gas meter calibration against SNA were compared to corresponding results of a calibration carried out by the Nederlands Meetinstituut (NMI). SNA performance not only has characterised it as a secondary gas flow standard but also has significantly expanded the range of CETEC gas flow traceable to its primary standard. CETEC traceable calibration range has changed from 0.85 m<sup>3</sup>/h – 90.5 m<sup>3</sup>/h to 0.85 m<sup>3</sup>/h – 450 m<sup>3</sup>/h. Moreover, CETEC now possesses a secondary standard which is traceable to its own primary standard and this new reference may be propagated to other gas meter arrays, as calibrated against the SNA.

**Key words:** *sonic nozzle, sonic nozzle array, choked flow, gas flow measurement*

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

1. AMERICAN SOCIETY OF MECHANICAL ENGINEERS. *ASME / ANSI MFC – 7M: measurement of gas flow by means of critical flow Venturi nozzles*. New York, 1987.
2. AMERICAN GAS ASSOCIATION – AGA. Transmission Measurement Committee Report № 8. *Compressibility factors of natural gas and other related hydrocarbon gases*. Second Edition, Arlington, 1994. 204p.
3. AGÊNCIA NACIONAL DE PETRÓLEO – ANP. Portaria conjunta n. 01, de 19 de junho de 2000. *Regulamento técnico de medição de petróleo e gás natural*.
4. ASSOCIAÇÃO BRASILEIRA DE NORMAS TÉCNICAS – ABNT. *Guia para a expressão da incerteza de medição. Segunda Edição Brasileira do “Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement”*. Rio de Janeiro: ABNT, INMETRO, SBM, 1998. 121 p.
5. ARNBERG, B. T. Review of critical flowmeters for gas measurements. *Journal of Basic Eng. – Transactions of the ASME, Series D*, v.84, n. 4, p. 447-460, Dec. 1962.
6. ARNBERG, B. T.; BRITTON, C. L.; SEIDL, W. F. Discharge coefficient correlations for circular-arc Venturi flowmeters at critical (sonic) flow. *Journal of Fluids Eng., Transactions of the ASME, ASME Paper N 73 - WA/FM-8*, New York, 1973.
7. BIGNELL, N.; TAKAMOTO, M. Editorial. *Flow Measurement and Instrumentation*, v. 11, p. 255, Dec. 2000.
8. BIGNELL, N. Using small sonic nozzles as secondary flow standards. *Flow Measurement and Instrumentation*, v. 11, p. 329-337, Dec. 2000.
9. CHOI, Y. M.; PARK, K. A.; PARK, S. O. Interference effect between sonic nozzles. *Flow Measurement and Instrumentation*, v. 8, n. 2, p. 113-119, 1997.

10. CHOI, Y. M. et al. Interference effects of three sonic nozzles of different throat diameters in the same meter tube. *Flow Measurement and Instrumentation*, v. 10, p. 175-181, 1999.
11. CHURCH Jr, E. F. S. *Steam Turbines*. 3rd ed., McGraw-Hill Book Company, Inc., 1950.
12. DAVIS, R. S. Equation for the determination of the density of moist air. *Metrologia*, v. 29, p. 67-70, 1992.
13. DIETRICH, H. et al. Flow meter calibration with sonic nozzles in high-pressure natural gas. In: THE 10<sup>TH</sup> INTERNATIONAL CONFERENCE ON FLOW MEASUREMENT. FLOMEKO'2000, Salvador. *Proceedings....*
14. DIETRICH, H. et al. High-accuracy test rig for gas flows from 0.01 m<sup>3</sup>/h up to 25000 m<sup>3</sup>/h. In: INTERNATIONAL CONFERENCE IMEKO'99. Osaka, 1999. p. 13-18. *Proceedings..*
15. FOX, R. W.; McDONALD, A. T. *Introdução à Mecânica dos Fluidos*. 4. Ed. Rio de Janeiro: LCT Livros Técnicos e Científicos Editora S. A., 1998. 662p.
16. GEROPP, D. Laminare Grenzschichten In Ebenen Und Rotationssymmetrischen
17. Lavalduesen," *Deutsche Luft- Und Raumfahrt, Forschungsbericht*, 1971. p. 71-90.
18. GIACOMO, P. Equation for the determination of the density of moist air. *Metrologia*, v. 18, p. 33-40, 1982
19. GRACE, H. P.; LAPPLE, C. E. Discharge coefficients of small-diameter orifices and flow nozzles. *Transactions of the ASME*, v. 73, p. 639-647, Jul. 1951.
20. HALL, G. W. Application of boundary layer theory to explain some nozzle and venturi flow peculiarities. *Proc. Instn. Mech. Engrs.*, v. 173, n. 36, p. 837-842, 1959.
21. HALL, I. M. Transonic flow in two-dimensional and axially-symmetric nozzles. *Quart. Journ. Mech. and Applied Math*, v. 15, n. 4, p. 487-508, 1962.

