

Revisão bibliográfica
sobre
Escoamento gás-líquido em condutas
verticais e inclinadas

**(Capítulo 2 da Tese: Oxigenação em borbulhadores
verticais e inclinados”)**

Volume 2 de 2

Valdemar Raul Ramos Garcia

Tese de Doutoramento em Engenharia Química apresentada à
Faculdade de Engenharia da Universidade do Porto

2005

À Ana Catarina e Ana Patricia

À Beatriz

A meus pais

NOTA PRÉVIA

Este volume é parte integrante da tese de doutoramento em Engenharia Química intitulada “Oxigenação em Borbulhadores Verticais e Inclinados”, constituindo o seu Capítulo 2- Revisão bibliográfica sobre escoamento gás-líquido em condutas verticais e inclinadas.

Dado que os trabalhos realizados sobre escoamento gás-líquido em colunas inclinadas são escassos e se encontram dispersos, o autor efectuou uma exaustiva pesquisa bibliográfica sobre o tema. Apesar da proporção relativamente volumosa que este capítulo assume no contexto da tese, achou-se que seria de toda a utilidade efectuar uma compilação dos dados recolhidos, no sentido de se disponibilizar à comunidade científica um trabalho que permita uma rápida consulta sobre as publicações existentes numa área pouco estudada. Assim, e também para evitar que a tese tenha um tamanho exagerado resolveu-se apresentá-la em dois volumes.

AGRADECIMENTOS

O autor agradece a leitura e a revisão do texto ao Prof. Doutor João Alberto Sobrinho Teixeira do Instituto Politécnico de Bragança e ao Professor Doutor João Rui Guedes de Carvalho da Faculdade de Engenharia da Universidade do Porto, orientadores da tese de doutoramento.

ÍNDICE

2- REVISÃO BIBLIOGRÁFICA SOBRE ESCOAMENTO GÁS-LÍQUIDO EM CONDUTAS VERTICAIS E INCLINADAS	1
2.1- DEFINIÇÃO DE PARÂMETROS BÁSICOS	2
2.2-REGIMES DE ESCOAMENTO	5
2.2.1-REGIMES DE ESCOAMENTO EM TUBOS VERTICAIS	7
2.2.1.1-Escoamento vertical ascendente	7
2.2.1.2-Escoamento vertical descendente	11
2.2.2-REGIMES DE ESCOAMENTO EM TUBOS HORIZONTAIS	11
2.2.3-REGIMES DE ESCOAMENTO EM TUBOS INCLINADOS	13
2.2.4-MAPAS DE REGIMES DE ESCOAMENTO	14
2.2.5-TRANSIÇÃO ENTRE REGIMES DE ESCOAMENTO	20
2.2.5.1-Transição entre regimes em escoamento vertical	22
2.2.5.2-Transições entre regimes em escoamento horizontal (ou quase horizontal)	43
2.2.5.3-Transição entre regimes para todas as inclinações da conduta	50
2.2.5.4-Modelos de transição entre regimes para a gama completa de inclinações do tubo	57
2.2.6-TRANSIÇÃO ENTRE REGIMES DE ESCOAMENTO EM CONTRA-CORRENTE	71
2.2.6.1-Transição entre regimes de escoamento em tubos verticais	72
2.2.6.2- Regimes e transição entre regimes em tubos inclinados	79
2.3- VELOCIDADE DE BOLHAS	87
2.3.1-VELOCIDADE DE BOLHAS EM REGIME <i>BUBBLE</i>	88

2.3.1.1-Velocidade em condutas verticais	88
2.3.1.2-Velocidade em condutas inclinadas	98
2.3.2-VELOCIDADE DE BOLHAS EM REGIME <i>SLUG</i>	99
2.3.2.1-Velocidade em condutas verticais	100
2.3.2.2-Velocidade em condutas inclinadas	107
2.4-RETENÇÃO DE GÁS E DE LÍQUIDO	118
2.4.1-RETENÇÃO EM TUBOS VERTICAIS	119
2.4.2-ESCOAMENTO EM TUBOS INCLINADOS	126
2.5- VARIAÇÃO DE PRESSÃO	139
2.5.1- INTRODUÇÃO	139
2.5.2- VARIAÇÃO DE PRESSÃO EM ESCOAMENTOS GÁS- -LÍQUIDO	142
2.5.2.1- Regime <i>bubble</i> e <i>dispersed bubble</i>	143
2.5.2.2- Regime <i>slug</i>	146
2.5.2.3- Regime <i>annular</i>	153
2.5.2.4- Regime <i>stratified</i>	160
2.6-FLOODING	162
2.6.1- DEFINIÇÃO	162
2.6.2- PREVISÃO DE <i>FLOODING</i>	166
2.6.3- <i>FLOODING</i> EM TUBOS VERTICAIS	170
2.6.4- <i>FLOODING</i> EM TUBOS INCLINADOS	176
2.7-DISPERSÃO	190
2.8-TRANSFERÊNCIA DE MASSA <i>SLUG</i>/LÍQUIDO	199
NOMENCLATURA	210
BIBLIOGRAFIA	220
ÍNDICE DE FIGURAS	232

2-REVISÃO BIBLIOGRÁFICA SOBRE ESCOAMENTO GÁS-LÍQUIDO EM CONDUTAS VERTICAIS E INCLINADAS

O escoamento simultâneo de gás e líquido é frequentemente encontrado em situações da vida corrente e em muitas aplicações industriais tais como, colunas de destilação, reactores químicos e nucleares, *pipelines* para transporte de misturas de hidrocarbonetos, colectores solares, evaporadores, equipamentos de transferência de massa como por exemplo colunas de borbulhamento, colunas de enchimento, bombas tipo *airlift*, entre outras.

Em particular, as colunas de borbulhamento, equipamento em que a fase gasosa é dispersa na forma de bolhas numa fase líquida contínua, têm sido largamente usadas como dispositivos de contacto gás-líquido, tipo absorvedores e/ou desabsorvedores (*strippers*), como reactores químicos para hidrogenação, oxidação ou cloração de líquidos orgânicos e como fermentadores em unidades de tratamento biológico de águas residuais.

O escoamento gás-líquido pode ocorrer em colunas verticais, horizontais ou inclinadas. Não obstante as muitas situações práticas em que pode ser encontrado, o escoamento em colunas inclinadas tem sido muito menos estudado, em comparação com o escoamento em colunas verticais e horizontais. Por este motivo, e porque neste trabalho se faz o estudo da hidrodinâmica e da transferência de massa em equipamentos a operar na vertical e inclinados, neste capítulo faz-se uma revisão bibliográfica do essencial que está publicado sobre escoamento gás-líquido em colunas verticais e inclinadas. São abordados aspectos tão importantes como o tipo de regime de escoamento, a velocidade das bolhas (nos regimes onde elas existem), a retenção de gás e líquido, a queda de pressão, o fenómeno do alagamento (*flooding* em inglês), a dispersão e a transferência de massa.

No projecto de equipamentos onde ocorre simultaneamente escoamento de gás e de líquido, é determinante que se tenha o conhecimento mais preciso possível das características hidrodinâmicas mais importantes como sejam o tipo de regime de

escoamento e as transições entre regimes, a retenção de gás e de líquido e a queda de pressão. É igualmente importante poder-se prever as condições limites para o escoamento em contra-corrente e o conhecimento das velocidades das fases é essencial para o cálculo da retenção.

Na optimização do projecto e operação de sistemas de escoamento com duas fases, especialmente no que concerne à queda de pressão e a quantidades como coeficientes de transferência de calor e de massa, é necessário prever com segurança o tipo de regime de escoamento. A queda de pressão e a taxa de transferência de massa, por exemplo, são totalmente diferentes se se tratar de um escoamento em que o gás se desloca sob a forma de bolhas através da fase líquida (contínua) ou em que o líquido escoo sob a forma de película junto às paredes do tubo, com o gás a percorrer a zona central.

Este capítulo é estruturado da seguinte forma: primeiro definem-se alguns parâmetros básicos que são depois utilizados ao longo do trabalho. Em seguida são abordados alguns dos aspectos mais relevantes no escoamento gás-líquido em condutas inclinadas, tais como os regimes de escoamento e as transições entre eles, a velocidade das bolhas, a retenção, a queda de pressão, o *flooding*, a dispersão e a transferência de massa.

2.1- DEFINIÇÃO DE PARÂMETROS BÁSICOS

Nesta Secção definem-se algumas das variáveis básicas usadas para descrever o escoamento gás-líquido em colunas e que vão ser utilizadas nos vários capítulos deste trabalho.

i) Velocidades superficiais

Em escoamento bifásico gás/líquido, a velocidade das fases pode ser definida de diferentes modos. As velocidades superficiais da fase líquida e da fase gasosa, representadas neste trabalho por U_{LS} e U_{GS} , respectivamente, são definidas pelo

quociente entre os respectivos caudais volumétricos e a área total da secção recta da coluna, isto é, a velocidade da fase como se esta fosse a única a escoar na coluna.

$$U_{LS} = \frac{Q_L}{A_C} \quad (2.1)$$

$$U_{GS} = \frac{Q_G}{A_C} \quad (2.2)$$

onde Q_L e Q_G representam, respectivamente, os caudais volumétricos de líquido e de gás e A_C é a área da secção recta da coluna.

ii) Velocidade da mistura

A velocidade da mistura gás-líquido, U_M , é definida pela soma algébrica das velocidades superficiais. Para escoamento co-corrente, a velocidade U_{Mcc} é dada por

$$U_{Mcc} = U_{LS} + U_{GS} = \frac{Q_L + Q_G}{A_C} \quad (2.3)$$

No escoamento em contra-corrente a velocidade da mistura, U_{Mct} , é dada por

$$U_{Mct} = U_{GS} - U_{LS} \quad (2.4)$$

iii) Retenção de gás e de líquido

A retenção de gás, que representaremos por E_G , representa a fracção volumétrica ocupada pelo gás numa determinada secção recta da coluna. De modo análogo se define retenção de líquido, E_L . Em inglês usa-se o termo “*holdup*” para designar a fracção volumétrica da coluna ocupada por uma dada fase. Contudo, a designação *holdup* é usada com mais frequência para a fase líquida (*liquid holdup*), enquanto o termo “*void fraction*” é preferido para a fase gasosa. Neste trabalho, serão

utilizados os termos *retenção de gás* (E_G) e *retenção de líquido* (E_L) quando nos referimos à fracção do volume da coluna ocupada pelo gás ou pelo líquido, respectivamente.

A retenção de líquido é definida como a fracção do volume da coluna, V , ocupada por líquido, V_L

$$E_L = \frac{V_L}{V} = \frac{A_L}{A_C} \quad (2.5)$$

em que A_L e A_C , representam respectivamente, a área da secção recta ocupada por líquido e a área total da secção recta da coluna. O valor de E_L pode variar ao longo de uma coluna.

De modo análogo, a retenção de gás é dada por

$$E_G = \frac{V_G}{V} = \frac{A_G}{A_C} \quad (2.6)$$

com A_G a representar a área da secção recta da coluna ocupada pelo gás.

Atendendo às definições de retenção de gás e de líquido tem-se sempre

$$E_G + E_L = 1 \quad (2.7)$$

pelo que E_G pode também variar de secção para secção ao longo de uma coluna.

A retenção de gás e de líquido nos vários tipos de escoamento é tratada com mais detalhe na Secção 2.4.

iv) Velocidades efectivas

A velocidade efectiva de uma determinada fase tem em conta o facto de essa fase ocupar apenas uma fracção da secção recta da coluna. O seu valor é superior ao da velocidade superficial, sendo função da retenção. As velocidades efectivas do gás e do líquido, representadas por U_G e U_L , respectivamente, são definidas por

$$U_G = \frac{Q_G}{A_G} = \frac{U_{GS}}{E_G} \quad (2.8)$$

$$U_L = \frac{Q_L}{A_L} = \frac{U_{LS}}{E_L} = \frac{U_{LS}}{1 - E_G} \quad (2.9)$$

v) *Velocidade relativa*

A velocidade relativa entre as duas fases, U_R , é definida como a diferença entre a velocidade efectiva da fase gasosa e a velocidade efectiva da fase líquida. Para o escoamento co-corrente, a velocidade relativa, U_{Rcc} , é dada por

$$U_{Rcc} = U_G - U_L \quad (2.10)$$

A velocidade relativa é uma quantidade positiva no caso de escoamento co-corrente ascendente, uma vez que a velocidade de subida do gás é superior à do líquido devido à tendência natural de subida do gás. Em escoamento co-corrente descendente, a velocidade relativa dada pela equação anterior tem valor negativo pois a velocidade do líquido é superior à do gás.

Em escoamento contra-corrente e, atendendo aos sentidos contrários de circulação das duas fases, a velocidade relativa, U_{Rct} , é dada por

$$U_{Rct} = U_G + U_L \quad (2.11)$$

2.2-REGIMES DE ESCOAMENTO

O escoamento multifásico é caracterizado pela existência de interfaces, através das quais há variações das propriedades dos fluidos. No escoamento a uma só fase as propriedades são constantes ou variam gradualmente, sendo o padrão de escoamento classificado em laminar ou turbulento. No escoamento simultâneo de mais do que uma

fase, há várias configurações internas de escoamento que as fases podem adoptar, sendo as diferentes variantes designadas por padrões (ou regimes) de escoamento (em inglês *flow patterns*). Na Figura 2.1 estão representados quatro padrões possíveis para escoamento ascendente em co-corrente, de gás e líquido num tubo. O regime de escoamento adoptado por gás e líquido em movimento num tubo depende de vários factores: variáveis de operação como por exemplo os caudais das duas fases, propriedades físicas dos dois fluidos e variáveis geométricas tais como o diâmetro e o ângulo de inclinação da coluna. O regime de escoamento é uma função complexa dessas variáveis sendo fortemente dependente do ângulo de inclinação (Newton and Behnia, 2001). No estudo efectuado por Chen (2001), o ângulo de inclinação do tubo ou coluna mostrou ter um efeito mais pronunciado sobre as transições entre regimes de escoamento do que as propriedades dos fluidos.

Na literatura da especialidade encontra-se uma grande variedade de designações para padrões de escoamento. Muitas das diferentes designações devem-se à natureza subjectiva das definições, mas várias delas, referem-se essencialmente aos mesmos padrões. Na prática há um conjunto restrito de regimes de escoamento que importa conhecer, bem como as transições entre eles.

Dado haver grandes diferenças no comportamento do escoamento, consoante este ocorre em tubos verticais, horizontais ou inclinados, nesta Secção dar-se-á particular relevo à influência da inclinação da coluna sobre o regime de escoamento e as transições de regime.

Vários autores enquadram os vários regimes em três conjuntos básicos em inglês designados por: *Dispersed*, *Intermittent* e *Separated* e que podemos traduzir por escoamento em Dispersão, Intermitente e Separado.

- Em dispersão, pode a fase líquida ser contínua, e a fase gasosa descontínua; o gás desloca-se então sob a forma de bolhas dispersas no líquido e tem-se o regime designado correntemente por: *Bubble flow*, ou *Dispersed bubble flow*. Se o gás for a fase contínua, na qual o líquido está disperso em gotas, tem-se um “spray”.

