



FCTUC DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA CIVIL
FACULDADE DE CIÊNCIAS E TECNOLOGIA
UNIVERSIDADE DE COIMBRA

Análise de critérios de dimensionamento de ventosas em sistemas adutores

Dissertação apresentada para a obtenção do grau de Mestre em Engenharia Civil na Especialidade de Hidráulica, Recursos Hídricos e Ambiente

Autor

João Rafael Amador Santos

Orientador

José Manuel de Eça Guimarães de Abreu

Esta dissertação é da exclusiva responsabilidade do seu autor, não tendo sofrido correcções após a defesa em provas públicas. O Departamento de Engenharia Civil da FCTUC declina qualquer responsabilidade pelo uso da informação apresentada

Coimbra, Julho, 2014

AGRADECIMENTOS

Os meus sinceros agradecimentos a todas as pessoas que contribuíram para que fosse possível a realização deste trabalho.

Ao Professor Doutor José Manuel de Eça Guimarães de Abreu, meu orientador, pela disponibilidade, paciência, apoio e partilha de conhecimentos indispensável para esta última etapa.

Aos meus pais e à minha irmã por todo o apoio, esforço, dedicação e motivação que me deram ao longo do meu percurso académico e também da minha vida.

À minha namorada, Ana, pelo amor, boa disposição, incentivo e apoio ao longo destes últimos quatro anos.

Aos meus amigos e colegas que me acompanharam nesta jornada, sem os quais teria sido bastante mais difícil.

Por último e não menos importante, ao Doutor Nuno Mota que me ajudou a crescer e a ver a vida de um ponto de vista mais pragmático.

RESUMO

Embora um sistema adutor seja projectado para o transporte de água, regra geral, o fluído que escoia não é apenas água, mas sim uma mistura de água e ar.

A presença de ar nos sistemas adutores, seja na forma de pequenas bolhas ou constituindo bolsas de diferentes formas e dimensões, pode ser fonte de inúmeros problemas no respectivo funcionamento que poderão traduzir-se num acréscimo da perda de carga, num consumo excessivo de energia por parte das bombas ou mesmo no aparecimento de elevadas sobrepressões que coloquem em causa a correspondente segurança e fiabilidade.

Ainda que seja difícil estimar de forma exacta a magnitude das sobrepressões geradas nas condutas pela presença de bolsas de ar, o conhecimento físico do problema e a possibilidade de prever as suas potenciais consequências apresenta desde logo um indubitável interesse prático. Para alcançar este objectivo, é apresentado e validado um modelo numérico (baseado no modelo rígido) que permite simular transitórios num sistema com uma bolsa de ar confinada ou, em alternativa, provido de um orifício ou uma ventosa de forma a permitir a sua expulsão. A aplicação deste modelo a algumas situações, para as quais se dispõe dos correspondentes ensaios experimentais, permitiu confirmar as elevadas sobrepressões que se podem alcançar e efectuar a correspondente validação.

Como não é possível unicamente através de medidas de carácter preventivo evitar a acumulação de ar no interior das condutas, haverá que tomar medidas correctivas, ou seja, dispor de dispositivos aptos para realizar a função de extracção do ar acumulado: as ventosas.

As ventosas para cumprirem adequadamente o seu papel de expulsão de ar e protecção do sistema contra as sobrepressões e depressões excessivas, terão que ser correctamente seleccionadas, localizadas e instaladas ao longo do perfil do sistema adutor por forma a terem um bom desempenho e não gerarem fenómenos de golpe de aríete indesejados que possam ocasionar situações mais problemáticas do que aquelas que pretendiam evitar. Para o efeito, são apresentadas e aplicadas metodologias para o dimensionamento das ventosas de grande orifício a utilizar nas operações de enchimento e esvaziamento dos sistemas e efectuada uma análise de sensibilidade comparativa das duas situações. Finalmente, é feita uma análise ao dimensionamento de ventosas de pequeno orifício (purgadores) utilizadas para a expulsão “contínua” do ar no decurso da operação normal do sistema adutor.

ABSTRACT

Although the designed trunk main system's role is water transportation, the flowing fluid, in most cases, is actually a mixture of both air and water.

The presence of air on these systems, may appear in different shapes like in small air bubbles or air pockets, which could result on increased head losses, excessive energy consumption of pumping systems and more importantly enhance the surge pressures on hydraulic transients that could compromise the system integrity.

Despite being difficult to estimate the exact magnitude of surge pressures in pipes with entrapped air, the physical understanding together with the possibility to predict its potential consequences, establish an unquestionably interest. To reach this goal, a valid analytical model (based on the rigid model) is presented as a mean to simulate transients, first, on a system with entrapped air, followed by a system with an orifice (which is equivalent to consider an air release valve). The application of this model, on the experimental data that we had, allowed us to confirm the attained high surge pressures on trunk main systems.

Since it is impossible to avoid the amass of air pockets within the pipes solely on preventive measures, it is mandatory to take corrective actions like installing air release valves.

For these air valves to comply with the ventilation needs of a water system, they have to be carefully selected, located and installed along a pipeline profile, in order to properly function without unwanted water hammer phenomena, which would result in more severe consequences. For this purpose, a sizing method is presented for air/vacuum valves used in filling and emptying operations (of a pipe) along with a sensibility analysis between these two. It is also displayed, a dimensioning method for the air release valves (small orifice), those of which are used to evacuate air bubbles during the normal operation of trunk mains.

ÍNDICE

1	Introdução.....	1
1.1	Enquadramento	1
1.2	Objectivos	5
1.3	Estrutura da Dissertação	5
2	Revisão bibliográfica.....	7
2.1	Introdução	7
2.2	Origem e efeito da presença de ar nas condutas	7
2.3	Ventosas.....	19
2.3.1	Ventosas de duplo efeito.....	19
2.3.2	Purgadores	19
2.3.3	Ventosas de triplo efeito	20
2.3.4	Ventosas unidireccionais	21
2.3.5	Localização das ventosas numa adutora.....	24
2.4	Modelação matemática das ventosas	25
3	Metodologia	27
3.1	Introdução	27
3.2	Modelação do comportamento dinâmico das colunas água-ar	27
3.2.1	Introdução.....	27
3.2.2	Equações da coluna líquida	29
3.2.3	Equações da coluna de ar.....	31
3.3	Modelação de ventosas. Curvas características	35
3.4	Modelo de cálculo.....	43
4	Análise e discussão de resultados.....	44
4.1	Introdução	44
4.2	Sobrepensões originadas pela presença de bolsas de ar aprisionadas na extremidade de uma conduta sem e com orifício de saída	44
4.3	Operação de enchimento de uma conduta	49

4.3.1	Fechamento prematuro das ventosas	49
4.3.2	Velocidade de Enchimento	50
4.4	Dimensionamento de ventosas para o enchimento	53
4.5	Operação de esvaziamento de uma conduta	59
4.5.1	Estrutura de descarga.....	60
4.6	Dimensionamento das ventosas para o esvaziamento	62
4.6.1	Cálculo do caudal máximo de admissão.....	62
4.6.2	Cálculo do tempo de esvaziamento	65
4.7	Análise de sensibilidade para o dimensionamento das ventosas	67
4.8	Dimensionamento de purgadores.....	69
5	Conclusões e trabalhos futuros.....	72
5.1	Conclusões	72
5.2	Trabalhos Futuros	73
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS		75
Anexos		A-1

ÍNDICE DE FIGURAS

Figura 1.1 – Danos provocados devido às depressões (The Folsom Telegraph, 2009)	3
Figura 1.2 – Pormenor de um troço da conduta após o colapso (The Folsom Telegraph, 2009)	3
Figura 1.3 – Colapso de uma conduta provocado por um transitório hidráulico (retirado de CSA, s.d.)	4
Figura 2.1 – Entrada de ar por gravidade em reservatórios (Dorot, s.d.)	8
Figura 2.2 - Entrada de ar através de pontos em contacto com a atmosfera	8
Figura 2.3 – Bolsa de ar aprisionada (a) e pequenas bolhas de ar numa conduta (b).....	10
Figura 2.4 – Variação da celeridade para a mistura ar-água em função da quantidade de ar α 11	
Figura 2.5 - Sistema com uma bolsa de ar aprisionado no extremo de uma conduta	13
Figura 2.6 - Evolução qualitativa do transitório originado pela compressão de uma bolsa de ar aprisionado (retirado de Cabrera et al., 1992)	14
Figura 2.7 - Variação da pressão máxima com o expoente politrópico n admitindo ausência de atrito ($f=0$).....	15
Figura 2.8 - Variação da pressão máxima com a pressão motriz, H_r , e com o parâmetro adimensional $f \sqrt{V_0/D^3}$, admitindo $n = 1.4$ (adaptado de Abreu et al., 1992)	16
Figura 2.9 – Padrões de oscilação das pressões: (a) comportamento do tipo 2 e (b) comportamento do tipo 3 (adaptado de Zhou et al., 2002a)	17
Figura 2.10 – Relação entre a pressão máxima obtida e o rácio de diâmetros de orifício e conduta: (a) $H_r^*/H_0^* = 4.57$ e (b) $H_r^*/H_0^* = 2.43$ (adaptado de Zhou et al., 2002a).....	18
Figura 2.11 – Esquema dos mecanismos de ventosas de grande (a) e pequeno orifício (b) (adaptado de DeZURIK, 2011a).....	20
Figura 2.12 – Esquema dos mecanismos de ventosas de triplo efeito com corpo único e corpo bipartido (adaptado de DeZURIK, 2011c)	21
Figura 2.13 – Forças actuantes no flutuador nas fases: orifício aberto com a libertação de ar (a), orifício fechado sob efeito da impulsão hidrostática e pressão no sistema (b) e orifício fechado sob efeito do ar pressurizado (c)	22
Figura 2.14 – Ventosas em pontos elevados de uma instalação	24
Figura 2.15 - Localização de ventosas em sistemas simples (adaptado de AWWA, 2001).....	25
Figura 3.1 - Sistema simples “ideal” e notação utilizada.	28
Figura 3.2 – escoamento de um gás através de um bocal	36
Figura 3.3 – Curva característica de uma ventosa de grande orifício (6”)	40
Figura 3.4 – Diferença entre as curvas <i>standard</i> e real de uma ventosa de grande orifício	41
Figura 3.5 – Variação do factor de expansibilidade, Y , e da velocidade, V , de expulsão do ar através da ventosa com o aumento do diferencial de pressão através da mesma	42
Figura 4.1 – Padrão de oscilação com bolsa de ar confinada (sem orifício)	45

Figura 4.2 – Esquema e notação utilizada para o cálculo da sobrepressão	47
Figura 4.3 – Padrão de oscilação com bolsa de ar com orifício de saída ($d/D=0.18$)	48
Figura 4.4 – Forças que actuam sobre o flutuador durante a expulsão de ar (adaptado de Carlos, 2007)	50
Figura 4.5 – Expulsão de ar na ventosa durante a fase final do enchimento de um troço com válvula de seccionamento fechada (adaptado de Abreu et al., 2012).....	52
Figura 4.6 – Escolha da ventosa para extracção de ar (adaptado do catálogo de A.R.I., s.d.) .	55
Figura 4.7 – Válvula ventosa Modelo D-052 (adaptado do catálogo de A.R.I., s.d.)	55
Figura 4.8 – Condições antes e depois do fecho da ventosa.....	56
Figura 4.9 – Sobrepressões geradas (choque hidráulico) para diferentes orifícios de ventosa	57
Figura 4.10 – Comparação entre os valores numéricos e experimentais (estes últimos retirados de Martino et al., 2008) para uma pressão inicial p_{int}^*/γ de 9.23 mca	58
Figura 4.11 - Elementos a instalar para o esvaziamento de uma conduta	60
Figura 4.12 - Estrutura de descarga para o esvaziamento de condutas	61
Figura 4.13 - Placa perfurada utilizada como dissipador de energia na estrutura de descarga	62
Figura 4.14 – Esquema de aplicação da placa perfurada na conduta (adaptado de ExploretheWorldofPiping, 2008)	62
Figura 4.15 - Escolha da ventosa para admissão de ar (adaptado do catálogo de A.R.I., s.d.)	65
Figura 4.16 – Dimensionamento para enchimento e esvaziamento s/ dissipador	67
Figura 4.17 - Dimensionamento para enchimento e esvaziamento c/ dissipador.....	68
Figura 4.18 – Capacidade de transporte para enchimento e esvaziamento sem dissipador	68
Figura 4.19 - Capacidade de transporte para enchimento e esvaziamento com dissipador.....	69
Figura 4.20 – Tabela de selecção de purgadores (retirado de Muñoz e Bony, s.d.).....	71
Figura A.1- Esquema das linhas piezométricas e de energia no escoamento através da placa A-2	
Figura A.2- Esquema das linhas piezométrica e de energia num bocal ideal	A-3

SIMBOLOGIA

1 – Só se apresentam os símbolos mais frequentes com o seu significado mais corrente.

2 – \mathbf{V} e V representam o vector \mathbf{V} e o seu módulo V (neste caso a velocidade): é um exemplo de alguns casos similares que aparecem ao longo deste documento.

Letras Maiúsculas

Símbolo	Significado
A	Área
A_{adm}	Área do orifício para a admissão
A_d	Área da estrutura de descarga
A_{exp}	Área do orifício para a expulsão
A_o	Área do orifício
A_p	Área da conduta principal
C	Coefficiente de descarga
C_{adm}	Coefficiente característico da ventosa para a admissão
C_c	Coefficiente de contracção
C_{exp}	Coefficiente característico da ventosa para a expulsão
D	Diâmetro
D_d	Diâmetro da estrutura de descarga
D_p	Diâmetro da conduta principal
D_v	Diâmetro do orifício da ventosa
E	Módulo de Young
E_t	Energia total
F, \mathbf{F}	Força
ΔH	Perda de carga ou de energia
H	Carga hidráulica
H^*_0	Carga hidráulica inicial absoluta
$H^*_{máx}$	Carga hidráulica máxima absoluta
H^*_r	Carga hidráulica motriz absoluta
K_g	Módulo de elasticidade da fase gasosa
K_l	Módulo de elasticidade da fase líquida

K_m	Módulo de elasticidade da mistura
K_s	Coefficiente da fórmula de Manning-Strickler
L	Comprimento
N	Propriedade extensiva do fluído, escalar ou vectorial (massa, energia, etc.)
P	Peso
Q	Caudal de escoamento (volumétrico); Calor
Q_{ar}	Caudal de ar
Q_e	Caudal de enchimento
Q_m	Caudal mássico
R	Constante universal dos gases perfeitos
Re_D	Número de Reynolds na estrutura de descarga
T	Temperatura
T_{esv}	Tempo de esvaziamento
V, V	Velocidade do escoamento
V_d	Velocidade na estrutura de descarga
V_e	Velocidade de enchimento
V_p	Velocidade na conduta principal
V_r	Velocidade relativa
V_{SC}	Velocidade na superfície de controlo
$V_{v,máx}$	Velocidade máxima no orifício da ventosa
W	Trabalho
Y	Factor de expansibilidade
$Z(t)$	Cota da lâmina líquida no tempo t (longitudinal)
Z_0	Cota inicial da lâmina líquida (longitudinal)

Letras Minúsculas

Símbolo	Significado
a	Celeridade da onda de pressão
c	Celeridade do som num fluído
c_p	Calor específico a pressão constante
c_v	Calor específico a volume constante
d	Diâmetro de um orifício; Diâmetro do orifício da placa dissipadora
e	Energia interna
f	Factor de atrito (Darcy-Weisbach)
g	Aceleração da gravidade

k	Soma dos coeficientes de perda de carga localizada na estrutura de descarga
k_d	Coefficientes de perda de carga localizada da placa dissipadora
n	Coefficiente politrópico
p	Pressão
p_{am}^*	Pressão atmosférica absoluta
p_{int}^*	Pressão interna absoluta
p_r	Pressão motriz
s	Inclinação
t	Variável temporal
x	Variável espacial
y	Altura da lâmina líquida (em secção)
Δp	Diferencial de pressões;

Letras gregas e outros

Símbolo	Significado
α	Concentração média volumétrica de gás na mistura
β	Relação entre os diâmetros da placa dissipadora e da estrutura de descarga
γ	Peso volúmico
γ_f	Peso volúmico do flutuador
η	Valor específico (propriedade do fluído por unidade de massa)
θ	Ângulo
ρ	Massa volúmica
ρ_{ar}	Massa volúmica do ar
$\rho_{\acute{a}gua}$	Massa volúmica da água
ρ_g	Massa volúmica da fase gasosa
ρ_l	Massa volúmica da fase líquida
ρ_m	Massa volúmica da mistura
τ_w	Tensão tangencial na parede da conduta
∇	Volume
∇_f	Volume do flutuador
∇_g	Volume de gás
∇_m	Volume total da mistura ar-água
∇_s	Volume submerso do flutuador
∇_0	Volume da bolsa de ar inicial

1 INTRODUÇÃO

1.1 Enquadramento

Embora os sistemas hidráulicos sejam, em geral, dimensionados no pressuposto que o fluido (água, no caso de sistemas de adução) é homogéneo, é conveniente e prudente ter em consideração a possibilidade do aparecimento de quantidades, dificilmente quantificáveis, de ar nas diferentes fases de operação dos mesmos (enchimento, operação normal e esvaziamento), já que a sua presença, com a conseqüente formação de pequenas bolhas ou bolsas de ar, pode ser causa de perturbações no respectivo funcionamento.

De facto, uma série de problemas que ocorrem com alguma frequência nos sistemas hidráulicos tais como consumo excessivo de energia por parte das bombas, caudais anormalmente baixos, desgaste e cavitação destrutiva dos materiais, bloqueio do escoamento ou mesmo roturas na tubagem surgem, muito frequentemente, devido à presença de ar nas condutas. Existem três principais origens para o aparecimento de ar, que são: ar atmosférico que se encontrava já no interior do sistema antes do respectivo enchimento e que não foi adequadamente purgado, ar que resulta da libertação de gases do ar dissolvidos na própria água por alteração de condições de pressão e/ou temperatura, e finalmente, ar que entra fundamentalmente através de equipamentos/acessórios e pequenas fissuras em situações em que as pressões no interior do sistema são inferiores à pressão atmosférica (Lauchlan et al., 2005).

A existência de sistemas hidráulicos de perfil irregular facilita a localização de bolsas de ar nos pontos altos das condutas. Estas bolsas podem ter um efeito análogo ao do aumento das perdas de carga, com a conseqüente diminuição do caudal, ou no caso de condutas elevatórias, aumentando a altura total de elevação exigida. Se estas bolsas alcançarem uma dimensão considerável podem, em determinadas situações, nomeadamente aquando do arranque do sistema, actuar como colchões de ar que se comprimem rápida e bruscamente e podem gerar elevadas sobrepressões no sistema e conduzir, no limite, à sua rotura.

É difícil estimar de forma exacta a magnitude das sobrepressões que se podem gerar nas condutas pela presença de bolsas de ar confinadas. A solução depende não apenas da quantidade de ar confinado, mas também da respectiva localização e forma. Em qualquer caso, estas sobrepressões poderão ser em muitas ocasiões várias vezes superiores à pressão normal de operação do sistema, com o correspondente perigo que pode acarretar para a segurança e fiabilidade do mesmo.

Do exposto até ao momento, deduz-se a necessidade de evitar a acumulação de ar no interior das condutas. A primeira solução que ocorreria adoptar neste sentido seria a de impedir que o

ar penetrasse no sistema, ou seja, implementar medidas de carácter preventivo. Uma destas medidas será, como teremos ocasião de ver, proceder a um enchimento cuidadoso do sistema. Infelizmente, em geral, esta e eventuais outras acções de carácter preventivo não serão suficientes para a completa resolução do problema, face à impossibilidade prática de evitar todas e cada uma das fontes de ar anteriormente expostas. Em consequência, haverá que tomar medidas correctivas, ou seja, dispor de dispositivos aptos para realizar a função de extracção do ar acumulado, denominados ventosas, a que nos referiremos, mais pormenorizadamente, na secção 2.3. Esta expulsão de ar deverá, no entanto, ser realizada com bastante cuidado para que, durante este processo transitório, não se gerem fenómenos de golpe de aríete indesejados que possam ocasionar situações mais problemáticas do que aquelas que pretendiam evitar.

É ainda importante referir que, embora a presença do ar seja muitas vezes um factor prejudicial para o bom funcionamento do sistema e a causa de alguns problemas, por vezes pode constituir a solução de outros. Por exemplo, ao efectuar o esvaziamento de uma conduta, seja por motivo de uma reparação de rotina ou após um evento em que haja uma rotura na conduta, são geradas, principalmente nos pontos altos, pressões negativas que caso sejam excessivas poderão causar o colapso da conduta ou episódios de cavitação com geração de bolsas de vapor de água. Uma forma de contrariar este efeito e equilibrar as pressões dentro da conduta é justamente permitir a entrada de ar atmosférico nesses pontos altos.

As Figuras 1.1 e 1.2 ilustram, para um caso real, os efeitos que as depressões podem produzir. Correspondem ao colapso de uma conduta adutora de aço de 1 metro de diâmetro projectada para o transporte de água para abastecimento entre o lago de Folsom e a cidade de Folsom no estado americano da Califórnia. O colapso, que afectou aproximadamente 92 metros da conduta, foi motivado pelo esvaziamento parcial da adutora e pelo atraso nos trabalhos de reparação devido ao mau tempo, o que acabou por agravar o efeito das depressões no sistema.

Do ponto de vista económico, no que à conduta se refere, os efeitos de um colapso são em geral mais gravosos que os de uma rotura. Neste último caso, o ponto (secção) de rotura da conduta actua de modo análogo a uma “válvula de alívio”. Em geral, apenas será necessário reparar um ou poucos tramos da tubagem para reestabelecer o funcionamento da mesma, embora eventuais consequências do esvaziamento do sistema possam ser significativas (aluimentos de terra, inundações). No caso do colapso, a onda depressiva à medida que se vai transmitindo ao longo da conduta vai colapsando a mesma, enquanto disponha de energia suficiente ou não encontre uma ventosa que a limite. Em consequência deste comportamento poder-se-á ter substituir várias dezenas de metros de tubagem (não apenas um pequeno tramo como no caso da rotura).



Figura 1.1 – Danos provocados devido às depressões (The Folsom Telegraph, 2009)



Figura 1.2 – Pormenor de um troço da conduta após o colapso (The Folsom Telegraph, 2009)

Os pontos altos de um sistema de adução, embora não exclusivamente, são também muito sensíveis às depressões provocadas por transitórios hidráulicos (golpe de ariete) gerados

frequentemente aquando da paragem do escoamento (colocação do sistema fora de serviço), por fechamento de uma válvula (Figura 1.3) ou paragem de uma bomba. Dadas as consequências descritas anteriormente, é muito importante limitar as depressões, sobretudo no caso de serem utilizadas condutas de materiais considerados flexíveis como o aço, o poliéster reforçado com fibra de vidro e os plásticos (polietileno e PVC, fundamentalmente). Também neste caso, aqui com função de dispositivo de protecção contra o choque hidráulico, se poderá recorrer às ventosas.

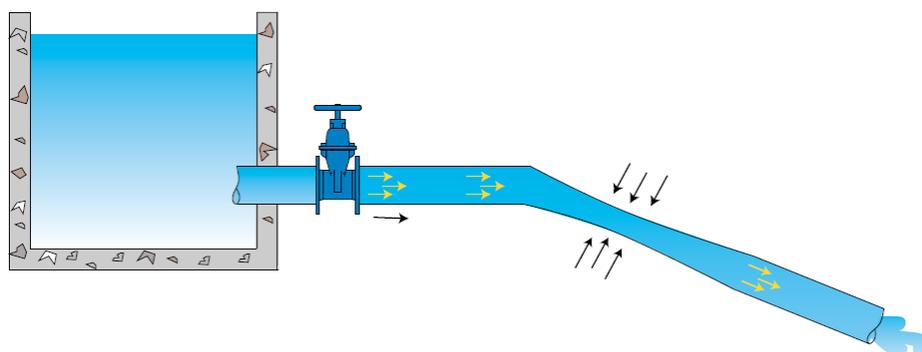


Figura 1.3 – Colapso de uma conduta provocado por um transitério hidráulico (retirado de CSA, s.d.)

Em resumo, constituindo a presença de ar nas condutas um motivo de preocupação, o conhecimento físico do problema e a possibilidade de avaliar as potenciais consequências que pode gerar apresenta desde logo um indubitável interesse prático. Para alcançar estes objectivos é fundamental dispor de ferramentas adequadas e modelos matemáticos fiáveis que permitam a simulação dos transitórios com bolsas de ar da forma mais realista possível. Se o estudo do escoamento transitório com um único fluido e uma única fase já é complexo, muito mais o é o estudo dos transitórios hidráulicos com ar confinado onde se conta com a presença de dois fluidos (ar e água) em duas fases distintas (gasosa e líquida).

Por outro lado, pelos motivos anteriormente enunciados, é imperativo dispor de acessórios que sejam capazes de extrair, admitir e controlar adequadamente os volumes de ar nas condutas. As ventosas, que cumprem um papel preponderante na protecção do sistema contra as sobrepressões e depressões excessivas, terão que ser adequadamente seleccionadas e correctamente localizadas e instaladas ao longo do perfil do sistema adutor por forma a terem um bom desempenho e não gerarem fenómenos de golpe de aríete indesejados que possam ocasionar situações mais problemáticas do que aquelas que pretendiam evitar.

1.2 Objectivos

Os principais objectivos deste trabalho são:

- Efectuar uma revisão bibliográfica dos estudos realizados até ao momento relativos à presença de bolsas de ar nos sistemas adutores, com a possibilidade de se encontrarem confinadas num sistema fechado, ou pelo contrário, havendo a possibilidade do ar sair para o exterior através de um orifício ou de uma ventosa.
- No caso da existência de ventosas, especificar as principais funções deste tipo de dispositivos para as respectivas quatro situações (expulsão de ar para o enchimento, entrada de ar para esvaziamento e entrada ou saída de ar, consoante haja uma sobrepressão ou depressão, durante o funcionamento do sistema com e sem choque hidráulico);
- Elaboração e validação de um modelo numérico baseado no modelo rígido que permita a simulação de transitórios provocados pela compressão de bolsas de ar num sistema hidráulico contendo ou não um orifício ou ventosa na sua extremidade;
- Descrição de alguns aspectos e estruturas adicionais importantes para o bom funcionamento do sistema nas suas diversas fases de operação;
- Dimensionamento de ventosas de grande orifício para os casos do enchimento e esvaziamento;
- Dimensionamento de ventosas de pequeno orifício para o caso em que o sistema está em funcionamento;

1.3 Estrutura da Dissertação

No primeiro capítulo é feito o enquadramento do problema, no que diz respeito à presença de ar nas condutas, e respectivas consequências, apresentando aí como solução a introdução de válvulas especiais, designadas de ventosas. Apresenta-se uma breve descrição do papel do ar na resolução de problemas relacionados com depressões e apresentado um exemplo real do colapso de um troço de um sistema adutor. Neste capítulo apresentam-se ainda os objectivos da dissertação e a estrutura com que esta se organiza.

O segundo capítulo consiste numa revisão bibliográfica que aborda, de forma específica, as origens e efeitos das bolsas de ar no interior dos sistemas adutores. Apresentam-se também as funções básicas e os vários tipos de ventosas existentes no mercado com uma explicação da diferenciação das ventosas de pequeno e grande orifício.

No terceiro capítulo (metodologia) é apresentado o modelo numérico que permite simular o comportamento de sistemas hidráulicos nos quais escoam simultaneamente colunas líquidas (água) e colunas gasosas (ar). Para o efeito são deduzidas, com base no teorema de transporte

de Reynolds, as várias equações a partir das quais o modelo matemático é construído. É também efectuada uma exposição teórica, com apoio à teoria de fluídos compressíveis, da entrada e saída de ar através de um orifício e da analogia que permite a modelação matemática do comportamento das ventosas.

No quarto capítulo apresentam-se dois exemplos de aplicação do modelo numérico e comparação dos respectivos resultados com valores obtidos experimentalmente. É analisada a evolução do transitório correspondente a um sistema com uma bolsa de ar aprisionado numa conduta sem e com orifício na sua extremidade jusante. Em seguida são descritas para cada uma das fases de operação dum sistema adutor (enchimento, esvaziamento e em funcionamento) o papel e cuidados a ter com as ventosa e, no final de cada uma delas, são apresentados e justificados os procedimentos acompanhados de um exemplo que permitem o dimensionamento daqueles dispositivos.

No quinto e último capítulo são elaboradas as conclusões e são também propostos trabalhos futuros que, a serem realizados, darão continuidade ao trabalho desenvolvido nesta dissertação

2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

2.1 Introdução

A presença de ar nas condutas é uma ocorrência bastante frequente que pode, por vezes, agravar os efeitos gerados pelos transitórios hidráulicos, aumentando os riscos de eventuais sobrepressões e depressões e colocando em causa a integridade dos sistemas. Para compreender a natureza deste evento, efectua-se neste capítulo uma análise dos principais trabalhos referenciados na literatura da especialidade, a qual permitirá descrever e justificar o comportamento e efeitos que uma ou mais bolsas de ar confinadas podem causar numa conduta adutora. Como resposta aos problemas operacionais que o ar pode causar e também com o objectivo de uma correcta ventilação do sistema é usual a instalação de ventosas. Após uma descrição dos principais tipos de ventosas e respectivo princípio de funcionamento resumem-se as conclusões dos estudos efectuados no que concerne ao respectivo dimensionamento. As referências a estes temas concretos são, por um lado, relativamente escassas na bibliografia e, por outro, encontram-se bastante dispersas, razão pela qual julgamos importante apresentar uma visão global e integradora dos mesmos.

2.2 Origem e efeito da presença de ar nas condutas

Como já foi referido anteriormente, a presença de ar nas condutas pode ser causadora de problemas graves na operação dos sistemas adutores e originar elevados prejuízos. Assim o confirmam os numerosos casos, referenciados na bibliografia da especialidade, de instalações reais nas quais a presença de ar ocasionou graves problemas (Thornton, 1983; Jönsson, 1985; Thorley e Main, 1986; Koelle, 1987).

A presença de ar nas condutas pode ter várias origens ou proveniências, das quais se listam algumas das mais significativas:

- Antes da conduta entrar em serviço pela primeira vez, naturalmente, encontrar-se-á vazia, ou seja, preenchida por ar; por outro lado, deve ser esvaziada, na totalidade ou em parte, para realizar reparações ou algum tipo de inspecção e novamente colocada em carga antes de começar a operar novamente. A operação de enchimento da conduta pressupõe a expulsão do ar e a sua substituição por água. Por deficiente purga durante a etapa de enchimento, alguma quantidade de ar poderá ficar retida, por exemplo, nos tramos com pontos altos ou em zonas obstruídas por válvulas de seccionamento.
- Entrada de ar através de vórtices de superfície em reservatórios de alimentação de adutoras por gravidade (Figura 2.1) ou por bombagem (depósito de aspiração da estação elevatória).