22. HAYAKAWA, M. et al. Development of a transfer standard with sonic Venturi nozzles for small mass flow rates of gases. *Flow Measurement and Instrumentation*, v. 11, p. 279-283, Dec. 2000.
23. HISTÓRIA EM REVISTA. Impérios em ascensão. Antigas inovações. 400 a. C. – 200 d. C. Rio de Janeiro: Abril Livros Ltda. 1991. p. 161.
24. HOBBS, J. M. Variable area and pressure difference flowmeters. *J. Phys. E: Sci. Instrum.*, v.20, p. 10-18, 1987.
25. INTERNATIONAL ORGANIZATION OF STANDARDIZATION. *ISO 9300*: measurement of gas flow by means of critical flow Venturi nozzles. Geneva, 1990. 66 p.
26. INTERNATIONAL ORGANIZATION OF STANDARDIZATION. *ISO 9300*: measurement of gas flow by means of critical flow Venturi nozzles. 2005. 38 p.
27. ISHIBASHI, M.; TAKAMOTO, M. Methods to calibrate a critical nozzles and flowmeter using reference critical nozzles. *Flow Measurement and Instrumentation*. v.11, p. 293-303, Dec. 2000.
28. ISHIBASHI, M.; TAKAMOTO, M. Theoretical discharge coefficient of a critical circular-arc nozzle with laminar boundary layer and its verification by measurements using super-accurate nozzles. *Flow Measurement and Instrumentation*, v. 11, p. 305-313, Dec. 2000.
29. ISHIBASHI, M. et al. Precise calibration of critical nozzles of various shapes at the Reynolds number of  $0.8-2.5 \times 10^5$ . In: FLOW MEASUREMENT IN THE MID 90'S. THE 7<sup>TH</sup> INTERNATIONAL CONFERENCE ON FLOW MEASUREMENT. "FLOMEKO'94". 1994, Glasgow. 7p. *Proceedings ...*
30. JOHNSON, A.; KEGEL, T. Uncertainty and traceability for the CEESI Iowa natural gas facility. *J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol.* v. 109, n. 3, p. 345-369, 2004.