- *Intermittent*. Nestes regimes pelo menos uma fase é descontínua. O escoamento é intermitente, caracterizando-se pelo aparecimento alternado de bolhas e de porções de líquido. Incluem-se aqui os regimes: *Elongated bubble*, *Slug* e *Churn* (ou *Froth*) que podemos traduzir por Bolhas alongadas, Bolhas tubulares e Esfarrapado.

- *Separated*. Neste tipo de escoamento, ambas as fases são contínuas, podendo aparecer algumas gotas ou bolhas de uma das fases na outra fase. Incluem-se aqui os regimes:

- Stratified* (Estratificado). Neste regime é vulgar distinguir-se dois sub-regimes: *Stratified smooth* (Estratificado liso) e *Stratified wavy* (Estratificado ondulado).

- Annular* (Anelar). Por vezes distinguem-se dois sub-regimes: *Annular-film* (ou simplesmente *Annular*) e o *Annular-mist* (Anelar com gotículas).

Descrevem-se a seguir, com mais detalhe, os regimes mais comuns em escoamentos verticais, horizontais e inclinados. O tipo de regime depende bastante, como já se referiu, do ângulo de inclinação da coluna e do modo como os fluidos a percorrem, isto é, se o escoamento é co-corrente ascendente, co-corrente descendente ou se ocorre em contra-corrente.

Dado ser frequente a utilização de termos como *bubble*, *slug*, entre outros, neste trabalho optou-se por manter a designação em inglês de todos os regimes de escoamento.

2.2.1-REGIMES DE ESCOAMENTO EM TUBOS VERTICAIS

2.2.1.1-E escoamento vertical ascendente

No escoamento vertical ascendente em tubos, há quatro regimes de escoamento principais designados por *Bubble*, *Slug*, *Churn* e *Annular* (Hewitt and Hall-Taylor, 1970; Taitel *et al.*, 1980; McQuillan and Whalley, 1985a; Whalley, 1987; Ansari *et al.*, 1994; Abdul-Majeed and Al-Mashat, 2000; Chen, 2001; entre outros). A Figura 2.1 representa esquematicamente estes regimes de escoamento.

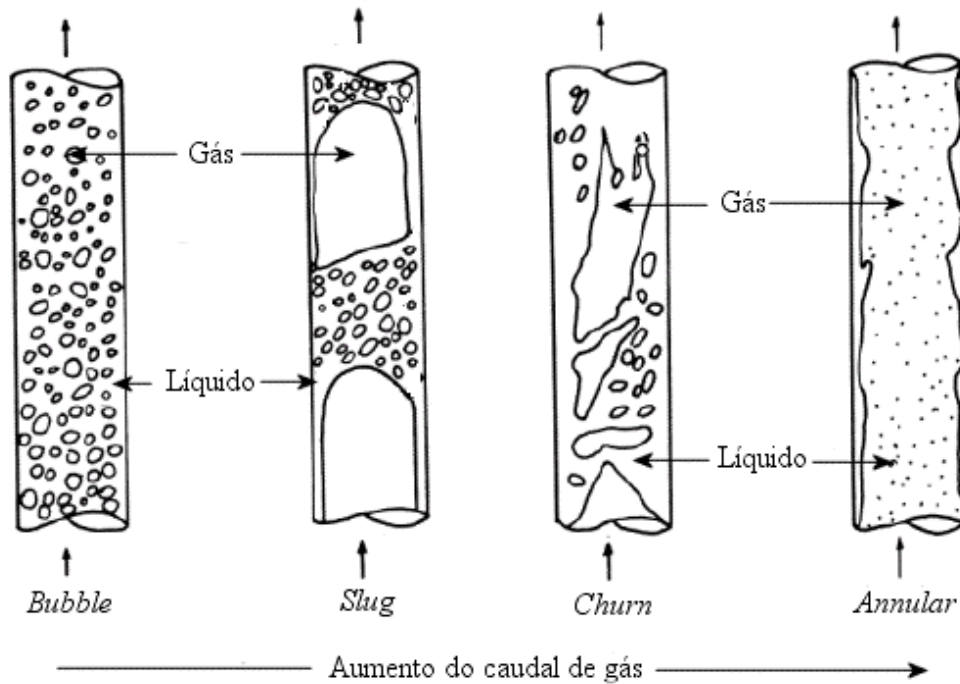


Figura 2.1- Representação esquemática dos regimes de escoamento vertical ascendente de gás e líquido (de Taitel *et al.*, 1980).

As suas características são descritas a seguir (Taitel *et al.*, 1980; Whalley, 1987; Wolk *et al.*, 2000).

- *Bubble (B)*. O gás sob a forma de pequenas bolhas encontra-se disperso na fase líquida contínua. As bolhas podem ter diferentes formas e tamanhos mas sempre menores que o diâmetro do tubo.

Alguns autores utilizam o termo *dispersed bubble* em vez de *bubble*. Outros utilizam os dois termos, relacionando-os com dois sub-regimes. Vários autores, como Barnea *et al.* (1985) e Barnea (1987), fazem a distinção entre os sub-regimes *bubble* e *dispersed bubble* com base nos mecanismos de transição que levam a esses sub-regimes e em situações particulares de escoamento. Segundo Barnea *et al.* (1985) o termo *bubble* (ou *bubbly*) aplica-se mais a caudais de líquido mais baixos e não aparece em todas as inclinações e em todos os diâmetros de tubo. O termo *dispersed bubble* aparece sempre associado a caudais de líquido elevados, onde as pequenas bolhas dispersas no líquido são o resultado da quebra das bolhas de grande volume devido à acção turbulenta

associada a esses caudais elevados, podendo aparecer em todas as inclinações. Chen and Brill (1987) referem cinco regimes de escoamento básicos no escoamento vertical ascendente, uma vez que também eles distinguem os regimes *bubbly* e *dispersed bubble*. Num trabalho recente sobre regimes de escoamento e correspondentes transições, que inclui um capítulo de revisão, Chen (2001) refere que o regime *bubbly* é observado apenas na vertical ou em tubos inclinados de relativamente grande diâmetro. Para este efeito, como outros autores, entre eles Whalley (1987) e Oddie *et al.* (2003), o diâmetro de 50 mm é considerado o valor de fronteira entre os tubos de pequeno diâmetro e os de grande diâmetro. O regime *dispersed bubble* é normalmente observado em toda a gama de inclinações do tubo.

O regime *bubble* ocorre para baixas retenções de gás. Outra característica deste regime de escoamento em tubos verticais referida por vários autores, entre eles Taitel *et al.* (1980), é que a distribuição da fase gasosa sob a forma de bolhas na fase líquida é aproximadamente uniforme.

- *Slug (SL)*: Quando a concentração de bolhas no regime *bubble* aumenta, devido ao aumento do caudal de gás, ocorre a coalescência destas formando-se bolhas de grande volume que quase ocupam a totalidade da secção recta do tubo. Estas bolhas com forma tubular e frente semiesférica são normalmente designadas pelo termo inglês *slug*, embora certos autores também utilizem a expressão “bolhas de Taylor”. Neste regime, as bolhas estão separadas por líquido contínuo (muitos autores referem-se a esta porção de líquido entre dois *slugs* chamando-lhe *slug* de líquido^(*)) que pode conter pequenas bolhas no seu seio. As bolhas de Taylor movem-se para cima e encontram-se separadas da parede do tubo por uma camada fina de líquido que se desloca para baixo devido ao movimento de subida do *slug*.

As bolhas de Taylor têm normalmente uma forma com simetria axial, embora por vezes, devido ao movimento do líquido, se desloquem com a zona frontal “inclinada” para o lado.

* Muitos autores utilizam o termo *slug* quando se referem ao líquido que separa duas bolhas de Taylor. Outros usam o termo para se referirem às próprias bolhas. Esta diferença pode levar a confusão. Neste trabalho usa-se o termo “*slug* de gás” para designar as bolhas de Taylor e “*slug* de líquido” para designar o líquido entre séries de bolhas.

Neste tipo de escoamento, a maior parte do gás existente na coluna está nas bolhas de grande dimensão (isto é, nas bolhas de Taylor), havendo pequenas bolhas dispersas no líquido entre “slugs”.

Outro aspecto relevante, que será abordado mais em pormenor na Secção 2.7, é a mistura intensa gerada sob a base dos *slugs* a subir no seio de líquidos, região usualmente designada por esteira dos *slugs*. Os estudos mais relevantes sobre esta matéria foram efectuados por Campos and Guedes de Carvalho (1988a, 1988b), Campos (1991) e Guedes de Carvalho *et al.* (1993).

- *Churn (CH)*. Com o aumento do caudal de gás, o regime *slug* dá lugar ao regime *churn*, altamente desordenado, caótico, instável, que aparenta natureza oscilatória, com o líquido próximo das paredes do tubo a pulsar continuamente para cima e para baixo. As bolhas tornam-se mais estreitas, com formas irregulares e vários tamanhos. Tendo alguma semelhança com o regime *slug*, é todavia muito mais caótico e desordenado. A continuidade do líquido entre sucessivas bolhas de Taylor é repetidamente destruída por uma elevada concentração local de gás. Apesar de globalmente o movimento ser ascendente, é típico, no *churn*, haver no líquido um movimento oscilatório ou alternante no que diz respeito ao sentido do movimento. Alguns investigadores referem-se a este regime como *froth* (Taitel *et al.*, 1980; Petalas and Aziz, 1998). O *churn* faz a transição entre os regimes *slug* e *annular*.

- *Annular (A)*. A característica deste tipo de escoamento é a continuidade da fase gasosa que se desloca no centro do tubo. A fase líquida desloca-se também para cima numa película que recobre a parede do tubo e também sob a forma de gotas arrastadas pelo gás que sobe na zona central do tubo. O escoamento ascendente na película de líquido, contraria as forças da gravidade e resulta da força de corte exercida pelo rápido movimento do “núcleo” gasoso. É possível encontrar outros termos usados para designar o regime *annular*, como por exemplo, *annular mist* ou *semi-annular* (Taitel *et al.*, 1980).

2.2.1.2-Escoamento vertical descendente

De acordo com Barnea *et al.* (1982) e Barnea (1987), são três os principais regimes encontrados no escoamento vertical descendente: o *annular* (é o mais frequente), o *intermittent* (onde se incluem os regimes *slug*, *elongated bubble* e *churn*) e o *dispersed bubble* (ou simplesmente *bubble*). As características acima referidas para escoamento co-corrente vertical ascendente continuam válidas para escoamento descendente.

2.2.2-REGIMES DE ESCOAMENTO EM TUBOS HORIZONTAIS

Os regimes mais comuns em escoamento horizontal são: *dispersed bubble*, *intermittent* (*elongated bubble* e *slug*), *stratified* e *annular* (Taitel and Dukler, 1976; Barnea *et al.*, 1980; Barnea *et al.*, 1985; Barnea, 1987; Xiao *et al.*, 1990; Chen, 2001). Estes regimes estão esquematizados na Figura 2.2. Uma representação esquemática semelhante à da Figura 2.2 pode encontrar-se em Whalley (1987), onde as designações dos regimes *dispersed bubble* e *elongated bubble* são substituídas pelas designações *bubbly* e *plug*.

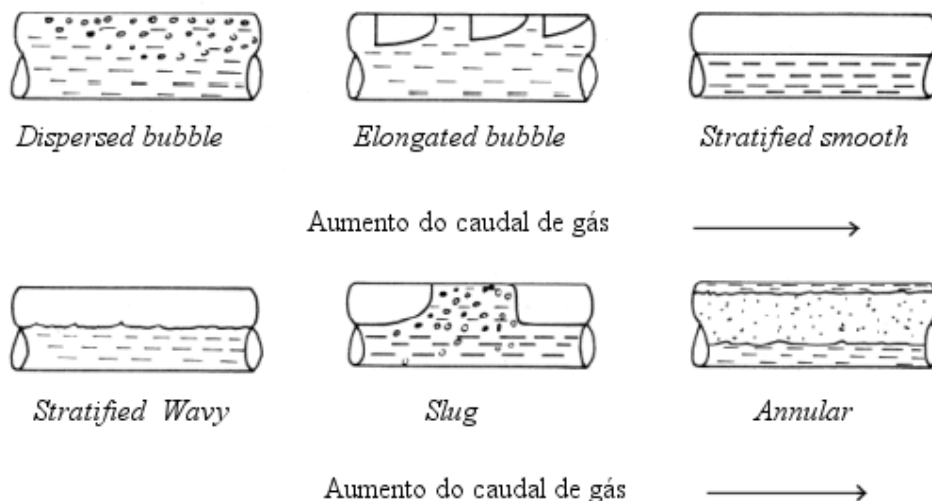


Figura 2.2- Representação esquemática dos regimes de escoamento horizontal (de Chen, 2001).

- *Dispersed bubble (DB)*. A fase líquida é contínua enquanto a fase gasosa está distribuída sob a forma de pequenas bolhas que tendem a deslocar-se para a parte superior do tubo, devido à impulsão. Caudais de líquido mais elevados, tendem a dispersar mais uniformemente as bolhas no seu seio. Este tipo de escoamento ocorre para valores elevados da razão de caudais líquido/gás. Alguns autores, como Whalley (1987), usam a designação de *bubbly (B)* para se referirem a este regime.

- *Elongated bubble (EB)*. Com o aumento do caudal de gás, as bolhas tendem a coalescer, formando-se bolhas alongadas de maior volume, que se deslocam junto da parede superior da conduta. A principal diferença entre este regime e o *slug* é que no regime *elongated bubble* não há pequenas bolhas de gás arrastadas nos *slugs* de líquido. Deste modo, o regime *EB* corresponde ao caso particular do regime *slug*, quando o *slug* de líquido não contém pequenas bolhas dispersas.

- *Stratified smooth (SS) e Stratified wavy (SW)*. Nestes sub-regimes, o gás e o líquido deslocam-se separadamente, com o líquido na porção inferior do tubo. As duas fases são contínuas. A distinção entre estes dois sub-regimes tem a ver com a forma da interface gás-líquido. No sub-regime *stratified smooth* a interface é praticamente lisa. Com o aumento da velocidade do gás e o conseqüente aumento da tensão de corte interfacial, a interface fica ondulada e a amplitude das ondas aumenta com o aumento da velocidade do gás. Nesta situação está-se perante o sub-regime *stratified wavy* (sub-regime mais comum uma vez que a interface é quase sempre ondulada). Alguns autores, como Whalley (1987), referem-se a este sub-regime como *wavy flow*.

- *Slug (SL)*. Com o aumento do caudal de gás, a amplitude das ondas formadas na interface gás-líquido (no regime *stratified wavy*) pode aumentar ao ponto de tocarem na parte superior do tubo, passando-se ao regime *slug*. Tal como no regime *elongated bubble*, o escoamento é também intermitente, caracterizando-se pelo aparecimento alternado de bolhas de grande volume (maiores que no caso do regime *elongated bubble*) na parte superior do tubo e de porções de líquido, chamadas *slugs* de líquido, que contêm pequenas bolhas que são arrastadas. Do mesmo modo que no escoamento vertical, os regimes *slug* e *elongated bubble* integram o escoamento do

tipo *intermittent*, em que não há uma distribuição axial uniforme do líquido. Os *slugs* de líquido que enchem o tubo estão intercalados por porções de gás que se deslocam sobre uma camada de líquido “estratificado” junto da base do tubo.