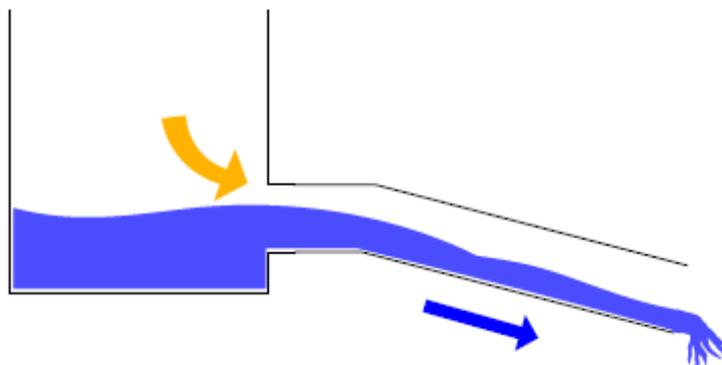


Figura 2.1 – Entrada de ar por gravidade em reservatórios (Dorot, s.d.)

- Entrada de ar através dos equipamentos (bombas, válvulas, anéis de vedação dos acessórios, etc.) ou de ventosas de admissão de ar após ocorrência de depressões originadas por fenómenos transitórios (golpe de aríete).
- Entrada de ar através de pontos em contacto com a atmosfera, por exemplo, pequenas fissuras em zonas em que a pressão, no interior da conduta, seja inferior à pressão atmosférica (Figura 2.2);

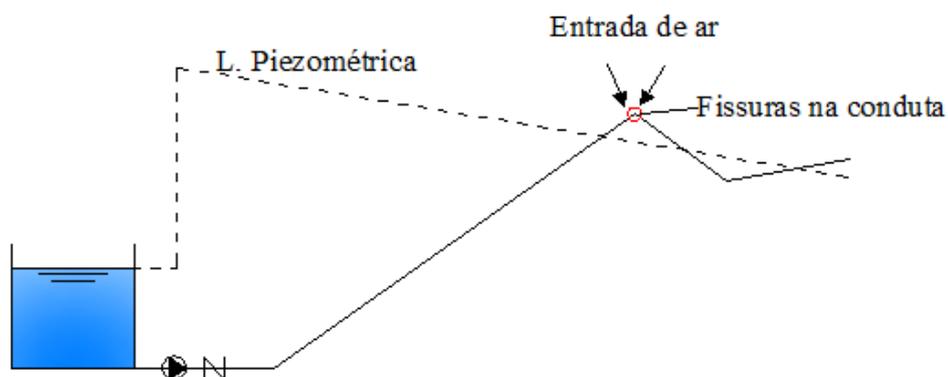


Figura 2.2 - Entrada de ar através de pontos em contacto com a atmosfera

Para além das origens citadas, ou seja, ainda que não ocorresse nenhuma das anteriores circunstâncias acidentais, convém não esquecer que o fluido transportado pelo sistema adutor estritamente não é água. É uma mistura de água e ar dissolvido em quantidades variáveis, dependendo da pressão e da temperatura. A uma temperatura de 20°C a fracção em peso de ar que pode ser dissolvido num metro cúbico de água depende da pressão. O Quadro 2.1 (Guarga

et al., 1990) apresenta esses valores para pressões absolutas que vão desde a pressão de vapor da água a essa temperatura até uma pressão de 30 Kgf/cm².

Quadro 2.1 – Quantidade máxima de ar dissolvido em água a 20°C

Pressão absoluta (Kgf/cm ²)	Ar dissolvido (gr/m ³ de água)
0,025	0,29
1	11,7
5	58,6
10	117,1
20	234,3
25	292,8
30	351,4

Por outro lado, a quantidade máxima de ar que pode ser dissolvido na água a uma pressão igual à pressão atmosférica (m³ ar/m³ água), algumas vezes expressa percentualmente, é o denominado coeficiente de solubilidade de Bunsen (C_B), cujos valores se encontram no Quadro 2.2.

Quadro 2.2- Coeficiente de solubilidade de Bunsen (C_B)

T (°C)	0	5	10	15	20	25	30
C _B	0.0286	0.0252	0.0224	0.0201	0.0183	0.0167	0.0154

Assim, sempre que ocorra uma quebra de pressão (ou um aumento da temperatura) no interior da conduta (seja em regime permanente ou transitório) de forma que a pressão alcance um valor inferior aquele ao qual se produziu a dissolução de ar na água (por exemplo, a pressão atmosférica caso se trate de um reservatório) estão criadas as condições para produzir-se a libertação de ar dissolvido em forma de bolhas, o qual posteriormente se pode agregar em bolsas. Por exemplo, numa conduta com inclinação ascendente à medida que a coluna líquida vai avançando o ar pode ir-se libertando ao diminuir a pressão com o aumento da cota geométrica.

Em resumo, a presença e acumulação do ar nas condutas é um fenómeno inerente ao fluido transportado e não necessariamente terá que ser devida a situações acidentais como as anteriormente comentadas.

Em relação às consequências resultantes da presença de ar nas tubagens, as mais significativas serão:

- Obstrução total ou parcial da conduta devido à presença de bolsas de ar, dando lugar a um aumento das perdas de carga e uma diminuição de caudal;
- Sobrepressões por compressão das bolsas de ar, ao transformarem a energia cinética da água em trabalho de compressão das ditas bolsas;

Em relação a este último aspecto convém referir que no decurso dos transitórios hidráulicos, a influência de ar confinado pode ser benéfica ou prejudicial, dependendo da quantidade de ar existente, do regime bifásico da mistura (mistura homogénea, em forma de bolsas, pequenas borbulhas, etc.) e da natureza e causa do mesmo. De facto, a resposta dos sistemas com presença de ar aprisionado depende em grande medida da sua distribuição. Se o escoamento poder ser considerado aproximadamente permanente com velocidades não excessivas, o ar tende a concentrar-se em bolsas que se localizam nos pontos altos. Se estas bolsas alcançarem uma dimensão considerável podem, em determinadas situações, chegar a actuar como colchões de ar (verdadeiras “molas não lineares”) que se comprimem facilmente podendo gerar elevadas pressões no sistema. Pelo contrário, se o ar se encontra distribuído em pequenas borbulhas o seu efeito será o de reduzir significativamente o valor da celeridade (Pearsall, 1965) e, portanto, os eventuais picos de pressão que se possam gerar por efeitos transitórios.

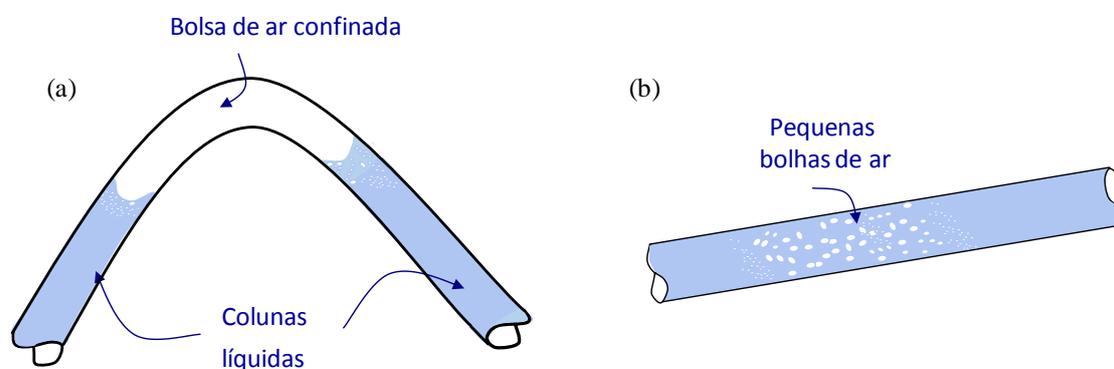


Figura 2.3 – Bolsa de ar aprisionada (a) e pequenas bolhas de ar numa conduta (b)

É importante destacar que o valor da celeridade no caso de um fluido bifásico poderá assumir uma gama de valores muito mais ampla do que no caso de um fluido monofásico. O valor da celeridade, a , de uma onda de pressão numa mistura líquido – gás pode determinar-se de forma simples substituindo na expressão da celeridade o módulo de elasticidade e a massa volumica do fluido pelos correspondentes valores da mistura (Wylie e Streeter, 1983; Streeter e Wylie, 1985), isto é:

$$a = \frac{\sqrt{\frac{K_m}{\rho_m}}}{\sqrt{1 + \frac{K_m D}{E e}}} \quad (1)$$

na qual $K_m = K_l / (1 + \alpha(K_l/K_g - 1))$ e $\rho_m = \alpha \rho_g + (1 + \alpha) \rho_l$, são, respectivamente, o módulo de elasticidade da mistura e a massa específica da mistura, E o módulo de Young da conduta, D e e , respectivamente, o diâmetro e espessura da conduta, α a concentração média volumétrica de gás, $\alpha = \nabla_g / \nabla_m$, K_g e K_l os módulos de elasticidade das fases gasosa e líquida, respectivamente e ρ_g e ρ_l as massas volúmicas das fases gasosa e líquida, respectivamente. Aplicando a expressão anterior para uma mistura ar-água ($\rho_g = 1.2 \text{ Kg/m}^3$, $\rho_l = 1000 \text{ Kg/m}^3$, $K_g = 1.42 \cdot 10^5 \text{ Pa}$, $K_l = 2.1 \cdot 10^9 \text{ Pa}$), e considerando a título de exemplo, uma conduta de ferro fundido: $E = 1.2 \cdot 10^{11} \text{ Pa}$, $D = 600 \text{ mm}$, $e = 35 \text{ mm}$ pode obter-se a curva representada na Figura 2.4, a qual ilustra de forma nítida a descida acentuada da celeridade com o aumento da concentração de ar livre presente na mistura.

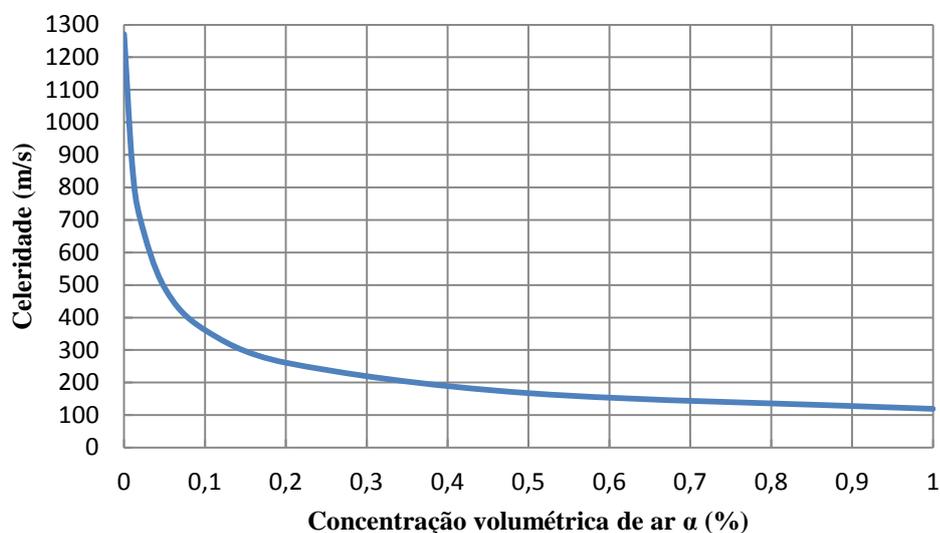


Figura 2.4 – Variação da celeridade para a mistura ar-água em função da quantidade de ar α

É igualmente importante salientar que a celeridade, para além da concentração de ar, α , depende também da pressão absoluta, p^* , pois o módulo de elasticidade da fase gasosa depende totalmente desta (no caso de uma evolução isotérmica, $K_g = p^*$). Assim, quanto mais

elevada for a pressão menos elástica será a mistura e, portanto, maior será a celeridade da onda de pressão.

Independentemente do valor da celeridade, como já se comentou, a presença de bolsas de ar aprisionadas em condutas em pressão pode ser fonte de numerosos problemas, sendo um dos mais importantes, os notáveis picos de pressão que podem originar-se como consequência da sua pequena inércia e fácil compressibilidade. Com efeito, a massa volúmica do ar, ρ_{am} , em condições normais é igual a 1.23 Kg/m^3 , isto é, umas 800 vezes inferior à da água. Por outro lado, a elasticidade do ar, caracterizada pelo módulo de compressibilidade K_{ar} coincide com a pressão absoluta ($K_{ar} = p_{am}^*$) no caso de o processo ser isotérmico. Tal significa que, em condições normais, o ar é 20000 vezes mais compressível que a água. Quando o ar se comprime e atinge pressões elevadas, digamos 100 bares, ainda assim é 200 vezes mais compressível que a água. São estas duas propriedades, escassa massa volúmica (equivalente a uma muito baixa inércia) e elevada compressibilidade, as causadoras dos processos de rápida e brusca compressão do ar, os quais, por sua vez, constituem na realidade, a causa de todos os problemas que a presença do ar aprisionado origina nas condutas, com capacidade de por em perigo a integridade do sistema e de vidas humanas.

No que se refere à modelação do fenómeno, Martin (1976) que na literatura técnica é, possivelmente, o artigo mais referenciado relacionado com o transitório que aqui se aborda, afirma que na maioria dos problemas com ar confinado os efeitos elásticos do líquido e da conduta podem desprezar-se. A elasticidade pode ter importância quando o ar está apenas presente em pequenas borbulhas ou então quando se têm bolsas de ar separadas por enormes colunas de água sem a presença de ar livre. Por este motivo, Martin analisa o problema através do modelo rígido.

A existência de sistemas hidráulicos de perfil irregular facilita a localização de bolsas de ar nos pontos altos das condutas (Figura 2.3a). Em face da incerteza dos dados de partida do problema (massa inicial de ar aprisionado na conduta, número de bolsas, a sua localização exacta, etc.) e das inumeráveis configurações que podem apresentar-se, para um entendimento físico do problema começa por considerar-se o caso “mais desfavorável” correspondente à pressurização de uma conduta em cuja extremidade se encontra um volume inicial de ar, \forall_0 , totalmente confinado. A existência de uma segunda coluna de fluido a jusante da bolsa de ar (Figura 2.3a) ou de um orifício (sistema aberto) aliviará as pressões máximas alcançadas (Martin, 1976).

Considere-se então um sistema simples, como o representado na Figura 2.5.

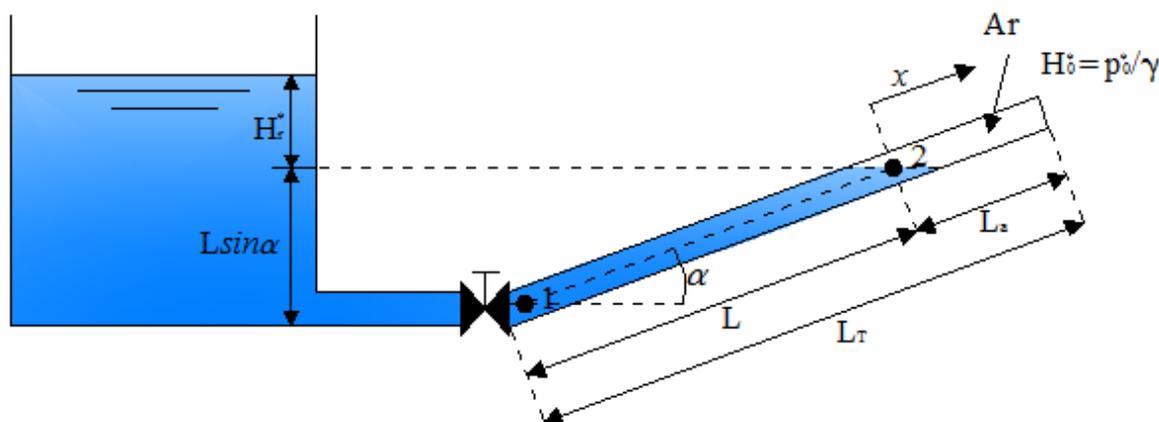


Figura 2.5 - Sistema com uma bolsa de ar aprisionado no extremo de uma conduta

Um reservatório cuja superfície livre, por hipótese, permanece constante, alimenta uma conduta de comprimento L_T e inclinação α , fechada no seu extremo oposto em cujo tramo final se encontra uma bolsa de ar aprisionada de comprimento L_a . O escoamento é controlado por uma válvula instalada à saída do reservatório. O comprimento inicial da coluna líquida é L ($L_T = L + L_a$). Em rigor, tomando como origem da coordenada x , a posição da interfase água-ar no instante inicial ($t=0$), o comprimento da coluna líquida em qualquer instante t será $L+x(t)$.

Com a válvula fechada, o sistema encontra-se em repouso e a pressão absoluta na bolsa de ar de volume inicial \forall_0 é $H_0^* = p_0^* / \gamma$ (expressa em mca).

A abertura rápida (no caso mais desfavorável, instantânea) da válvula no sistema da Figura 2.5, origina um regime transitório o qual se analisa seguidamente de forma qualitativa, tendo por base o modelo rígido e a evolução temporal das variáveis representadas graficamente na Figura 2.6. Considera-se sempre que a altura da “pressão motriz absoluta” H_r^* (carga motriz), fonte de energia a montante que é responsável pela aceleração da coluna líquida e compressão do ar, é superior a H_0^* .

Após a abertura da válvula, o gradiente inicial de pressões ($H_r^* > H_0^*$) faz com que a coluna líquida de comprimento L inicie o seu movimento acelerando-se até que a respectiva velocidade alcance o valor máximo $V_{m\acute{a}x}$. A partir deste instante, embora a coluna líquida inicie a fase de desaceleração, a bolsa de ar continua a ser comprimida até alcançar a pressão máxima no instante $t_{Hm\acute{a}x}$, tempo igual a metade do período característico do fenómeno. Note-se que a pressão máxima pode ser várias vezes superior à pressão motriz inicial que gerou a compressão da bolsa de ar (a elevada inercia da coluna de água face à coluna de ar, faz com que a pressão na bolsa de ar necessite ser muito superior à pressão a montante para que ocorra a paragem e posterior inversão do escoamento da coluna de água que causou a compressão da bolsa de ar). A partir do momento em que o comprimento da bolsa de ar atinge o seu valor

mínimo (x máximo), o ar actua como uma mola não linear, expandindo-se e obrigando o fluído a retroceder. Como se ilustra na Figura 2.6, trata-se de um movimento oscilatório mas, devido ao atrito, é amortecido no tempo.

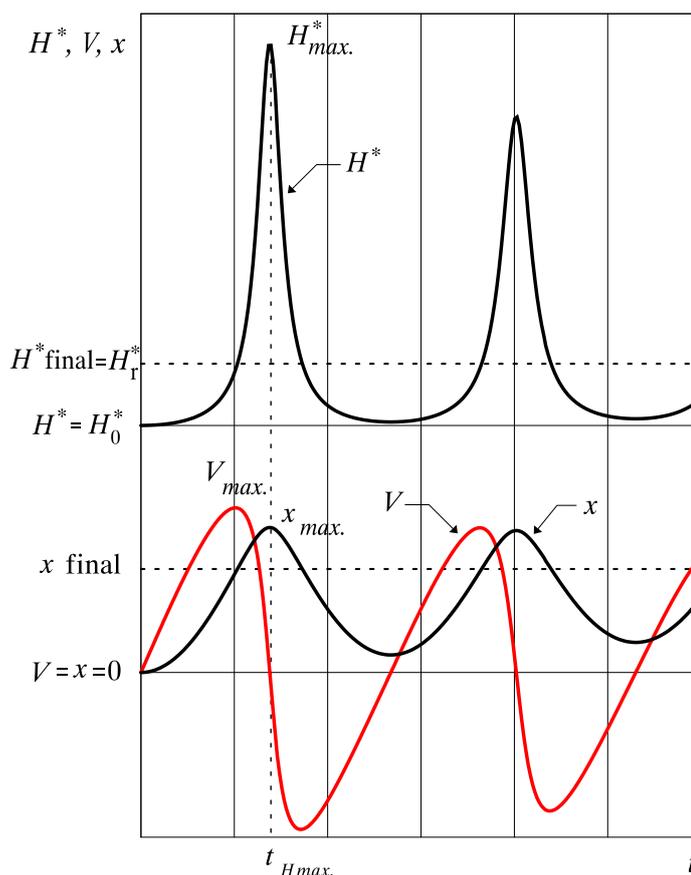


Figura 2.6 - Evolução qualitativa do transitório originado pela compressão de uma bolsa de ar aprisionado (retirado de Cabrera et al., 1992)

Para efectuar uma análise adimensional do problema, Martin (1976) considerou para além de abertura instantânea da válvula (a influência do tempo de abertura, de acordo com Abreu et al. (1992), apenas começa a ser significativa para tempos de abertura superiores ao período elástico do fenómeno, $2L/a$), a conduta horizontal (a influência da inclinação apenas é significativa para grandes volumes de ar (Abreu et al., 1992)), tendo concluído que a máxima pressão absoluta (adimensional) que se pode alcançar na bolsa de ar pode ser expressa como:

$$\frac{H_{\max}^*}{H_r^*} = F \left(\frac{H_r^*}{H_0^*}, \frac{f \nabla_0}{D^3}, n \right) \quad (2)$$

ou seja, depende apenas dos parâmetros adimensionais H_r^*/H_0^* (influência da pressão motriz) e $f\forall_0/D^3$ (influência do atrito e do volume inicial da bolsa de ar) para além do valor do expoente politrópico, n , considerado (como veremos no capítulo seguinte, o expoente politrópico caracteriza o tipo de processo considerado na compressão da bolsa de ar; $n=1$ corresponde a um processo isotérmico, enquanto $n=1.4$ corresponderá a um processo adiabático).

No caso de se desprezar a influência do atrito ($f=0$) a relação (2) encontra-se traduzida graficamente na Figura 2.7. De facto, nestas condições é possível através de um balanço energético obter soluções analíticas para os valores máximos das pressões alcançadas (Abreu et al., 1991) que, como se verifica na Figura 2.7, poderão traduzir-se em elevadas sobrepressões. Por exemplo, considerando $n=1.4$ e uma altura de água no depósito de 20 m ($H_r^*/H_0^* = 3$) obter-se-á uma pressão relativa máxima na bolsa de ar igual a 100 mca ($H_{\max}^*/H_r^* = 3.7$), ou seja, uma sobrepressão de 80 mca (quatro vezes o valor estático!).

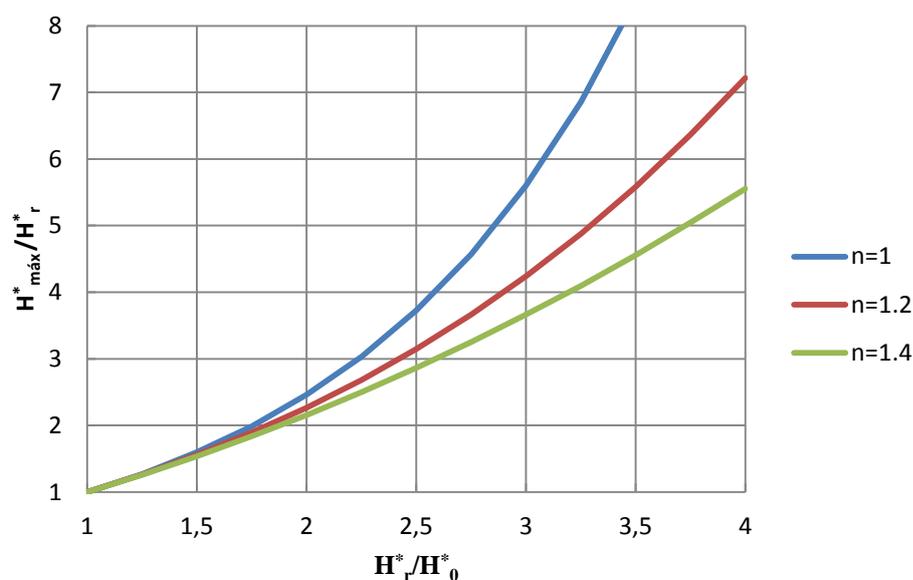


Figura 2.7 - Variação da pressão máxima com o expoente politrópico n admitindo ausência de atrito ($f=0$)

Os resultados obtidos numericamente correspondentes à variação da pressão máxima com os parâmetros adimensionais H_r^*/H_0^* e $f\forall_0/D^3$, considerando $n=1.4$, apresentam-se graficamente na Figura 2.7. Quanto menores o volume relativo da bolsa de ar e a influência do atrito maiores as sobrepressões que se podem alcançar no sistema.

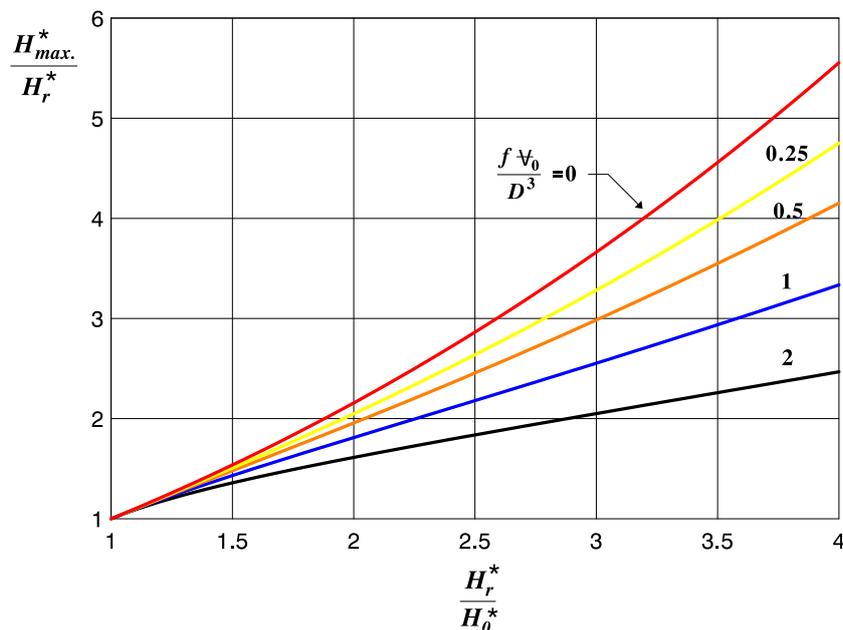


Figura 2.8 - Variação da pressão máxima com a pressão motriz, H_r , e com o parâmetro adimensional $f \nabla_0 / D^3$, admitindo $n = 1.4$ (adaptado de Abreu et al., 1992)

Liou e Hunt (1996) apresentam um modelo, baseado no modelo rígido, que analisa o enchimento de condutas de perfil irregular, a partir do qual se pode diagnosticar a potencial cavitação em pontos altos.

Alguns anos mais tarde, Fuertes (2001) apresenta um modelo matemático de parâmetros concentrados de carácter geral que tem em conta a mobilidade das interfaces ar-água, permitindo a análise de transitórios gerados pela evolução de qualquer número de bolsas de ar confinado numa conduta de perfil irregular. O modelo permite ainda considerar a presença de ventosas na instalação.

Zhou et al. (2002a), retomando de certa forma o trabalho de Martin (1976), efectuaram um trabalho experimental adoptando uma instalação idêntica à da Figura 2.1, considerando a conduta horizontal e a eventual presença de um orifício (cuja secção pode ser modificada) na extremidade jusante. Através de medições experimentais, verificaram que, dependendo da dimensão relativa do orifício, podem observar-se três tipos de padrões de oscilação de pressão após a abertura rápida de uma válvula numa conduta horizontal. No caso de não haver expulsão de ar (bolsa confinada) ou para pequenas dimensões do orifício de saída ($d/D < 0.086$, nas condições das experiências), observa-se uma oscilação de pressão de longo período (tipo oscilação em massa) à medida que o ar é expulso, análoga à prevista pelo modelo de Martin (1976), apresentada de forma esquemática na Figura 2.6. Assim, no caso de pequenos

orifícios, o efeito de amortecimento da bolsa de ar evita que a coluna de água sofra um impacto significativo na extremidade do tubo (a bolsa de ar persistindo por um período longo de tempo, actua como um “amortecedor de choque”) e, conseqüentemente, não se geram elevadas pressões resultantes do choque hidráulico (choque hidráulico negligenciável, ou como referem Zhou et al. (2002a) padrão de oscilação do tipo 1). No entanto, tal como previsto por Martin (1976), a pressão máxima experimentada pode ser várias vezes superior à pressão imposta a montante (3 a 4 vezes, de acordo com os resultados experimentais de Zhou et al. (2002a)).

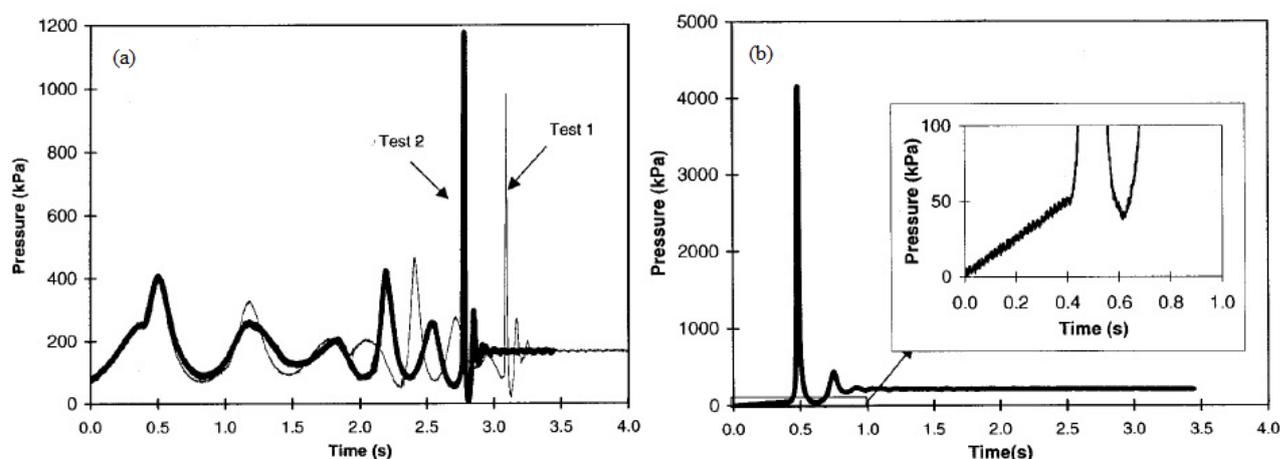


Figura 2.9 – Padrões de oscilação das pressões: (a) comportamento do tipo 2 e (b) comportamento do tipo 3 (adaptado de Zhou et al., 2002a)

No extremo oposto, ou seja, para orifícios de grande dimensão relativa ($d/D > 0.257$, nas condições das experiências), o efeito de “amortecimento” desaparece não ocorrendo o longo período de “oscilação em massa”, apenas se registando oscilações de curto período imediatamente após a colisão da coluna de água na extremidade do tubo, representado na Figura 2.9(b) como comportamento tipo 3. A pressão transitória resultante do choque hidráulico é neste caso dominante. Para tamanhos de orifícios intermédios o padrão de oscilação da pressão consiste numa sequência de oscilações de longo período (enquanto a bolsa de ar persiste) seguida por oscilações de pressão de curto período (choque hidráulico), representado na Figura 2.9(a) como tipo 2.