31. JOHNSON, A. N. et al. Numerical characterization of the discharge coefficient in critical nozzles. In: NCSL WORKSHOP & SYMPOSIUM. Albuquerque, 1998. *Proceedings.....* p. 407-422.
32. JOHNSON, R. C. Calculations of real-gas effects in flow through critical flow nozzles. *Journal of Basic Eng., Transactions of the ASME*, v.86, n.3, p. 519-526, Sept. 1964.
33. JOHNSON, R. C. Real-Gas Effects in Critical Flow Through Nozzles and Tabulated Thermodynamic Properties. *NASA Technical Note D-2565, National Aeronautics and Space Administration*, Washington, D.C., Jan. 1965.
34. JOHNSON, R. C. Calculations of the flow of natural gas through critical flow nozzles. *Journal of Basic Eng., Transactions of the ASME*, v.92, n.3, p. 580-589, Sept. 1970.
35. KASTNER, L. J.; WILLIAMS, T. J.; SOWDEN, R. A. Critical-flow nozzle meter and its application to the measurement of mass flow rate in steady and pulsating streams of gas. *Journal Mechanical Engineering Science*, v. 6, n. 1, p. 88-98, 1964.
36. KULUVA, N. M.; HOSACK, G. A. Supersonic nozzle discharge coefficients at low reynolds numbers. *AIAA Journal*, v. 9, n. 9, p. 1876-1879, Sept. 1971.
37. MORAN, J. M.; SHAPIRO, H. N. *Fundamentals of Engineering Thermodynamics*. John Wiley & Sons Inc., 1988. 707 p.
38. MILLER, R. W. *Flow Measurement Engineering Handbook*. 2nd ed. New York: McGraw-Hill Inc., 1989.
39. NAKAO, S. Choking Phenomenon of Sonic Venturi Nozzles on Low Reynolds Numbers. In: THE 9<sup>TH</sup> INTERNATIONAL CONFERENCE ON FLOW MEASUREMENT FLOMEKO, 1998, Lund, Suécia. *Proceedings....*
40. NAKAO, S.; TAKAMOTO, M. Choking phenomena of sonic nozzles at low Reynolds numbers. *Flow Measurement and Instrumentation*, v.11, p. 285-291, Dec. 2000.



41. NAKAO, S.; YOKOI, Y.; TAKAMOTO, M. Development of a calibration facility for small mass flow rates of gas and the uncertainty of a sonic venturi standard. *Flow Measurement and Instrumentation*, v.7, n.2, p. 77-83, 1996.
42. PAIK, J. S.; PARK, K. A. ; PARK, J. T. Inter-laboratory comparison of sonic nozzles at KRISS. *Flow Measurement and Instrumentation*, v. 11, p. 339-344, Dec. 2000.
43. PARK, K. A. et al. Characteristics of small sonic nozzles. In: The 10<sup>th</sup> International Conference on Flow Measurement. In: THE 10<sup>TH</sup> INTERNATIONAL CONFERENCE ON FLOW MEASUREMENT FLOMEKO, 2000, Salvador. *Proceedings....*
44. PARK, K. A. et al. The evaluation of critical pressure ratios of sonic nozzles at low Reynolds numbers. *Flow Measurement and Instrumentation*, v. 12, p. 37-41, Mar. 2001.
45. PEIGNELIN, M. G. Calibration of high pressure gas meters with sonic nozzles. *Journal of the Institute of Measurement and Control*. v.5, n.11, p. 440-446, Nov. 1972.
46. RHYMING, INGEL L. *Dynamique des Fluides* - Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, Deuxième édition, 1991.
47. SANTOS, M. L. M., 2002, “Montagem e calibração de um banco de bocais sônicos”. Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica) – Escola de Engenharia da UFMG, Belo Horizonte. 175 p.
48. SCHLEY, P. et al. Simulation of critical nozzle flow considering real gas effects. In: THE 10<sup>TH</sup> INTERNATIONAL CONFERENCE ON FLOW MEASUREMENT. FLOMEKO’2000, Salvador. *Proceedings....*
49. SCHMIDT, B.; MARTIN, R.; HOUSE, C. Behavior of high-pressure air in critical-flow through nozzles. *J. Thermophysics*, v. 4, n. 1, p. 37-41, Jan. 1990.
50. SCHROYER, H. R. Sonic nozzles for gas meter calibration, Part 1 *Pipeline and Gas Journal*. v. 200, n.11, p. 31-32, Sept. 1973.