- *Annular (A)*. Quando o caudal de gás aumenta ainda mais, observa-se o regime *annular*. O líquido desloca-se então sob a forma de uma película delgada sobre a parede do tubo, enquanto um “núcleo” de gás se desloca a velocidade elevada na porção central do tubo. Devido à força da gravidade, a película de líquido na parte inferior do tubo tem normalmente maior espessura do que no topo. A superfície do líquido não é lisa devido à formação de pequenas ondas. O gás desloca-se habitualmente com gotas de líquido em suspensão e é a deposição dessas gotas de líquido na parede superior do tubo que alimenta a película de líquido nessa parte do tubo. Alguns investigadores distinguem os sub-regimes *annular* e *annular-mist* conforme o núcleo de gás arrasta ou não gotas de líquido. No caso de gotas de líquido serem arrastadas no núcleo gasoso o regime é chamado *annular-mist*, caso contrário é simplesmente *annular*. Contrariamente ao regime *dispersed bubble*, o regime *annular-mist* ocorre para valores baixos da razão de caudais líquido/gás.

2.2.3- REGIMES DE ESCOAMENTO EM TUBOS INCLINADOS

Os regimes de escoamento em tubos inclinados são normalmente divididos em quatro grupos principais: *dispersed bubble*, *intermittent (elongated bubble, slug)*, *stratified (wavy e smooth)* e *annular*. Petalas and Aziz (1998) não agrupam os regimes, considerando como principais os seguintes: *dispersed bubble*, *elongated bubble*, *slug*, *froth* (ou *churn*), *stratified* e *annular-mist*.

No caso do escoamento inclinado descendente, o regime *stratified* é um dos mais comuns, ocupando grandes áreas nos mapas de regime de escoamento (Secção 2.2.4); no escoamento ascendente este regime é pouco importante por apenas existir para pequenas inclinações em relação à horizontal, ocupando por isso pequenas áreas nos mapas (Barnea *et al.*, 1980; Barnea *et al.*, 1982b; Barnea *et al.*, 1985; Barnea, 1987). De facto, no escoamento ascendente, se houver estratificação, o líquido tenderá a deslocar-se “para trás”, por acção da gravidade. Só com inclinações muito ligeiras, em relação à horizontal, é que o gás conseguirá arrastar o líquido no sentido ascendente.

Observações efectuadas por um grande número de investigadores, sobre regimes de escoamento em tubos inclinados, mostraram que o ângulo de inclinação tem uma influência muito forte nas transições de regimes. Por exemplo, na transição *stratified–non stratified*, mesmo pequenas mudanças no ângulo têm um grande efeito. O afastamento da horizontal tende a reduzir a ocorrência de separação entre a fase gasosa e a fase líquida. Autores como Barnea *et al.* (1982b) e Barnea *et al.* (1985) referem nos seus trabalhos que o regime *stratified* não é observado para escoamento ascendente inclinado a mais de 20° relativamente à horizontal. Para escoamento descendente, todavia, este regime é normalmente observado até 70°.

Neste trabalho representar-se-á o ângulo de inclinação da coluna em relação à horizontal por θ e a inclinação em relação à vertical por α . Os ângulos serão considerados positivos no caso dos escoamentos ascendentes e negativos nos escoamentos descendentes.

2.2.4-MAPAS DE REGIMES DE ESCOAMENTO

No projecto de sistemas de escoamento a duas fases, torna-se importante poder prever com alguma precisão os regimes de escoamento que irão ser observados por um dado par de caudais a circular numa conduta com uma dada geometria (Wolk *et al.*, 2000). A prática comum, na representação dos dados sobre regimes de escoamento é, primeiro, classificá-los por observação visual (ou por outros meios) e depois apresentar esses dados num mapa bidimensional de regimes de escoamento em termos de parâmetros particulares do sistema. Para cada sistema, determinados caudais de líquido e gás resultam num regime de escoamento particular. Os mapas são gráficos bidimensionais com o espaço separado por fronteiras de transição em áreas correspondentes aos vários regimes de escoamento, como se pode ver nas Figuras 2.3 a 2.7.

Apesar de em teoria as variáveis adimensionalizadas serem preferidas na construção dos mapas, na prática, são geralmente usadas coordenadas dimensionais, como as velocidades superficiais. Exemplos de outras variáveis que podem ser utilizadas são a velocidade da mistura gás-líquido e a retenção de gás (Chen, 2001). Contudo, como a retenção de gás é geralmente desconhecida (a sua determinação,

baseada na informação de regimes de escoamento, constitui muitas vezes um objectivo), este caminho nem sempre é o mais prático para apresentar as fronteiras de transição.

A elaboração de mapas de regimes de escoamento tem sido feita de dois modos:

- Directamente a partir dos dados experimentais, sendo neste caso os mapas completamente empíricos e limitados aos dados nos quais foram baseados. São os mapas experimentais de regimes de escoamento. Para se considerar os efeitos das propriedades dos fluidos e do diâmetro da coluna, têm de ser introduzidas correlações adicionais.
- A partir da análise dos mecanismos físicos da transição entre regimes, os quais são modelados por equações fundamentais. São os mapas mecanísticos de regimes de escoamento. Relativamente aos mapas experimentais, a sua aplicação é mais geral. Deve referir-se que para “fechar” os modelos mecanísticos se torna muitas vezes necessário o recurso a correlações empíricas, de que se pode apresentar como bons exemplos a determinação das tensões de corte fluido/parede da coluna e a tensão interfacial.

Até ao aparecimento das técnicas de modelação mecanística, com os trabalhos pioneiros de Taitel and Dukler (1976) e de Taitel *et al.* (1980), os mapas de regime de escoamento eram exclusivamente experimentais. A partir dessa época os mapas mecanísticos generalizaram-se, sendo, claramente, os mais utilizados. A Figura 2.3 mostra um exemplo típico de um mapa experimental para escoamento horizontal de Mandhane *et al.* (1974). A Figura 2.4 e a Figura 2.5 mostram mapas mecanísticos para escoamentos descendentes ligeiramente inclinados, de Taitel and Dukler (1976) e de Xiao *et al.* (1990), respectivamente, em que as coordenadas são as velocidades superficiais. A Figura 2.6 mostra um mapa mecanístico típico, para escoamento vertical ascendente (Taitel *et al.*, 1980).

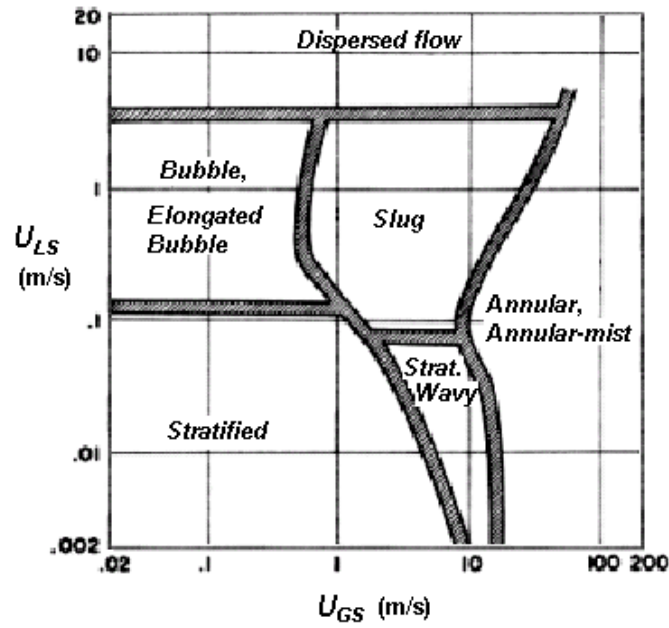


Figura 2.3- Mapa de regimes de escoamento, experimental, para o sistema ar-água em tubo horizontal (de Mandhane *et al.*, 1974).

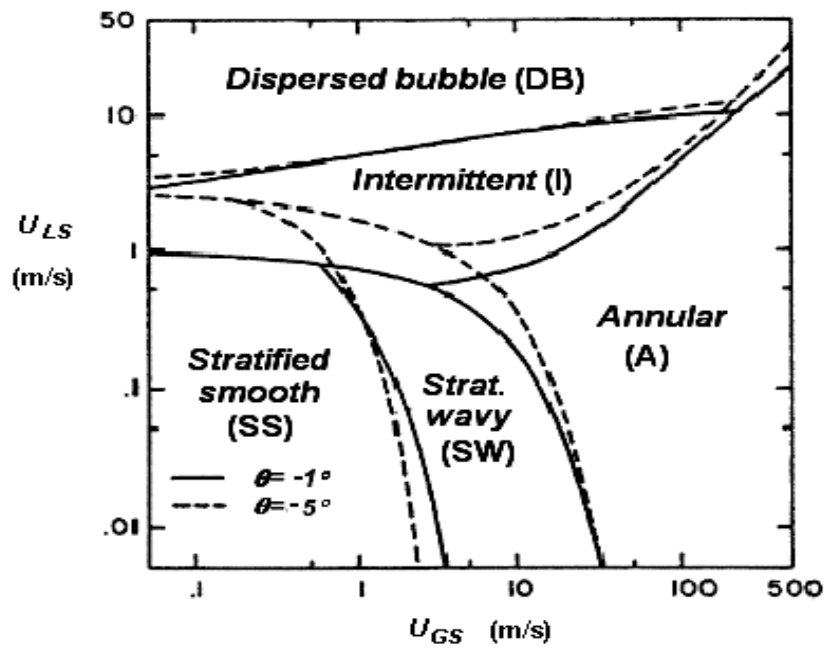


Figura 2.4- Mapa de padrões de escoamento, mecânico para o sistema ar-água em escoamento descendente em tubo ligeiramente inclinado em relação à horizontal (de Taitel and Dukler, 1976).

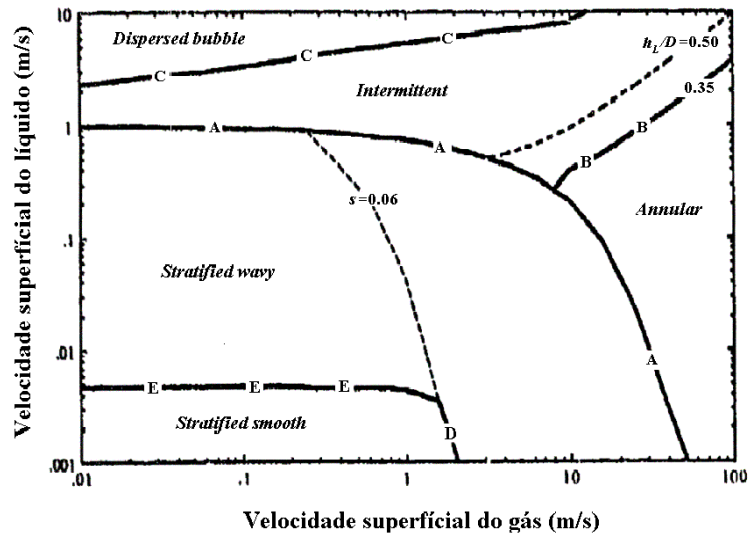


Figura 2.5- Mapa de regimes de escoamento, mecânico, para o sistema ar-água em escoamento descendente inclinado 1° em relação à horizontal num tubo de 50 mm de diâmetro (de Xiao *et al.*, 1990).

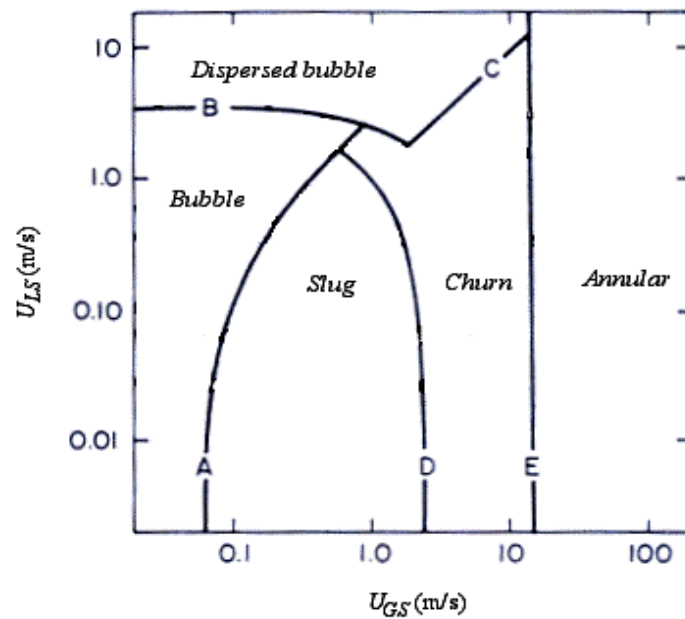


Figura 2.6- Mapa de regimes de escoamento, mecânico, para o sistema ar-água em escoamento cocorrente ascendente vertical num tubo com 51 mm de diâmetro (de Taitel *et al.*, 1980).

Normalmente nos mapas de regime de escoamento utilizam-se os mesmos eixos para diferentes transições entre regimes. Contudo, há mapas mais complexos que usam diferentes eixos para diferentes transições. De entre estes últimos, o exemplo mais conhecido é o mapa de Taitel and Dukler (1976) para escoamento horizontal que se

mostra na Figura 2.7. Neste mapa, cada fronteira de transição é representada por dois grupos adimensionais.

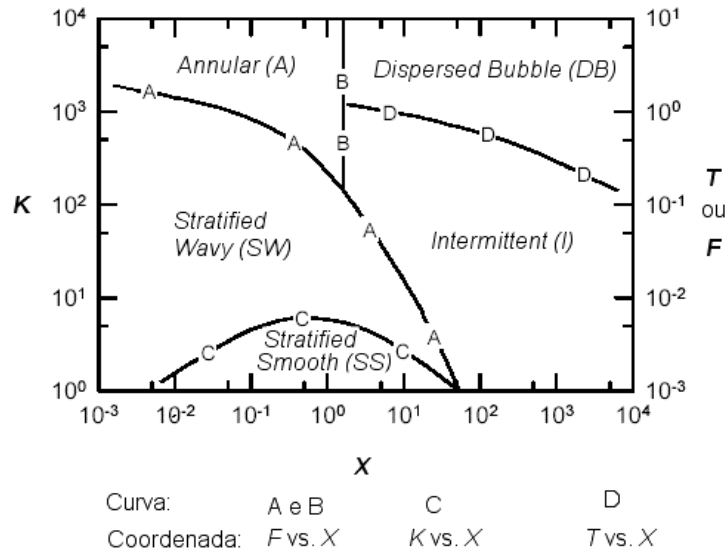


Figura 2.7- Mapa de regimes de escoamento horizontal, com coordenadas diferentes para as várias transições entre regimes (de Taitel and Dukler, 1976).