No mesmo artigo é feito o resumo de pressões máximas obtidas (experimentalmente e analiticamente) em função do diâmetro relativo do orifício e do comprimento da coluna líquida, agrupadas de acordo com os três tipos de padrões de oscilação (tipo 1, 2 e 3). As Figura 2.10 (a) e (b) apresentam os valores obtidos por Zhou et al. (2002a) correspondentes a

dois valores distintos de pressão imposta a montante pelo reservatório: $H_r^*/H_0^* = 4.57$ e $H_r^*/H_0^* = 2.43$, respectivamente.

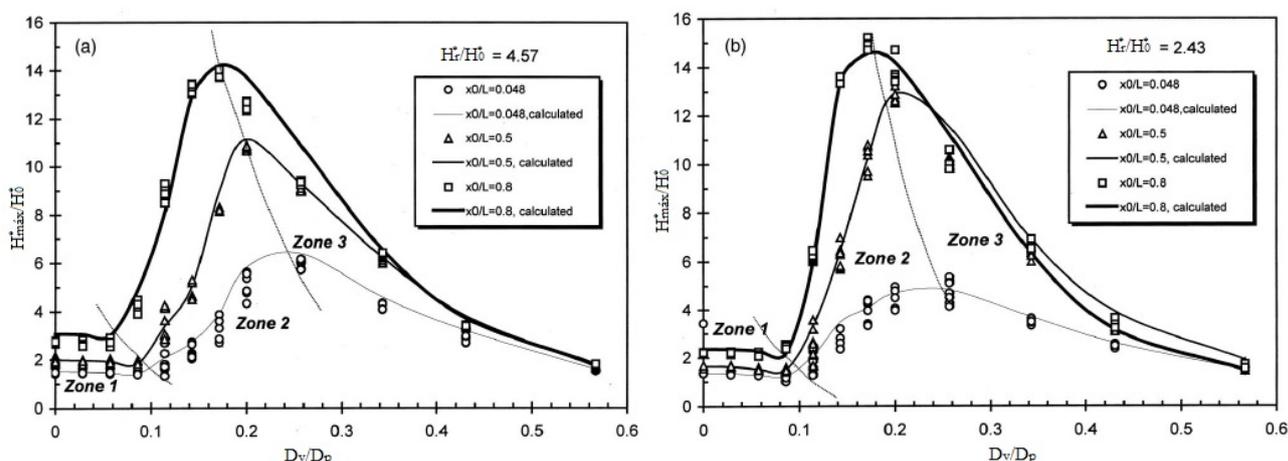


Figura 2.10 – Relação entre a pressão máxima obtida e o rácio de diâmetros de orifício e conduta: (a) $H_r^*/H_0^* = 4.57$ e (b) $H_r^*/H_0^* = 2.43$ (adaptado de Zhou et al., 2002a)

Em termos gerais, verifica-se que as sobrepressões tendem a aumentar para valores crescentes do diâmetro relativo do orifício até alcançarem um valor máximo; a partir desse valor, continuando a aumentar o diâmetro relativo do orifício, as sobrepressões diminuem. Uma análise mais atenta mostra que no caso do comportamento do tipo 1, e devido ao efeito amortecedor da bolsa de ar que previne o impacto brusco da coluna líquida, a pressão máxima mantém-se relativamente constante (entre 1.5 a 3 vezes a pressão imposta a montante). No caso do comportamento tipo 2 as sobrepressões aumentam muito rapidamente, dado que o efeito amortecedor da bolsa de ar diminui e a velocidade do ar aumenta acentuadamente. Na zona de transição entre os comportamentos dos tipos 2 e 3, foram observados experimentalmente picos de pressão até 15 vezes superiores à pressão imposta a montante. Para as oscilações do tipo 3, as máximas pressões são devidas ao choque hidráulico apenas. Com o contínuo aumento do tamanho do orifício a velocidade do escoamento diminui e portanto a pressão de impacto (choque hidráulico) da coluna líquida no fim da conduta também vai diminuindo progressivamente.

A partir das duas figuras anteriores, também é possível concluir que, em geral, quanto maior for o valor relativo da coluna de água inicial, x_0/L , sendo x_0 o comprimento inicial da coluna de água na conduta de comprimento L , maiores serão as sobrepressões registadas uma vez que, como já foi referido, com a diminuição do volume de ar o efeito amortecedor da bolsa de ar também diminui.

2.3 Ventosas

As ventosas são dispositivos que podem ser instalados em pontos altos das condutas, onde, por vezes se acumula ar, e permitem a sua extracção. A capacidade de transporte de ar varia consoante o tamanho do orifício (seja para entrada ou saída de ar). Em várias referências bibliográficas (AWWA, 2001; Abreu et al., 2012) é feita a distinção entre as ventosas de grande orifício (com orifícios desde os 12.7 mm até os 400 mm) e as ventosas de pequeno orifício, mais conhecidas por purgadores, com diâmetros de orifícios bastante mais pequenos (1,5 a 12,5 mm). No que toca a funcionalidades básicas das ventosas:

- Extraem elevados caudais de ar a baixas pressões: utilizam-se para o caso de enchimento de condutas.
- Introduzem caudais elevados de ar a baixas pressões: utilizam-se no caso de esvaziamento de condutas com o fim de evitar o colapso das mesmas.
- Extraem baixos caudais de ar a pressões normais de funcionamento: utilizam-se durante o funcionamento normal do sistema, ou seja, sistemas pressurizados.
- Admitem elevados caudais de ar a pressões anormais de funcionamento: utilizam-se durante o funcionamento anormal do sistema, como protecção aos choques hidráulicos.

2.3.1 Ventosas de duplo efeito

Este tipo de ventosas é provido de um orifício de grande dimensão (em geral, da ordem do diâmetro da conexão entre a ventosa e a conduta onde a mesma é instalada) o qual é capaz de realizar duas funções, evacuar grandes quantidades de ar durante o processo de enchimento e, admitir grandes quantidades de ar no processo de esvaziamento de uma conduta. Caso ocorra qualquer fenómeno capaz de gerar depressões no sistema esta ventosa admitirá ar em grandes quantidades, como resposta ao desequilíbrio de pressões. São também conhecidas por ventosas de grande orifício (Figura 2.11a) e podem ou não ser de efeito cinético. O efeito cinético traduz-se num fechamento progressivo do orifício contrariando o efeito do arraste aerodinâmico (fechamento brusco). O mecanismo de funcionamento é controlado por um flutuador que permite a abertura ou fechamento do orifício da ventosa. Quando a ventosa fica preenchida de água o flutuador sobe e fecha o orifício, o oposto permite então a entrada de ar na conduta (Val-Matic, 2008).

2.3.2 Purgadores

Os purgadores são ventosas de pequeno orifício, represento na Figura 2.11b (claramente inferior ao diâmetro da conexão entre a ventosa-conduta) cuja função é expulsar pequenas quantidades de ar que, durante o funcionamento normal do sistema é arrastado e se vai

acumulando nos pontos altos de uma forma contínua. Assim, ao longo do período da operação do sistema a parte superior do corpo da ventosa vai acumulando um determinado volume de ar. Quando este volume permitir baixar suficientemente o nível de água no purgador, o flutuador desce permitindo a abertura do orifício e a consequente libertação de ar presente no purgador. Depois da expulsão da bolsa de ar, o nível de água volta a subir fechando o orifício até um determinado volume de ar convergir novamente para o purgador e repetir o processo (Val-Matic, 2008).

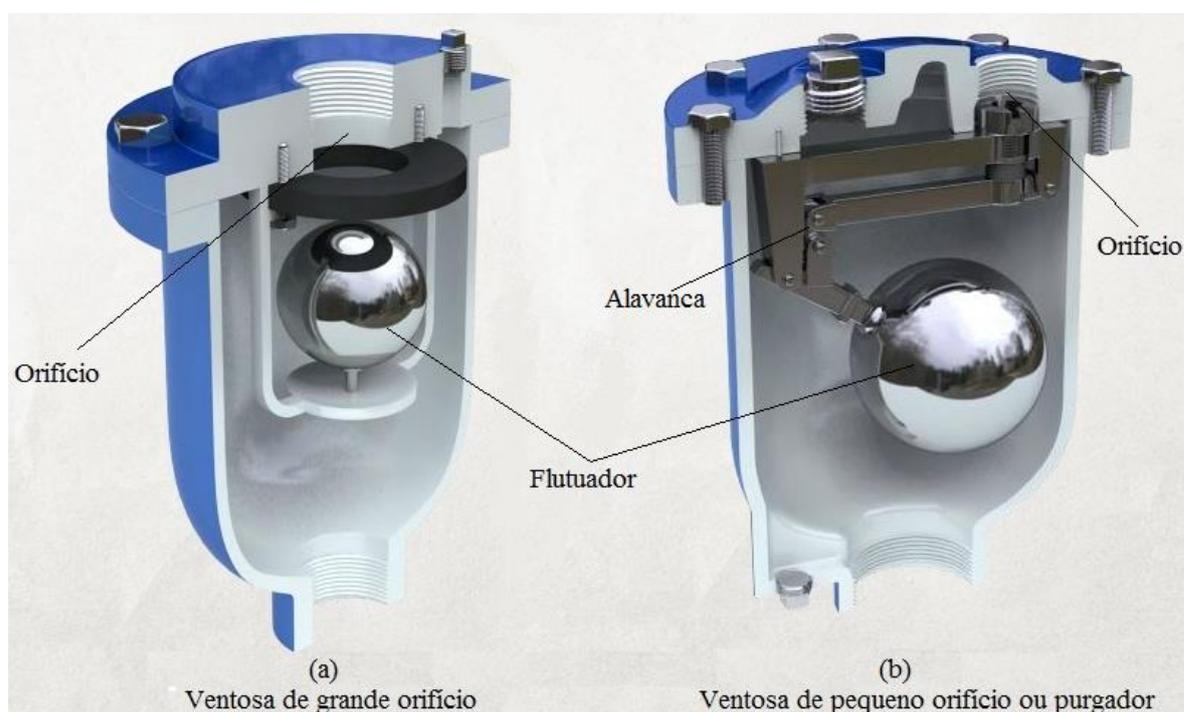


Figura 2.11 – Esquema dos mecanismos de ventosas de grande (a) e pequeno orifício (b) (adaptado de DeZURIK, 2011a)

2.3.3 Ventosas de triplo efeito

As ventosas de triplo efeito são uma combinação dos dois tipos referidos anteriormente, isto é, compostas por um purgador e uma ventosa de duplo efeito. Deste modo, estas ventosas conseguem expulsar pequenas e grandes quantidades de ar durante o funcionamento normal e durante o enchimento do sistema, respectivamente. Ao mesmo tempo são também capazes de admitir grandes quantidades quando se procede ao esvaziamento da instalação. O mecanismo de funcionamento em tudo é semelhante aos dois expostos acima, apenas difere na configuração da ventosa, isto é, pode ser composto por um corpo único ou por um corpo

bipartido (Figura 2.12). Por serem dispositivos mais versáteis e económicos são, normalmente, os mais utilizados.

2.3.4 Ventosas unidireccionais

As ventosas unidireccionais, como o nome indica, permitem o escoamento do ar numa única direcção, seja ela de entrada ou de saída, sendo estas portanto, uma variante das ventosas de grande orifício. Existem dois tipos dentro desta classificação que são as ventosas de vazio e os adutores.

As primeiras servem para as situações onde existe obrigatoriamente uma depressão como é o caso da aspiração de uma bomba de eixo horizontal. A sua disposição construtiva é semelhante às ventosas de grande orifício, apesar desta variante ter um segundo flutuador que obtura o orifício de entrada, quando se esvazia a ventosa, não permitindo a entrada de ar.

Nas segundas o funcionamento é exactamente o oposto, isto é, permitem a entrada grandes quantidades de ar e impedem a sua saída, evitando os transitórios que poderão ser provocados pela saída rápida de uma bolsa de ar e consequente fechamento brusco do orifício. A sua estrutura é também semelhante à da ventosa de grande orifício, diferenciando na posição do flutuador que se mantém fechado por uma mola. Utiliza-se essencialmente como protecção dos golpes de aríete, admitindo ar durante a fase depressiva do transitório hidráulico (Fuentes, 2001).

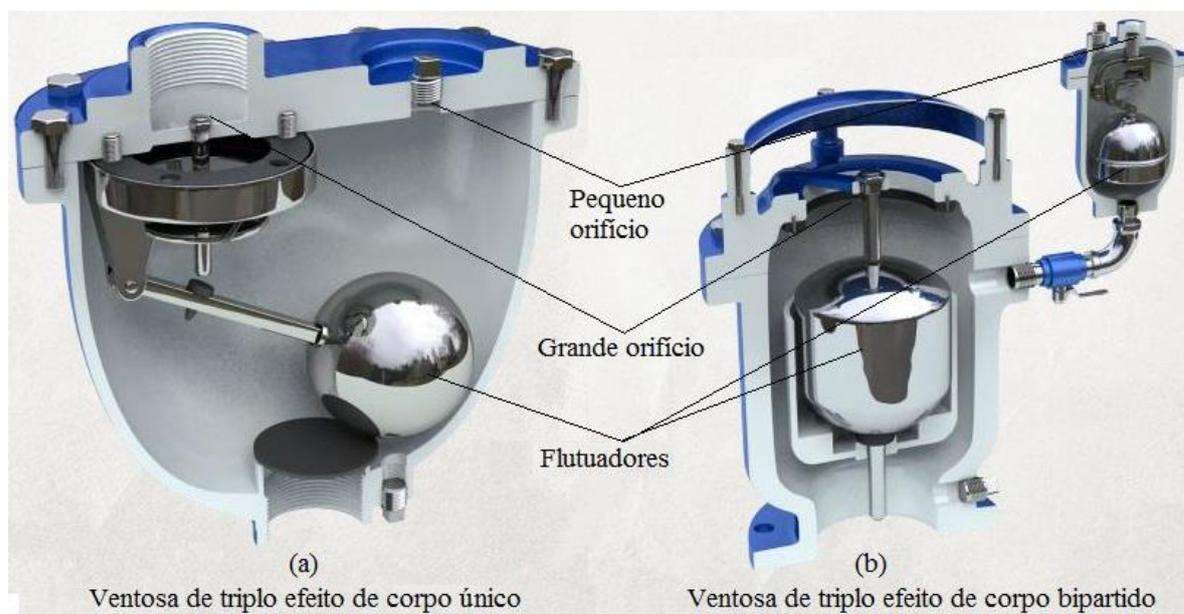


Figura 2.12 – Esquema dos mecanismos de ventosas de triplo efeito com corpo único e corpo bipartido (adaptado de DeZURIK, 2011c)

Existe uma razão para a qual a distinção entre as ventosas de grande e pequeno orifício deve ser feita que é, as primeiras não terem a capacidade para funcionar a altas pressões, podendo isto ser justificado pelo seguinte.

Quando a conduta está parcial ou totalmente cheia de ar o flutuador da ventosa, cujo peso volúmico, γ_f , é superior ao do ar, encontra-se na sua posição mais baixa e o orifício encontra-se aberto para deixar que o ar saia livremente para a atmosfera. A partir do momento em que a água chega ao corpo da ventosa e alcança a parte inferior do flutuador, começa a exercer, sobre o mesmo, uma força ascendente (impulsão) igual ao peso do volume de água deslocado, $F_1 = \gamma \nabla_s$ (representando ∇_s o volume submerso), que irá aumentando com a subida do nível de água até que esta força iguale o peso do flutuador, $F_2 = P = \gamma_f \nabla_f$, sendo ∇_f o volume do flutuador. Alcançado este equilíbrio, o flutuador ascende com o nível de água, ou seja, a posição do flutuador em relação à superfície da água permanece constante (Figura 2.13a), com um volume submerso dado por:

$$\nabla_s = \frac{\gamma_f}{\gamma} \nabla_f \quad (3)$$

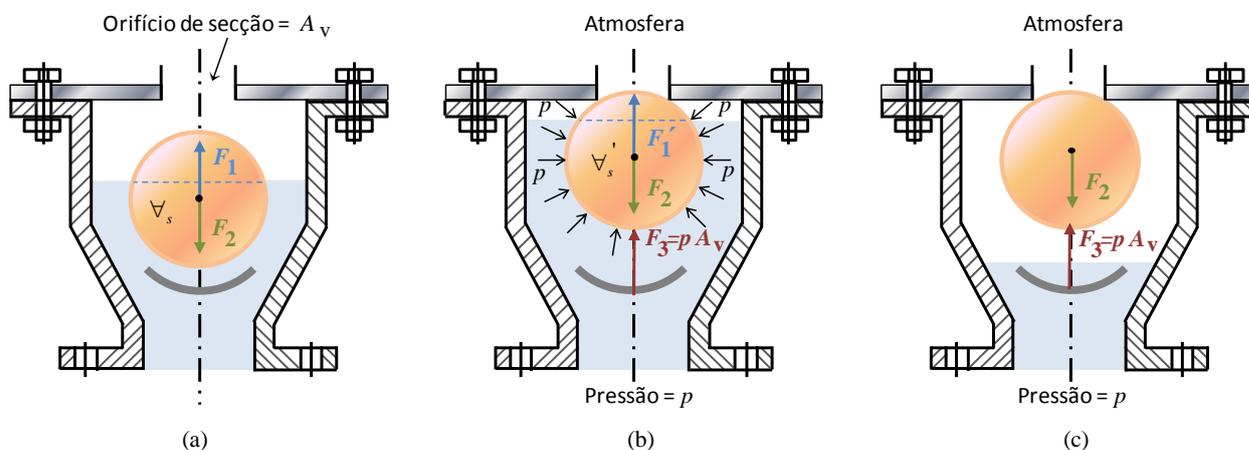


Figura 2.13 – Forças actuantes no flutuador nas fases: orifício aberto com a libertação de ar (a), orifício fechado sob efeito da impulsão hidrostática e pressão no sistema (b) e orifício fechado sob efeito do ar pressurizado (c)

A ascensão do flutuador faz-se até que o mesmo alcance o orifício e o obture. Neste momento, na parte superior do corpo da ventosa existe ainda uma pequena massa de ar que se vai comprimindo à medida que continua a entrar água até se alcançar a pressão, p , correspondente à pressão de regime permanente na secção da adutora onde se encontra

instalada a ventosa (Figura 2.13b). Entretanto a impulsão hidrostática sofreu um ligeiro incremento, já que o volume submerso actual $\nabla_s' > \nabla_s$, dado por (3). Por outro lado, a força ascensional sobre o flutuador também aumentou devido ao aparecimento de uma nova força que resulta do facto da superfície do flutuador estar sujeita a uma pressão aproximadamente uniforme, p , à excepção da superfície que obtura o orifício que se encontra à pressão atmosférica. De acordo com a hidrostática esta nova força ascensional (força sobre uma superfície circular plana, correspondente à área da secção, A_v , do orifício da ventosa) virá dada por:

$$F_3 = p A_v \quad (4)$$

Em resumo, no caso da ventosa estar cheia de água, fechada e submetida à pressão interna da conduta, p , o respectivo flutuador estará pressionado contra o orifício por acção da impulsão hidrostática (proporcional ao volume submerso ∇_s') e da força (4), a qual é apenas função da pressão interior e da área do orifício.

Quando o ar, à pressão normal de funcionamento, volta a entrar novamente no interior da ventosa irá ocupando o espaço até então preenchido pela água, fazendo com que o respectivo nível desça. A partir do momento em que o nível de água desce abaixo da parte inferior do flutuador, a impulsão hidrostática que anteriormente actuava sobre o flutuador desaparece (Figura 2.13c). A posição do flutuador, ou seja, o orifício manter-se ou não fechado, dependerá apenas do seu próprio peso, da pressão interna e das dimensões do orifício. Este encontrar-se-á fechado ou aberto se, respectivamente:

$$p A_v > P \quad \text{ou} \quad p A_v < P \quad (5)$$

Para uma ventosa de grande orifício, a área deste e o peso do flutuador são constantes pelo que, a ventosa abrirá para uma pressão dada por:

$$p = \frac{P}{A_v} = \frac{\gamma_f \nabla_f}{A_v} \quad (6)$$

Como o peso específico do flutuador está limitado entre os 6860 e 7840 N/m³, visto ter que ser menor que o da água (9800 N/m³) para poder flutuar, e o volume do flutuador também é limitado por razões económicas, já que quanto maior for o volume maiores serão as dimensões das ventosas, resta diminuir a área de secção (diâmetro) do orifício para que a ventosa funcione a altas pressões, justificando assim a designação de ventosas de pequeno orifício (Rodríguez, s.d.).

Como a secção do orifício deverá ser progressivamente mais pequena ao ir aumentando a pressão de serviço, uma forma de resolver o problema é utilizar um mecanismo (alavanca) para multiplicar a força (ver Figura 2.11b).

2.3.5 Localização das ventosas numa adutora

A localização das ventosas realiza-se em função do perfil longitudinal que apresenta o sistema adutor. Em fase de projecto este perfil deverá ter em consideração os problemas de admissão e expulsão ar, idealmente com um aspecto de linha quebrada que marque de uma forma bem definida pontos altos e baixos ao longo do traçado. Convém que as inclinações ascendentes não sejam inferiores a 0.2% e as descendentes 0.4%. O manual M51 da *American Water Works Association* (AWWA, 2001) fornece uma guia para o dimensionamento, localização e instalação de ventosas em sistemas hidráulicos. Este manual não é normativo, tem apenas recomendações práticas para questões não abrangidas pelos fabricantes. Relativamente à localização das ventosas é aconselhado:

- Instalar ventosas nos pontos mais elevados da conduta. A definição de ponto elevado deverá fazer intervir a linha piezométrica. Assim considera-se como ponto elevado a extremidade montante de qualquer tramo de conduta de inclinação descendente superior ou igual à da linha piezométrica;

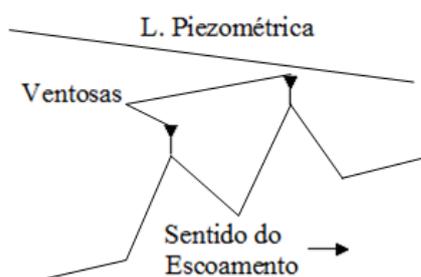


Figura 2.14 – Ventosas em pontos elevados de uma instalação

- Instalar uma ventosa quando se tem uma variação (aumento ou diminuição) da inclinação da conduta;
- Em tramos de grande comprimento com inclinação constante, seja ela ascendente ou descendente, recomenda-se colocar, pelo menos uma ventosa a cada 400-800m de conduta;
- Instalar uma ventosa à saída das bombas, de forma a proteger o sistema dos efeitos negativos do arranque e paragem das mesmas;
- Instalar uma ventosa a montante de uma válvula de retenção em condutas com bombas submersas de eixo vertical instaladas em poços profundos;

A figura seguinte ilustra algumas das recomendações acima referidas.

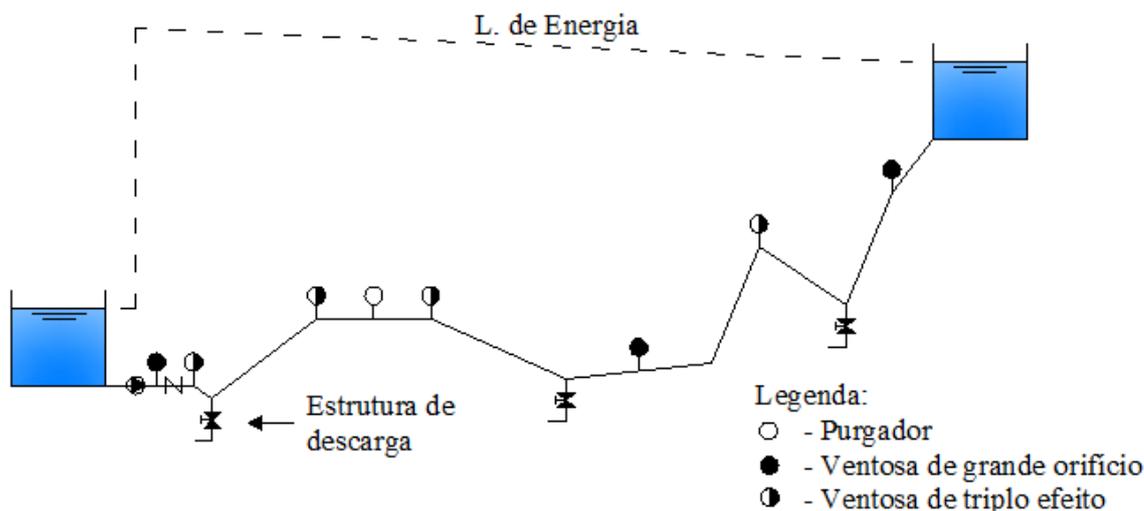


Figura 2.15 - Localização de ventosas em sistemas simples (adaptado de AWWA, 2001)

2.4 Modelação matemática das ventosas

Como veremos mais detalhadamente no próximo capítulo, para a modelação do fluxo de ar através das ventosas é habitual efectuar-se uma analogia com o escoamento permanente isentrópico num bocal (Wylie e Streeter, 1983; Chaudhry, 1987). Desta forma podem obter-se expressões analíticas que permitem a modelação das ventosas dependentes de um coeficiente de descarga que será um parâmetro característico de cada ventosa particular (Pimentel e Granados, 1990; Lingireddy et al., 2004; Carlos et al., 2011). Outra possibilidade, como exemplificado no Capítulo 3, será a de utilizar as curvas características das ventosas fornecidas pelos fabricantes nos seus catálogos (representam, em forma gráfica, a relação entre o caudal de ar, de entrada e/ou saída, e o diferencial de pressões entre o interior e o exterior da conduta). No entanto, haverá que ser prudentes com as curvas características que proporcionam os fabricantes, já que alguns ensaios realizados, entre outros, por Blum (1994) para o “U.S. Bureau of Reclamation” e na Universidade Politécnica de Valencia (Fuertes, 2001) foram registadas importantes discrepâncias entre as medidas realizadas e os dados de catálogo.

Com o objectivo de estudar o comportamento das ventosas em condições de escoamento não permanente, Carlos (2007), utilizando uma instalação experimental de grandes dimensões, efectuou ensaios dinâmicos de expulsão e admissão de ar com ventosas de diâmetro nominal de 50 mm e 100 mm instaladas em condutas de diâmetros 200 mm e 500 mm.

Complementarmente, realizou ensaios em regime permanente para determinar os coeficientes de descarga e admissão daquelas ventosas, tendo concluído da importância de estimar correctamente aquele parâmetro, em face da relevância que o seu valor assume na resposta do comportamento da ventosa.

A fase final da operação de expulsão do ar através das ventosas origina um fenómeno de choque hidráulico, como resultado da rápida desaceleração da coluna líquida no instante em que o ar é completamente expulso (Lingireddy et al., 2004). É um processo análogo à desaceleração de uma coluna líquida quando se produz o fechamento de uma válvula. Uma deficiente selecção do diâmetro de uma ventosa pode conduzir a uma expulsão de ar demasiado rápida e, conseqüentemente, a uma sobrepressão excessiva. Para que tal não ocorra impõe-se um correcto dimensionamento das ventosas.

Lingireddy et al. (2004) propõem uma equação simplificada, a qual não considera a compressibilidade da bolsa de ar no interior da ventosa, para estimar as sobrepressões que se podem produzir no sistema após a expulsão do ar através da ventosa, em função do diâmetro da mesma. Utilizando dois exemplos, comparam os valores das sobrepressões obtidos pela fórmula proposta com os correspondentes resultados numéricos de um modelo que considera o efeito da compressibilidade da bolsa de ar e concluem acerca da pequena influência daquele efeito.

De Martino et al. (2003, 2008) efectuaram um estudo numa instalação experimental onde analisaram as sobrepressões originadas pela expulsão de bolsas de ar numa conduta sob pressão que continha na sua extremidade jusante um orifício ou, em alternativa, uma ventosa comercial. Os resultados experimentais permitiram verificar em geral os diferentes tipos de comportamentos verificados por Zhou et al. (2002a, 2002b), apesar da gama de valores dos parâmetros analisada ser distinta em face da instalação experimental possuir diferentes dimensões. Concluíram ainda que as sobrepressões provocadas pelo orifício eram superiores às correspondentes sobrepressões originadas pela ventosa. Em De Martino et al. (2008) foi igualmente proposta uma expressão simplificada para o cálculo das sobrepressões.

3 METODOLOGIA

3.1 Introdução

Em face da complexidade do fenómeno anteriormente descrito, para o tratamento dos transitórios hidráulicos com ar confinado onde se conta com a presença de dois fluidos (ar e água) em duas fases distintas (gasosa e líquida) e a modelação do comportamento das ventosas é fundamental dispor de ferramentas adequadas e modelos matemáticos fiáveis. Apenas desta forma, ou seja, através da modelação numérica, embora apoiada numa componente experimental, será possível um melhor conhecimento físico do problema e a possibilidade de avaliar as suas potenciais consequências e eficácia das eventuais medidas mitigadoras previstas.

Ao estarem envolvidos dois fluidos, um modelo numérico para descrever o fenómeno terá que ter em consideração as equações da coluna líquida e o comportamento das bolsas de ar. Por outro lado, estas equações terão que ser combinadas e, por razões práticas, simplificadas. Complementarmente, a solução numérica para estes transitórios deverá também considerar uma fronteira móbil (interface água-ar) de forma a poder contemplar a variação do comprimento da coluna líquida.

Embora, como referido no capítulo anterior, existam vários modelos propostos na literatura da especialidade, não é do nosso conhecimento uma abordagem sistemática que deduza e justifique as equações utilizadas e efectue um tratamento conjunto do problema. Será este, pois, o objectivo do presente capítulo.