51. SCHROYER, H. R. Sonic nozzles for gas meter calibration, Part 2. *Pipeline and Gas Journal*. v. 200, n.13, p. 64, 66, 68, 84, Nov. 1973.
52. SHAPIRO, A. H. *The dynamics and thermodynamics of compressible flow*. New York: John Wiley & Sons, 1953. v.1.
53. SMITH Jr., R. E.; MATZ, R. J. A theoretical method of determining discharge coefficients for venturis operating at critical flow conditions. *Journal of Basic Engineering – Transactions of the ASME*, v. 84, n. 4, p. 434-446, Dec.1962.
54. SPANISZLO, A. J. Experimental and analytical sonic nozzle discharge coefficients for Reynolds numbers up to  $8 \times 10^6$ . *Journal of Eng. Power*, p. 521-526, 1975.
55. STEWART, D. G.; WATSON, J. T.; VAIDYA, A. M. A new correlation for the critical mass flux of natural gas mixtures. *Flow Measurement and Instrumentation*. v.11, p. 265-272, Dec. 2000.
56. STEWART, D. G. ; WATSON, J. T.; VAIDYA, A. M. Improved critical flow factors and representative equations for four calibration gases. *Flow Measurement and Instrumentation*. v.10, p. 27-34, 1999.
57. STRATFORD, B. S. The calculation of the discharge coefficient of profiled choked nozzle and the optimum profile for absolute air flow measurement. *Journal of the Royal Aeronautical Society*. v.68, n. 640, p. 237-245, Apr. 1964.
58. SULIVAN, D. A. Historical review of real-fluid isentropic flow models. *Journal of Fluids Engineering, Transactions of the ASME*, v. 103, p. 258-267, June 1981.
59. SZANISZLO, A. J. Experimental and analytical sonic nozzle discharge coefficients for Reynolds numbers up to  $8 \times 10^6$ . *Journal of Engineering for Power*. Transactions of the ASME, p. 521-526, Oct 1975.
60. TANG, S. Discharge Coefficients for Critical Flow Nozzles and Their Dependence on Reynolds Numbers," Ph.D. Thesis, Princeton Univ., 1969.

61. TANG, S. P.; FENN, J. B. Experimental determination of the discharge coefficients for critical flow through an axisymmetric nozzles. *AIAA Journal*, v. 16, n. 1, p. 41-46, Jan. 1978.
62. TING, V. C.; JONES, E. H.; FERGUNSON, D. G.; CALDWELL, S. Discharge coefficient changes in critical flow Venturi nozzles after severe field service. *ASME Fluids Eng. Division Summer Meeting – FEDSM'97*. Jun., 1997.
63. TIME LIFE Inc. *Impérios em ascensão: 400 a.C. – 200 d.C.* 2.ed. Rio de Janeiro: Abril Livros Ltda., 1991. 175 p. (História em revista).
64. VALLET, J. P.; WINDENBERGER, C. Improvement of thermodynamic calculations used for the flow rate of sonic nozzles. In: THE 10<sup>TH</sup> INTERNATIONAL CONFERENCE ON FLOW MEAS. FLOMEKO'2000, Salvador. *Proceedings....*
65. VAN NESS, H. C.; SMITH, J. M. *Introduction to Chemical Engineering Thermodynamics*. 3rd Ed., New York: McGraw-Hill Book Company, 1975. 632 p.
66. von LAVANTE, E. et al. Effects of various geometric parameters on flow behavior in sonic nozzles. In: THE 10<sup>TH</sup> INTERNATIONAL CONFERENCE ON FLOW MEASUREMENT. FLOMEKO'2000, Salvador. *Proceedings....*
67. von LAVANTE, E.; ISHIBASHI, M.; WENDT, G. Investigation of flowfields in small sonic Venturi-nozzles. In: THE 10<sup>TH</sup> INTERNATIONAL CONFERENCE ON FLOW MEASUREMENT. FLOMEKO'2000, Salvador. *Proceedings....*
68. von LAVANTE, E. et al. Numerical and experimental investigation of unsteady effects in critical Venturi nozzles. *Flow Measurement and Instrumentation*. v.11, p. 257-264, Dec. 2000.
69. WENDT, G.; von LAVANTE, E. Influence of surface roughness on the flowrate behavior of small critical venturi nozzles. In: THE 10<sup>TH</sup> INTERNATIONAL CONFERENCE ON FLOW MEAS. FLOMEKO'2000, Salvador. *Proceedings....*