Os parâmetros adimensionais necessários para este mapa são

$$X = \left[\frac{(dP/dx)_{LS}}{(dP/dx)_{GS}} \right]^{1/2} \quad (2.12)$$

$$Fr = \frac{U_{GS}}{\sqrt{gD}} \sqrt{\frac{\rho_G}{(\rho_L - \rho_G)}} \quad (2.13)$$

$$K = U_{GS} \left[\frac{\rho_G \rho_L U_{LS}}{\mu_L g (\rho_L - \rho_G)} \right]^{1/2} \quad (2.14)$$

$$T = \left[\frac{|(dP/dx)_{LS}|}{g(\rho_L - \rho_G)} \right]^{1/2} \quad (2.15)$$

Na expressão de X, conhecido como parâmetro de Martinelli, $(dP/dx)_{LS}$ representa o gradiente de pressão (expresso em N/m³ no S.I.) devido às “perdas por

atrito” que existiria se o líquido fosse o único fluido a escoar no tubo, $(dP/dz)_{GS}$ representa o gradiente de pressão devido às “perdas por atrito” que existiria se o gás fosse o único fluido a escoar no tubo assumindo-se, neste caso, que o gás seja o único fluido a escoar no tubo. Na expressão de T , a utilização do módulo assegura que este parâmetro é sempre positivo. Os parâmetros, D , g e μ_L representam, respectivamente, o diâmetro interno do tubo, a aceleração da gravidade e a viscosidade do líquido e ρ_L e ρ_G representam as massas volúmicas de líquido e gás, respectivamente.

O gradiente de pressão devido às “perdas por atrito” no escoamento monofásico da fase líquida é obtido de (Whalley, 1987)

$$\left(\frac{dP}{dx}\right)_{LS} = \frac{-2f_{LS}\rho_L U_{LS}^2}{D} \quad (2.16)$$

em que f_{LS} representa o factor de atrito do líquido que pode ser calculado a partir de

$$f_{LS} = \frac{16}{Re_{LS}}; \quad \text{se } Re_{LS} < 2200 \quad (2.17)$$

e

$$f_{LS} = 0.079 Re_{LS}^{-0.25}; \quad \text{se } Re_{LS} > 2200 \quad (2.18)$$

em que o número de Reynolds é calculado com base nas propriedades e na velocidade superficial do líquido

$$Re_{LS} = \frac{\rho_L U_{LS} D}{\mu_L} \quad (2.19)$$

As expressões para gradiente de pressão, factor de atrito e número de Reynolds para o gás são dadas por fórmulas análogas às do líquido, bastando substituir o subscrito LS por GS .

2.2.5-TRANSIÇÃO ENTRE REGIMES DE ESCOAMENTO

A previsão do regime de escoamento é um problema central nos escoamentos gás-líquido, pois dos vários parâmetros de projecto, como por exemplo a queda de pressão, os coeficientes de transferência de massa e de calor e a estabilidade e segurança dos processos, são fortemente dependentes do regime de escoamento (Chen and Brill, 1997).

Nas últimas quatro a cinco décadas foram feitas extensas pesquisas sobre este assunto. Para escoamento horizontal, o mais antigo mapa (experimental) de regimes foi proposto por Baker (1954). Taitel and Dukler (1976) propuseram um modelo físico capaz de prever a transição entre regimes de escoamento a duas fases em tubos horizontais e próximo da horizontal. Poucos trabalhos foram publicados sobre o efeito da inclinação do tubo para escoamentos bifásicos, até cerca de 1980. No início dos anos 80, Spedding and Nguyen (1980) e Weisman and Kang (1981) efectuaram estudos experimentais sobre os regimes de escoamento em tubos inclinados. Spedding and Nguyen (1980) determinaram experimentalmente, num tubo de 45 mm de diâmetro, mapas de regimes de escoamento para o sistema ar-água, com inclinações a variar desde a vertical descendente até à vertical ascendente. As fronteiras de transição foram localizadas empiricamente para cada ângulo experimentado. Os mapas estão apresentados em termos da razão dos caudais volumétricos, Q_L/Q_G e do número de Froude. Weisman and Kang (1981) obtiveram dados sobre transição entre regimes para escoamento co-corrente ascendente de gás e líquido em tubos verticais e inclinados. Os dados experimentais foram obtidos em tubos com 12 mm, 25 mm e 51 mm de diâmetro, com pequenas inclinações em relação à horizontal (até 7°) para os sistemas ar-água e arglicerol e para inclinações de 30°, 45° e 90° para o sistema freon 113-vapor de freon 113. Os mapas de regimes de escoamento foram apresentados em termos de caudais mássicos ($\text{kg/m}^2 \text{ hr}$) de gás e de líquido.

Nos últimos vinte anos surgiram mais estudos sobre os regimes de escoamento em condutas inclinadas mas, ainda assim, em muito menor número que para escoamentos horizontais e verticais.

Na previsão dos regimes de escoamento e das transições entre eles, como de um modo geral na resolução de problemas de fluidos, há três metodologias com diferentes níveis de aproximação que podem ser aplicadas: (a) utilização de correlações empíricas;

(b) técnica de modelação mecanística e (c) resolução rigorosa das equações de Navier - Stokes. As correlações têm sido historicamente muito úteis, tendo algumas delas sido muito usadas, apesar das limitações que lhes advém do facto de, geralmente, serem válidas apenas na gama dos parâmetros para os quais foram obtidas. Mais recentemente, a atenção foi voltada para os chamados modelos mecanísticos no sentido de formular métodos de cálculo semi-analíticos para o regime de escoamento com geometrias específicas. Nas técnicas de modelação, consideram-se apenas os fenómenos físicos mais importantes pois, os outros, podem complicar muito o problema sem melhorar significativamente a solução. É, provavelmente, a metodologia mais apropriada na perspectiva da engenharia. Incluem-se aqui a modelação mecanística das transições entre regimes e os modelos para o cálculo da retenção e da queda de pressão, entre outros. Deve referir-se que a grande maioria dos modelos mecanísticos precisam de dados empíricos para os “fechar”, sendo as correlações que permitem calcular os factores de atrito (fluidos/parede da conduta e interfacial) as mais frequentemente usadas.

Como já se referiu, a modelação mecanística dos regimes de escoamento começou com os trabalhos de Taitel and Dukler (1976) para escoamento horizontal e de Taitel *et al.* (1980) para escoamento vertical ascendente. Com base nestes trabalhos, foram apresentados por Barnea *et al.* (1982b), Barnea *et al.* (1985), Xiao *et al.* (1990), e Ansari *et al.* (1994), modelos para os vários regimes de escoamento co-corrente em tubos inclinados. Barnea (1987) e Petalas and Aziz (1998) elaboraram modelos para a previsão dos vários regimes e suas transições em toda a gama de inclinações do tubo, incluindo escoamento horizontal, vertical ascendente e descendente e inclinado ascendente e descendente. Os modelos de Xiao *et al.* (1990), Ansari *et al.* (1994) e de Petalas and Aziz (1998) permitem prever, para além dos regimes de escoamento, os valores de retenção de gás e líquido e de queda de pressão, para cada regime particular.

Descrevem-se a seguir as transições entre os vários regimes de escoamento co-corrente, começando pelos verticais, em seguida os horizontais e finalmente os inclinados. Os regimes e transições em escoamento contra-corrente são apresentados logo a seguir.

Na figura seguinte faz-se uma representação esquemática do modo como os fluidos podem percorrer uma conduta, identificando-se os caudais de líquido e de gás,

respectivamente, Q_L e Q_G , a inclinação em relação à vertical, α , e em relação à horizontal, θ .

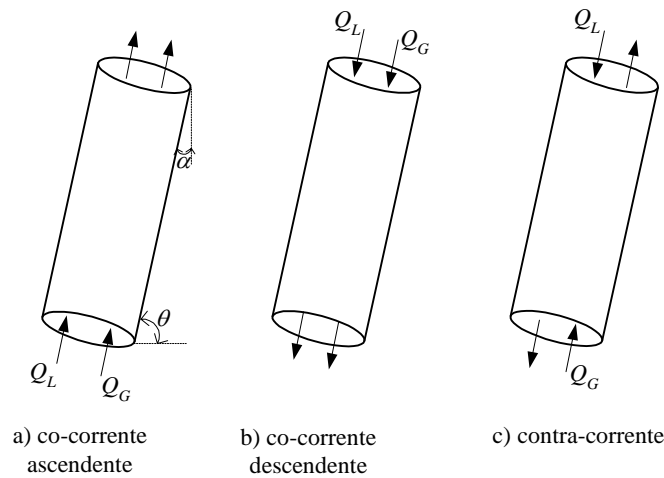


Figura 2.8- Representação esquemática do modo como líquido e gás podem percorrer um tubo.

2.2.5.1-Transição entre regimes em escoamento vertical

a)-Escoamento ascendente

Taitel *et al.* (1980) apresentaram um trabalho pioneiro sobre a modelação mecânica das transições entre regimes de escoamento vertical ascendente. Identificaram quatro regimes principais: *bubble* (e/ou *dispersed bubble*), *slug*, *churn* e *annular*, tendo formulado e avaliado a transição entre eles.

Para esta situação particular foram também apresentados modelos por Mishima and Ishii (1984), McQuillan and Whalley (1985a) e Ansari *et al.* (1994).

Os modelos desenvolvidos por Taitel *et al.* (1980) incorporam os efeitos das propriedades dos fluidos e do diâmetro do tubo e servem de base à construção dos mapas onde estão previstas as condições de transição. E como são elaborados numa base teórica, estes mapas abrangem gama larga de condições de escoamento e propriedades dos fluidos.

-Transição *bubble-slug*

- Modelo de Taitel *et al.* (1980)

De acordo com Taitel *et al.* (1980), o regime *bubble* pode existir em tubos de pequeno diâmetro apenas para caudais de líquido elevados, porque as forças de dispersão turbulenta são então elevadas. A transição da condição de *bubble* para *slug* resulta de um processo de aglomeração e coalescência de bolhas. Quando o caudal de gás aumenta, o número de bolhas aumenta, o que leva a um aumento da taxa de coalescência. Contudo, quando o caudal de líquido aumenta, as flutuações turbulentas no líquido podem provocar a quebra das bolhas de maior volume formadas por coalescência. Se esta quebra for suficientemente intensa para impedir a recoalescência, o regime com bolhas dispersas pode ser mantido. Neste caso os autores falam de *dispersed bubble*.

Para prever as condições para esta transição, deve determinar-se quando é que cada um destes dois factores dominará o processo.

Quando o gás é introduzido a baixos caudais, num tubo vertical de diâmetro elevado (superior a aproximadamente 50 mm para o sistema ar-água) em simultâneo com líquido, a fase gasosa é distribuída em forma de bolhas individualizadas. Se as bolhas forem pequenas, comportam-se como esferas rígidas que sobem num movimento linear rectilíneo. Contudo, acima de um diâmetro crítico (cerca de 1.5 mm para o sistema ar-água) as bolhas começam a apresentar alguma deformação na forma, à medida que sobem num *zig-zag* algo aleatório. As bolhas podem colidir e coalescer, formando bolhas individuais de maior volume com a forma de calote esférica (i. e. cápsulas com a frente esférica e a traseira quase plana). Deste modo, mesmo para baixos caudais de líquido e gás, o regime *bubble* é caracterizado por um arranjo de pequenas bolhas movendo-se em *zig-zag* com o aparecimento ocasional de bolhas maiores e de *slugs* ou bolhas de Taylor. Para baixos caudais de líquido, o número de bolhas aumenta, à medida que aumenta o caudal de gás, até que as bolhas dispersas ficam então muito próximas umas das outras e as colisões e a taxa de aglomeração, com formação de bolhas de grande volume, aumenta drasticamente. O resultado é a formação do regime *slug*. Experiências realizadas pelos autores sugerem que o valor da retenção de gás para o qual isto acontece se situa entre 0.25 e 0.30.

Um procedimento alternativo é considerar este problema do ponto de vista do número máximo de bolhas que é possível “empacotar” num determinado volume. Considerando que as bolhas têm forma esférica, num arranjo cúbico, a retenção de gás pode ir até o máximo de 0.52. Todavia, dada a deformação das bolhas e o caminho fortuito por elas seguido, há um aumento acentuado na taxa de colisão e coalescência para retenções bastante abaixo do valor correspondente ao empacotamento máximo possível para esferas. Por conseguinte, a distância mais próxima entre as bolhas antes da transição deve ser a que permite alguma liberdade de movimento das bolhas individuais. Baseados na evidência experimental, os autores admitem que o espaço entre bolhas para o qual a coalescência começa a aumentar vincadamente é igual a metade do raio das bolhas, o que corresponde a uma retenção de gás de cerca de 25%. Assim, para caudais de líquido suficientemente baixos, quando a quebra de bolhas devida à turbulência é baixa, o critério para a transição de *bubble* para *slug* é que a retenção de gás, E_G , seja de 0.25. Designando por U_0 a velocidade de subida das bolhas em relação à velocidade efectiva de líquido, Taitel *et al.* (1980) obtiveram a seguinte equação que caracteriza esta transição, onde o mecanismo da coalescência predomina sobre a dispersão turbulenta, podendo ser representada num mapa de regimes de escoamento em que as velocidades superficiais são as coordenadas

$$U_{LS} = \frac{1 - E_G}{E_G} U_{GS} - (1 - E_G) U_0 \quad (2.20)$$

em que $E_G = 0.25$ e U_0 é a velocidade livre de subida das bolhas. A velocidade das bolhas é tratada em pormenor na Secção 2.3, e utiliza-se aqui a expressão de Harmathy (1960)

$$U_0 = 1.53 \left[\frac{g(\rho_L - \rho_G)\sigma}{\rho_L^2} \right]^{1/4} \quad (2.21)$$

onde σ representa a tensão superficial do líquido.

Com a substituição de E_G e U_0 pelos seus valores, a equação para a “linha” da transição (representada pela curva “A” no mapa da Figura 2.6) é dada por

$$U_{LS} = 3.0U_{GS} - 1.15 \left[\frac{g(\rho_L - \rho_G)\sigma}{\rho_L^2} \right]^{1/4} \quad (2.22)$$

Para velocidades de gás e líquido elevadas, a parcela correspondente à velocidade de subida da bolha relativamente ao líquido é desprezável e a curva de transição é linear ($U_{LS}=3.0U_{GS}$). Para baixas velocidades de líquido, o primeiro membro de (2.26) é praticamente nulo e a fronteira da região *bubble-slug* é controlada pela velocidade livre de subida das bolhas e deixa de depender do caudal de líquido.