3.2 Modelação do comportamento dinâmico das colunas água-ar

3.2.1 Introdução

Nesta secção apresentam-se as equações básicas que permitem o estudo de sistemas hidráulicos nos quais possam escoar simultaneamente colunas líquidas (água) e colunas gasosas (ar), caso sejam válidas as seguintes hipóteses:

- Escoamento unidimensional;
- As colunas líquido-gás estão separadas por uma interface recta (utilização do denominado modelo pistão);
- O escoamento do gás (em geral, considerado como gás ideal ou perfeito) pode ser considerado adiabático ou seguir um processo politrópico;

- As colunas fluidas são tratadas por modelos de parâmetros concentrados. No caso da coluna líquida, esta hipótese corresponde a modelar a mesma desprezando os efeitos elásticos, ou seja, através do denominado “modelo rígido”.

Considera-se o caso ideal do sistema simples representado na Figura 3.1 - Sistema simples “ideal” e notação utilizada. A bolsa de ar (ou gás) encontra-se localizada entre a válvula (secção 2-2) e a extremidade jusante da conduta que poderá estar fechada (junta cega), situação a que corresponde uma bolsa de ar aprisionada ou, em alternativa, possuir um orifício que possibilite a saída do ar (expulsão de ar). A coluna líquida inicial, L , e a coluna inicial de ar, L_a , estão separadas por uma válvula, a qual se supõe ter uma abertura “instantânea”. A pressão inicial na coluna de ar supõe-se ser a atmosférica ($p_0=p_{atm}$). A pressão no interior do reservatório, p_r (ou $H_r=p_r/\gamma$), supõe-se constante no decurso do transitório.

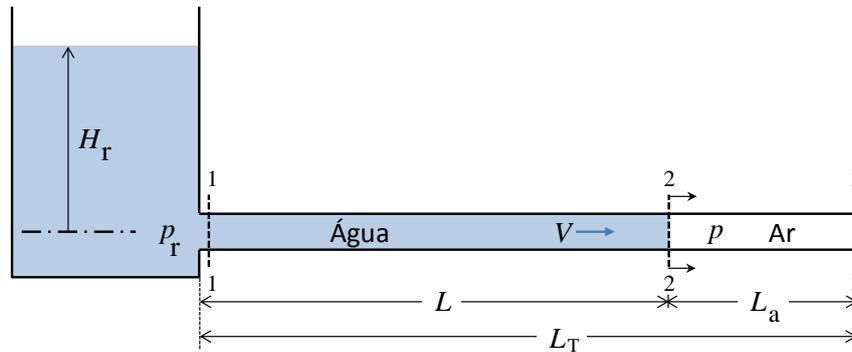


Figura 3.1 - Sistema simples “ideal” e notação utilizada.

Para a dedução das equações vai utilizar-se o *Teorema do Transporte de Reynolds* (ferramenta analítica que nos permite mudar o enfoque da análise de um “sistema fluido”, conjunto arbitrário de partículas fluidas de identidade (massa) fixa, para um “volume de controlo”, região seleccionada do espaço, ou seja, uma entidade geométrica, através da qual se escoo o fluido) que se pode expressar, de uma forma compacta (White, 1994), como:

$$\frac{DN_{sist}}{Dt} = \frac{d}{dt} \int_{VC} \eta \rho dV + \int_{SC} \eta \rho (\mathbf{V}_r \cdot \mathbf{n}) dA \quad (7)$$

onde designamos por N qualquer propriedade extensiva do fluido (função, em geral, de \mathbf{x} e t), escalar ou vectorial (massa, quantidade de movimento, energia, etc.), a qual poderá ser definida através do seu valor específico (por unidade de massa), $\eta=dN/dm$. Como o volume de controlo poderá, no caso geral, ser móvel e/ou deformável, na avaliação do integral de superfície dever-se-á considerar a velocidade relativa (entre o fluido e a superfície de controlo) \mathbf{V}_r . Esta velocidade relativa, \mathbf{V}_r , corresponderá à velocidade do fluido registada por

um observador que se move solidário com a superfície de controlo, a qual se desloca a uma velocidade V_{SC} , medida em relação a um observador fixo, o mesmo que observa o fluido escoando a uma velocidade absoluta V . Estas velocidades estarão assim relacionadas pela equação: $V = V_r + V_{SC}$.

Para escoamentos que se possam considerar unidimensionais (1-D), como é o caso que nos ocupa, ou mesmo quando não sendo estritamente 1-D o escoamento nas secções de entrada e saída do volume de controlo se poder considerar uniaxial, isto é, paralelo a um único eixo (Vardy, 1990) o integral de superfície da expressão (7) pode reduzir-se a uma simples soma de produtos positivos (secções de saída) e negativos (secções de entrada) das propriedades de cada secção, pelo que (7) se poderá reduzir a:

$$\frac{DN_{sist}}{Dt} = \frac{d}{dt} \int_{VC} \eta \rho d\forall + \sum (\eta \rho A V_r)_{saída} - \sum (\eta \rho A V_r)_{entrada} \quad (8)$$

3.2.2 Equações da coluna líquida

3.2.2.1 Equação da continuidade

Neste caso a propriedade a considerar será a massa, pelo que $N=m$ e $\eta=1$. A equação (8), aplicada ao volume de controlo definido pelas secções extremas 1-1 e 2-2 (cf. Figura 3.1 - Sistema simples “ideal” e notação utilizada.), permite então escrever:

$$\frac{Dm_{sist}}{Dt} = \frac{d}{dt} \int_{VC} \rho d\forall + [\rho A(V - V_{SC})]_{2-2} - [\rho A(V - V_{SC})]_{1-1} = 0 \quad (9)$$

O primeiro integral (integral de volume) da equação anterior será dado por:

$$\frac{d}{dt} \int_{VC} \rho d\forall = \rho \frac{d}{dt} \int_{VC} d\forall = \rho \frac{d}{dt} \int_0^{L(t)} A dx = \rho A \frac{dL}{dt} \quad (10)$$

Como a velocidade relativa, V_r , na secção 2-2 é nula pois $V=V_{sc}$ na secção de controlo móvel. Já na secção 1-1, $V_{sc}=0$, pelo que $V_r=V$. A substituição destes valores e da equação (10) em (9) permite obter:

$$\frac{dL}{dt} = V \quad (11)$$

3.2.2.2 Equação da quantidade de movimento

A partir da segunda lei de Newton aplicada a um sistema: $\frac{d}{dt} (m \mathbf{V})_{sist} = \sum \mathbf{F}$, a qual estabelece a relação existente entre a resultante das forças exteriores aplicadas a um sistema e a variação

da quantidade de movimento do mesmo, o teorema de transporte de Reynolds (8), considerando $N=mV$ e $\eta=V$, proporciona:

$$\Sigma F = \frac{d}{dt} \int_{VC} \rho V dV + [\rho V(V - V_{SC})A]_{2-2} - [\rho V(V - V_{SC})A]_{1-1} \quad (12)$$

O primeiro integral do segundo membro da equação anterior, após aplicação da regra de Leibniz, será dado por:

$$\frac{d}{dt} \int_{VC} \rho V dV = \rho A \frac{d}{dt} \int_0^{L(t)} V dx = \rho A \left(\int_0^{L(t)} \frac{dV}{dt} dx + V \frac{dL}{dt} \right) \quad (13)$$

Após aplicação do teorema do valor médio e a utilização da equação da continuidade (5), a equação anterior reduz-se a:

$$\frac{d}{dt} \int_{VC} \rho V dV = \rho AL \frac{dV}{dt} + \rho AV^2 \quad (14)$$

Uma vez mais a velocidade relativa, V_r , na secção 2-2 é nula ($V=V_{sc}$ na secção de controlo móvel), pelo que a resultante da quantidade de movimento nas secções de entrada e saída se reduz a $-\rho AV^2$. Desta forma a equação (11) escreve-se:

$$\Sigma F = \rho AL \frac{dV}{dt} \quad (15)$$

O somatório das forças reduz-se:

- à diferença de forças de pressão que actuam na secção 1-1, onde a pressão é p_{1-1} e na interface água-ar (secção 2-2) onde a pressão é p , ou seja, $(p_{1-1} - p)A$;
- à força de atrito, que se opõe ao movimento, e que actua ao longo das fronteiras sólidas (paredes da conduta) dada por: $\tau_w PL = \tau_w \pi DL$, sendo τ_w a tensão tangencial na parede.

Substituindo estas forças em (15), obtém-se:

$$(p_{1-1} - p)A - \tau_w \pi DL = \rho AL \frac{dV}{dt} \quad (16)$$

A tensão tangencial pode ser expressa em função do factor de atrito de Darcy-Weisbach, ou seja, $\tau_w = \frac{f}{8} \rho V |V|$, em que o módulo é utilizado para permitir a inversão do sinal da tensão tangencial com a inversão do sentido de escoamento. Finalmente, a pressão na secção 1-1 pode relacionar-se com a pressão no reservatório através da equação: $p_r = p_{1-1} + \frac{\rho V^2}{2}$, pelo que (16) se poderá expressar como:

$$\frac{L}{g} \frac{dV}{dt} = \frac{(p_r - p)}{\gamma} - \frac{V^2}{2g} - f \frac{L}{2gD} V|V| \quad (17)$$

3.2.3 Equações da coluna de ar

3.2.3.1 Interface água-ar

Como $L_T = L + L_a$ é invariante e de acordo com (11) $\frac{dL}{dt} = V$, facilmente se conclui que a variação de volume da bolsa de ar (∇) será dada por:

$$\frac{d\nabla}{dt} = -AV \quad (18)$$

3.2.3.2 Equação da continuidade

A variação na massa de ar no interior do volume de controlo é igual à descarga através do orifício, pelo que:

$$dm = d(\rho_{ar} \nabla) = \nabla d\rho + \rho_{ar} d\nabla = -\rho_{ar} Q_{ar} dt \quad (19)$$

ou, de forma alternativa,

$$\frac{d\rho_{ar}}{\rho_{ar}} = -\frac{d\nabla}{\nabla} - \frac{Q_{ar}}{\nabla} dt \quad (20)$$

3.2.3.3 Equação de estado

Um sistema em equilíbrio termodinâmico pode ser descrito pelas variáveis termodinâmicas básicas pressão (p) e massa volúmica (ρ). Assim, por exemplo a energia interna, e , pode ser expressa em função de p e ρ através de uma *equação de estado calórica*, i.e.

$$\rho = \rho(p^*, e) \quad \text{ou} \quad d\rho = \left(\frac{\partial \rho}{\partial p^*} \right)_e dp^* + \left(\frac{\partial \rho}{\partial e} \right)_p de \quad (21)$$

No caso de o fluido poder ser considerado um gás perfeito, com calores específicos constantes, como ocorre com suficiente aproximação para uma gama muito ampla de aplicações nos gases (Çengel e Boles, 1994), verificam-se as seguintes relações:

$$p^* = \rho RT \quad ; \quad R = c_p - c_v = \text{const} \quad ; \quad \gamma = \frac{c_p}{c_v} = \text{const} \quad (22)$$

onde γ é a relação entre os calores específicos a pressão e a volume constantes. Por outro lado, a energia interna (gás calórico ideal ou gás politrópico⁽¹⁾), expressa-se de acordo com:

$$e = c_v T \quad (23)$$

Portanto, para um gás perfeito com relação γ de calores específicos constante, a relação entre e , p^* e ρ , vem dada pela expressão:

$$e = c_v T = \frac{R}{\gamma-1} T = \frac{R}{\gamma-1} \frac{p}{\rho R} = \frac{1}{\gamma-1} \frac{p}{\rho} \quad (24)$$

que constitui um caso particular da equação de estado (21).

3.2.3.4 Equação de conservação da energia

Desde um ponto de vista molecular a energia total de um sistema é, por natureza, exclusivamente cinética e está associada à intensidade dos movimentos moleculares individuais. No entanto, na aproximação do contínuo, ao se resolver explicitamente apenas a velocidade molecular média (\mathbf{V}) é necessário considerar a energia total como soma de dois termos. Por um lado, a energia "cinética" associada ao campo de velocidades macroscópico ou contínuo \mathbf{V} , e por outro, o designado término de energia interna que corresponde à energia armazenada no sistema pela actividade molecular e pelas forças devidas a ligações químicas. Contém todas as outras contribuições adicionais incluindo aquelas devidas a diferenças entre a velocidade \mathbf{V} num ponto e as velocidades reais das moléculas que ocupam o volume médio contínuo centrado nesse ponto. Nesta descrição, a energia interna é uma medida da intensidade do movimento molecular aleatório em relação à velocidade média do contínuo. Assim, a energia total, E_t , de um sistema genérico vem dada por:

$$E_t = \int_{V_s(t)} \rho \left(\frac{\mathbf{V} \cdot \mathbf{V}}{2} + e \right) dV \quad (25)$$

onde $\mathbf{V} \cdot \mathbf{V} = V^2$ e e representa a energia interna molecular por unidade de massa.

A aplicação da equação de conservação da energia ao volume de controlo entre as secções 2-2 e 3-3 da Figura 3.1, utilizando a expressão do teorema de Reynolds (8) onde agora a variável

⁽¹⁾ A denominação de gás politrópico (Landau e Lifchitz, 1987) deriva do termo "processo politrópico" que designa um processo de compressão ou expansão de um gás real para o qual: $p^* \nabla^n = C$, donde n (expoente politrópico) e C são constantes. No caso de um gás com calores específicos constantes, são politrópicos os processos isotérmicos e adiabáticos para os quais $\frac{p^*}{\rho^\gamma} = \text{const.}$, onde γ é denominado expoente adiabático.

genérica N é a energia total, E_t , sendo $\eta = dN/dm = e_t = e + V^2/2$, ou seja, a *energia total por unidade de massa*, permite escrever:

$$\frac{d}{dt} \int_{VC} \rho_{ar} e_T dV + [\rho_{ar} e_t (V - V_{SC}) A]_{3-3} - [\rho_{ar} e_t (V - V_{SC}) A]_{2-2} = \frac{dQ}{dt} - \frac{dW}{dt} \quad (26)$$

a qual expressa que a variação da energia total no volume de controlo é igual ao trabalho, W , por unidade de tempo, ou potência, das forças exteriores que atuam sobre o mesmo, mais o calor, Q , recebido do exterior por unidade de tempo. Recorde-se que, de acordo com a convenção habitual de sinais da termodinâmica, Q é positivo no caso de se comunicar calor ao sistema e W é positivo quando o sistema realiza trabalho sobre o seu entorno.

Para além das hipóteses gerais enunciadas no início da secção, uma das quais ao considerar escoamento adiabático permite desde logo anular o termo $\frac{dQ}{dt}$ na equação (26), efectuem-se as seguintes simplificações adicionais na equação da energia:

- A variação da energia cinética do ar no interior do volume de controlo é desprezável quando comparada com a energia cinética da coluna de água. Esta hipótese corresponde a considerar $e_t \approx e$.
- Como é habitual no caso de escoamentos compressíveis, despreza-se o trabalho das forças da gravidade sobre a coluna de ar;
- Não existe trabalho “motor” (realizado, por exemplo, por bombas ou turbinas) e despreza-se o trabalho das forças tangenciais, pelo que o termo de trabalho consiste apenas no trabalho das forças de pressão nas secções de entrada e saída do volume de

$$\text{controlo (na equação (26)) } \frac{dW}{dt} \approx \frac{dW}{dt} \Big|_{\text{pressão}} = \frac{dW_{2-2}}{dt} + \frac{dW_{3-3}}{dt}.$$

O trabalho na secção 2-2 poderá ser traduzido matematicamente do seguinte modo:

$$dW_{2-2} = \mathbf{F} \cdot d\mathbf{r} = -p^* A V dt \quad (27)$$

pelo que,

$$\frac{dW_{2-2}}{dt} = -p^* A V = p^* \frac{dV}{dt} \quad (28)$$

após utilização da equação (18).

Por outro lado, na secção de saída 3-3, no caso da existência de um orifício virá:

$$dW_{3-3} = \mathbf{F} \cdot d\mathbf{r} = p^* A_o \frac{Q_{ar}}{A_o} dt \quad (29)$$

pelo que,

$$\frac{dW_{3-3}}{dt} = -p^* Q_{ar} \quad (30)$$

O termo integral da equação (26) pode calcular-se como:

$$\frac{d}{dt} \int_{VC(t)} \rho_{ar} e d\forall = \frac{d}{dt} \left(e \int_{VC(t)} dm \right) = \frac{d}{dt} (em) = \frac{d}{dt} (\rho_{ar} \forall e) \quad (31)$$

Uma vez mais a velocidade relativa, V_r , na secção 2-2 é nula ($V=V_{sc}$ na secção de controlo móvel), pelo que a resultante dos termos de energia, por unidade de tempo, nas secções de entrada e saída se reduz a:

$$[\rho_{ar} e (V - V_{sc}) A]_{3-3} = \rho_{ar} e Q_{ar} \quad (32)$$

Com base nas considerações anteriores, a equação de energia (26) pode escrever-se como:

$$\frac{d}{dt} (\rho_{ar} \forall e) = -Q_{ar} (p^* + \rho_{ar} e) - p^* \frac{d\forall}{dt} \quad (33)$$

Esta equação poder-se-á simplificar, utilizando a equação da continuidade (19),

$$\rho_{ar} \forall \frac{de}{dt} = -p^* Q_{ar} - p^* \frac{d\forall}{dt} \quad (34)$$

com a equação de estado (22) correspondente a um gás perfeito com relação γ de calores específicos constante, poder-se-á obter:

$$de = \frac{1}{n-1} \left(\frac{dp^*}{\rho_{ar}} + \frac{p^*}{\rho_{ar}} \frac{d\forall}{\forall} + \frac{p^*}{\rho_{ar}} \frac{Q_{ar}}{\forall} dt \right) \quad (35)$$

Finalmente, esta última equação combinada com a equação de energia (34) resulta:

$$\frac{dp^*}{dt} + n \frac{p^*}{\forall} \frac{d\forall}{dt} + n \frac{p^*}{\forall} Q_{ar} = 0 \quad (36)$$

que coincide com a expressão utilizada por Martin (1976) e, posteriormente, por Zhou et al. (2002a).

No caso da bolsa de ar se encontrar aprisionada ($Q_{ar}=0$) a equação (36) reduz-se a:

$$\frac{dp^*}{dt} + n \frac{p^*}{\forall} \frac{d\forall}{dt} = 0 \quad (37)$$

3.3 Modelação de ventosas. Curvas características

Para a modelação do fluxo de ar através das ventosas é habitual efectuar-se uma analogia com o que ocorre com o escoamento permanente isentrópico num bocal (Wylie e Streeter, 1983). O escoamento a alta velocidade de um gás através de bocais e outros estrangulamentos é essencialmente adiabático, pelo facto do tempo necessário para que cada elemento fluido (gás) passe pelo bocal seja demasiado curto para permitir que ocorra significativa transferência de calor entre o gás e o meio que o rodeia. Em bocais bem desenhados, os efeitos dissipativos serão desprezáveis e o escoamento será reversível e adiabático, ou seja, o processo poder-se-á considerar isentrópico (Landau e Lifchitz, 1987; Vardy, 1990; White, 1994).

A velocidade (celeridade) do som num fluido, representada por c , é uma propriedade termodinâmica que no caso de gases perfeitos é dada por:

$$c = \sqrt{\frac{dp^*}{d\rho}} = \sqrt{n \frac{p^*}{\rho}} = \sqrt{nRT} \quad (38)$$

e que joga um papel preponderante no comportamento de um escoamento compressível. No caso do ar a 15°C e $n=1.4$, $c = \sqrt{1.4 \times 287 \times (273+15)} \approx 340 \text{ m/s}$. Assim, quando a velocidade V é inferior a c o escoamento é dito subsónico, quando V for superior a c será supersónico e, no caso de $V=c$ o escoamento será sónico (ou crítico).

Em princípio, o bocal (Figura 3.2) é dimensionado para funcionar em condições tais que a pressão à saída (garganta), p^* , iguale a pressão exterior, p_{ext}^* . No entanto, se fixarmos a pressão a montante (pressão de estagnação), os diferentes modos possíveis de operação do dispositivo podem ser conseguidos fazendo diminuir sucessivamente a pressão exterior, p_{ext}^* . Partindo da condição estática ($p_{ext}^* = p_0^*$), ao diminuir um pouco p_{ext}^* estabelece-se um escoamento subsónico (em que a pressão à saída, p^* , é igual a p_{ext}^*) e a velocidade na garganta, dependente do valor da pressão exterior, virá dada por (Streeter e Wylie, 1985):

$$V = \sqrt{\frac{2n}{n-1} \left[\left(\frac{p_0^*}{\rho_0} \right) - \left(\frac{p^*}{\rho} \right) \right]} \quad (39)$$

a qual se poderá escrever, introduzindo a equação de estado (22), na forma alternativa:

$$V = \sqrt{\frac{2n}{n-1} RT_0 \left[1 - \left(\frac{p^*}{p_0^*} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right]} \quad (40)$$

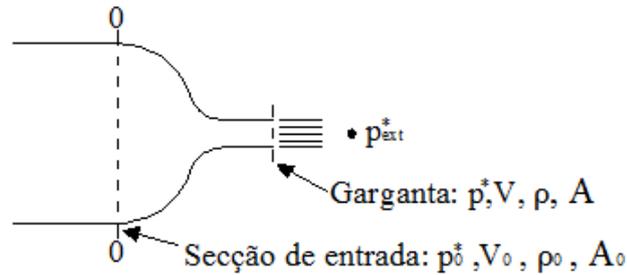


Figura 3.2 – Escoamento de um gás através de um bocal

Continuando a diminuir a pressão exterior, p_{ext}^* , a velocidade na garganta irá progressivamente aumentando até alcançar a velocidade do som. A relação de pressões necessária para se atingir o regime sónico ($V=c$), poder-se-á calcular igualando (38) a (40). De facto, considerando que:

$$T = T_0 \left(\frac{p^*}{p_0} \right)^{\frac{n-1}{n}}, \text{ obter-se-á:}$$

$$\frac{p^*}{p_0} = \left(\frac{2}{n+1} \right)^{\frac{n}{n-1}} \quad (41)$$

denominada relação crítica de pressões, na qual p^* representa a pressão crítica. Para $n=1.4$ vem: $\frac{p^*}{p_0} \approx 0.528$.

O valor da velocidade crítica, V_c , pode ser obtido substituindo (41) em (40) e vem dado por:

$$V_c = \sqrt{\frac{2n}{n+1} RT_0} \quad (42)$$

e depende apenas das condições no interior do bocal. Como, em geral, o escoamento no interior da conduta é considerado isotérmico, a velocidade crítica toma um valor constante. No caso do ar a 15°C e $n=1.4$: $V_c = \sqrt{2.8/2.4 \times 287 \times (273+15)} \approx 310.5 \text{ m/s}$. Para $p^* > 0.528 p_0^*$ o valor da velocidade na garganta permanece constante.

O caudal mássico (Kg/s) que sai pelo bocal, em regime subsónico ($p^* < 0.528 p_0^*$), pode expressar-se, com base em (40), da seguinte forma:

$$Q_m = \rho_0 A_0 V_0 = \rho A V = \rho A \sqrt{\frac{2n}{n-1} RT_0 \left[1 - \left(\frac{p^*}{p_0} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right]} \quad (43)$$

ou ainda, utilizando a relação $\rho = \rho_0 \left(\frac{p^*}{p_0} \right)^{\frac{1}{n}}$, na forma alternativa:

$$Q_m = \rho_0 A \sqrt{\frac{2n}{n-1} RT_0 \left[\left(\frac{p^*}{p_0} \right)^{\frac{2}{n}} - \left(\frac{p^*}{p_0} \right)^{\frac{n+1}{n}} \right]} = A \sqrt{\frac{2n}{n-1} p_0^* \rho_0 \left[\left(\frac{p^*}{p_0} \right)^{\frac{2}{n}} - \left(\frac{p^*}{p_0} \right)^{\frac{n+1}{n}} \right]} \quad (44)$$

A partir do momento em que se atingem as condições sónicas ($p^* \geq 0.528 p_0$) o caudal mássico será constante e dado por:

$$Q_m = \rho_0 A \sqrt{n RT_0 \left(\frac{2}{n+1} \right)^{\frac{n+1}{n-1}}} = A \sqrt{n p_0^* \rho_0 \left(\frac{2}{n+1} \right)^{\frac{n+1}{n-1}}} \quad (45)$$

A raiz quadrada expressa na primeira igualdade de (45) representa dimensionalmente uma velocidade que corresponde à que existiria na hipótese virtual que existisse continuidade volumétrica, ou seja, $AV_v = A_0 V_0$, representando por V_v essa velocidade virtual (Pimentel e Granados, 1990). Esta observação terá importância prática no dimensionamento dos purgadores, como teremos ocasião de verificar no capítulo seguinte.

As expressões anteriores são as fórmulas básicas para o escoamento do ar através de um orifício tal como obtidas pela teoria dos escoamentos dos fluidos compressíveis. Aplicando então à modelação do escoamento em ventosas a analogia com o que ocorre no escoamento permanente isentrópico através de um bocal, considerando cada um dos modos (ou fases) do seu possível funcionamento, obtém-se:

- Fase de expulsão: Quando a ventosa evacua o ar, a pressão correspondente à secção de entrada do bocal corresponde à pressão absoluta p_{int}^* no interior da conduta, que varia de acordo com as condições do sistema, e a pressão externa é a pressão atmosférica p_{atm}^* . Na fase de expulsão o bloqueio sónico é alcançado quando a pressão interna alcança um valor igual a 1.893 ($1.893 \approx 1/0.528$) vezes o valor da pressão atmosférica. Tal corresponde a dizer que a ventosa trabalhará em regime subsónico quando $p_{int}^* < 1.893 p_{atm}^* \Leftrightarrow p_{int}^* < 19.55 mca$, admitindo, para pressão atmosférica, o valor 10.33 mca, o que equivalerá a uma pressão relativa de 9.22 mca ($19.55 - 10.33 = 9.22 mca$). Esta pressão é aproximadamente igual a 0.9 bar e será a partir deste valor que a ventosa trabalhará na zona sónica ($\Delta p \geq 0.9 bar \vee \Delta p \geq 9.22 mca$).

De acordo com o anteriormente exposto em relação aos bocais, é possível propor equações matemáticas para caracterizar o funcionamento das ventosas (Wylie e Streeter, 1983). Assim, em fase de expulsão e em regime subsónico (quando $\Delta p < 9.22 \text{ mca}$), efectuando a analogia com a expressão (44), pode obter-se:

$$Q_m = C_{\text{exp}} A_{\text{exp}} \sqrt{2 p_{\text{int}}^* \rho \frac{n}{n-1} \left[\left(\frac{p_{\text{atm}}^*}{p_{\text{int}}^*} \right)^{\frac{2}{n}} - \left(\frac{p_{\text{atm}}^*}{p_{\text{int}}^*} \right)^{\frac{n+1}{n}} \right]} \quad (46)$$

na qual A_{exp} é a área do orifício de expulsão e C_{exp} um coeficiente característico da ventosa.

Quando é atingido o regime sónico ($\Delta p \geq 9.22 \text{ mca}$), a expressão passa a escrever-se:

$$Q_m = C_{\text{exp}} A_{\text{exp}} \sqrt{n p_{\text{int}}^* \rho \left(\frac{2}{n+1} \right)^{\frac{n+1}{n-1}}} \quad (47)$$

Assim, uma ventosa a trabalhar na fase de expulsão será capaz de evacuar um caudal mássico tanto maior quanto maior for o diferencial de pressões, independentemente de se ter alcançado ou não a velocidade do som no orifício. Isto é justificado pelo aumento da massa volúmica do ar, no interior da ventosa, à medida que a pressão no interior desta se eleva.

- Fase de admissão: Nesta fase o ar admitido através do orifício é transferido de condições atmosféricas (no exterior) para pressões relativas negativas (na conduta). Enquanto a pressão interna absoluta p_{int}^* não alcançar um valor inferior a 0.528 vezes a pressão atmosférica, ou seja, $p_{\text{int}}^* > 0.528 p_{\text{atm}}^* \Leftrightarrow p_{\text{int}}^* > 5.45 \text{ mca}$ (supondo que a pressão atmosférica em mca é igual também a 10.33), a ventosa trabalhará em regime subsónico. Tal condição equivale a uma pressão relativa de -4.88 mca ($5.45 - 10.33 = -4.88 \text{ mca}$), ou seja, aproximadamente, a uma depressão máxima de 0.48 bar , delimitando assim o valor limite a partir do qual o regime do fluxo de ar passa a ser sónico ($\Delta p \geq 0.48 \text{ bar} \vee \Delta p \geq 4.88 \text{ mca}$).

O caudal mássico, para a fase de admissão e em regime subsónico ($\Delta p < 4.88 \text{ mca}$), poderá ser calculado através da expressão:

$$Q_m = C_{\text{adm}} A_{\text{adm}} \sqrt{2 p_{\text{atm}}^* \rho_{\text{atm}} \frac{n}{n-1} \left[\left(\frac{p_{\text{int}}^*}{p_{\text{atm}}^*} \right)^{\frac{2}{n}} - \left(\frac{p_{\text{int}}^*}{p_{\text{atm}}^*} \right)^{\frac{n+1}{n}} \right]} \quad (48)$$

sendo A_{adm} a área do orifício de admissão e C_{adm} um coeficiente característico da ventosa.

Quando entramos em condições sónicas ($\Delta p \geq 4.88 \text{ mca}$) a expressão passa a ser:

$$Q_m = C_{adm} A_{adm} \sqrt{n p_{atm}^* \rho_{atm} \left(\frac{2}{n+1} \right)^{\left(\frac{n+1}{n-1} \right)}} \quad (49)$$

Na fase de admissão e para o fluxo subsónico, o caudal mássico incrementa com o diferencial de pressões. Quando se entra em condições sónicas, o caudal volumétrico mantém-se constante o mesmo ocorrendo com o caudal mássico, isto porque o ar que entra na conduta provém da atmosfera, ou seja, a massa específica do ar não aumenta ($\rho_{atm} = 1.23 \text{ Kg} / \text{m}^3$).

Nos catálogos que os fabricantes dispõem para o dimensionamento das ventosas são apresentadas curvas características (Figura 3.3). Estas representam a relação entre o caudal de ar (de entrada e/ou saída) e o diferencial de pressões (entre o interior e o exterior da conduta). Normalmente, para o mesmo modelo, aparecem várias curvas, cada uma delas correspondendo a um tamanho específico de orifício de entrada/saída de ar. O traçado de cada curva é obtido submetendo a ventosa a ensaios em todas as possíveis “zonas” de funcionamento, isto é, para a evacuação e admissão de ar.