70. WHITE, F. M. *Fluid Mechanics*. 3rd Ed., McGraw-Hill, Inc. EUA. 1994. 736 p.
71. WINDENBERGER, J. P. V. C. et al. Improvement of thermodynamic calculations used for the flow rate of sonic nozzles. In: THE 10<sup>TH</sup> INTERNATIONAL CONFERENCE ON FLOW MEASUREMENT. FLOMEKO'2000, Salvador. *Proceedings...*
72. WRIGHT, J. D. The long term calibration stability of critical flow nozzles and laminar flowmeters. In: NCSL WORKSHOP & SYMPOSIUM. 1998, Albuquerque,. *Proceedings ...* p. 443-462.
73. WRIGHT, J. D.; MATTINGLY, G. E. *NIST measurement services: NIST calibration services for gas flow meters. Piston Prover and Bell Prover gas flow facilities*. NIST Special Publication 250-49, Washington, 1998.
74. WRIGHT, J. D. et al. International comparison of a NIST primary standard with an NRLM transfer standard for small mass flow rates of nitrogen gas. *Metrologia*. v. 35, n. 3, p. 211-221, Sept. 1998.
75. WRIGHT, J. D.; DONALD, B.W.; MATTINGLY, G. E. Validating uncertainty analyses for gas flow standards via intra and inter-laboratory comparisons. In: NCSL WORKSHOP & SYMPOSIUM. 1999. *Proceedings...* p. 711-724.
76. ZEFERINO, R.; SANTOS, M. L. M. *Implantação do laboratório de Vazão de Gás da Fundação Centro Tecnológico de Minas Gerais – CETEC*. V Seminário de Metrologia Aeroespacial – V SEMETRA. 30p. São José dos Campos, 21 a 24 de julho de 2003.

# Livros Grátis

( <http://www.livrosgratis.com.br> )

Milhares de Livros para Download:

[Baixar livros de Administração](#)

[Baixar livros de Agronomia](#)

[Baixar livros de Arquitetura](#)

[Baixar livros de Artes](#)

[Baixar livros de Astronomia](#)

[Baixar livros de Biologia Geral](#)

[Baixar livros de Ciência da Computação](#)

[Baixar livros de Ciência da Informação](#)

[Baixar livros de Ciência Política](#)

[Baixar livros de Ciências da Saúde](#)

[Baixar livros de Comunicação](#)

[Baixar livros do Conselho Nacional de Educação - CNE](#)

[Baixar livros de Defesa civil](#)

[Baixar livros de Direito](#)

[Baixar livros de Direitos humanos](#)

[Baixar livros de Economia](#)

[Baixar livros de Economia Doméstica](#)

[Baixar livros de Educação](#)

[Baixar livros de Educação - Trânsito](#)

[Baixar livros de Educação Física](#)

[Baixar livros de Engenharia Aeroespacial](#)

[Baixar livros de Farmácia](#)

[Baixar livros de Filosofia](#)

[Baixar livros de Física](#)

[Baixar livros de Geociências](#)

[Baixar livros de Geografia](#)

[Baixar livros de História](#)

[Baixar livros de Línguas](#)

[Baixar livros de Literatura](#)  
[Baixar livros de Literatura de Cordel](#)  
[Baixar livros de Literatura Infantil](#)  
[Baixar livros de Matemática](#)  
[Baixar livros de Medicina](#)  
[Baixar livros de Medicina Veterinária](#)  
[Baixar livros de Meio Ambiente](#)  
[Baixar livros de Meteorologia](#)  
[Baixar Monografias e TCC](#)  
[Baixar livros Multidisciplinar](#)  
[Baixar livros de Música](#)  
[Baixar livros de Psicologia](#)  
[Baixar livros de Química](#)  
[Baixar livros de Saúde Coletiva](#)  
[Baixar livros de Serviço Social](#)  
[Baixar livros de Sociologia](#)  
[Baixar livros de Teologia](#)  
[Baixar livros de Trabalho](#)  
[Baixar livros de Turismo](#)