Outro critério importante relaciona-se com o diâmetro da coluna. Para que exista regime *bubble* é necessário que a coluna tenha um diâmetro superior ao mínimo dado pela equação

$$D_{\min} = 19.0 \left[\frac{(\rho_L - \rho_G)\sigma}{\rho_L^2 g} \right]^{0.5} \quad (2.23)$$

A equação anterior, apresentada por Taitel *et al.* (1980), é obtida igualando a velocidade de subida da bolha de Taylor em meio estagnado, U_d , (dada por Dumitrescu (1949)), $U_d = 0.35\sqrt{gD}$, à velocidade das bolhas dispersas U_o (dada por Harmathy (1960)). Com efeito, se a velocidade de subida das bolhas dispersas relativa ao líquido, U_o , é superior à velocidade das bolhas de Taylor relativa à velocidade média do líquido, U_d , as bolhas pequenas aproximam-se da base das bolhas de Taylor, levando à coalescência e consequente aumento de volume. Nessas condições o regime *bubble* não pode existir. Na Secção 2.3 é apresentado um estudo bibliográfico sobre velocidade das bolhas.

Ansari *et al.* (1994) no seu modelo de previsão de regimes de escoamento vertical ascendente utilizaram o mesmo critério deduzido por Taitel *et al.* (1980) para a transição *bubble/slug*.

- Modelo de McQuillan and Whalley (1985a)

Para McQuillan and Whalley (1985a) e Whalley (1987) o mecanismo normal para a transição de *bubbly* para *slug* é o mesmo que foi apresentado por Taitel *et al.*

(1980). McQuillan and Whalley (1985a) sugerem que há um grande aumento na frequência das colisões para uma retenção de gás de cerca de 0.30, o que significa que a transição tenderá a ocorrer à volta deste valor, mas os autores referem que se a coalescência for dificultada por agentes tensioactivos, a transição poderá ocorrer a valores bastante mais elevados da retenção de gás (até valores da ordem de 0.6). Por outro lado, se a velocidade do líquido for elevada e conseqüente intensidade da turbulência do líquido, podem as bolhas de elevado volume quebrar-se e formar pequenas bolhas, mesmo para valores de retenção de gás mais elevados, originando-se o regime *dispersed bubble*.

-Transição para *dispersed bubble*

- Modelo de Taitel *et al.* (1980)

Como no caso de escoamento horizontal analisado por Taitel and Dukler (1976), o mecanismo de transição assenta nas forças resultantes da turbulência. Para valores elevados de velocidade de líquido, essas forças conduzem à dispersão da fase gasosa em pequenas bolhas, mesmo para retenções de gás superiores a 0.25 ou 0.30. A quebra de bolhas é uma possibilidade desde que o escoamento seja turbulento. Os autores referem o trabalho de Hinze (1955) e sugerem para o diâmetro máximo estável da fase dispersa, d_{max} , a seguinte relação

$$d_{max} = k \left(\frac{\sigma}{\rho_L} \right)^{3/5} \left(\frac{2f_{LM} U_M^3}{D} \right)^{-2/5} \quad (2.24)$$

obtida a partir de um balanço entre as forças de tensão superficial e as forças resultantes da turbulência. Os autores sugerem o valor $k=1.14$ (seria diferente para dispersão de gotas), com base em estudos experimentais. O parâmetro f_{LM} representa o factor de atrito dado pela equação de Blasius para escoamento turbulento de líquido, com base na velocidade da mistura e nas propriedades do líquido

$$f_{LM} = 0.046 \left(\frac{\rho_L U_M D}{\mu_L} \right)^{-0.2} = 0.046 \text{Re}_{LM}^{-0.2} \quad (2.25)$$

Contudo, se o diâmetro, d , das bolhas produzidas pelo processo de quebra turbulenta for suficientemente grande para permitir a sua deformação então, para valores de retenção de gás de aproximadamente 0.25, as bolhas de Taylor características do regime *slug* podem formar-se outra vez pelo processo de coalescência. Deste modo, o processo de quebra turbulento pode impedir a coalescência apenas quando o diâmetro das bolhas produzidas for suficientemente pequeno para poderem ter forma esférica. Taitel *et al.* (1980), citando o trabalho de Broadkey (1967), sugerem que o diâmetro das bolhas para o qual isto acontece, d_{crit} , é dado por

$$d_{crit} = \left[\frac{0.4\sigma}{(\rho_L - \rho_G)g} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.26)$$

Se as forças de dispersão turbulenta forem suficientemente fortes para que o processo de quebra produza bolhas com diâmetro inferior a este valor, a coalescência é suprimida e o regime *dispersed bubble* pode existir mesmo para $E_G > 0.25$. Contudo, há um máximo admissível para retenção de bolhas de gás dispostas em empilhamento cúbico, que é $E_G = 0.52$.

Refira-se que nesta região de velocidade de líquido elevada, a velocidade relativa da fase líquida pode ser desprezada e a retenção de gás representada por λ_G é igual à fracção volumétrica à entrada, dada pela razão entre a velocidade superficial de gás e a velocidade de mistura: $\lambda_G = U_{GS} / U_M$.

O critério global para que exista regime *dispersed bubble* é, então, dado pela condição $d_{max} > d_{crit}; \lambda_G < 0.52$.

Os autores combinaram as equações acima referidas de modo a obter uma expressão que relaciona as velocidades superficiais, as propriedades dos fluidos e o diâmetro do tubo para o qual ocorre a dispersão induzida pela turbulência

$$U_{LS} + U_{GS} = 4.0 \left\{ \frac{D^{0.429} (\sigma / \rho_L)^{0.089} \left[\frac{(\rho_L - \rho_G)g}{\rho_L} \right]^{0.446}}{\nu_L^{0.072}} \right\} \quad (2.27)$$

em que ν_L é a viscosidade cinemática do líquido ($\nu_L = \mu_L / \rho_L$). A equação anterior está representada no mapa de regimes de escoamento da Figura 2.6 pela linha “B”.

Todavia, o regime *dispersed bubble* não pode existir para “densidades” correspondentes ao máximo de retenção de 0.52. Deste modo, a curva “B”, da Figura 2.6 que delimita o regime *dispersed bubble*, termina na curva representada pela letra “C”, que traduz a equação

$$U_{LS} = \frac{1 - E_G}{E_G} U_{GS} \quad (2.28)$$

que com $E_G = 0.52$, se reduz a $U_{LS} = 0.92U_{GS}$

- Modelo de McQuillan and Whalley (1985a)

O mecanismo sugerido para a transição para *dispersed bubble* é também o da quebra de bolhas causada por forças de pressão resultantes da turbulência da fase líquida. Os autores referem também, para esta transição, a equação (2.27) de Taitel *et al.* (1980) fazendo a simplificação óbvia, $(\rho_L - \rho_G) \approx \rho_L$.

Estes autores sugerem como alternativa à equação (2.27) de transição para o regime *dispersed bubble*, a equação modificada empiricamente por Weisman *et al.* (1979), a partir da expressão de Taitel and Dukler (1976) para escoamento horizontal na gama de diâmetros de tubo entre 0.01 e 0.127 m. A correlação resultante sugere que para escoamento em tubos horizontais, a transição entre os dois regimes *bubble* é independente do caudal de gás e o regime *dispersed bubble* existirá se for verificada a condição

$$U_{LS} \geq \frac{6.8}{\rho_L^{0.444}} [g\sigma(\rho_L - \rho_G)]^{0.278} \left(\frac{D}{\mu_L} \right)^{0.112} \quad (2.29)$$

McQuillan and Whalley (1985a) justificaram o uso da correlação de Weisman *et al.* (1979) para escoamento em tubos verticais com o facto de, para velocidades de líquido elevadas, a velocidade relativa entre as duas fases poder ser desprezada e a

turbulência ser, por conseguinte, causada só pela massa de líquido, não havendo efeito da orientação do tubo. A maior diferença entre as correlações de Taitel *et al.* (1980) e de Weisman *et al.* (1979) é que esta prevê apenas um pequeno efeito do diâmetro do tubo ($D^{0.112}$), havendo uma boa concordância com os dados disponíveis para escoamento horizontal.

Contudo, McQuillan and Whalley (1985a) admitem que a retenção que limita a estabilidade do regime *dispersed bubble* ocorre para $E_G = 0.74$. A equação de transição correspondente é então

$$U_{LS} = 0.35U_{GS} \quad (2.30)$$

- Modelo de Ansari *et al.* (1994)

O mecanismo é ainda o da quebra de bolhas devido à turbulência. Ansari *et al.* (1994) basearam-se no trabalho de Barnea *et al.* (1982), sugerindo a seguinte equação de transição para o regime *dispersed bubble*.

$$2 \left[\frac{0.4\sigma}{(\rho_L - \rho_G)g} \right]^{0.5} \left[\frac{\rho_L}{\sigma} \right]^{0.6} \left[\frac{f}{2D} \right]^{0.4} (U_{LS} + U_{GS})^{1.2} = 0.725 + 4.15 \left[\frac{U_{GS}}{U_{GS} + U_{LS}} \right]^{0.5} \quad (2.31)$$

Para caudais de gás elevados, a transição é governada pela retenção máxima de gás que origina coalescência de bolhas. Os autores sugerem 0.76 para este máximo. A equação (2.31) termina com a transição dada pela equação: $U_{LS} = 0.32U_{GS}$, que é semelhante à equação (2.30) de McQuillan and Whalley (1985a).

-Transição de *slug* para *churn*

O regime *slug* em tubo vertical está representado esquematicamente na Figura 2.9. Nesta figura identificam-se duas zonas normalmente consideradas neste regime, que juntas constituem a chamada “unidade de slug”, com comprimento L_U : uma corresponde à bolha de Taylor ou “slug” de gás, com comprimento L_{TB} , e a outra corresponde ao espaço entre duas bolhas de Taylor normalmente designado por “slug de

líquido” de líquido, com comprimento, L_{LS} . Na mesma figura identificam-se também outros parâmetros, como a velocidade da bolha de Taylor, representada por U_{TB} . Na zona de “slug” de gás identifica-se a velocidade do gás nesta zona, U_{GTB} , a velocidade do líquido, U_{LTB} , a espessura da película de líquido entre a bolha de Taylor e a parede do tubo, δ_{LTB} e a retenção de gás nessa zona, E_{GTB} . Na zona de “slug” de líquido identifica-se a velocidade do gás nesta zona, U_{GLS} , a velocidade do líquido, U_{LLS} , e a retenção de líquido nessa zona, E_{LLS} .

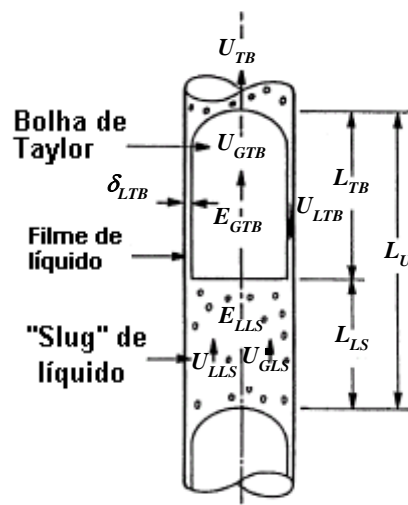


Figura 2.9- Representação esquemática do regime *slug* completamente desenvolvido em tubos verticais (adaptado de Ansari *et al.*, 1994)

Quando a partir de um escoamento em regime *slug*, se aumenta o caudal de gás, a transição para regime *churn* pode ocorrer.

Há vários mecanismos propostos para a transição entre os regimes *slug* e *churn*.

- Modelo de Taitel *et al.* (1980)

Observações feitas por Taitel *et al.* (1980) levaram estes autores a formular um mecanismo de transição para *churn* que associam a um fenómeno que ocorre na região da coluna próximo da entrada dos fluidos. Constataram que sempre que se observava regime *slug*, se verificava que numa zona junto à entrada da coluna o regime é do tipo

churn. Concluíram que o comprimento da região onde o regime é do tipo *churn* até ao ponto onde se estabelece um regime *slug* estável, depende dos caudais das duas fases e do diâmetro da coluna. O comprimento do *slug* de líquido, assim como o comprimento das bolhas de Taylor aumentam quando se movem para cima até se estabelecer o regime *slug* completamente desenvolvido. Entre a entrada e o ponto da conduta a partir do qual se estabelece *slug* estável, o *slug* de líquido sobe e desce alternadamente, sendo esta precisamente a condição tida pelos autores para considerar o regime como *churn*. Quando o caudal de gás aumenta, o comprimento desta região de entrada aumenta em consequência, podendo até ocupar a totalidade do comprimento da secção de teste. Na prática todos os tubos têm um comprimento finito pelo que é útil que se disponha de estimativas dos comprimentos sobre os quais o regime *churn* é predominante. Com este objectivo, os autores desenvolveram um método para calcular o comprimento da região de entrada requerido para que se desenvolva regime *slug* estável. A estimativa para o comprimento da região de entrada do tubo onde o regime é *churn*, l_E , é dada por (Taitel *et al.* (1980))

$$\frac{l_E}{D} = 40.6 \left(\frac{U_M}{\sqrt{gD}} + 0.22 \right) \quad (2.32)$$

A solução desta equação para um dado valor de l_E/D permite construir a linha de transição de *slug* para *churn* representada pela curva “D” no mapa da Figura 2.6.

Alguns autores, como McQuillan and Whalley (1985a), apontam como limitação do modelo de Taitel *et al.* (1980), o facto de ser difícil de testar com experiências realizadas por outros autores, porque a equação proposta para a transição requer o conhecimento do comprimento da zona de entrada do tubo onde o regime *churn* precede o *slug*. Ora muitas vezes esta informação não é fornecida nos relatos dos trabalhos experimentais.

- Modelo de McQuillan and Whalley (1985a)

Segundo estes autores há alguma dificuldade na identificação da transição de *slug* para *churn* muito por causa da confusão na definição exacta do regime *churn*.

Estes investigadores admitem que a transição de *slug* para *churn* ocorre como resultado do *flooding* no escoamento da película de líquido que desce em torno dos *slugs* de gás, como consequência do aumento do caudal de gás. Com a subida das bolhas de Taylor através do líquido, a velocidade do gás na zona dessas bolhas é ascendente, mas a velocidade do líquido na camada que cobre a parede do tubo à volta da bolha de Taylor, é descendente, pelo que nessa zona o escoamento gás-líquido se faz em contra-corrente. Como se descreverá mais em pormenor na Secção 2.6 sobre *flooding*, para um caudal de líquido definido, há um valor da velocidade do gás para o qual se rompe bruscamente a película de líquido, levando ao seu encharcamento. O regime de escoamento então obtido é altamente instável e o regime *annular* não se forma logo, pois a velocidade do gás não é ainda suficientemente elevada para suportar o filme de líquido modo contínuo.

Na análise desta transição McQuillan and Whalley (1985a) e Whalley (1987) consideram que a pequena quantidade de gás que circula como bolhas pequenas nos *slugs* de líquido pode ser desprezada. O *slug* de gás, ou bolha de Taylor, sobe com uma velocidade U_{TB} . O filme líquido adjacente ao *slug* de gás desloca-se para baixo como uma camada que escorre livremente ao longo da parede com velocidade U_{LTB} . A velocidade de subida do *slug* pode ser calculada pela expressão de Nicklin *et al.* (1962):

$$U_{TB} = 1.2U_M + 0.35 \left[\frac{gD(\rho_L - \rho_G)}{\rho_L} \right]^{1/2} \quad (2.33)$$

e como que $\rho_L \gg \rho_G$, a equação anterior aparece normalmente simplificada: $U_{TB} = 1.2U_M + 0.35\sqrt{gD}$. A velocidade de bolhas em líquidos é referida com mais pormenor na Secção 2.3.