No eixo das abcissas é expresso o caudal volumétrico referido em condições “standard”, isto é, em condições de pressão atmosférica padrão à temperatura ambiente ($\approx 15^\circ \text{C}$). Por sua vez, no eixo das ordenadas é representado o diferencial de pressões Δp entre o interior e exterior da conduta, tomando valores positivos ou negativos consoante a necessidade seja de expulsão ou de admissão de ar, respectivamente. Se a ventosa funcionar na fase de expulsão o diferencial de pressões a considerar será $\Delta p = p_{int}^* - p_{atm}^*$, no que diz respeito à fase de admissão o diferencial deverá ser $\Delta p = p_{atm}^* - p_{int}^*$.

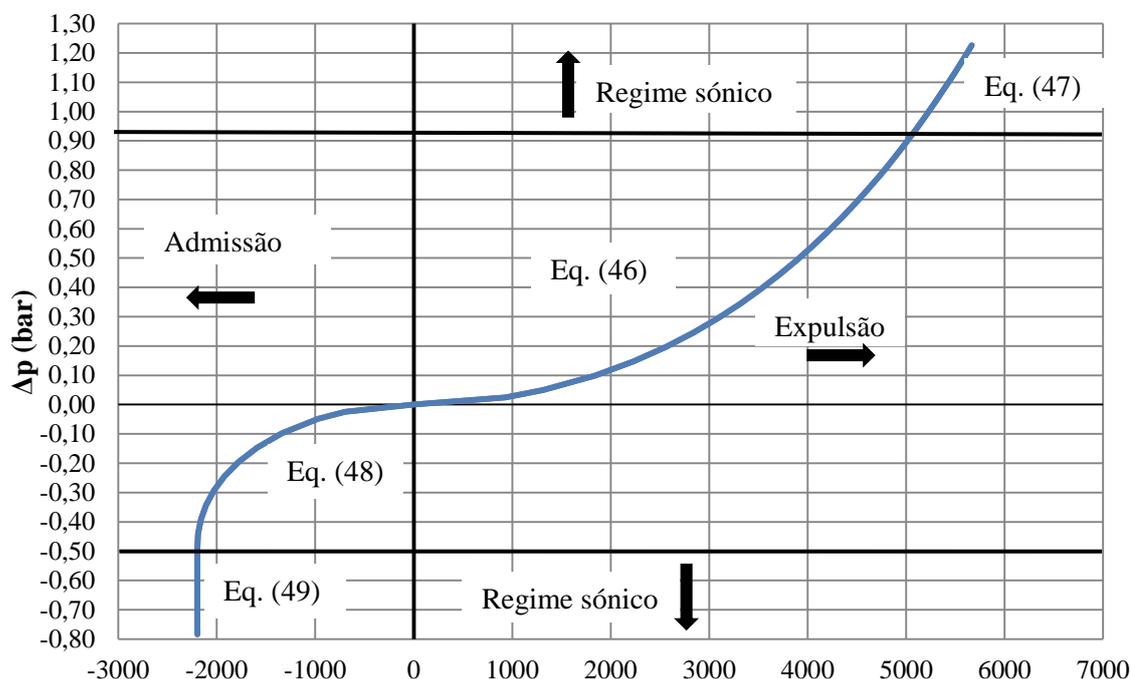


Figura 3.3 – Curva característica de uma ventosa de grande orifício (6’')

Para se entender melhor a que corresponde a utilização de um caudal em condições *standard*, tome-se como referência a expressão (46). A Figura 3.4 expressa a diferença entre as curvas “*standard*” e “*real*” de uma ventosa de grande orifício. Para que as curvas sejam gerais, independentes do diâmetro do orifício da ventosa, o caudal volumétrico no eixo das abcissas encontra-se dividido pelo quadrado do diâmetro do orifício. As curvas correspondem a um valor de C_{exp} igual a 1 e a um coeficiente n igual a 1.2 (Lingireddy et al., 2004). Utilizando a equação (46) e fazendo variar a pressão interna entre 0 e 9.22 mca (pressão relativa), podem obter-se os correspondentes valores do caudal mássico. Se dividirmos os valores obtidos, por um lado, pelo valor da massa específica do ar em condições de pressão atmosférica padrão à temperatura de $\approx 15^{\circ}C$, ρ_{atm} , e, por outro, pela massa específica do ar (à pressão a que se encontra), ρ , resultam as duas curvas características distintas representadas na Figura 3.4, respectivamente, a curva “*standard*” e a curva “*real*” (Lingireddy et al., 2004).

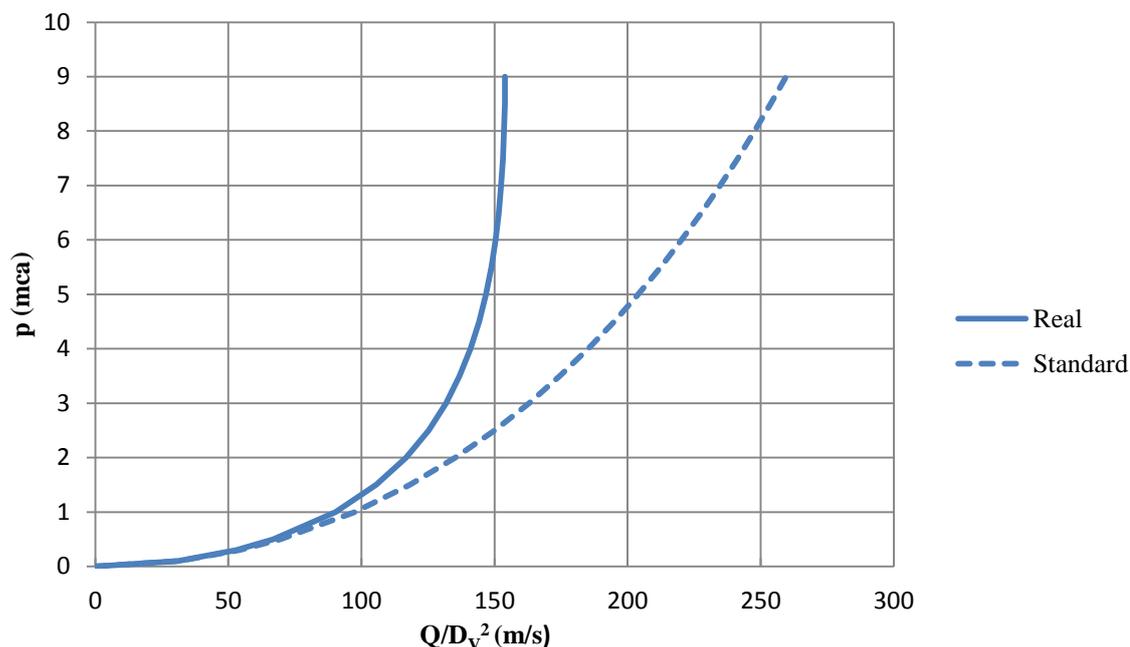


Figura 3.4 – Diferença entre as curvas *standard* e real de uma ventosa de grande orifício

A variação da massa específica do ar em função da pressão interna na ventosa (comportamento do ar como fluido compressível) faz com que o caudal diminua em relação ao que ocorreria na hipótese de tratar o fluido como incompressível. Esta influência da compressibilidade pode ser posta em evidência reescrevendo a equação (46), como se recorda válida para regime subsónico ($\Delta p < 9.22 \text{ mca}$), numa forma alternativa (Martin, 1976; Zhou et al., 2002a), após a correspondente transformação para caudal volumétrico:

$$Q = C_{\text{exp}} A_{\text{exp}} Y \sqrt{2g \frac{\rho_w}{\rho} (p_{\text{int}}^* - p_{\text{atm}}^*)} \quad (50)$$

na qual, Y , denominado factor de expansibilidade (Martin, 1976; Zhou et al., 2002a), representa o efeito da compressibilidade e é dado por:

$$Y = \left[\frac{n}{n-1} \left(\frac{p_{\text{atm}}^*}{p_{\text{int}}^*} \right)^{\frac{2}{n}} \frac{1 - \left(\frac{p_{\text{atm}}^*}{p_{\text{int}}^*} \right)^{\frac{n-1}{n}}}{1 - \frac{p_{\text{atm}}^*}{p_{\text{int}}^*}} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (51)$$

Quando é alcançado o regime sónico ($\Delta p \geq 9.22 \text{ mca}$) a expressão (51) passa a escrever-se:

$$Y = \left[\left(\frac{2}{n-1} \right)^{\frac{n+1}{n-1}} \frac{n}{2 \left(1 - \frac{p_{atm}^*}{p_{int}^*} \right)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (52)$$

sendo, portanto, a equação (50) válida para condições subsónicas e sónicas.

A Figura 3.5 permite verificar a forma como o factor de expansibilidade, Y , diminui à medida que a pressão no interior da conduta aumenta, o que, de acordo com a equação (50), faz com que o caudal diminua em relação ao que ocorreria na hipótese de se tratar o ar como um fluido incompressível. A mesma figura permite também verificar a variação da velocidade do ar através do orifício. Esta velocidade corresponde à referida velocidade “virtual”, V_v , a que anteriormente aludimos no comentário à equação (45).

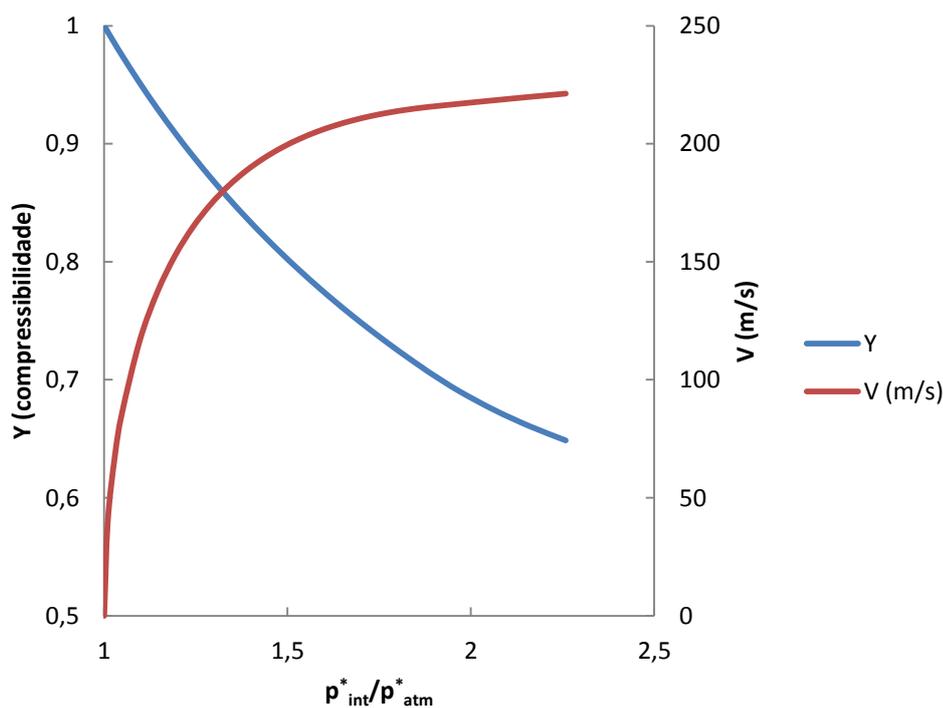


Figura 3.5 – Variação do factor de expansibilidade, Y , e da velocidade, V , de expulsão do ar através da ventosa com o aumento do diferencial de pressão através da mesma

3.4 Modelo de cálculo

Partindo das equações anteriormente apresentadas, é possível construir um sistema de equações diferenciais cuja resolução numérica permite a modelação de um sistema, tal como o representado na Figura 3.1, com uma bolsa de ar localizada na extremidade jusante da conduta (não necessariamente horizontal) que poderá estar fechada (junta cega), situação a que corresponde uma bolsa de ar aprisionada ou, em alternativa, possuir um orifício ou uma ventosa que possibilite a saída do ar para o exterior. Como referido, a coluna líquida inicial, L , e a coluna inicial de ar, L_a , estão separadas por uma válvula, a qual se supõe ter uma abertura “instantânea”. A pressão no interior do reservatório p_r^* é, por hipótese, constante no decurso do transitório.

Com base nas equações (17), (18) e (37) pode obter-se o seguinte sistema de 3 equações diferenciais:

$$\begin{cases} \frac{dV}{dt} = \frac{g}{L} \left[\frac{(p_r^* - p^*)}{\gamma} - \frac{V^2}{2g} - f \frac{L}{2gD} V|V| \right] \\ \frac{d\forall}{dt} = -AV \\ \frac{dp^*}{dt} = nAV \frac{p^*}{\forall} + n \frac{p^*}{\forall} Q_{ar} = 0 \end{cases} \quad (53)$$

no qual, no caso da existência de uma ventosa (ou orifício) o caudal de ar pode ser modelado como vimos anteriormente (secção 3.3) a partir de uma equação que se poderá exprimir de uma forma geral como $Q_{ar} = F\left(\frac{p^*}{p_{atm}^*}\right)$.

As condições iniciais do problema, correspondem a uma velocidade inicial da coluna de água nula ($V = V_0 = 0$), a um dado volume inicial de ar ($\forall = \forall_0$) e a uma pressão inicial na coluna de ar que supõe ser igual à atmosférica ($p^* = p_0^* = p_{atm}^*$), embora pudesse ser fixado qualquer outro valor.

O sistema de equações diferenciais (53) foi resolvido numericamente através do método de Runge-Kutta de ordem 4 (Chapra e Canale, 2010), implementado num programa de linguagem *Fortran*.

4 ANÁLISE E DISCUSSÃO DE RESULTADOS

4.1 Introdução

Este capítulo inicia-se com a apresentação de alguns resultados obtidos por aplicação do modelo de cálculo formulado no terceiro capítulo. Posteriormente, em cada um dos subcapítulos seguintes apresenta-se e aplica-se a metodologia que permite o dimensionamento das ventosas para as quatro diferentes situações já anteriormente referidas, ou seja, operações de enchimento e esvaziamento do sistema e durante o período de funcionamento do mesmo em regime “normal” e na presença de um fenómeno de choque hidráulico.

4.2 Sobrepressões originadas pela presença de bolsas de ar aprisionadas na extremidade de uma conduta sem e com orifício de saída

Antes de entrarmos directamente na problemática do dimensionamento das ventosas de grande e pequeno orifício (para as correspondentes fases de enchimento, esvaziamento e operação) efectua-se uma validação do modelo proposto no capítulo anterior (modelo rígido) correspondente à modelação de uma bolsa de ar na extremidade de uma conduta provida ou não de um orifício.

Uma das hipóteses mais discutível assumida pelo modelo numérico é a que consiste em assumir que a coluna de água se encontra separada da coluna de ar através de uma interface vertical (modelo do tipo pistão). Em Zhou et al. (2002b) é efectuada uma análise à interacção entre a coluna de água e a bolsa de ar numa conduta horizontal sob pressão (sem e com orifício de saída). Esta investigação foi documentada fotograficamente de forma a observar os padrões da interface entre o ar e água à medida que se registaram as pressões durante o transitório hidráulico, o que permite a sua inter-relação.

A Figura 4.1 apresenta uma série de fotografias (que mostram o troço final, de aproximadamente 30 cm, do tubo utilizado com comprimento total de 10 m) e um gráfico com o registo da variação temporal de pressão. As setas nas fotografias indicam o sentido do movimento da interface ar-água, enquanto que as letras no gráfico da evolução temporal da pressão medida experimentalmente identificam as fotografias correspondentes a esses instantes. A origem do tempo corresponde ao instante de abertura da válvula o qual coincide com o início do transitório.

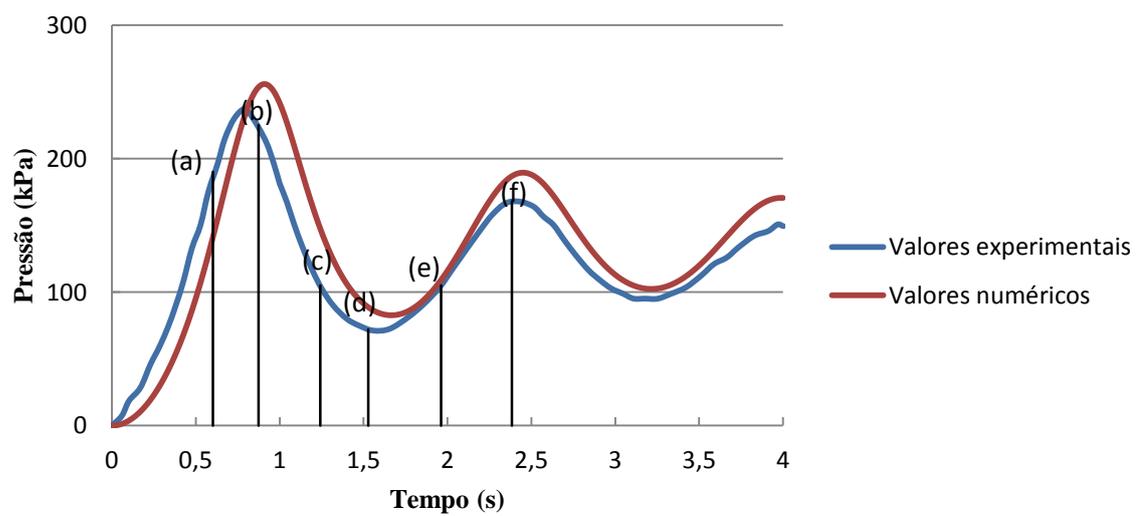
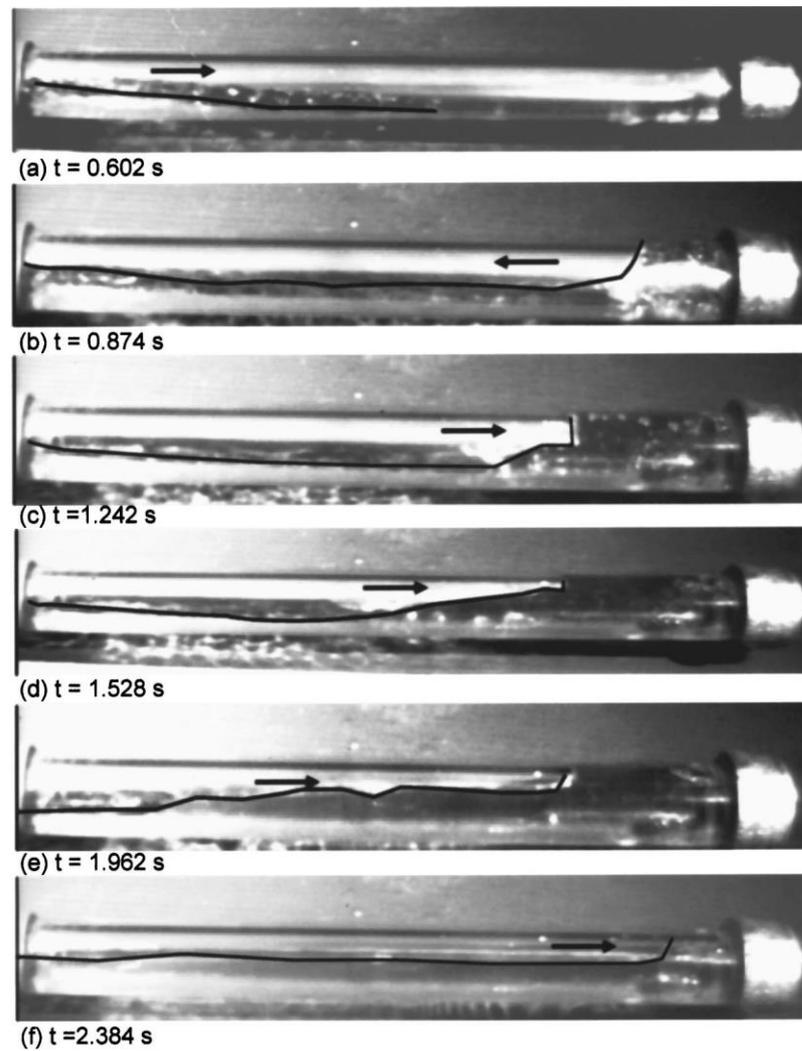


Figura 4.1 – Padrão de oscilação com bolsa de ar confinada (sem orifício)

Como se verifica através do registo de pressões, a coluna de ar, inicialmente com 5 m de comprimento, é comprimida e a pressão na bolsa aumenta, atingindo o primeiro máximo no instante (b). À medida que o tempo decorre as oscilações vão diminuindo, devido ao efeito amortecedor do atrito nas paredes da conduta.

As fotografias e, de acordo com os autores, a visualização experimental sugerem que a coluna de água nos primeiros instantes contem uma quantidade insignificante de ar arrastado (quase inexistência de mistura ar-água) e, em vez de uma interface ar-água vertical, a água aproxima-se inicialmente da extremidade do tubo ao longo da sua parte inferior (Fig. 4.1(a)). Após atingir a extremidade do tubo, a coluna de água enrola (Fig. 4.1(b)) e o ar, que inicialmente se encontrava à frente da coluna de água fica, em seguida, aprisionado no topo da conduta. Alcançado o primeiro pico, a pressão vai diminuindo, indicando que a bolsa de ar é submetida a uma expansão (Fig. 4.1(c)) até que a pressão atinge a primeira cava (Fig. 4.1(d)). Após esse instante, a bolsa de ar vai-se alongando gradualmente (Fig. 4.1(e) e Fig. 4.1(f)).

Embora não se verifique a existência de uma interface vertical entre as colunas ar-água, como seria expectável em se tratando de um tubo horizontal, a simulação numérica, efectuada com base na referida interface, oferece bons resultados como se conclui da comparação dos dois registos de pressão (experimental e numérico). O ar aprisionado na parte superior da coluna de água actua como um “amortecedor de choque” aparentemente com um efeito semelhante ao que produziria se a interface fosse vertical. A aplicação do modelo rígido a este e outros ensaios experimentais (mesmo no caso da existência de saída de ar através de um orifício de pequena dimensão relativa) permitiram concluir que tanto os primeiros picos de pressão como o período do fenómeno é razoavelmente bem reproduzido pelo modelo.

Como descrito no capítulo 2, no caso da existência de um orifício na extremidade jusante do tubo, Zhou et al. (2002a) demonstraram a existência de três padrões de oscilação de pressão dependendo da dimensão relativa do orifício. Enquanto que no caso de pequenos orifícios, o efeito de amortecimento da bolsa de ar evita que a coluna de água sofra um impacto significativo na extremidade do tubo (choque hidráulico negligenciável), no extremo oposto, ou seja, para orifícios de grande dimensão relativa ($d/D > 0.257$, nas condições das experiências), o efeito de amortecimento desaparece, não ocorrendo o longo período de “oscilação em massa”, registando-se apenas oscilações de curto período imediatamente após a colisão da coluna de água na extremidade do tubo (choque hidráulico dominante). Como é evidente esta sobrepressão provocada pela colisão súbita da coluna de água não pode ser obtida directamente através do modelo rígido. Para contornar esta limitação do modelo rígido e poder estimar a sobrepressão máxima poderá utilizar-se a metodologia proposta por Zhou et al. (2002a) que se resume em seguida.

Considere-se o esquema e notação apresentados na Figura 4.2 (H , representa aqui a cota piezométrica). A aplicação da equação característica C^+ (método das características, Wylie e Streeter (1983); Chaudhry (1987)) entre as secções 1 e 2, permite obter:

$$H_2 = H_1 + \frac{a(V_2 - V_1)}{g} \quad (54)$$

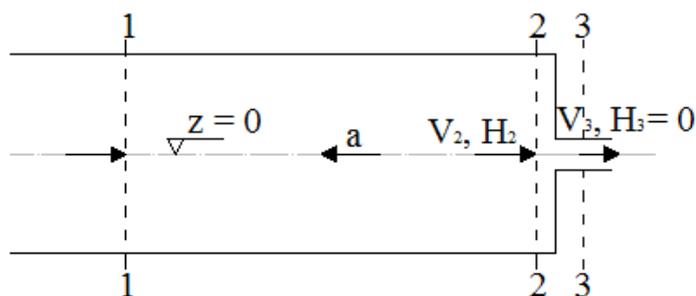


Figura 4.2 – Esquema e notação utilizada para o cálculo da sobrepressão

Por outro lado, a aplicação da equação da energia e da equação da continuidade entre as secções 2 e 3 (secção correspondente ao orifício em contacto com a atmosfera), permite escrever:

$$H_2 + \frac{V_2^2}{2g} = H_3 + \frac{V_3^2}{2g} + k \frac{V_2^2}{2g} \quad (55)$$

$$A_o V_3 = A V_2 \quad (56)$$

O valor H_3 será nulo, pois visto que $z=0$ e o orifício está em contacto com a atmosfera. Substituindo a equação (56) em (55), e posteriormente em (54), após algum trabalho algébrico, obtém-se a seguinte expressão que permite calcular a pressão causada pelo impacto da coluna água.

$$H_2 = H_1 + \frac{a}{g} \left(V_1 + \frac{a}{B} \sqrt{\left(\frac{a}{B}\right)^2 + 2V_1 \frac{a}{B} + \frac{2gH_1}{B}} \right) \quad (57)$$

onde a representa a celeridade do fluído quando a coluna de água chega ao orifício e B é uma constante definida como: $B = (A/A_o)^2 + k - 1$. Em geral, a perda de carga no orifício pode ser desprezada, já que $k \ll A/A_o$. Os valores de V_1 e H_1 , respectivamente, velocidade e cota piezométrica na secção 1, poderão ser estimados pelo modelo rígido no instante imediatamente anterior à coluna líquida alcançar o orifício, o que possibilita o cálculo da sobrepressão pretendida.

A Figura 4.3 apresenta o resultado de um ensaio experimental (Zhou et al.(2002a)) correspondente à utilização de um orifício de grande dimensão relativa ($d/D=0.18$). Observa-se que o fenómeno de “oscilação em massa” desapareceu e é substituído por uma onda de pressão de muito menor período cujo primeiro pico, de uma ordem de magnitude muito superior à do exemplo anterior, corresponde à sobrepressão gerada pelo golpe de ariete subsequente ao embate da coluna de água no extremo da conduta no instante em que o ar é completamente expulso. Até este momento, o fenómeno poderá ser aproximadamente descrito pelo modelo rígido, o qual aplicado a este caso concreto permitiu calcular, para além da evolução temporal de pressão ilustrada na Figura 4.3, que o tempo imediatamente correspondente à saída total do ar seria de 0.73 segundos, instante para o qual a velocidade da coluna de água era de 4.17 m/s e a pressão no volume “infinitesimal” de ar remanescente de 27.27 mca. Estes valores substituídos na equação (57), considerando uma celeridade igual a 500 m/s, permitiram o cálculo da sobrepressão ilustrada na Figura 4.3.

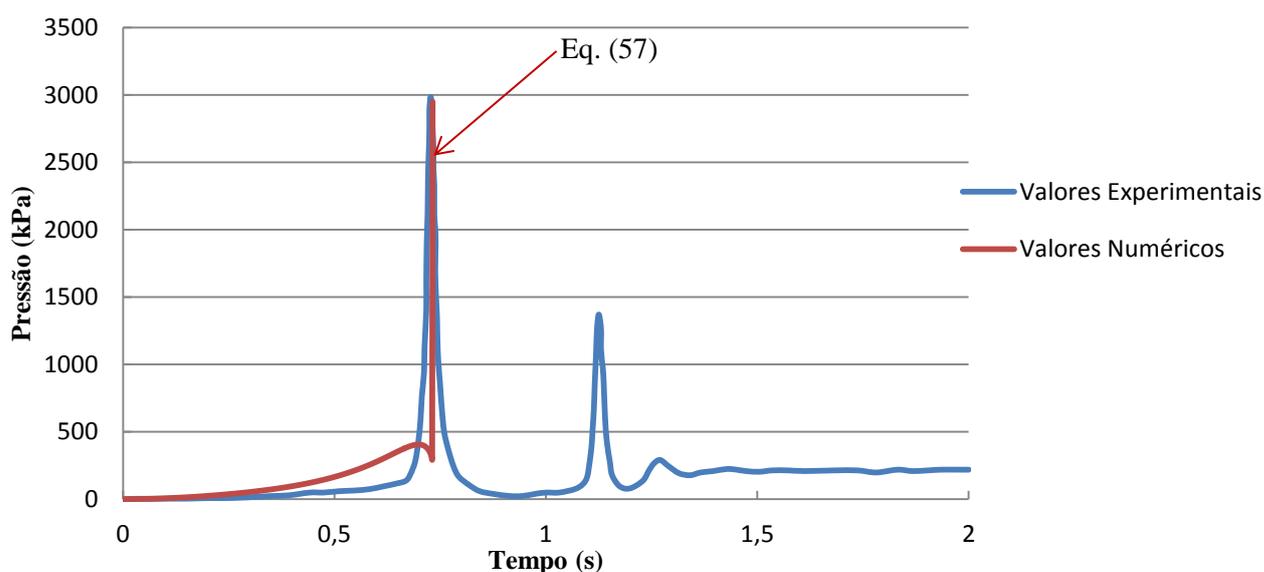


Figura 4.3 – Padrão de oscilação com bolsa de ar com orifício de saída ($d/D=0.18$)

Deve-se ter em conta que no cálculo da sobrepressão o valor da celeridade é um parâmetro com um peso significativo. Como o respectivo valor não pode ser calculado teoricamente, a expressão apresentada não serve como ferramenta de previsão, mas sim como um meio que permite explorar e perceber melhor o fenómeno. Para se ter uma ideia de quão importante é conhecer a celeridade e até que ponto esta pode afectar os resultados, apresentam-se alguns valores exemplificativos no Quadro 4.1.

Quadro 4.1 – Valor da pressão H_2 com a variação celeridade (Eq.(57))

a (m/s)	H_1 (mca)	H_2 (mca)
300	27,27	172,33
500		301,04
800		564,54

4.3 Operação de enchimento de uma conduta

O enchimento de uma conduta é provavelmente uma das operações mais delicadas a realizar, especialmente se o perfil longitudinal do terreno for muito irregular. A presença de ar no interior da conduta exige a realização do enchimento de uma forma lenta e controlada para que o ar não se comprima rapidamente o que, como vimos anteriormente, poderia dar origem a sobrepressões excessivas. Para evitar os problemas derivados das sobrepressões, existe então a necessidade de “criar” pontos em que ar possa ser expulso do sistema ao mesmo tempo em que ocorre o enchimento das condutas.

Quando se fala no processo de enchimento de uma conduta, este poderá ser total ou parcial donde será sempre necessário conhecer, em primeiro lugar, em que troço existe água e em que troço existe ar. Se o enchimento for total, partimos inicialmente de uma conduta totalmente preenchida por ar; caso seja for parcial a conduta poderá não estar totalmente preenchida por ar. Isto pode dever-se ao facto de o enchimento não ter sido realizado de uma só vez, ou seja, houve a necessidade de interromper o processo por razões técnicas, por exemplo, e retomá-lo no dia seguinte. Caso existiam fugas no sistema, o enchimento da conduta passa a ser parcial, pelo que, o troço que se suponha estar cheio de água, encontrar-se-á com ar na sua parte superior.