Na Secção 2.6 são abordadas as condições examinadas por vários investigadores para as quais os filmes de líquido, em escoamento ao longo de uma parede podem levar ao encharcamento ou *flooding*. A equação semi-empírica de Wallis (1960) é frequentemente utilizada para prever as velocidades de gás e líquido que originam *flooding*. Para o sistema ar-água, McQuillan and Whalley (1985a) usaram a equação na forma $(U_{GS}^*)^{1/2} + (U_{LS}^*)^{1/2} = 1$, para prever a posição da fronteira entre os regimes *slug* e *churn*, em que U_{GS}^* e U_{LS}^* são velocidades adimensionais do gás e do líquido, respectivamente, definidas pelas equações

$$U_{GS}^* = \frac{Q_{GTB}}{A_C} \rho_G^{1/2} [gD(\rho_L - \rho_G)]^{-1/2} \quad (2.34)$$

$$U_{LS}^* = \frac{Q_{LTB}}{A_C} \rho_L^{1/2} [gD(\rho_L - \rho_G)]^{-1/2} \quad (2.35)$$

em que Q_{GTB} , Q_{LTB} (m^3/s) e A_C (m^2) representam, respectivamente, o caudal volumétrico de gás no *slug*, o caudal volumétrico do filme líquido à volta da bolha de Taylor e a área da secção recta da coluna. Estas variáveis são obtidas a partir das equações que se transcrevem a seguir:

$$Q_{GTB} = \left\{ 1 - \frac{4\delta_{LTB}}{D} \right\} \left\{ 1.2(Q_G + Q_L) + 0.35A_C \sqrt{\frac{gD(\rho_L - \rho_G)}{\rho_L}} \right\} \quad (2.36)$$

onde Q_G e Q_L são caudais volumétricos de gás e líquido, respectivamente, alimentados à coluna e δ_{LTB} é a espessura do filme dada por

$$\delta_{LTB} = \left(\frac{3Q_{LTB}\mu_L}{\pi g D \rho_L} \right)^{1/3} \quad (2.37)$$

onde Q_{LTB} é o caudal de líquido correspondente.

Em regime permanente, o princípio da conservação do volume permite escrever

$$Q_{GTB} = (Q_L + Q_G) - Q_{LTB} \quad (2.38)$$

As equações (2.37), (2.36) e (2.38) podem ser resolvidas iterativamente para avaliar os parâmetros δ_{LTB} , Q_{GTB} e Q_{LTB} , necessários para o cálculo de U_{GS}^* e U_{LS}^* e permitir determinar a linha de transição.

- Modelo de Chen and Brill (1997)

Chen and Brill (1997) desenvolveram um modelo específico para a transição do regime *slug* para *churn* em escoamentos co-corrente ascendentes em tubos verticais. A transição é atribuída ao efeito da esteira da bolha de Taylor, em *slugs* de líquido altamente “arejados”.

No regime *slug* vertical ascendente, a maior parte da fase gasosa está localizada nas bolhas de Taylor, que têm um diâmetro quase igual ao do tubo. Estas bolhas tubulares são separadas por *slugs* de líquido que enchem o tubo e contêm pequenas bolhas gasosas. Com o aumento do caudal de gás, decresce a razão entre o comprimento da bolha de Taylor e o comprimento do *slug* de líquido que se torna mais “arejado”. Quando se atinge um valor crítico de caudal de gás, a transição de *slug* para *churn* poderá ocorrer.

Citando van Hout *et al.* (1992), estes investigadores dividem o *slug* de líquido em três regiões distintas: 1) a esteira logo abaixo da base da bolha de Taylor, onde a retenção de gás é elevada devido à turbulência gerada nesta zona com formação de vórtices no líquido, 2) uma zona intermédia, em que as bolhas são injectadas nesta região a partir da base da esteira, principalmente junto do eixo do tubo e 3) a região de escoamento desenvolvido em que a distribuição das bolhas é semelhante à observada no regime *bubbly*. Com o aumento do caudal de gás, a extensão da esteira e o seu nível de turbulência aumentam. A região de escoamento desenvolvido contrai-se e o comprimento relativo do *slug* de líquido, β_{LS} , diminui. O comprimento relativo ou adimensional do *slug* de líquido é

$$\beta_{LS} = \frac{L_{LS}}{L_U} \quad (2.39)$$

em que L_{LS} e L_U representam respectivamente, o comprimento do *slug* de líquido e o comprimento total da unidade de *slug* (soma dos comprimentos da bolha de Taylor e do *slug* de líquido).

Justamente antes da transição de *slug* para *churn*, a região de escoamento desenvolvido quase desaparece e a esteira turbulenta começa a afectar “o nariz” da bolha de Taylor que lhe sucede. A retenção de gás na zona do *slug* de líquido, E_{GLS} , atinge o seu máximo. Entretanto, o comprimento do *slug* de líquido atinge o seu valor

mínimo. Sob esta condição, um aumento do caudal de gás, ainda que muito ligeiro, pode resultar no colapso do *slug* de líquido e na deformação da bolha de Taylor. Por isso, a transição para regime *churn* é atribuída à destruição do *slug* de líquido (que tem retenção de gás elevada e relativamente pequeno comprimento) pelo forte efeito da esteira atrás da bolha de Taylor que vai à frente. Referindo-se ao trabalho de van Hout *et al.* (1992), verifica-se que quando o comprimento adimensional do *slug* de líquido se aproxima de $\beta_{LS} = 0.15$, o regime de escoamento está próximo da transição para *churn*. Tal como Brauner and Barnea (1986) e Barnea and Shemer (1989), Chen and Brill (1997) sugerem também que a transição de *slug* para *churn* ocorre quando E_{GLS} atinge o valor máximo possível de 0.52.

A linha de transição, que representa o valor da velocidade superficial do gás, U_{GS} , para cada velocidade superficial de líquido, U_{LS} , fixadas as propriedades dos fluidos e o diâmetro do tubo, pode ser obtida a partir da resolução simultânea de um conjunto de equações de balanço, da velocidade da bolha de Taylor e do filme líquido, que a seguir se apresentam, para regime *slug*, depois de substituir os critérios de transição acima referidos nas equações onde intervêm.

Admitindo a unidade de *slug* como incompressível, o caudal volumétrico total da mistura das fases é constante em qualquer secção dentro da unidade de *slug*, o que permite escrever a equação

$$E_{GTB}U_{GTB} - (1 - E_{GTB})U_{LTB} = U_{GS} + U_{LS} = U_M \quad (2.40)$$

onde E_{GTB} , U_{GTB} e U_{LTB} representam, respectivamente, a retenção de gás, a velocidade do gás e a velocidade do líquido na zona da bolha de Taylor.

Quando este tipo de bolha é suficientemente longa, um balanço de massa ao gás sobre a totalidade da unidade de *slug* pode ser aproximado por (Chen and Brill (1997))

$$U_{GS} = E_{GTB}(1 - \beta_{LS})U_{GTB} + E_{GLS}\beta_{LS}(U_{GS} + U_{LS}) \quad (2.41)$$

Um balanço ao gás relativo a um sistema de coordenadas movendo-se com a velocidade da bolha de Taylor, U_{TB} , permite escrever

$$E_{GLS}(U_{TB} - U_M) = E_{GTB}(U_{TB} - U_{GTB}) \quad (2.42)$$

A velocidade da bolha de Taylor é dada pela expressão de Nicklin *et al.* (1962), traduzida na equação (2.33).

Para calcular a velocidade do filme líquido junto da bolha de Taylor, U_{LTB} , Chen and Brill (1997) propõem a seguinte equação válida para escoamento turbulento

$$U_{LTB} = 9.916 \left[\frac{gD(\rho_L - \rho_G)(1 - E_{GTB}^{0.5})}{\rho_L} \right]^{0.5} \quad (2.43)$$

-Transição para o regime *annular*

Para caudais de gás muito elevados o escoamento pode passar ao regime *annular*. O filme líquido desloca-se como uma camada, sobre a parede do tubo e o gás circula no centro, transportando gotas de líquido em suspensão. O escoamento ascendente do filme líquido, contra a gravidade, resulta da elevada força de corte exercida pelo movimento rápido do núcleo gasoso. Na interface do filme líquido com o gás formam-se ondas. Estas tendem a fragmentar-se dando origem a gotas de líquido que são arrastadas pelo gás em movimento rápido.

- Modelo de Taitel *et al.* (1980)

Taitel *et al.* (1980) sugerem que o regime *annular* não pode existir, a não ser que a velocidade do gás no núcleo gasoso seja suficiente para sustentar as gotas de líquido. Quando o caudal de gás é insuficiente, as gotas deixam de ser arrastadas, caem e acumulam-se, formando “pontes” no tubo, o que leva ao aparecimento dos regimes *churn* ou *slug*.

A velocidade mínima de gás necessária para suspender uma gota de líquido é determinada pelo balanço entre a força da gravidade e a força de arrasto que se exercem na gota

$$\frac{1}{2} C_D \frac{\pi d_g^2}{4} \rho_G U_G^2 = (\rho_L - \rho_G) g \frac{\pi d_g^3}{6} \quad (2.44)$$

em que d_g representa o diâmetro da gota de líquido e C_D o coeficiente de arrasto.

A velocidade de gás necessária para a suspensão da gota é obtida da equação anterior

$$U_G = \frac{2}{\sqrt{3}} \left[\frac{g(\rho_L - \rho_G)d_g}{C_D \rho_G} \right]^{1/2} \quad (2.45)$$

O diâmetro máximo estável da gota, no que diz respeito à possibilidade de ser fragmentada pela corrente gasosa, é dado por (Hinze, 1955)

$$d_g = \frac{k\sigma}{\rho_G U_G^2} \quad (2.46)$$

onde k toma o valor entre 20 e 30, usando os autores o valor de 30; para C_D sugerem 0.44. Se na equação da velocidade se substituir d_g pela sua expressão com os valores mencionados para k e C_D e se atendermos a que é característica do escoamento *annular* a espessura do filme líquido ser muito reduzida, mesmo para caudais de líquido relativamente elevados, U_G pode ser substituído por U_{GS} e a transição para escoamento *annular* corresponde a

$$U_{GS} = 3.1 \left[\frac{g\sigma(\rho_L - \rho_G)}{\rho_G^2} \right]^{0.25} \quad (2.47)$$

Esta equação, que determina a transição para regime *annular*, permite calcular o valor mínimo de velocidade superficial do gás, abaixo do qual não é possível existir esse regime. Está representada pela curva “E” no mapa de regime de escoamento da Figura 2.6.

Ansari *et al.* (1994) propõem o mesmo critério para a transição entre os regimes *churn* e *annular*.

- Modelo de McQuillan and Whalley (1985a)

McQuillan and Whalley (1985a) e Whalley (1987) usaram uma simples desigualdade, $U_{GS}^* \geq 1$, para prever a existência de escoamento *annular*, obtendo-se, segundo eles, melhores resultados que com o critério de Taitel *et al.* (1980), representado pela equação (2.47). A velocidade U_{GS}^* é o número de Froude modificado

que representa a comparação entre as forças de inércia e da gravidade, e é também conhecida como velocidade superficial adimensional de *flooding* (ver Secção 2.6):

$$U_{GS}^* = U_{GS} \sqrt{\frac{\rho_G}{gD(\rho_L - \rho_G)}}.$$

Para um dado sistema, as equações propostas por Taitel *et al.* (1980) e por McQuillan and Whalley (1985a), para a transição *churn/annular* resultam em linhas rectas nos mapas de regime de escoamento em que as coordenadas são as velocidades superficiais.

b) Escoamento descendente

Em contraste com a extensa bibliografia sobre escoamento ascendente de duas fases, em condutas verticais, há muito pouca investigação dirigida especificamente à transição entre regimes de escoamento co-corrente vertical, descendente. A pouca informação disponibilizada é de algum modo colmatada com os modelos desenvolvidos para a transição entre regimes de escoamento descendente em tubos inclinados (Barnea *et al.*, 1982b), ou com os modelos apresentados para a gama completa de inclinações, quer para transições específicas (Barnea, 1986; Chen *et al.*, 1997; Zhang *et al.*, 2003), quer para transições entre os vários regimes (Barnea, 1987; Petalas and Aziz, 1998), que acabam por contemplar o caso do escoamento vertical descendente.

Barnea *et al.* (1982a) apresentaram critérios teóricos para as transições em escoamento vertical descendente e modelaram essas transições. Apesar de referirem especificamente a existência de três regimes de escoamento, *annular*, *slug* e *dispersed bubble*, na prática os autores contemplam um quarto regime, o *bubble*, uma vez que apresentam critérios de transição diferentes para os regimes *bubble* e *dispersed bubble*.

O regime mais “natural” no escoamento vertical descendente, por ocupar maiores áreas nos mapas de regime de escoamento, é o regime *annular*, que ocorre na forma de queda gravítica de filme líquido para baixos caudais de gás, sendo tipicamente *annular* para caudais mais elevados.

-Transição de *annular* para *slug*

Para Barnea *et al.* (1982a), o primeiro passo na modelação consiste no desenvolvimento das relações entre a espessura do filme *annular*, δ , e os restantes parâmetros do escoamento. Na Figura 2.10 faz-se uma representação esquemática de regime *annular* e nela se indicam também vários parâmetros do escoamento.

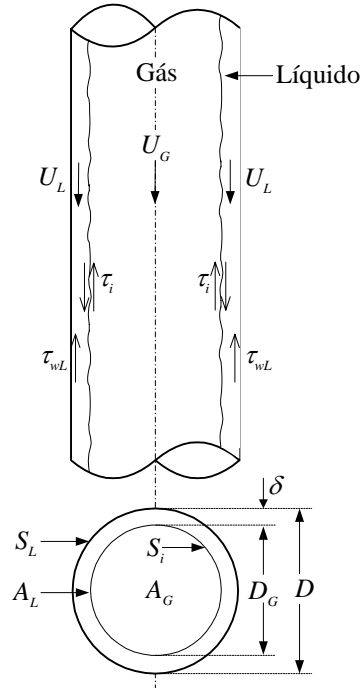


Figura 2.10- Representação esquemática de escoamento em regime *annular*.

As equações da quantidade de movimento para as duas fases, em regime *annular* vertical descendente, são

$$-A_L \left(\frac{dP}{dx} \right) - \tau_{wL} S_L + \tau_i S_i + \rho_L A_L g = 0 \quad (2.48)$$

$$-A_G \left(\frac{dP}{dx} \right) - \tau_i S_i + \rho_G A_G g = 0 \quad (2.49)$$

em que (dP/dx) representa o gradiente de pressão, igual para as duas fases, τ_{wL} e τ_i representam, respectivamente, as tensões de corte entre líquido e parede e na interface

gás-líquido e S_L , S_i , A_L e A_G , representam, respectivamente, os perímetros molhados da fase líquida e da interface e as áreas da secção recta da conduta ocupadas por líquido e por gás. Estes parâmetros podem ser calculados a partir de relações geométricas entre eles.

A igualdade dos gradientes de pressão e a substituição dos parâmetros acima referidos pelas respectivas equações de cálculo permite obter a seguinte equação, que pode ser utilizada para o cálculo da espessura do filme a partir das variáveis de operação

$$\frac{\tau_i}{D(\tilde{\delta} - \tilde{\delta}^2)(1 - 2\tilde{\delta})} + (\rho_L - \rho_G)g - \frac{\tau_{wL}}{D(\tilde{\delta} - \tilde{\delta}^2)} = 0 \quad (2.50)$$

em que $\tilde{\delta} = \frac{\delta}{D}$

As tensões de corte entre líquido e parede e a interfacial são avaliadas de modo convencional

$$\tau_{wL} = f_L \frac{\rho_L U_L^2}{2} \quad (2.51)$$

$$\tau_i = f_i \frac{\rho_G (U_G - U_L)^2}{2} \quad (2.52)$$

com os factores de atrito dados por

$$f_L = c_L Re_L'^{-n} \quad (2.53)$$

e

$$f_i \approx f_G = c_G Re_G'^{-n} \quad (2.54)$$

Para escoamento turbulento, $c_L=c_G=0.046$ e $n=0.2$ e para escoamento laminar $c_L=c_G=16$ e $n=1$.

Os números de Reynolds são dados por

$$Re_L' = \frac{\rho_L U_L D_L}{\mu_L} \quad (2.55)$$

$$Re'_G = \frac{\rho_G U_G D_G}{\mu_G} \quad (2.56)$$

em que $D_L=4A_L/S_L$ e $D_G=4A_G/S_G$ são, respectivamente, os diâmetros hidráulicos associados do líquido e do gás em regime *annular*.

As velocidades da fase líquida e da fase gasosa, em regime *annular*, podem obter-se das equações

$$U_L = \frac{U_{LS}}{4(\tilde{\delta} - \tilde{\delta}^2)} \quad (2.57)$$

$$U_G = \frac{4U_{GS}}{1 - 4\tilde{\delta} + 4\tilde{\delta}^2} \quad (2.58)$$

O critério de transição entre os regimes *annular* e *slug* é baseado no conceito apresentado por Taitel and Dukler (1976) para escoamento horizontal. Se o fornecimento de líquido ao filme for suficientemente elevado para prover o líquido necessário para manter o *slug*, formar-se-á regime *slug* estável. A transição para *slug* ocorre quando a “crista” das ondas que se formam na interface tem uma quantidade do líquido suficiente para bloquear o tubo. Quando a retenção de líquido no *slug* for duas vezes a retenção de líquido no regime *annular*, então ocorre a transição de *annular* para *slug*. Os autores admitem que a retenção de líquido no *slug* é 0.7, havendo transição para $0.7 = 2 \times A_L / A_C$, ou seja

$$\frac{A_L}{A_C} = 0.35 \quad (2.59)$$

-Transição de *slug* para *dispersed bubble*

O mecanismo de transição de *slug* para *dispersed bubble* proposto por Barnea *et al.* (1982a), para escoamento vertical descendente, é o mesmo que foi proposto por Taitel *et al.* (1980) para escoamento vertical ascendente. Esta transição ocorre quando as forças resultantes da turbulência se sobrepõem às forças da tensão superficial e

dispersam a fase gasosa em pequenas bolhas. A equação (2.27) pode aplicar-se nesta situação.

Embora os autores refiram que a equação (2.27) prevê relativamente bem a transição de *slug* para *dispersed bubble*, eles melhoraram o modelo de modo a incluir o efeito da retenção de gás sobre o processo de coalescência e quebra e sobre o tamanho de bolha resultante. A linha de transição proposta e que segundo os autores dá melhores resultados corresponde a

$$2 \left[\frac{0.4\sigma}{(\rho_L - \rho_G)} \right]^{1/2} \left(\frac{\rho_L}{\sigma} \right)^{3/5} \left[\frac{2}{D} c_L \left(\frac{D}{\nu_L} \right)^{-n} \right]^{2/5} U_M^{2(3-n)/5} = 0.725 + 4.15 \left(\frac{U_{LS}}{U_M} \right)^{0.5} \quad (2.60)$$

com $c_L = 0.046$ e $n = 0.2$ para regime turbulento e onde ν_L representa a viscosidade cinemática do líquido. Pode obter-se informação mais detalhada sobre a equação anterior consultando o artigo original de Barnea *et al.* (1982a).

A equação (2.60) é válida para valores de retenção de gás no *slug* de líquido até $E_{GLS} = 0.52$, que corresponde ao máximo de bolhas num arranjo cúbico. Para valores superiores, a transição é dada pela equação

$$U_{LS} = \frac{1 - E_{GLS}}{E_{GLS}} U_{GS} + (1 - E_{GLS}) U_0 \quad (2.61)$$

com $E_{GLS} = 0.52$ e U_0 dada pela equação (2.21), o que resulta em

$$U_{LS} = 0.92 U_{GS} + 0.73 \left[\frac{g(\rho_L - \rho_G)\sigma}{\rho_L^2} \right]^{1/4} \quad (2.62)$$

-Transição de regime *bubble* para *slug*

Os critérios usados por Barnea *et al.* (1982a) são os que Taitel *et al.* (1980) propuseram para escoamento vertical ascendente. Assim, para tubos de diâmetro superior ao mínimo dado pela equação (2.23), a linha de transição entre *bubble* e *slug* é representada por

$$U_{LS} = \frac{1 - E_G}{E_G} U_{GS} + (1 - E_G) U_0 \quad (2.63)$$

com $E_G = 0.25$ e U_0 dada pela equação (2.21), de Harmathy (1960).

2.2.5.2-Transições entre regimes em escoamento horizontal (ou quase horizontal)

No escoamento gás-líquido em condutas horizontais, onde a separação entre fases, operada pela gravidade, é um factor determinante, o estudo pioneiro sobre a modelação de regimes de escoamento foi feito por Taitel and Dukler (1976). Outros trabalhos, especificamente dirigidos às transições entre os vários regimes de escoamento horizontal, ou com pequenas inclinações, foram efectuados por Barnea *et al.* (1980) e Xiao *et al.* (1990).

Como na maioria das publicações sobre este tema, também neste trabalho os ângulos são considerados positivos quando o escoamento é ascendente e negativos quando é descendente.

Barnea *et al.* (1980) realizaram um estudo experimental com tubos horizontais, com escoamento ascendente e descendente e em tubos ligeiramente inclinados, até ângulos de inclinação de 10° . Estes investigadores compararam os dados experimentais obtidos com o modelo analítico de Taitel and Dukler (1976), para previsão do regime de escoamento, tendo conseguido boa concordância. O sistema usado foi ar-água e as experiências foram realizadas em tubos com 19.5 mm e 25.5 mm de diâmetro, com 3 m de comprimento. Os ângulos testados foram 0.25° , 0.5° , 1° , 2° , 5° e 10° , para escoamento ascendente e -1° , -2° , -5° e -10° , para escoamento descendente.

O efeito mais acentuado da inclinação sobre o regime de escoamento foi observado na transição entre os regimes *stratified* e *intermittent* e entre *stratified* e *annular*. No escoamento descendente, são necessários caudais de gás e de líquido elevados para que ocorra a transição de regime *stratified* para *intermittent*. A área do mapa correspondente ao regime *intermittent* aumenta consideravelmente quando a inclinação aumenta em relação à horizontal. No escoamento ascendente, a inclinação faz desaparecer rapidamente o regime *stratified* passando o regime *intermittent* a existir

numa gama muito mais ampla de condições de escoamento. A fronteira da transição *stratified–intermittent* é muito sensível ao ângulo de inclinação e, até mesmo para ângulos de escoamento ascendente inferiores a 1°, o regime *stratified* contrai-se para uma pequena região bem definida. As grandes alterações nesta transição verificam-se logo para inclinações muito pequenas, ou seja a partir de 0.25°. Na gama de caudais usados nas experiências de Barnea *et al.* (1980), o regime *stratified* deixa de ser observado para inclinações superiores a 10°. Em escoamento ascendente, o sub-regime *stratified smooth* não é observado senão para ângulos de inclinação muito pequenos em relação à horizontal (inferiores a 0.25°). Em escoamento descendente, contrariamente ao que acontece em escoamento horizontal ou ascendente, onde o mecanismo que predomina na formação de ondas na interface é o “efeito da corrente de gás”, observa-se uma instabilidade natural da interface resultante do escoamento por gravidade, mesmo na ausência de escoamento de gás. Assim, para caudais de gás desprezáveis, a transição entre interface lisa e ondulada (*stratified smooth* para *stratified wavy*) depende apenas do caudal de líquido.

Os dados experimentais mostram que, em escoamento ascendente, a área do mapa de regimes de escoamento correspondente ao regime *intermittent* aumenta quando a do regime *stratified* diminui, sendo que em escoamento descendente o resultado é precisamente o contrário.

A boa concordância entre os dados experimentais e o modelo de Taitel and Dukler (1976), levou Barnea *et al.* (1980) a concluírem que esse modelo pode ser aplicado com segurança até inclinações de $\pm 10^\circ$ em relação à horizontal. Há contudo, uma exceção. Segundo estes autores, o modelo falha no início da previsão do regime *stratified wavy* em escoamento descendente. De acordo com o modelo, as ondas na interface são causadas pelo escoamento de gás, como resultado da transferência de energia entre a fase gasosa e a fase líquida. Todavia, foi observado que as ondas se podem desenvolver na superfície do líquido descendente mesmo na ausência de escoamento de gás. O aparecimento de ondas na interface depende do caudal e da altura de líquido e esta muda significativamente com a inclinação.

Xiao *et al.* (1990) desenvolveram um modelo mecanístico para escoamento gás-líquido em tubos horizontais e próximo da horizontal, com inclinações até $\pm 15^\circ$. O modelo permite primeiro detectar a existência dos regimes de escoamento e depois prever as características de escoamento como a retenção e a queda de pressão para os

regimes: *stratified*, *intermittent*, *annular* e *dispersed bubble*. O modelo de Xiao *et al.* (1990) é baseado no modelo de Taitel and Dukler (1976) ao qual introduziram algumas modificações. Consideraram três transições principais entre regimes de escoamento: *stratified-nonstratified*, *intermittent-annular* e *intermittent-dispersed bubble*.

-Análise da transição para o regime *dispersed bubble*

O regime *dispersed bubble* ocorre para caudais de líquido elevados e caudais de gás baixos. As forças resultantes da turbulência, devido ao elevado caudal de líquido, desempenham um papel muito importante na quebra de bolhas de gás. Com base neste mecanismo, investigadores como Kokal and Stanislav (1987) e Xiao *et al.* (1990), propõem modelos, baseados no modelo de Taitel and Dukler (1976).

A transição para *dispersed bubble* é avaliada a partir do regime *stratified*, um dos mais comuns em escoamento horizontal. A fase gasosa circula na parte superior do tubo devido à impulsão. A transição para *dispersed bubble* ocorre quando as forças exercidas pelo líquido turbulento, F_T , se sobrepõem às forças de impulsão, F_B , fazendo com que o gás se misture com o líquido. No modelo de Kokal and Stanislav (1987), estas forças são aplicadas a uma bolha, em vez da totalidade do gás, como acontece no modelo original de Taitel e Dukler (1976). Para uma bolha, F_B e F_T são calculadas por

$$F_B = (\rho_L - \rho_G)g \cos \theta \frac{\pi d^3}{6} \quad (2.64)$$

$$F_T = \frac{1}{2} \rho_L \left(U_L^2 \frac{f_{wL}}{2} \right) \frac{\pi d^3}{4} \quad (2.65)$$

em que f_{wL} é o factor de atrito líquido/parede.

Para escoamento de líquidos de baixa viscosidade, Kokal and Stanislav (1987) usaram a seguinte expressão para calcular o diâmetro aproximado da bolha, d ,

$$\frac{\pi d^3}{6} = 1.378 \left(\frac{\pi D^2}{4} U_{GS} \right)^{1.2} g^{-3/5} \quad (2.66)$$

O regime *dispersed bubble* ocorre quando $F_T \geq F_B$, obtendo-se com as equações (2.64) e (2.65) a equação

$$U_{LS} \geq 0.8 \left[\frac{\rho_L - \rho_G}{\rho_L} \frac{\cos \theta}{f_{wL}} D^{0.8} U_{GS}^{0.4} \right]^{1/2} \quad (2.67)$$

Esta equação apesar de usar o coeficiente empírico 0.8, é mais conveniente que a de Taitel and Dukler (1976), que se apresenta a seguir, uma vez que U_L é substituído por U_{LS} .

$$U_L \geq \left[\frac{4A_G}{S_i} \frac{g \cos \theta}{f_{wL}} \left(1 - \frac{\rho_G}{\rho_L} \right) \right]^{1/2} \quad (2.68)$$

em que A_G e S_i representam, respectivamente, a área da secção recta ocupada pelo gás e o perímetro interfacial e θ é o ângulo de inclinação em relação à horizontal. Estes parâmetros, assim como a velocidade do líquido, U_L , são avaliados, como já se referiu, a partir do regime *stratified*. Embora este regime e o *dispersed bubble* não partilhem uma fronteira comum, o modelo tem sido aplicado com sucesso para a previsão da transição para *dispersed bubble* em tubos horizontais ou ligeiramente inclinados.

Xiao *et al.* (1990) utilizam no seu trabalho o modelo original de Taitel and Dukler (1976) por o considerarem simples e seguro. A transição expressa pela equação (2.68) está representada no mapa da Figura 2.5 pela curva “C”.

-Transição *stratified* –*non stratified*

- Modelo de Taitel and Dukler (1976)

Taitel and Dukler (1976), no seu trabalho pioneiro sobre modelação de regimes de escoamento horizontal ou próximo da horizontal, consideraram que na interface do regime *stratified* se formam ondas e que o crescimento destas ondas é o mecanismo responsável pela transição entre os regimes *stratified* e *non stratified* (*slug* ou *annular*). este mecanismo é conhecido por “instabilidade de Kelvin-Helmholtz”. Quando o gás é

acelerado sobre a “crista” da onda a pressão da fase gasosa diminui devido ao “efeito de Bernoulli” e a onda tende a crescer. Por outro lado, a força da gravidade actuando sobre a onda tende a diminuí-la. O crescimento das ondas pode ser tal que deixe de ser possível manter o regime *stratified*. A análise do processo leva ao seguinte critério para a transição de regime *stratified* para regime *slug* ou *annular*

$$U_G > \left(1 - \frac{h_L}{D}\right) \left[\frac{(\rho_L - \rho_G) g A_G \cos \theta}{\rho_G \left(\frac{dA_L}{dh_L}\right)} \right] \quad (2.69)$$

onde h_L é a altura de líquido no regime *stratified*, U_L e U_G são as velocidades do líquido e do gás, respectivamente, A_L e A_G são as áreas da secção recta do tubo ocupadas por líquido e por gás, respectivamente e D é o diâmetro interno do tubo. Estes parâmetros, assim como as tensões de corte entre líquido e parede, τ_{wL} , entre gás e parede, τ_{wG} , e na interface gás-líquido, τ_i , estão indicados na Figura 2.11, onde se representa esquematicamente o regime *stratified* em tubo inclinado.