4.3.1 Fechamento prematuro das ventosas

Para o enchimento das condutas é necessário dispor de ventosas de grande orifício ou purgadores manuais a fim de assegurar a correcta extracção de ar, apesar das primeiras serem mais frequentemente utilizadas. Estas trabalham para diferenças de pressões pequenas (da ordem dos 1 a 2 mca) e encarregam-se de expulsar o ar do sistema, fechando quando este está completamente em carga.

Ao limitar a diferença de pressões a 2 mca pretende-se, de acordo com a análise efectuada no capítulo 3, que a ventosa trabalhe em condições de fluxo subsónico. Por outro lado, e, como as pressões estão directamente relacionadas com as velocidades do ar, isto é, quanto maior o diferencial de pressões maiores serão as velocidades praticadas, ao “controlar” as velocidades de expulsão de ar consegue-se garantir que a ventosa não encerra por arraste aerodinâmico antes da finalização do processo de enchimento. O conceito de arraste aerodinâmico

corresponde, basicamente, à resistência que um determinado objecto oferece ao ar, no nosso caso, a resistência que o obturador oferece ao ar. Se a força da corrente de ar for superior à dita resistência do obturador, este subirá e acabará por fechar prematuramente a ventosa. Na Figura 4.4, estão representadas as forças que actuam sobre o flutuador, sendo P o peso do mesmo, I a impulsão e F_a a força de arraste do ar.

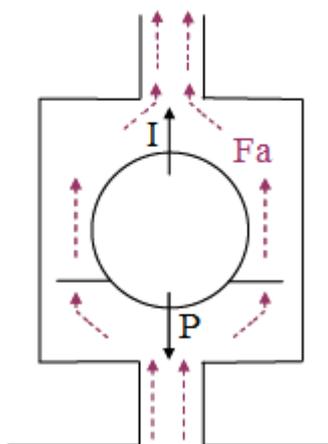


Figura 4.4 – Forças que actuam sobre o flutuador durante a expulsão de ar (adaptado de Carlos, 2007)

Os valores máximos de velocidade de ar situam-se, na maioria dos casos, nos 40 m/s, assegurando assim a inexistência deste fenómeno indesejável e o fechamento da ventosa apenas com a chegada de uma coluna de água. Este valor não deve ser generalizado para todas as ventosas porque, as características alteram-se consoante o modelo, geometria, etc., e, acabam por influenciar o fenómeno.

Quando se dimensiona o orifício das ventosas é obrigatório escolher um diâmetro comercial igual ou superior ao mínimo exigido, calculado através do procedimento exposto na secção 4.4. Caso contrário, ao não poder ser evacuado um caudal de ar igual ao do enchimento, a massa de ar terá de ser comprimida. Dependendo das condições em que se realiza o enchimento das condutas, podem ser gerados valores excessivos de pressão e velocidades excessivas de expulsão de ar que podem dar lugar a encerramentos indesejados da ventosa.

4.3.2 Velocidade de Enchimento

De modo geral, a velocidade do enchimento recomendada para evitar sobrepressões geradas pela compressão das bolsas de ar encontra-se entre 0.3 e 0.6 m/s (Val-Matic, 1997) o que permite desde logo fixar o caudal de enchimento. Na prática, existem muitos sistemas que

dispõem de capacidade de regulação para conseguir manter as velocidades de enchimento dentro da anterior gama de valores, como é o caso das aduções por gravidade com uma válvula de regulação à saída do reservatório de montante ou de estações elevatórias com várias bombas em paralelo (de forma a que uma ou uma combinação delas garanta o caudal de enchimento projectado).

O controlo das velocidades deve-se essencialmente às sobrepressões que poderão ser geradas pelo fechamento das ventosas. A partir da fórmula de Joukowsky, e admitindo o fechamento instantâneo da ventosa (Espert e Garcia-Serra, 2007) (Abreu et al., 1995), é possível calcular, de forma aproximada, o caudal de enchimento limite a fim de limitar essas sobrepressões. No entanto, os fenómenos transitórios que regem a transmissão do pulso de pressão originado pelo fechamento de uma ventosa desde esta até à conduta principal são extremamente complexos, já que dependem de vários factores, como sejam, a forma interna da ventosa, o valor da celeridade da onda de pressão no seu interior, a forma como é efectuada a transição entre a ventosa e a conduta de ligação e entre esta e a conduta principal (que condicionam a transmissão e reflexão das ondas de pressão), do tempo de fechamento da ventosa, etc. Numa tese de doutoramento relativamente recente (Carlos, 2007) são detalhados valores das sobrepressões originadas pelo fechamento das ventosas, e conclui-se que para calcular o caudal máximo de enchimento é recomendável admitir que o fechamento da ventosa é rápido e que simultaneamente se tenha em consideração as reflexões e transmissões da onda de pressão no troço entre a ventosa e a conduta principal.

A título de exemplo, caso se considere uma ventosa (instalada numa secção genérica i) junto à qual existe uma válvula de seccionamento fechada (Figura 4.5), a sobrepressão em mca que se transmite à tubagem principal devido ao respectivo fechamento é, de acordo com as expressões clássicas de transmissão e reflexão das ondas em uniões e bifurcações, dada por (Abreu et al., 1991):

$$\left(\frac{\Delta p}{\gamma}\right)_{p,i} = \frac{4 A_{j,i} a_{v,i} Q_e}{g \left(A_{v,i} + \frac{A_{j,i} a_{v,i}}{a_{j,i}} \right) \left(A_{j,i} + \frac{A_p a_{j,i}}{a_p} \right)} \quad (58)$$

onde:

$A_{v,i}$ - Secção correspondente ao diâmetro da ventosa i . Diâmetro $D_{v,i}$.

$a_{v,i}$ - Celeridade da onda de pressão no interior da ventosa i .

$A_{j,i}$ - Secção da junção entre a ventosa i e a conduta. Diâmetro $D_{j,i} \approx 0.5 D_{p,i}$.

$a_{j,i}$ - Celeridade da onda de pressão na junção da ventosa i à conduta.

A_p - Secção da tubagem principal. Diâmetro D_p .

a_p - Celeridade da onda de pressão na tubagem principal.

Q_e - Caudal de enchimento do tramo.

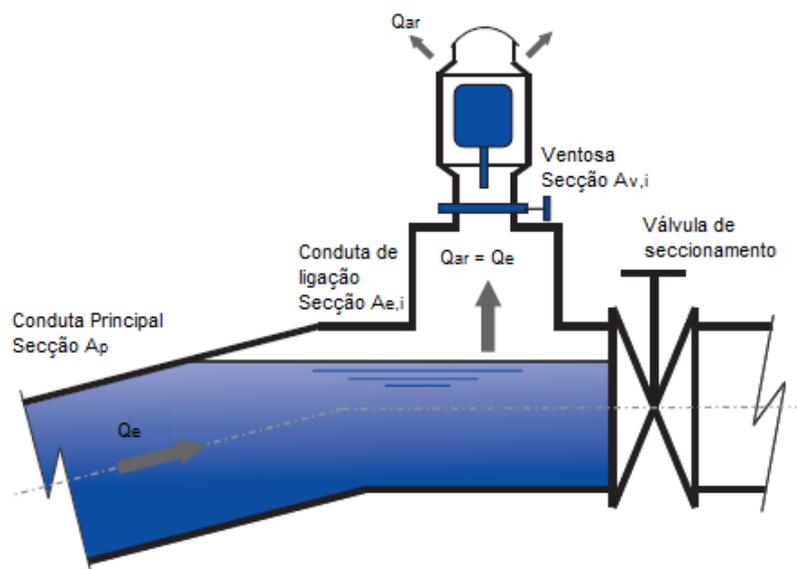


Figura 4.5 – Expulsão de ar na ventosa durante a fase final do enchimento de um troço com válvula de seccionamento fechada (adaptado de Abreu et al., 2012)

A partir de (58) podem ser estimados valores indicativos. No caso de se suporem valores da celeridade iguais na conduta e na ligação à ventosa (a presença de ar diminuirá, como vimos, o valor da celeridade), um valor de diâmetro da conduta de ligação igual à metade do da tubagem principal e um diâmetro da ventosa igual a 1/10 do correspondente à tubagem principal, obter-se-ia um valor da sobrepressão máxima dado por:

$$\left(\frac{\Delta p}{\gamma}\right)_{p,i} = \frac{A_p a Q_e}{g \left(\frac{A_p}{100} + \frac{A_p}{4}\right) \left(\frac{A_p}{4} + A_p\right)} = \frac{a Q_e}{g A_p 0,325} \quad (59)$$

Considerando uma celeridade $a = 1000 \text{ m/s}$ e uma velocidade de enchimento referente à conduta principal $Q_e/A_p = 0.4 \text{ m/s}$, o valor da sobrepressão alcançado seria de 125 mca . Convém frisar que estes valores extremos, oferecem uma ordem de magnitude, embora sejam raramente alcançados na prática.

Regra geral, o enchimento das condutas deve ser sempre realizado dos pontos baixos para os pontos mais altos, expulsando o ar através dos últimos. Contudo, pode haver condicionamentos no modo de proceder ao enchimento, relacionados com a disponibilidade de água ou com a sinuosidade do perfil longitudinal da adutora, restringindo as facilidades de

acesso aos pontos baixos. Nestes casos, o enchimento da conduta terá de ser efectuado a partir da parte superior dos tramos descendentes, donde será necessário limitar o caudal de enchimento desses tramos a fim de evitar que o escoamento ocupe totalmente a secção da conduta, impedindo que o ar possa escapar pelos pontos altos. Então para controlar a velocidade máxima em tramos descendentes a relação entre a altura da lâmina líquida e diâmetro (y/D_p) deve estar entre $1/2$ e $2/3$.

O caudal de enchimento dos tramos, Q_e , pode calcular-se de forma aproximada, conhecendo a inclinação s da conduta e o coeficiente de rugosidade de *Manning* K_s do material da tubagem, utilizando a fórmula de *Manning-Strickler*. O caudal que é transportado na conduta com secção cheia é dado por:

$$Q = K_s s^{1/2} \left(\frac{D_p}{4} \right)^{2/3} \frac{\pi D_p^2}{4} \quad (60)$$

Para que a altura não supere os limites estabelecidos, o caudal de enchimento deverá ser:

$$\begin{aligned} y/D_p = 0.5 & \quad Q_e/Q = 0.5 \\ y/D_p = 2/3 & \quad Q_e/Q = 0.76 \end{aligned}$$

Por exemplo, uma conduta com inclinação de 1:250 ($s=0.004$), $K_s=83 \text{ m}^{1/3}/\text{s}$ e $D=800 \text{ mm}$, o caudal de enchimento que cumprirá as relações y/D_p definidas será:

$$\begin{aligned} y/D_p = 0.5 & \quad Q_e = 0.451 \text{ m}^3/\text{s} \\ y/D_p = 2/3 & \quad Q_e = 0.686 \text{ m}^3/\text{s} \end{aligned}$$

Tal equivale a uma velocidade de enchimento de 0.89 e 1.36 m/s , respectivamente, pelo que a limitação da velocidade de enchimento recomendada (0.3 e 0.6 m/s) é mais conservadora. Neste caso, cumprir-se-ia a restrição das velocidades para inclinações inferiores a 1:1000.

4.4 Dimensionamento de ventosas para o enchimento

Como primeira aproximação, o diâmetro do orifício das ventosas a instalar pode ser estimado a partir da limitação imposta pela velocidade de ar na ventosa $V_{v,máx}$. Aplicando o princípio da conservação da massa ao escoamento de ar entre a conduta principal e o orifício da ventosa obtém-se:

$$\frac{\pi D_p^2}{4} V_e = \frac{\pi D_v^2}{4} V_{v,máx} \quad (61)$$

em que D_p e D_v , são os respectivos diâmetros e V_e a velocidade de enchimento na conduta. A expressão anterior pode ser ainda escrita como:

$$\frac{D_p}{D_v} = \sqrt{\frac{V_{v,m\acute{a}x}}{V_e}} \quad (62)$$

Se admitirmos que a velocidade do ar na ventosa é de 40 m/s (valor máximo recomendado por alguns autores para evitar o fechamento prematuro) e a que velocidade para o enchimento é de 0.4 m/s:

$$\frac{D_p}{D_v} = \sqrt{\frac{40}{0.4}} = 10 \quad (63)$$

Recorde-se que no Artigo 46º nº3 do RGSPPAADAR é referido que o diâmetro da ventosa não deve ser inferior a um oitavo do diâmetro da conduta, considerando a velocidade de enchimento máxima (0.6 m/s).

Através da relação (63), conhecido o diâmetro da conduta pode estimar-se o corresponde orifício da ventosa. Assumindo $D_p=1200$ mm, o diâmetro do orifício seria de 120 mm, ou seja, 4.72 polegadas.

Para determinar o diâmetro final do orifício há que utilizar as curvas características das ventosas fornecidas pelos fabricantes. Para o efeito há que começar por estabelecer um diferencial de pressões a que irá estar submetido o sistema e um caudal de dimensionamento, tendo em conta o caudal de enchimento. Retomando o exemplo anterior, para uma conduta de diâmetro 1200 mm e a velocidade de enchimento é de 0.4 m/s, o caudal de enchimento será $Q_e=0.452$ m³/s. Assim, resta converter o caudal de enchimento Q_e para as condições *standard*. Como já foi referido em 3.3, p_{int}^* corresponde à pressão absoluta de ar no interior da conduta e p_{atm}^* à pressão atmosférica em valor absoluto (10.33 mca), pelo que, de uma forma aproximada pode-se obter o caudal de dimensionamento sendo essa:

$$Q_{ar} = \frac{p_{int}^*}{p_{atm}^*} Q_e = \frac{10.33 + \Delta p(mca)}{10.33} Q_e \quad (64)$$

Se assumirmos que a diferencial de pressões é de 2.0 mca, vem:

$$Q_{ar} = \frac{(10.33 + 2.0)}{10.33} 0.452 = 0.540 \text{ m}^3/\text{s} = 1943.92 \text{ m}^3/\text{h} \quad (65)$$

Obtendo o caudal de dimensionamento falta apenas introduzi-lo, juntamente com o diferencial de pressões considerado (2.0 mca corresponde aproximadamente a 0.2 bares), nas curvas fornecidas pelos fabricantes e escolher o orifício adequado (Figura 4.6). De notar que a selecção do diâmetro do orifício deverá ser igual ou superior ao calculado, de forma a garantir que o volume de ar é efectivamente evacuado do sistema.

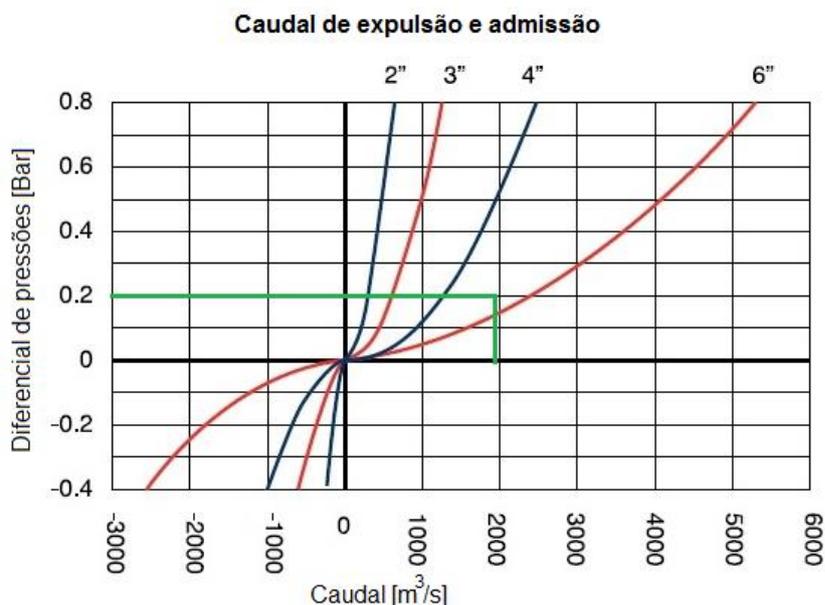


Figura 4.6 – Escolha da ventosa para extracção de ar (adaptado do catálogo de A.R.I., s.d.)

Como se verifica na Figura 4.6, para cumprir os critérios anteriores, a escolha da ventosa correcta será a de 6". O modelo de ventosa, cujas curvas características foram acima apresentadas, corresponde ao modelo D-052 de triplo efeito (Figura 4.7).



Figura 4.7 – Válvula ventosa Modelo D-052 (adaptado do catálogo de A.R.I., s.d.)

Quando se considera um diferencial de pressões (Δp) baixo é conveniente entender o porquê desta suposição e quais seriam as implicações no caso de se considerarem diferenciais superiores. Para o efeito, a Figura 4.8 representa as condições antes e imediatamente após o ar ser completamente expulso do sistema.

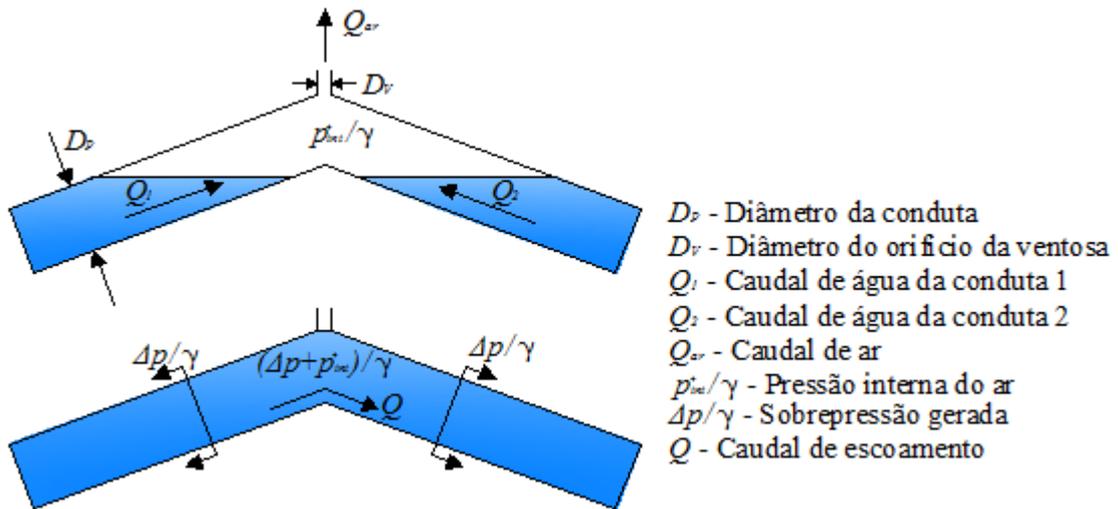


Figura 4.8 – Condições antes e depois do fecho da ventosa

Quando a bolsa de ar sai do sistema através do orifício da ventosa surge uma onda de pressão de magnitude $\Delta p/\gamma$. A aplicação da equação básica do choque hidráulico (de Allievi-Joukowski), que relaciona a variação de caudal com a sobrepressão gerada, permite escrever:

$$\frac{\Delta p}{\gamma} = \frac{a}{g A} \frac{(Q_1 + Q_2)}{2} \quad (66)$$

assumindo que imediatamente antes de ocorrer o choque hidráulico $Q_{ar} = Q_1 + Q_2$, ou seja, é ignorado o efeito da compressibilidade da bolsa de ar. Fazendo uso da Figura 3.4 e da expressão anterior, o valor da sobrepressão que ocorre depois do fecho da ventosa pode ser estimado consoante o valor da pressão que se considera antes do fecho p_{int}^*/γ (Lingireddy et al., 2004). De facto, o caudal de ar Q_{ar} é dado por:

$$Q_{ar} = Q_{Fig3.4} D_v^2 C_{exp} \quad (67)$$

em que $Q_{Fig3.4}$ é o caudal *standard* da Figura 3.4, D_v o diâmetro do orifício. Assumindo um $C_{exp} = 0.62$ (quando não existem dados acerca da ventosa), e combinando as equações (66) e (67) resulta:

$$\frac{\Delta p/\gamma}{a/g} = 0.3947 Q_{Fig3.4} \left(\frac{D_v}{D_p} \right)^2 \quad (68)$$

Ajustando o caudal *standard* $Q_{Fig3.4}$ a uma função exponencial pode obter-se (coeficiente de correlação $R^2 = 0.9972$):

$$Q_{Fig3.4} = e^{-0.0531(\ln p^*/\gamma)^2 + 0.3625(\ln p^*/\gamma) + 4.522} \quad (69)$$

Substituindo esta função na expressão (68) resulta:

$$\frac{\Delta p/\gamma}{a/g} = 0.3947 \left\{ e^{-0.0531(\ln p^*/\gamma)^2 + 0.3625(\ln p^*/\gamma) + 4.522} \right\} \left(\frac{D_v}{D_p} \right)^2 \quad (70)$$

Com base na expressão anterior é possível estimar a ordem de grandeza da sobrepressão gerada pelo fecho da ventosa, para diferentes diâmetros de orifício, e verificar que o valor da sobrepressão que ocorre após o fecho da ventosa será tanto maior quanto maior for o valor da pressão que se considera antes do fecho p_{int}^*/γ .

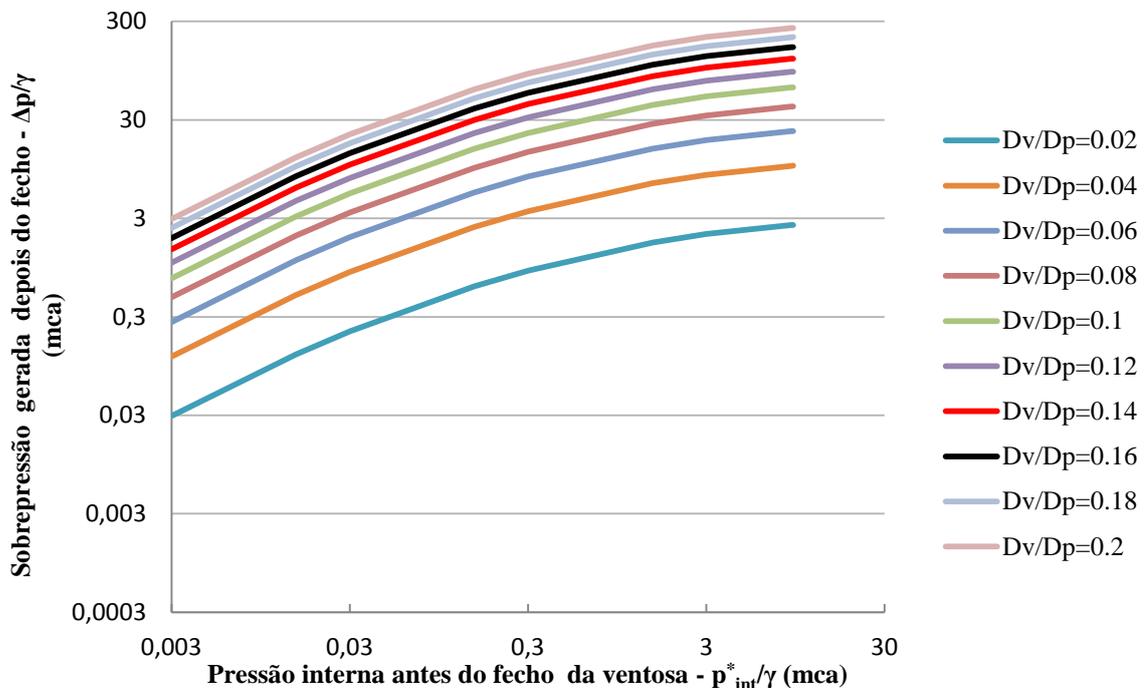


Figura 4.9 – Sobrepressões geradas (choque hidráulico) para diferentes orifícios de ventosa

Como já foi anteriormente referido, Martino et al. (2008) efectuaram um estudo experimental que permitiu medir as sobrepressões originadas pelo choque hidráulico aquando da expulsão de ar através de um orifício. Para a comparação dos resultados experimentais foi proposta uma equação para estimar as sobrepressões, baseada igualmente na expressão simplificada de Allievi-Joukowsky, na qual se substituiu a equação (46), para obter:

$$\frac{\Delta p}{\gamma} = \frac{a}{g} C_{\text{exp}} \sqrt{2 p_{\text{int}}^* \frac{\rho_{\text{água}}}{\rho} \frac{n}{n-1} \left[\left(\frac{p_{\text{atm}}^*}{p_{\text{int}}^*} \right)^{\frac{2}{n}} - \left(\frac{p_{\text{atm}}^*}{p_{\text{int}}^*} \right)^{\frac{n+1}{n}} \right] \left(\frac{D_v}{D_p} \right)^2} \quad (71)$$

Como se ilustra na Figura 4.10, (71) produz resultados que se podem considerar satisfatórios.

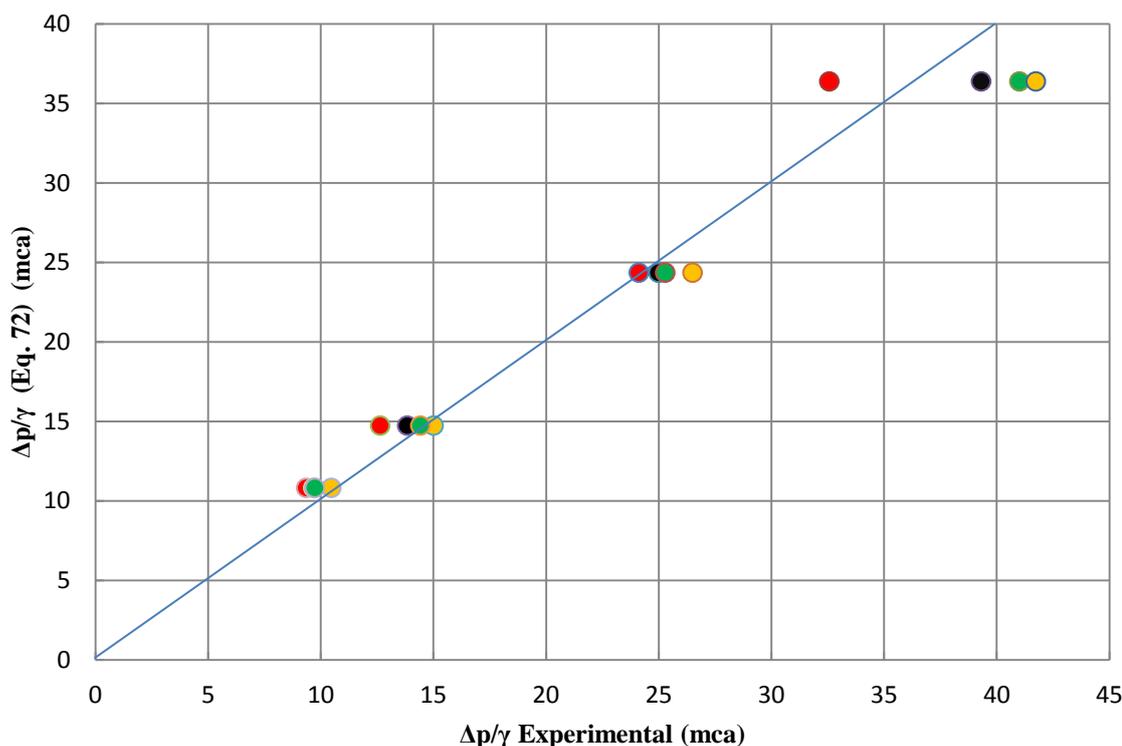


Figura 4.10 – Comparação entre os valores numéricos e experimentais (estes últimos retirados de Martino et al., 2008) para uma pressão inicial p_{int}^*/γ de 9.23 mca

Foi ainda possível verificar que as sobrepressões resultantes da expressão (71) são sempre aproximadamente duplas das correspondentes sobrepressões calculadas por (70). Isto fica a dever-se ao facto de na “metodologia” de Lingireddy et al. (2004) se ter efectuado a hipótese do caudal de ar a considerar ser o valor médio dos caudais nas condutas 1 e 2 (conferir Figura 4.8).

Em resumo, interessa concluir que quanto maior for a pressão considerada no interior da ventosa, antes do seu fecho, e o orifício desta, maiores e mais perigosas serão as sobrepressões geradas pelo choque hidráulico. Ou seja, um orifício largamente superior ao necessário, embora tenha capacidade para transportar um grande caudal de ar, irá fazer com que as velocidades de escoamento praticadas aumentem, dando origem a sobrepressões muito elevadas.

4.5 Operação de esvaziamento de uma conduta

O esvaziamento de condutas é realizado para que se possa efectuar a manutenção das mesmas, exigindo a colocação de descargas de fundo nos pontos mais baixos da adutora, e entradas de ar (ventosas de grande orifício) nos pontos mais altos. Por ser também uma operação bastante delicada existe a necessidade de executá-la em segurança e de forma controlada. Caso contrário, o esvaziamento poderá provocar vários problemas nas instalações, entre os quais:

- Depressões na conduta como consequência da manobra de abertura da válvula de descarga sem que haja entrada de ar pelos pontos altos da conduta. Estas depressões podem não ser admissíveis em função da classe da conduta instalada, podendo daí resultar o colapso da mesma.
- Dificuldade na operação das válvulas de descarga causada por valores excessivos da pressão na conduta, geralmente provocadas pelo elevado desnível entre os pontos altos de entrada de ar e os de descarga.
- Velocidades excessivas de circulação da água na conduta e nas válvulas de descarga, provocando vibrações significativas e danos na estrutura de descarga.
- Tempo excessivo de esvaziamento devido à insuficiente entrada de ar ou ao diâmetro insuficiente das válvulas de descarga.

Para contornar os problemas acima expostos, as instalações devem estar equipadas com elementos capazes de regular o caudal de descarga para evitar as depressões excessivas no sistema. Normalmente admite-se, no decurso da operação de esvaziamento, uma velocidade máxima de escoamento na tubagem principal, entre 0.3 e 0.4 m/s, valores semelhantes aos considerados no enchimento. Se o esvaziamento for realizado a velocidades superiores, necessariamente terão que se utilizar ventosas de maiores dimensões, de forma a assegurar o caudal de ar projectado e controlar as depressões que então se poderiam produzir.

Não existe, naturalmente, um número fixo de estruturas de arejamento nem de estruturas de descarga a instalar ao longo de uma conduta adutora, pois este depende do perfil longitudinal. Ocasionalmente, e no lugar de uma ventosa, a entrada de ar pode se dar a partir da extremidade da conduta ligada ao exterior, como é o caso de uma entrada de um reservatório pela parte superior. A Figura 4.11 detalha a localização das referidas estruturas.

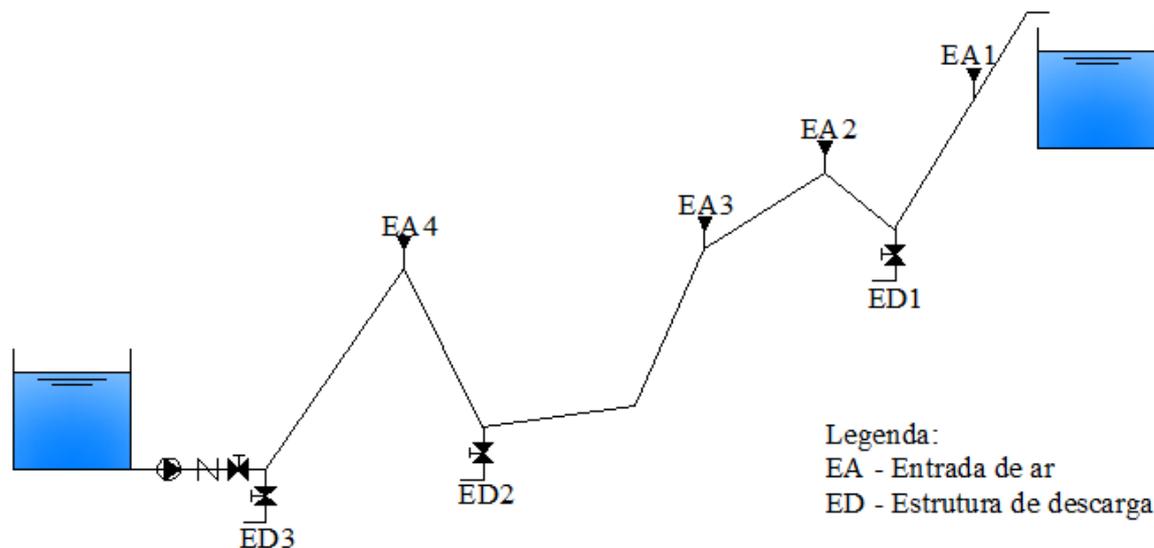


Figura 4.11 - Elementos a instalar para o esvaziamento de uma conduta

4.5.1 Estrutura de descarga

Embora uma estrutura de descarga seja composta por diversos elementos, o elemento fundamental é a válvula de descarga, que não é mais do que uma válvula de seccionamento. No entanto, para tornar mais funcional a própria estrutura pode-se instalar uma válvula de seccionamento adicional a montante, (Figura 4.12), conferindo um grau de estanqueidade superior no fechamento. Se o desnível entre a ventosa e a estrutura de descarga for significativo, as pressões nas válvulas serão muito altas (elevada carga estática) o que dificultará a abertura das mesmas. Por este motivo, o desnível entre a ventosa e a estrutura deve limitar-se a um valor máximo de 40m. Caso isso não seja possível, uma forma de facilitar a manobra de abertura da válvula situada a montante é, instalar um *bypass* com uma válvula de menor diâmetro que preenche o espaço entre as válvulas, equilibrando as pressões em ambos os lados. Outra forma de contornar o problema é, instalar válvulas especiais que permitam a manobra para elevadas diferenças de pressão, embora seja uma solução bastante onerosa em comparação com as válvulas de borboleta ou de cunha.

O tempo da manobra de abertura das válvulas de descarga é também um aspecto a ter em conta, já que esta acção dará lugar a uma onda depressiva gerada na válvula e transmitir-se-á ao resto do sistema. A magnitude da onda depressiva será tanto maior quanto mais rápida for a velocidade de abertura.

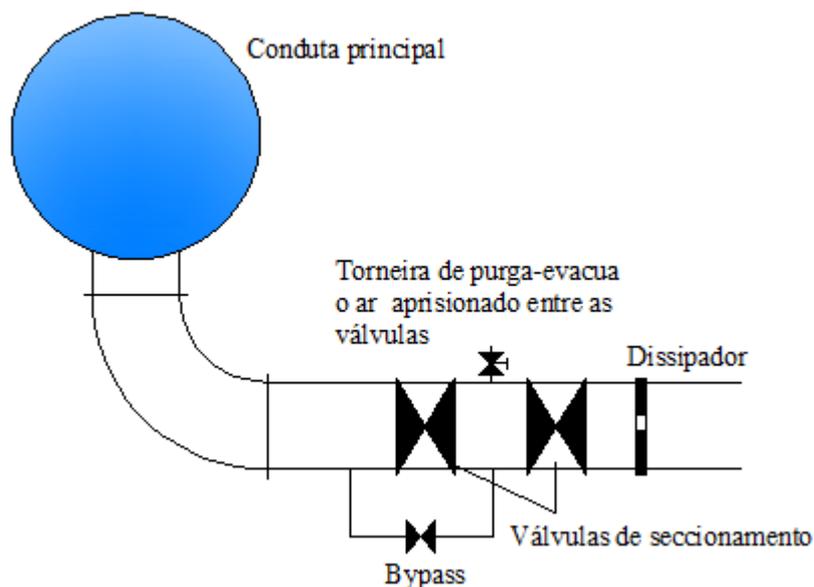


Figura 4.12 - Estrutura de descarga para o esvaziamento de condutas

No que diz respeito às velocidades limite na descarga, os fabricantes prescrevem um valor máximo na ordem dos 5 ou 6 m/s para as válvulas normalmente utilizadas (borboleta ou comporta). O diâmetro das válvulas deve ser compatível com o caudal de descarga, e têm normalmente um diâmetro 3 a 5 vezes inferior ao da conduta principal.

Se a estrutura de descarga tiver um comprimento considerável e com bastantes acessórios, dever-se-á ter em conta as perdas de carga que poderão ser significativas perante as elevadas velocidades de escoamento. Por outro lado, as perdas de carga na conduta principal, na maioria das vezes, podem ser desprezadas dado que as velocidades de escoamento aconselháveis são baixas (da ordem de 0.15 a 0.6 m/s para se conseguir manter, dadas as relações de diâmetros anteriormente referidas, as velocidades máximas nas válvulas).

Por fim, existe ainda a possibilidade de aumentar a resistência hidráulica da estrutura de descarga, colocando elementos adicionais (dissipadores). Deste modo, consegue-se limitar as velocidades na descarga e consequentemente na conduta principal, para a gama de valores recomendados. Estes elementos podem ser placas com um ou mais orifícios.

Na prática não é necessário fabricar um dissipador diferente para cada estrutura de descarga, basta apenas utilizar um dissipador tipo que cubra um leque de situações, de maneira a que o limite de velocidades seja cumprido.



Figura 4.13 - Placa perfurada utilizada como dissipador de energia na estrutura de descarga

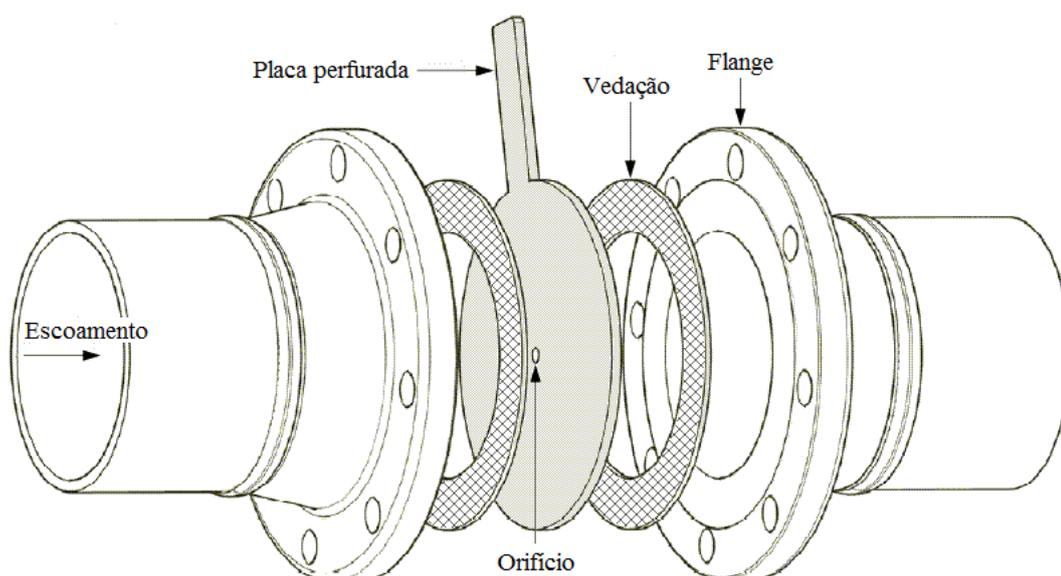


Figura 4.14 – Esquema de aplicação da placa perfurada na conduta (adaptado de ExploretheWorldofPiping, 2008)

4.6 Dimensionamento das ventosas para o esvaziamento

4.6.1 Cálculo do caudal máximo de admissão

O funcionamento da uma instalação depois da abertura de uma válvula de descarga vem descrito em Garcia-Serra et al. (2009), onde é incluída uma metodologia para dimensionar adequadamente todos os elementos de uma instalação, de acordo com as premissas expostas em 4.5.

Quando o esvaziamento é suficientemente lento, os efeitos elásticos do fluido, durante a abertura da válvula (Abreu et al., 1991), podem ser desprezados resultando em expressões

simplificadas que nos permitem calcular o caudal máximo de descarga (de dimensionamento da ventosa) e o tempo de esvaziamento. Em particular, para o caso mais elementar de uma conduta simples, com todos os elementos da estrutura de descarga de diâmetro D_d (área A_d) e com uma conduta principal de diâmetro D_p (área A_p), e a partir do instante em que as válvulas estão completamente abertas, a expressão válida é:

$$\frac{p(t)}{\gamma} + Z(t) = (k+1+k_d) \frac{V(t)^2}{2g} + f_d \frac{L_d}{D_d} \frac{V_d(t)^2}{2g} + f \frac{L(t)}{D_p} \frac{V_p(t)^2}{2g} + \frac{L(t)}{g A_p} \frac{dQ(t)}{dt} \quad (72)$$

com $p(t)$, a pressão a montante da coluna onde se está a esvaziar, $Z(t)$, a cota da lâmina líquida da coluna tomando como origem as cotas da estrutura de descarga, $Q(t)$, o caudal no instante t , $V_d(t)$ e $V_p(t)$ as velocidades na estrutura de descarga, e na tubagem principal, k a soma dos coeficientes das perdas adimensionais dos acessórios da estrutura de descarga, k_d o coeficiente de perda de carga do dissipador, f_d, f, L_d, L, D_d , e D_p as características das tubagens de descarga e principal e, por último $L(t)$ o comprimento da coluna de água para cada instante t .

Se a velocidade da água, seja na conduta principal seja nos tramos de descarga, não for elevada, podem desprezar-se, na maioria dos casos, as perdas de carga. De qualquer modo, o

factor $f_d \frac{L_d(t)}{D_d}$ (adimensional) pode somar-se ao coeficiente de perdas de carga k da estrutura

de descarga. Assim, excepto os primeiros instantes de transitório, ao abrir a válvula, os termos de inércia podem ser desprezados em face dos desníveis e perdas geradas na estrutura de

descarga. O valor da pressão $\frac{p(t)}{\gamma}$ torna-se também desprezável, visto estarmos num ponto

em contacto com a atmosfera (ventosa). A expressão (72) pode ser reescrita da seguinte forma:

$$Z(t) = (k+1+k_d) \frac{V(t)^2}{2g} \rightarrow V(t) = \frac{\sqrt{2gZ(t)}}{\sqrt{k+1+k_d}} \rightarrow Q(t) = A_d \frac{\sqrt{2gZ(t)}}{\sqrt{k+1+k_d}} \quad (73)$$

O caudal máximo será obtido para o maior desnível $Z(t)$, ou seja, corresponde à cota inicial da lâmina líquida, que denominaremos Z_0 , resultando:

$$Q_{máx} = A_d \frac{\sqrt{2gZ_0}}{\sqrt{k+1+k_d}} \quad (74)$$

Como já foi referido em 4.5.1, a relação entre os diâmetros da conduta e da estrutura de descarga deve estar entre 3 e 5. Assim, se assumirmos que a conduta é a mesma do exemplo do enchimento (1200 mm) e que pretendemos uma relação, entre diâmetros igual a 3, a estrutura de descarga e os acessórios que a constituem terão um diâmetro de 400 mm, ficando

então a área da secção A_d igual a 0.126 m^2 . Relativamente aos outros parâmetros, se supusermos um desnível máximo Z_0 igual a 30 m , um coeficiente das perdas dos acessórios da estrutura de descarga k de 2 e que não existe uma placa dissipadora ($k_d = 0$) obtém-se:

$$Q_{\text{máx}} = A_d \frac{\sqrt{2gZ_0}}{\sqrt{k+1+k_d}} = 0.126 \frac{\sqrt{2 \times 9.8 \times 30}}{\sqrt{2+1+0}} = 1.759 \text{ m}^3/\text{s} \quad (75)$$

De acordo com o caudal obtido, as velocidades de escoamento tanto na conduta principal como na estrutura de descarga, 1.56 m/s e 14 m/s , respectivamente, ultrapassam largamente os limites máximos correspondentes de 0.6 m/s e de 6 m/s . Isto significa que há que introduzir uma perda de carga localizada (placa dissipadora) a fim de controlar as velocidades.

Partindo da equação (74), é possível obter o valor de o coeficiente de perda de carga da placa dissipadora k_d :

$$k_d = \frac{2gZ_0}{V_{d,\text{máx}}^2} - k - 1 \quad (76)$$

a partir do qual podemos também calcular o valor da perda de carga localizada associada:

$$\Delta H = k_d \frac{V_p^2}{2g} \quad (77)$$

em que V_p corresponde à velocidade de escoamento na conduta principal.

Fixando a velocidade de escoamento na estrutura de descarga em 3.6 m/s , por exemplo, e substituindo os valores utilizados anteriormente em (75) na expressão (76), obtém-se:

$$k_d = \frac{2gZ_0}{V_{d,\text{máx}}^2} - k - 1 = \frac{2 \times 9.8 \times 30}{3.6^2} - 2 - 1 = 42.370 \quad (78)$$

Para o mesmo coeficiente e para uma velocidade de escoamento na conduta principal de 0.4 m/s , pode-se calcular a perda de carga correspondente:

$$\Delta H = k_d \frac{V_p^2}{2g} = 42.370 \frac{0.4^2}{2 \times 9.8} = 28.016 \text{ m} \quad (79)$$

O procedimento para determinar o diâmetro do orifício da placa dissipadora é explicado no anexo A desta dissertação. Para este exemplo obtém-se para diâmetro do orifício o valor de 188 mm , numa estrutura de descarga de 400 mm .

Assim, controladas as velocidades, o caudal de esvaziamento diminui e toma o valor de $0.452 \text{ m}^3/\text{s}$. Este caudal (de água) que sai do sistema terá ser equivalente ao caudal de ar que entra e que terá ainda que ser convertido para as condições *standard*. Então, assumindo uma

depressão de -2 mca, e utilizando uma expressão análoga à do enchimento, o caudal de dimensionamento para o esvaziamento será:

$$Q_{ar} = Q_{máx} \frac{10.33 + \Delta p(mca)}{10.33} = 0.452 \frac{10.33 - 2}{10.33} = 0.365 \text{ m}^3/\text{s} = 1313.292 \text{ m}^3/\text{h} \quad (80)$$

Finalmente, resta introduzir os dados obtidos nas curvas características (Figura 4.15) e escolher a ventosa apropriada.

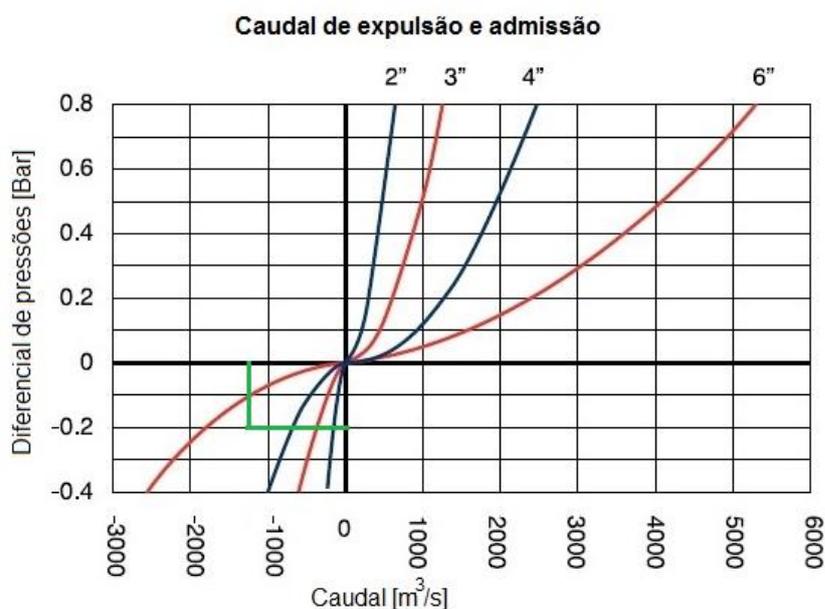


Figura 4.15 - Escolha da ventosa para admissão de ar (adaptado do catálogo de A.R.I., s.d.)

O orifício da ventosa a escolher será o de 6'' de diâmetro, visto ser a curva característica com a capacidade superior à pretendida. O modelo da ventosa pode ser o mesmo, isto é, de triplo efeito, porque permite a evacuação e a admissão de ar.

4.6.2 Cálculo do tempo de esvaziamento

Em Abreu et al. (2012) vem demonstrada a dedução da expressão (81) que serve para calcular o tempo de esvaziamento numa conduta com inclinação constante de ângulo θ segundo a projecção horizontal:

$$T_{esv} = 2 \frac{A_p}{A_d} \frac{\sqrt{Z_0}}{\sin \theta} \frac{\sqrt{k+1+k_d}}{\sqrt{2g}} \quad (81)$$

Tomando novamente os parâmetros do exemplo anterior, e assumindo que a distância horizontal entre a ventosa e a estrutura de descarga tem 800 m, então $\sin \theta = Z_0/L = 30/800 = 0.038$, ficando:

$$T_{esv} = 2 \frac{A_p}{A_d} \frac{\sqrt{Z_0}}{\sin \theta} \frac{\sqrt{k+1+k_d}}{\sqrt{2g}} = 2 \frac{1.131}{0.126} \frac{\sqrt{30}}{0.038} \frac{\sqrt{2+1+42.370}}{\sqrt{19.6}} = 3999.984 s = 1.1h \quad (82)$$

Sem a introdução da placa dissipadora o tempo de esvaziamento seria obviamente menor ($T_{esv} = 1028.571 s = 0.286h$).

Caso estejamos perante casos em que haja uma conduta com inclinação variável ou confluyente num ponto (em V), para mesma estrutura de descarga, utilizam-se as expressões (83) e (84), respectivamente, para determinar o tempo de esvaziamento. Desprezando também os efeitos inerciais e as perdas de carga na conduta principal tem-se:

$$T_1 = 2 \frac{A_p}{A_d} \frac{\sqrt{Z_0} - \sqrt{Z_1}}{\sin \theta_1} \frac{\sqrt{k+1+k_d}}{\sqrt{2g}} \quad (83)$$

e:

$$T_1 = 2 \frac{A_p}{A_d} \left(\sqrt{Z_i} - \sqrt{Z_{i-1}} \right) \left(\frac{1}{\sin \theta_{ii}} + \frac{1}{\sin \theta_{iD}} \right) \frac{\sqrt{k+1+k_d}}{\sqrt{2g}} \quad (84)$$

Somando todos os termos correspondentes aos tramos em causa obtém-se a seguinte expressão:

$$T_{esv} = 2 \frac{A_p}{A_d} \frac{\sqrt{k+1+k_d}}{\sqrt{2g}} \left(\frac{\sqrt{Z_0} - \sqrt{Z_1}}{\sin \theta_1} + \sum_{i=2}^n \frac{\sqrt{Z_i} - \sqrt{Z_{i-1}}}{\sin \theta_{ii}} + \sum_{i=2}^n \frac{\sqrt{Z_i} - \sqrt{Z_{i-1}}}{\sin \theta_{iD}} \right) \quad (85)$$

Para dimensionar as ventosas dar-se-á uso tanto ao caudal máximo como da depressão máxima permitida. A mesma ventosa pode admitir ar para as várias estruturas de descarga, o que exige a determinação do caudal máximo, para o caso mais desfavorável (o que necessita de maior quantidade de ar). O valor do referido caudal obtém-se a partir de:

$$Q_{máx} = \max_{\forall i, \forall t} \left(A_{d,i} \frac{\sqrt{2gZ(t)}}{\sqrt{k_i+1+k_{d,i}}} \right) \quad (86)$$

sendo $A_{d,i}$, k_i e $k_{d,i}$ os parâmetros das diversas estruturas de descarga.

4.7 Análise de sensibilidade para o dimensionamento das ventosas

Muitas publicações manifestam que, geralmente o pré-dimensionamento das ventosas é condicionando pelo esvaziamento, ou seja, o orifício da ventosa ou a capacidade de transporte de ar é maior para o esvaziamento do que para o enchimento. Esta afirmação não está inteiramente correcta, pois de acordo com o que será exposto em seguida, se a adutora estiver munida, na sua estrutura de descarga, de uma placa dissipadora a operação de enchimento tornar-se-á condicionante.

Tomando como referência o modelo de ventosa da aplicação feita nas subsecções 4.2 e 4.3 e recorrendo à folha de cálculo dimensionou-se, para diversos diâmetros de conduta, os orifícios da ventosa comerciais correspondentes para o caso do enchimento e do esvaziamento com e sem placa dissipadora. Para o primeiro caso mantivemos a razão entre os diâmetros da conduta e da ventosa em 10. Para o esvaziamento a razão entre o diâmetro da conduta e a estrutura de descarga foi igual 4. A sobrepressão e depressão admitidas foram iguais a 2 mca em valor absoluto. Fazendo então variar os diâmetros da conduta obtiveram-se os resultados representados na Figura 4.16.

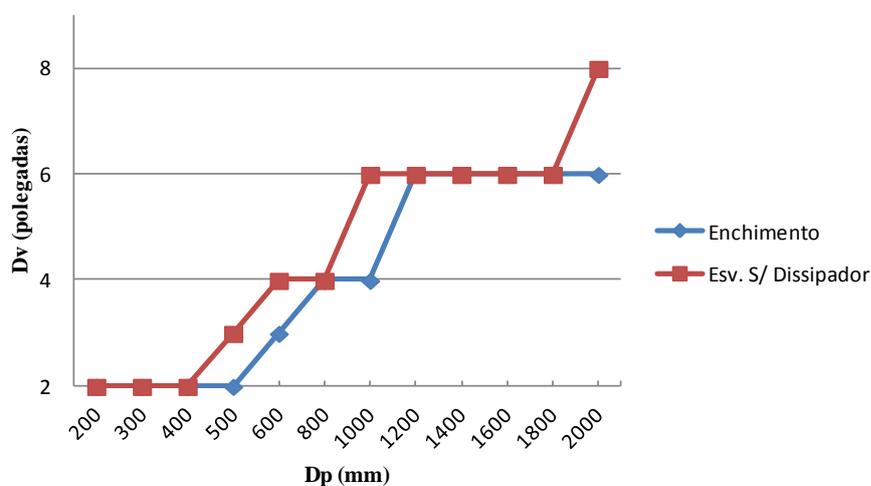


Figura 4.16 – Dimensionamento para enchimento e esvaziamento s/ dissipador

Se efectuarmos o dimensionamento sem controlar devidamente as velocidades, então existe uma tendência para o esvaziamento ser realmente mais condicionante, uma vez que requer um diâmetro de orifício de ventosa maior.

Se agora quisermos controlar devidamente as velocidades tanto na conduta como na estrutura de descarga, teremos que introduzir o efeito da placa dissipadora no dimensionamento o que vai resultar numa inversão da tendência, ou seja, o enchimento passará a ser o caso mais condicionante (Figura 4.17).

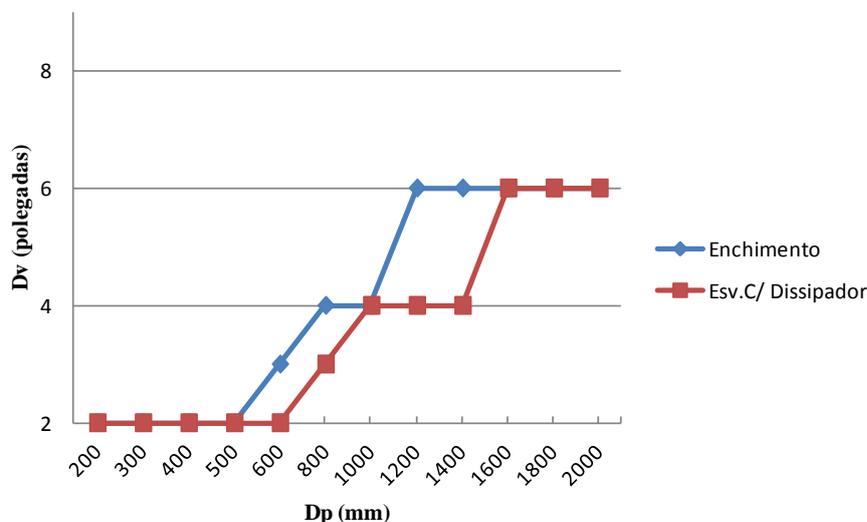


Figura 4.17 - Dimensionamento para enchimento e esvaziamento c/ dissipador

Todavia, e para reforçar a ideia, existe um facto que dificulta a transparência desta tendência, que é efectuar o dimensionamento para diâmetros comerciais. Isto é, com os caudais de dimensionamento muitas das vezes escolhe-se um orifício superior ao necessário, sobrepondo o mesmo orifício para diferentes circunstâncias e/ou capacidades de transporte. Não havendo uma forma simples de estimar os diâmetros “teóricos” dos orifícios da ventosa, e para tornar a tendência mais visível, comparámos as capacidades de transporte de ar, para as três situações, uma vez que os diâmetros dos orifícios estão directamente relacionados com as capacidades de transporte de ar (Figuras 4.18 e 4.19).

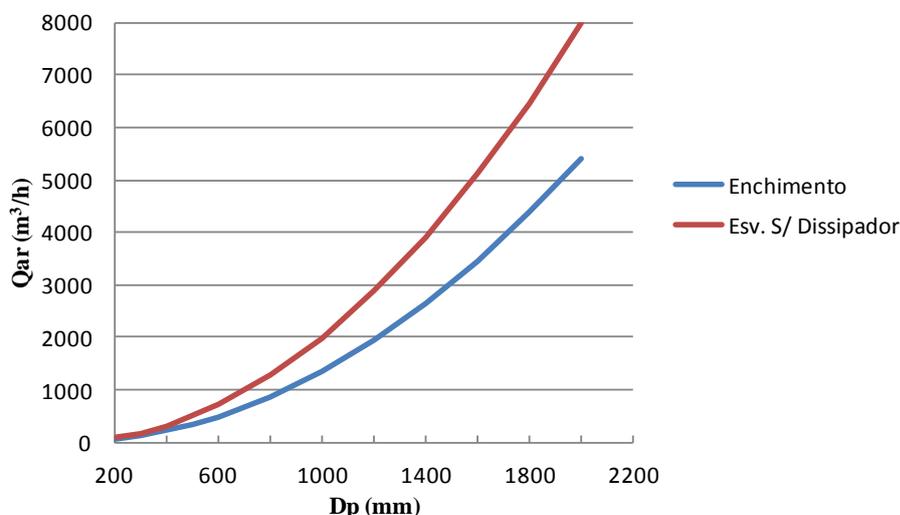


Figura 4.18 – Capacidade de transporte para enchimento e esvaziamento sem dissipador

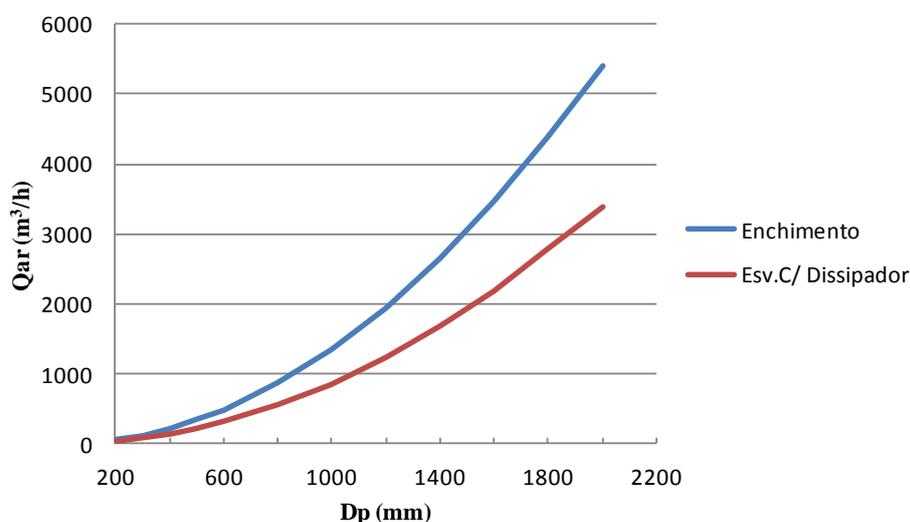


Figura 4.19 - Capacidade de transporte para enchimento e esvaziamento com dissipador

4.8 Dimensionamento de purgadores

Quando o sistema está em funcionamento a conduta encontra-se, em geral, submetida a elevadas pressões, comparativamente aos casos do enchimento e esvaziamento. Por isso, e de acordo com o referido na subsecção 2.3, a solução passa a ser a utilização de ventosas de pequeno orifício (purgadores), que possibilitam uma abertura a pressões elevadas e a consequente evacuação de pequenas bolsas de ar que se vão acumulando nos pontos altos.

O dimensionamento dos purgadores vem descrito em várias referências, nomeadamente em AWWA (2001) e Fuertes (2001), e passa por, em primeiro lugar, conhecer a pressão de trabalho, ou seja, a pressão existente no interior da conduta (na zona da ventosa) que coincidirá com o diferencial de pressões admitindo que a pressão externa é a pressão atmosférica. O passo seguinte é determinar o caudal de ar a evacuar. Este deverá ser a máxima quantidade de ar dissolvido na água à temperatura de serviço (15°C), que se supõe ser aproximadamente 2% do caudal de água que circula no sistema.

A partir da equação (47) válida para regime sónico, é possível determinar o diâmetro do orifício necessário. Assim, utilizando a equação de estado (22), substituindo os valores conhecidos ($n=1.4$, $R=287 \text{ N m/Kg}^\circ \text{ K}$ e $T=288.15 \text{ K}$), e dividindo-a pela massa específica do ar (a 15°C) para se obter o caudal seja volumétrico, tem-se:

$$Q = 0.0015 C_{\text{exp}} p_{\text{int}}^* D_v^2 \quad (87)$$

Uma vez que, nesta expressão Q , p_{int}^* e D_v vêm, respectivamente, em m^3/s , Pa e m e, nos catálogos aparecem, normalmente, em m^3/h , bar e mm, a respectiva conversão de unidades permite reescrever (87) como:

$$Q = 0.5506 C_{exp} p_{int}^* D_v^2 \quad (88)$$

a qual resolvida em ordem a D_v , permite obter:

$$D_v = \sqrt{\frac{Q}{0.5506 C_{exp} p_{int}^*}} \quad (89)$$

A título de exemplo, imaginemos que o caudal de serviço na adutora é de 150 l/s. O caudal a evacuar pelo purgador será 2% desse valor ou seja 3 l/s (10.8 m^3/h). Pela expressão (89) e assumindo uma pressão de trabalho (absoluta) de 2.5 bar e um C_{exp} entre 0.85 e 0.90 (considerou-se 0.87), obter-se-á para o diâmetro do orifício:

$$D_v = \sqrt{\frac{10.8}{0.5506 \times 0.87 \times 2.5}} = 3.003 \text{ mm} \quad (90)$$

Estando determinado o diâmetro do orifício da ventosa é necessário efectuar uma verificação que vem descrita em Pimentel e Granados (1990) e Quintela (2007), que passa por saber se a relação entre as secções do orifício de saída e do corpo de ligação da ventosa à conduta, é menor que um dado valor, de acordo com o limite que se impõe ao valor da sobrepressão gerada pelo fecho da ventosa.

De facto, como já se concluiu anteriormente, o fechamento da ventosa provocará uma sobrepressão que pode ser calculada pela teoria simplificada de Allievi-Joukowsky:

$$\frac{\Delta p}{\gamma} = \frac{a}{g} (V_1 - V_1') \quad (91)$$

sendo V_1' a velocidade da água na conduta no instante em que a água começa a passar pelo orifício e V_1 a velocidade do ar nesse mesmo instante. Quando isso acontece, a água ao atingir o orifício fecha a ventosa originando a sobrepressão:

$$\frac{\Delta p}{\gamma} = \frac{a}{g} V_1 \quad (92)$$

Admitindo que as velocidades de saída de ar pelo orifício encontram-se na ordem dos 200 m/s e que queremos limitar a sobrepressão a 20 mca, a relação entre áreas de secções do orifício e do corpo da ventosa deverá ser inferior a 1/1000. De facto, da equação da continuidade:

$$A_o V_{s_{ar}} = A V_1 \quad (93)$$

e, tendo em consideração a equação (92) e assumindo uma celeridade, a , de 1000 m/s, tem-se:

$$\frac{A_o}{A} = \frac{\Delta p}{\gamma} \frac{g}{a} \frac{1}{V_{s,ar}} = \frac{1}{1000} \quad (94)$$

A expressão anterior é conservativa pois as simplificações assumidas não têm em conta os efeitos da compressibilidade do ar, da perda de carga localizada na ventosa, nem o tempo de fechamento da mesma. Tal pode ser verificado na prática já que as relações entre os diâmetros do orifício e do corpo da ventosa (ligação ventosa-conduta), em função da sobrepressão considerada (5 mca), que alguns fabricantes apresentam, e.g. na tabela (Muñoz e Bony, s.d.), ultrapassam em todos os casos o referido limite. Ou seja, aparentemente os fabricantes através de testes laboratoriais conseguem explorar a capacidade máxima da ventosa, ao contrário do que ocorre ao se considerarem hipóteses teóricas simplificadas.

DN Tobera (mm)	2	2,5	3	4	5	6	8	10	12	16	20	24	28
Presión max. (mca)													
< 25							100			200	250		400
25 a 40	50		65		80	100		150	200	250			
40 a 60								200					
60 a 80					100	150			250	400			
80 a 100	65		80	100									
100 a 160		80				200	250						
160 a 250			100	150			400						
250 a 400	80												

Figura 4.20 – Tabela de selecção de purgadores (retirado de Muñoz e Bony, s.d.)

5 CONCLUSÕES E TRABALHOS FUTUROS

5.1 Conclusões

O ar pode estar presente no interior de uma conduta por motivos muito diversos, tanto intencionais como acidentais. As bolsas de ar aprisionadas num sistema adutor constituem uma fonte de potenciais problemas, sendo um dos principais as importantes sobrepressões que podem gerar-se em consequência da sua pequena inércia e fácil compressibilidade. De facto, na bibliografia estão referenciados diversos casos ocorridos em instalações reais onde a presença do ar fez com que se alcançassem sobrepressões várias vezes superiores às que o sistema poderia suportar na ausência de ar aprisionado. Em alguns desses casos ocorreu mesmo a rotura da conduta. Por este facto, o conhecimento físico do fenómeno e a possibilidade de estimar as sobrepressões que potencialmente se podem produzir apresenta um indubitável interesse prático.

Com o objectivo de poder estimar de forma simples estas sobrepressões foi proposto um modelo matemático, baseado no modelo rígido, que permite a análise dos transitórios gerados pela presença de uma bolsa de ar aprisionada numa conduta com o extremo fechado (caso mais desfavorável) ou, em alternativa, possuindo nessa extremidade um orifício ou uma ventosa que possibilitem a expulsão desse volume de ar. O modelo rígido proporciona resultados aceitáveis na análise de transitórios com ar confinado, sobretudo no caso das dimensões das bolsas serem significativas. Por outro lado o modelo rígido proporciona sempre resultados do lado da segurança.

O modelo proposto foi validado através de medições experimentais. A concordância entre as medidas experimentais e os resultados numéricos é razoavelmente boa durante os primeiros instantes do transitório. A partir de certo tempo, pelo menos em alguns casos, poderão começar a notar-se algumas discrepâncias devido à hipótese quase-estacionária de modelação do atrito e ao facto de poder deixar de se cumprir uma das hipóteses básicas do modelo (interface ar-água coincidente com a secção transversal da conduta).

A presença de ar nas condutas é, em muitos casos inevitável. Uma boa solução para evitar os correspondentes problemas é a utilização de ventosas. A análise do comportamento e modelação estática das ventosas foi um tema largamente desenvolvido nesta dissertação. A caracterização matemática destes elementos foi adicionada ao modelo numérico para que o mesmo possa contemplar a presença de ventosas no sistema hidráulico.

Em muitas ventosas, superado um certo caudal de ar produz-se o fechamento do flutuador (“fechamento dinâmico”, causado pela força de sustentação sobre o flutuador gerada pela expulsão do ar) antes da chegada da coluna de água, ou seja, quando ainda não tinha saído a

totalidade do ar. A bolsa de ar residual que fica no interior da conduta pode originar sobrepressões importantes.

Em geral, pode dizer-se que a presença das ventosas suaviza o transitório fazendo que as variações de pressão sejam menos bruscas e as sobrepressões não alcancem valores tão elevados. No entanto, esta afirmação terá que ser melhor justificada. Quando se procede ao arranque da instalação, rapidamente se comprime a bolsa de ar, mas a ventosa permite a “livre” expulsão do ar para o exterior conseguindo-se uma compressão do ar menos brusca de forma que os picos de pressão são reduzidos, em relação ao seu potencial valor caso não existisse qualquer ventosa. No entanto, quando a água chega à posição da ventosa e se produz o seu fechamento, podem gerar-se importantes sobrepressões, inclusivamente com valores muito superiores às que ocorreriam apenas pela compressão da bolsa. Estas sobrepressões causadas pelo fechamento da ventosa não podem ser estimadas através do modelo rígido.

O correcto dimensionamento das ventosas de grande orifício apresenta algum grau de dificuldade. Em primeiro lugar, a estimação do caudal de ar que se deve admitir ou evacuar não é tarefa simples. Por outro lado, não é conveniente sobre dimensionar a ventosa porque o ar pode ser expulso com excessiva rapidez fazendo com que o fechamento brusco da ventosa quando se produz a chegada da coluna de água origine sobrepressões que coloquem em causa a integridade do sistema. Naturalmente, tão pouco será acertado subdimensionar a ventosa porque, nesse caso, não será capaz de admitir ou expulsar a quantidade de ar requerida.

Confirmou-se que a secção relativa do orifício tem influência significativa nas sobrepressões geradas após embate da coluna de água. Concluiu-se que quanto maior for a pressão considerada no interior da ventosa, antes do seu fecho, e o orifício desta, maiores e mais perigosas serão as sobrepressões geradas pelo choque hidráulico. Ou seja, um orifício largamente superior ao necessário, embora tenha capacidade para transportar um grande caudal de ar, irá fazer com que as velocidades de escoamento praticadas aumentem, dando origem a sobrepressões muito elevadas.

5.2 Trabalhos Futuros

A análise dos transitórios hidráulicos na presença de bolsas de ar é um tema que possui certas limitações pelo facto de ser praticamente impossível conhecer a dimensão e localização exacta das bolsas de ar no interior do sistema hidráulico. Em face da ausência de dados iniciais fiáveis, não tem excessivo sentido a análise do transitório mediante complexos modelos matemáticos procurando obter resultados que reflectam a realidade com grande precisão. Esta incerteza nos dados do problema contribuiu para que muitos investigadores e profissionais de engenharia se tenham contentado com uma compreensão qualitativa do fenómeno e com o conhecimento das “boas práticas” que há que seguir para prevenir os potenciais problemas derivados da presença de ar nas condutas. No entanto, existem pelo

menos dois aspectos que no decurso da presente investigação se nos revelaram limitadores e passíveis de algum desenvolvimento no futuro:

- a substituição do modelo rígido por um modelo elástico que permita suprir as limitações daquele, nomeadamente permitindo simular a sobrepressão gerada quando se produz o fechamento da ventosa;
- efectuar uma caracterização dinâmica do comportamento das ventosas que permita determinar os parâmetros mais significativos que influenciam o respectivo comportamento, já que para analisar o funcionamento dos sistemas em regime transitório é aconselhável conhecer a resposta dinâmica dos seus diferentes elementos.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- A.R.I. (s.d.). "EnC-D050 WTR-13". A.R.I. Flow Control Accessories Ltd.,
- Abreu, J., Cabrera, E., Espert, V., Garcia-Serra, J. e Sanz (2012). "Transitorios Hidráulicos - del régimen estacionario al golpe de aríete". Valencia, España.
- Abreu, J., Guarga, R. e Izquierdo, J. (1995). "Transitorios y oscilaciones en sistemas hidraulicos a presion". Valencia, Espana.
- Abreu, J. M., Cabrera, E., García-Serra, J., Iglesias, P. e Izquierdo, J. (1992). "Influence of trapper air pockets in pumping systems". 4th International Conference on Hydraulic Engineering Software: HYDROSOFT 92, Valencia, Espanha.
- Abreu, J. M., Cabrera, E., Garcia-Serra, J. e Izquierdo, J. (1991). "Boundary between elastic and inelastic models in hydraulics transients analysis with entrapped air pockets". Internacional Conference of Hydraulic Transients with Water Column Separation. UPV, Valencia.
- AGA (1990). "Gas Measurement Manual Orifice Meters - Part No.Three". American Gas Association, Virginia, USA.
- AWWA (2001). "Air Release, Air/Vacuum & Combination air valves. Manual of water supply practices M51". American Water Works Association, Denver, U.S.A.
- Blum, L. J. (1994). "Laboratory test of air valve performance". U.S. Bureau of Reclamation, Denver Office, USA.
- Cabrera, E., Abreu, J., Pérez, R. e Vela, A. (1992). "On the influence of liquid length variation in hydraulic transients". Journal of Hydraulic Engineering, ASCE, Vol. 118, Nº12, pp. 1639-1650.
- Carlos, M (2007). "Estudio de la influencia de las ventosas en transitorios hidraulicos con aire atrapado". Tesis doctoral, Universidad Politecnica de Valencia. Valencia.
- Carlos, M., Arregui, F., Cabrera, E. e Palau, C. (2011). "Understanding air release through air valves". Journal of Hydraulic Engineering, ASCE, Vol. 137, Nº4 pp. 461-469.
- Çengel, Y.A. e Boles, M.A. (1994). "Thermodynamics. An engineering approach". 2nd Edition, McGraw-Hill, Inc. International Edition. U.S.A.
- Chapra, S. C. e Canale, R. P. (2010). "Numerical methods for engineers". McGraw-Hill Int. Eds., 6nd Edition.
- Chaudhry, M. H. (1987). "Applied Hydraulic Transients". Ed. Van Nostrand Reinhold Company 2nd Edition. New York, USA.
- CSA (s.d.). "Scelta e dimensionamento degli sfianti". CSA, Italy.
- DeZURIK (2011a). "APCO Clean Water Air Release Valves - Bulletin 600". DeZURIK, Minnesota, USA.
- DeZURIK (2011b). "APCO Air Release Valves - Bulletin 601". DeZURIK, Minnesota, USA.

- DeZURIK (2011c). "APCO Ccombination Air Valves - Bulletin 623". DeZURIK, Minnesota,USA.
- Dorot (s.d.). "Air and Air Valves in Piping - Part 1". Dorot Control Valves, USA.
- Espert, V. e Garcia-Serra, J. (2007). "Dimensionado de ventosas para el llenado y vaciado controlados de una conduccion". Valencia, Espana.
- ExploretheWorldofPiping@ (2008).http://www.wermac.org/steam/steam_venturi.html. Explore the World of Piping (accedido em 05/12/2013),
- Fuertes, V (2001). "Transitorios Hidráulicos con Aire Atrapado". Tesis Doctoral, Universidad Politecnica de Valencia. Valencia.
- Garcia-Serra, J., Espert, V., Soriano, J., Arregui, F. e Tejedor, M. J. (2009). "Disipadores de energia para controlar el vaciado de conducciones". I Jornadas de Ingenieria del Agua. CEH. Madrid.
- Guarga, R., Sanchez, J., Carmona, R. e Aguilar, L. (1990). "Transitorios hidráulicos y su control". Facultad de Ingeniería, Instituto de Mecánica de los Fluidos e Ingeniería Ambiental, Montevideo, Uruguay.
- ISO5167-2 (2003). "Measurement of fluid flow by means of pressure differential devices inserted in circular cross-section conduits running full - Part 2: Orifice plates". CEN, Brussels.
- Jönsson, L. (1985). "Maximum transient pressures in a conduit with check valve and air entrainment". Proc. International Conference on the Hydraulics of pumping stations, Manchester. pp. 55-76.
- Koelle, E. (1987). "Critical volume of entrapped air in hydraulic circuits". Proceedings of the 8th International Round Table of Hydraulic Transients in Power Stations, I.A.H.R., Madeira. Portugal. Paper C1, pp.87-102.
- Landau, L. e Lifchitz, E. (1987). "Fluid Mechanics". 2nd Edition, Pergamon Press.
- Lauchlan, C. S., Escarameia, M., May, R. R. P., Burrows, R. e Gahan, C. (2005). "Air in pipelines. A literature review". HR Wallingford.
- Lingireddy, S., Wood, D. J. e Zloczower, N. (2004). "Pressure surges in pipelines systems resulting from air releases". Journal AWWA.
- Liou, C. P. e Hunt, W. A. (1996). "Filling of Pipelines with Undulation Elevation Profiles". Journal of Hydraulic Engineering, ASCE, 122 (10), pp. 534-539.
- Martin, C. S. (1976). "Entrapped air in pipelines". Proc. 2nd Int. Conf. Pressure Surges, BHRA, Bedford, England. pp. F2-15-28.
- Martino, G. De, Fontana, N. e Giugni, M. (2003). "Pressure surges in water systems caused by air venting". PEDS 2003 - Pumps, Electromechanical Devices and Systems applied to Urban Water Management, IWA and IAHR, Valencia.
- Martino, G. De, Fontana, N. e Giugni, M. (2008). "Transient Flow Caused by Air Expulsion through an Orifice". Journal of Hydraulic Engineering, ASCE.
- Muñoz, J.A. e Bony, P. de (s.d.). "La Acumulacion de Aire en las Conducciones. Bases de Calculo para su Evacuacion-Aduccion". EINAR, S.A. - Tecnologia del Agua.

-
- Pearsall, I. S. (1965). "The velocity of water hammer waves ". Symposium on Surges in Pipelines. Institute of Mechanics Engineers, Vol. 180, pp. 12-20.
- Pimentel, H. e Granados, A. (1990). "Golpe de ariete provocado por el cierre de una ventosa". Revista De Obras Publicas, pp. 55 a 60.
- Quintela, A. (2007). " Hidráulica". Lisboa.
- Rodríguez, J. A. S. (s.d.). "Ventosas". Uralita Sistemas de Tuberías.
- Streeter, V. L. e Wylie, E. B. (1985). " Fluid Mechanics". New York.
- TheFolsomTelegraph@ (2009).<http://www.folsomtelegraph.com/article/water-supply-folsom-restored>. The Folsom Telegraph, Folsom (accedido em 19/11/2013).
- Thorley, A. R. D. e Main, B. G. (1986). "Spontaneous combustion in vapour cavities subjected to fluid transients in pipelines". Proc. 5th International Conference on Pressure Surges. Hannover, B.H.R.A. pp. 139-149.
- Thornton, R. E. (1983). "High gas pressures associated with pressure surges in a pipeline". Proc. 4th International Conference on Pressure Surges, B.H.R.A., Bath. pp. B2-21-23.
- Urner, G. (1997). "Technical Note - Pressure loss of orificie plates according to ISO 5167-1". Elsevier Science Ltd, Vol. 8pp. 39-41.
- Val-Matic (1997). "Theory, Application, and Sizing of Air Valves". Val- Matic and Manufacturing Corp., Illinios, USA.
- Val-Matic (2008). "AIR VALVES - Providing system efficiency and protection, Bulletin 1500". Val-Matic Valve & Manufacturing Corporation, USA.
- Vardy, A. (1990). " Fluid Principles". U.K.
- White, F.M. (1994). " Fluid Mechanics". New York, U.S.A.
- Wylie, E. B. e Streeter, V. L. (1983). "Fluid Transients". Feb Press. Ann Arbor, USA.
- Zhou, F., Hicks, F. E. e Steffler, P. M. (2002b). "Observations of Air - Water Interaction in a Rapidly Filling Horizontal Pipe". ASCE-Journal of Hydraulic Engineering.
- Zhou, F., Hicks, M. e Steffler, P.M. (2002a). "Transient flow in a rapidly filling horizontal pipe containing trapped air". ASCE-Journal of Hydraulic Engineering, Vol. 128, No.6, pp. 625-634.

ANEXOS

A Determinação da expressão que calcula o diâmetro do orifício da placa dissipadora

Para conseguir controlar as velocidades máximas na descarga é necessário dimensionar o orifício da placa dissipadora que provocará a anterior perda de carga localizada. A placa de orifício, também designada por diafragma (Quintela, 2007), é frequentemente utilizada como medidor de caudal em condutas sob pressão em aplicações industriais, nomeadamente na indústria do petróleo. Por esse facto existe um abundante trabalho experimental realizado nos anos 20-30 pela Associação Americana de Gás (AGA, 1990), e pela Sociedade Americana de Engenheiros Mecânicos (ASME). Em sequência do que foi dito atrás, criou-se a norma ISO 5167-2:2003 que descreve um procedimento experimental pelo qual se torna possível medir o caudal mássico que passa através da placa dissipadora, tendo como base a seguinte fórmula:

$$Q_m = \frac{C}{\sqrt{1-\beta^4}} Y \frac{\pi}{4} d^2 \sqrt{2\Delta p \rho_1} \quad (95)$$

Sendo β o rácio entre os diâmetros do orifício e da conduta a estudar ($\beta = d/D$), C o coeficiente de descarga, Y o factor de expansibilidade que reflecte a compressibilidade do fluido (para fluidos incompressíveis $Y = 1$; para fluidos compressíveis $Y < 1$), Δp a diferença entre as pressões a montante e a jusante da placa dissipadora (secções 1 e 2 na Figura A.1) e ρ_1 a massa volúmica do fluído na secção 1 da Figura A.1.

O coeficiente de descarga C é dado pela fórmula sugerida por Reader-Harris/Gallagher (1998, citada na norma (ISO5167-2, 2003)) que depende apenas do número de Reynolds Re_D , referente ao diâmetro D , e de β :

$$C = 0.5961 + 0.0261\beta^2 - 0.216\beta^8 + 0.000521 \left(\frac{10^6 \beta}{Re_D} \right)^{0.7} + \left(0.0188 + 0.0063 \left(\frac{19000 \beta}{Re_D} \right)^{0.8} \right) \beta^{3.5} \left(\frac{10^6}{Re_D} \right)^{0.3} \quad (96)$$

A norma propõe três formas diferentes de medir o Δp alterando, para cada uma delas, a expressão (96). Por questões práticas tornar-se mais fácil seguir a fórmula mais simplificada para o raciocínio.

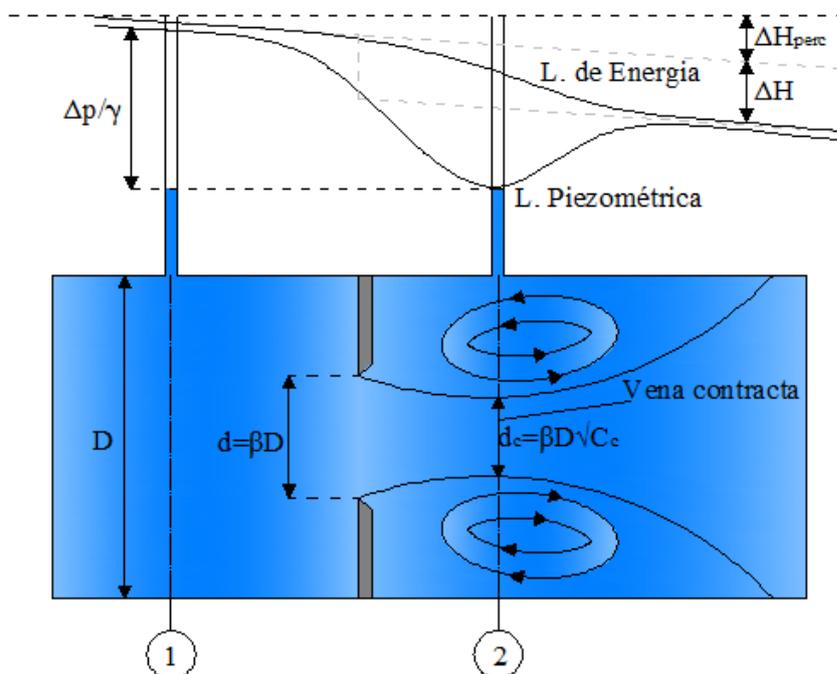


Figura A.1- Esquema das linhas piezométricas e de energia no escoamento através da placa

A norma ISO 5167-2:2003 apresenta também a seguinte relação entre o coeficiente de perda de carga e o diâmetro do orifício da placa:

$$k = \left(\frac{\sqrt{1 - \beta^4 (1 - C^2)}}{C \beta^2} - 1 \right)^2 \quad (97)$$

Nesta expressão o k vem referido como um coeficiente de perda de carga de uma conduta genérica. No nosso caso, como estamos na estrutura de descarga chamamos k_d por uma questão de correspondência.

Para perceber a origem da expressão anterior evoca-se o artigo (Urner, 1997), que estabelece a relação que existe entre o diferencial de pressões e a perda de carga localizada provocada pela placa dissipadora. Considerando um bocal ideal, (como se ilustra na Figura A.2) e aplicando o Teorema de Bernoulli entre a secção 1 e 2, e, admitindo que não existe atrito entre estas secções, tem-se:

$$\frac{P_1 - P_2}{\gamma} = \frac{1}{2g} (V_2^2 - V^2) \quad (98)$$

Entre as secções 2 e 3 existe perda de carga (Figura A.2). A recuperação de pressão pode ser calculada através do teorema de Euler, ficando:

$$\frac{p_3 - p_2}{\gamma} = \frac{1}{g} (V V_2 - V^2) \quad (99)$$

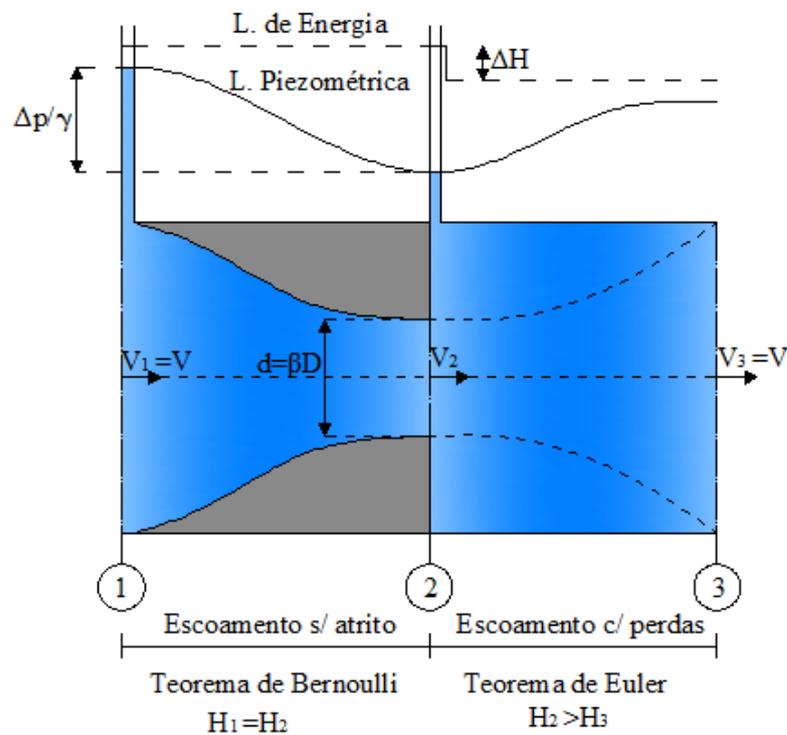


Figura A.2- Esquema das linhas piezométrica e de energia num bocal ideal

De acordo com as duas expressões anteriores, consegue-se obter a perda de carga total

$\Delta H = \frac{p_1 - p_3}{\gamma}$ entre a secção 1 e 3, resultando:

$$\Delta H = \frac{1}{2g} (V_2 - V)^2 \quad (100)$$

A partir das expressões anteriores é possível relacionar a perda de carga total ΔH com o diferencial de pressões $\frac{\Delta p}{\gamma}$:

$$\frac{\Delta H}{\frac{\Delta p}{\gamma}} = \frac{p_1 - p_3}{p_1 - p_2} = \frac{1 - \frac{V}{V_2}}{1 + \frac{V}{V_2}} \quad (101)$$

Utilizando a equação da continuidade, obtém-se:

$$\frac{V}{V_2} = \frac{A_2}{A} = \frac{d^2}{D^2} = \beta^2 \quad (102)$$

onde A é a área da secção transversal da estrutura de descarga ($A = A_d$) e $\beta = d/D$, como anteriormente referido. Substituindo a equação (102) na (101) resulta finalmente:

$$\frac{\Delta H}{\frac{\Delta p}{\gamma}} = \frac{1 - \beta^2}{1 + \beta^2} \quad (103)$$

Com base ainda na expressão (100) é possível obter uma relação entre a perda de carga localizada ΔH e o parâmetro β :

$$\Delta H = \frac{(V_2 - V)^2}{2g} = \frac{V^2 \left(\frac{V_2 - V}{V} \right)^2}{2g} = \frac{V^2 \left(\frac{V_2}{V} - 1 \right)^2}{2g} = \left(\frac{1}{\beta^2} - 1 \right)^2 \frac{V^2}{2g} \quad (104)$$

equivalente a considerar o coeficiente de perda de carga k_d igual a:

$$k_d = \left(\frac{1}{\beta^2} - 1 \right)^2 \quad (105)$$

Correspondente a uma perda de carga do tipo Borda (perda de carga localizada num alargamento brusco de secção (Quintela, 2007)).

Ao contrário do que ocorre num bocal ideal, quando a obstrução é originada por uma placa de orifício o escoamento continua a acelerar, após o orifício, formando a designada “*vena contracta*” numa secção um pouco mais a jusante (cf. Figura A.1) para, em seguida, desacelerar e novamente preencher toda a secção. Em face desta situação, haverá necessidade de corrigir as expressões (103) e (105), substituindo a razão de diâmetros β por $\beta \sqrt{C_c}$, sendo C_c o coeficiente de contracção. Após essa correcção, as referidas expressões escrever-se-ão, respectivamente:

$$\frac{\Delta H}{\frac{\Delta p}{\gamma}} = \frac{1 - C_c \beta^2}{1 + C_c \beta^2} \quad (106)$$

$$k_d = \left(\frac{1}{C_c \beta^2} - 1 \right)^2 \quad (107)$$

Para determinar o coeficiente de contracção C_c , e de acordo com a expressão (95), para um fluido incompressível ($Y=1$), resulta:

$$Q = \frac{C \beta^2}{\sqrt{1-\beta^4}} A_d \sqrt{\frac{2}{\rho} \Delta p} \quad (108)$$

De notar que o coeficiente de descarga C é numericamente igual ao produto entre os coeficientes C_c e C_v , e, representa um factor correctivo global para o cálculo do caudal escoado “real”. O coeficiente C_c já aqui foi referido, o segundo é o coeficiente de velocidade C_v que tem em conta a perda de carga localizada na zona do orifício, já considerada nas deduções feitas. Para um escoamento sem perdas ou contracções (ideal) o coeficiente de descarga será $C=1$. Se o caudal “real”, referido na expressão (108), for igualado ao caudal ideal ($C=1$) na zona da secção mais contraída (substituindo β por $\beta \sqrt{C_c}$) obtém-se:

$$\frac{C \beta^2}{\sqrt{1-\beta^4}} A_d \sqrt{\frac{2}{\rho} \Delta p} = \frac{C_c \beta^2}{\sqrt{1-C_c^2 \beta^4}} A_d \sqrt{\frac{2}{\rho} \Delta p} \quad (109)$$

Assumindo que a diferença de pressões é aproximadamente igual fica:

$$\frac{C}{\sqrt{1-\beta^4}} = \frac{C_c}{\sqrt{1-C_c^2 \beta^4}} \quad (110)$$

resolvendo em ordem a C_c resulta então a expressão proposta por Brandt (1993, citado em (Umer, 1997)):

$$C_c = \frac{C}{\sqrt{1-\beta^4(1-C^2)}} \quad (111)$$

Se se substituirmos a expressão (111) na expressão (107) obtém-se a então referida expressão da norma (97) que é aquela que nos interessa para dimensionar o orifício da placa. Assim resta-nos apenas retirar o valor do diâmetro do orifício através do parâmetro β .