Uma vez especificados os caudais de líquido e de gás, as propriedades dos fluidos, o diâmetro do tubo e o ângulo de inclinação, a altura de líquido no regime *stratified*, h_L , pode ser determinada pela resolução das equações da quantidade de movimento para cada uma das fases.

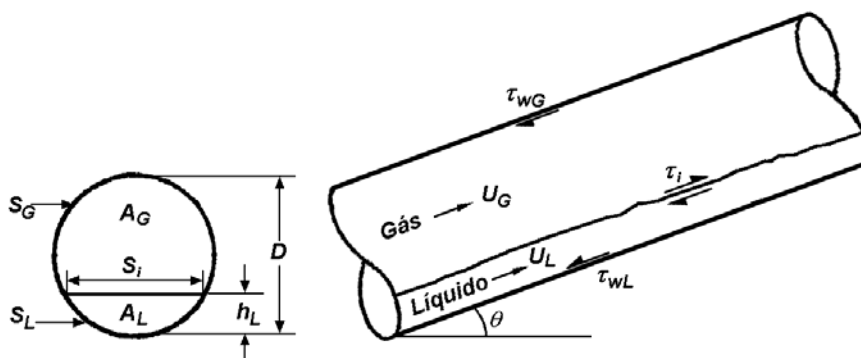


Figura 2.11- Representação esquemática de regime *stratified* em tubo inclinado.

Xiao *et al.* (1990) propuseram o mesmo mecanismo do crescimento das ondas formadas sobre a interface gás-líquido para a previsão da transição entre os regimes

stratified e *non stratified* (*slug* ou *annular*) que Taitel and Dukler (1976). A transição é descrita pela equação (2.69), representada no mapa da Figura 2.5 pela curva “A”. Contudo, para estes investigadores, se a transição *stratified-slug* é prevista satisfatoriamente pela equação (2.69) de Taitel and Dukler (1976), para a transição *stratified-annular* sugerem que o processo de arrastamento-deposição de gotas é dominante para tubos de maior diâmetro, enquanto para tubos de menor diâmetro, o mecanismo do crescimento das ondas é normalmente dominante.

-Transição para regime *annular*

O regime *annular* pode ser alcançado a partir do regime *stratified* ou do regime *intermittent*.

Para escoamento horizontal, Taitel and Dukler (1976) propuseram que a transição de regime *stratified* para *slug* ou *annular* depende da fracção de líquido na conduta. Se a altura de líquido, h_L , no regime *stratified* for baixa resulta regime *annular*, se for suficientemente alta para formar “pontes” entre a base e o topo do tubo ocorrerá regime *slug*.

Quando as ondas do regime *stratified* se tornam instáveis, o escoamento pode mudar para *intermittent* ou para *annular*, em função da disponibilidade de fornecimento de líquido. Para Taitel and Dukler (1976) o valor crítico da razão entre a altura de líquido e o diâmetro do tubo é 0.5, deixando de existir regime *stratified* se $\frac{h_L}{D} > 0.5$.

Xiao *et al.* (1990) apontam o mesmo mecanismo de Taitel and Dukler (1976) para a transição. Contudo, sugerem um valor diferente para o nível crítico de líquido. Citando o trabalho de Barnea *et al.* (1982a), alteraram o critério de modo a ter em conta a retenção de gás no *slug* de líquido próximo da transição. A transição *intermittent-annular*, representada no mapa da Figura 2.5 pela linha “B”, é dada por $h_L / D = 0.35$.

-Transição *stratified smooth-stratified wavy*

No regime *stratified*, a interface gás-líquido pode ser lisa (*stratified smooth*) ou apresentar ondas (*stratified wavy*), o que dá resultados diferentes para a retenção de

líquido e para a queda de pressão. Por este motivo é importante averiguar qual dos dois sub-regimes ocorre em cada situação de escoamento.

-Modelo de Taitel and Dukler (1976)

As ondas podem desenvolver-se na superfície de separação gás-líquido devido à tensão de corte interfacial provocada por valores elevados da velocidade do gás, U_G . Denominando este mecanismo como o “efeito da corrente de ar”, Taitel and Dukler (1976) propuseram o seguinte critério de transição

$$U_G > \left[\frac{4\mu_L(\rho_L - \rho_G)g \cos \theta}{s\rho_L\rho_G U_L} \right]^{1/2} \quad (2.70)$$

em que s é um coeficiente numérico que é função da viscosidade do líquido. Taitel and Dukler usaram o valor de 0.01 para o sistema ar-água.

-Modelo de Xiao *et al.* (1990)

Estes investigadores referem dois mecanismos para a formação de ondas na interface. O mecanismo do “efeito da corrente de ar” foi observado por Taitel and Dukler (1976) para caudais de gás mais elevados (quando para determinados caudais a interface é lisa, o aumento do caudal de gás pode levar à formação de ondas). Em alternativa, as ondas podem desenvolver-se como resultado de instabilidade resultante da acção da gravidade (por exemplo, em escoamentos inclinados descendentes próximo da horizontal, a baixos caudais de gás ou até mesmo sem tensão de corte interfacial, quando gás e líquido têm a mesma velocidade). Para o mecanismo do “efeito da corrente de ar” Xiao *et al.* (1990) propuseram o mesmo critério de transição de Taitel and Dukler (1976) (equação (2.70), representada no mapa da Figura 2.5 pela curva “D”), mas utilizaram $s=0.06$.

Para ondas desenvolvidas sob a influência da gravidade (ou mais correctamente, quando o efeito da gravidade é dominante), no regime *stratified* em escoamento inclinado descendente em tubos, os autores, citando o trabalho de Barnea *et al.* (1982a), apresentaram o seguinte critério de transição (curva “E” no mapa da Figura 2.5)

$$U_L > 1.5\sqrt{gh_L} \quad (2.71)$$

em que U_L é a velocidade efectiva do líquido e h_L a altura de líquido medida perpendicularmente ao eixo do tubo

2.2.5.3-Transição entre regimes para todas as inclinações da conduta

Barnea *et al.* (1982b), para escoamento descendente e Barnea *et al.* (1985), para escoamento ascendente, desenvolveram modelos para a gama completa de inclinações do tubo. Os dados experimentais do trabalho de Barnea *et al.* (1985) foram obtidos em tubos com 25 mm e 51 mm de diâmetro interno e 10 m comprimento. O modelo mecanístico desenvolvido baseou-se nos modelos de Taitel and Dukler (1976) e de Taitel *et al.* (1980).

Como já se referiu, a transição de *stratified* para *intermittent* é muito sensível ao ângulo de inclinação em relação à horizontal, mesmo para inclinações inferiores a 1°. Para escoamento em tubos verticais Taitel *et al.* (1980) mostraram que a baixos caudais de líquido, o regime *bubble* existe apenas em tubos com diâmetro suficientemente grande (superior a 50 mm no caso do sistema ar-água), para satisfazer o critério do diâmetro. Para escoamentos inclinados nestes tubos os dados obtidos por Barnea *et al.* (1985) mostram que a região do regime *bubble* existe apenas para inclinações inferiores a 40° em relação à vertical. Para inclinações superiores e para caudais de líquido elevados, as forças resultantes da turbulência provocam a quebra das bolhas sendo apenas observado o regime *dispersed bubble*. O regime *churn*, que é típico do escoamento vertical ascendente, persiste para ângulos entre a vertical e 20°.

Resumindo, de acordo com Barnea *et al.* (1985), pequenos desvios em relação à horizontal têm um efeito acentuado sobre o mapa de regimes de escoamento, enquanto que pequenos desvios em relação à vertical têm um efeito menor. Já para ângulos maiores em relação à vertical, há mudanças significativas nos regimes de escoamento.

Os mecanismos de transição para tubos inclinados têm de ser capazes de prever o ângulo a partir do qual determinado regime de escoamento deixa de existir. Por outro lado, para um dado ângulo de inclinação, as equações obtidas por modificação do mecanismo para tubos horizontais diferem das obtidas por modificação do mecanismo

para tubos verticais. E porque os dois mecanismos são diferentes, é necessário desenvolver um critério para seleccionar qual o mecanismo a aplicar.

(i)- Transição entre os regimes *bubble* e *intermittent*

- Modelo de Barnea *et al.* (1985)

Taitel *et al.* (1980) demonstraram que, em tubos verticais, o regime *bubble* existe se o tubo tiver um diâmetro superior ao mínimo dado pela equação (2.23). A inclinação do tubo vai impor uma restrição adicional para que este regime *bubble* seja possível.

Também para tubos verticais e baixos caudais de líquido a transição de *bubbly* para *slug* ocorre quando os valores locais da retenção de gás atingem um patamar crítico de cerca de 0.25. Taitel *et al.* (1980) usaram o valor de 0.25 embora tenham sugerido que a transição pode ocorrer para valores entre 0.25 e 0.30. Outros autores, como Whalley (1987), Deckwer (1991) e Teixeira (1998) sugerem 0.30 como valor a partir do qual se dá a formação de *slugs*. Contudo, quando o tubo é inclinado em relação à vertical, para lá de um determinado ângulo, o regime *bubble* deixa de existir. A explicação reside no facto de que à medida que se aumenta a inclinação, a componente vertical da velocidade fá-las aproximar da parede superior do tubo dando origem a retenções locais de gás elevadas. A transição para regime *slug* pode então ocorrer mesmo quando a retenção média sobre toda a secção recta é inferior a 0.25 (Barnea *et al.*, 1985; Spindler and Hahne, 1999).

Barnea *et al.* (1985), trabalhando com tubos inclinados em relação à horizontal, desenvolveram uma estimativa para o cálculo do ângulo θ , abaixo do qual o regime *bubble* não pode existir.

Por consideração das forças que actuam nas bolhas em tubos inclinados, Barnea *et al.* (1985) propuseram para a transição de *bubble* para *intermittent* a mesma equação que Taitel *et al.* (1980) tinham proposto para tubos verticais (equação (2.20)), que com $E_G = 0.25$ e tendo em conta o efeito da inclinação na velocidade de subida das bolhas, conduz a

$$U_{LS} = 3.0U_{GS} - 1.15 \left[\frac{g(\rho_L - \rho_G)\sigma}{\rho_L^2} \right]^{1/4} \sin \theta \quad (2.72)$$

(ii)-Transição para *dispersed bubble*

-Modelos de Barnea *et al.* (1982b) e Barnea *et al.* (1985)

Barnea *et al.* (1982b) sugeriram para a transição para regime *dispersed bubble* o mecanismo proposto por Taitel *et al.* (1980) para escoamento vertical. Para caudais de líquido elevados, mesmo com $E_G > 0.25$, a força resultante da turbulência sobrepõe-se à força de tensão superficial dispersando a fase gasosa em pequenas bolhas, independentemente da inclinação. Propõem então, que a teoria da quebra de bolhas que determina a transição para *dispersed bubble* em escoamentos verticais, seja também usada em escoamento descendente inclinado, sendo então a expressão da transição para *dispersed bubble* dada pela equação (2.60).

Barnea *et al.* (1985) propõem o mesmo mecanismo de transição. Para caudais de líquido elevados a coalescência necessária à formação de bolhas de Taylor, indispensável para se obter regime *slug*, é sistematicamente contrariada pela turbulência. A condição de transição foi originalmente obtida por Taitel *et al.* (1980) e modificada por Barnea *et al.* (1982), para ter em conta a coalescência. A condição de transição para *dispersed bubble* modificada, sugerida por Barnea *et al.* (1985), é

$$\left[\frac{\sigma}{(\rho_L - \rho_G)g} \right]^{0.5} \left[\frac{\rho_L}{\sigma} \right]^{0.6} \left[\frac{\mu_L}{D^{1.2}} \right]^{0.4} (U_{LS} + U_{GS})^{1.12} = 1.49 + 8.52 \left[\frac{U_{GS}}{U_{GS} + U_{LS}} \right]^{0.5} \quad (2.73)$$

Esta fronteira de transição é válida para $0 \leq E_G \leq 0.52$. Para o limite superior, a densidade do arranjo de bolhas impossibilita que se mantenham individualizadas. Como se poderá constatar, a equação é independente do ângulo de inclinação e, tal como acontece para escoamento ascendente vertical, a curva no mapa de regimes de escoamento que caracteriza a condição $E_G = 0.52$ corresponde à equação

$$U_{LS} = \frac{1 - E_G}{E_G} U_{GS}, \text{ que com } E_G = 0.52 \text{ se transforma em } U_{LS} = 0.92U_{GS}.$$

(iii)-Transição para regime *annular*

-Modelo de Barnea *et al.* (1985)

O mecanismo para esta transição foi originalmente proposto por Barnea *et al.* (1980) para tubos verticais. É baseado na ideia de que a velocidade do gás deve ser suficientemente elevada para sustentar as maiores gotas de líquido, estáveis. O movimento do líquido para cima, contra a força da gravidade, resulta da força exercida sobre ele pelo gás no seu rápido movimento ascendente. O escoamento *annular* não pode existir a não ser que a velocidade do gás, no núcleo gasoso seja suficiente para sustentar as gotas arrastadas. A velocidade mínima de gás para assegurar a suspensão das gotas é determinada a partir do balanço entre a força da gravidade e a força de arrasto sobre a gota (equação (2.44) a (2.47)). Para um tubo inclinado de θ° em relação à horizontal, a equação de transição sugerida por Barnea *et al.* (1985) é

$$U_{GS} = 3.1 \left[\frac{g\sigma(\rho_L - \rho_G)}{\rho_G^2} \sin \theta \right]^{0.25} \quad (2.74)$$

Para além deste mecanismo, para ângulos intermédios, também é possível o mecanismo sugerido por Taitel and Dukler (1976) para tubos horizontais ou ligeiramente inclinados e que está relacionado com a instabilidade da superfície em regime *stratified*. Na gama de ângulos sobre a qual ambos os mecanismos são possíveis, o que controla a transição é aquele que, para um dado caudal de líquido, ocorre para o mais baixo caudal de gás.

(iv)-Transição *slug-churn*

Barnea *et al.* (1985) referem que desvios da vertical, ainda que pequenos, tendem a melhorar a separação entre a fase gasosa e a fase líquida, suprimindo a natureza caótica do regime *churn*, pelo que com o aumento da inclinação diminui a

possibilidade de ocorrência deste regime que praticamente desaparece para ângulos superiores a 10° relativamente à vertical.

(v)-Transição entre regime *stratified* e *non stratified*

Os mecanismos propostos por Taitel and Dukler (1976), assim como os dados experimentais obtidos por Barnea *et al.* (1985), mostram que para baixos caudais de líquido, quando o tubo é inclinado, mesmo que ligeiramente há uma contracção na gama de caudais para a qual o regime *stratified* pode ocorrer. Segundo Barnea *et al.* (1985), o regime *stratified* não aparece para ângulos em relação à horizontal superiores a 20° , qualquer que seja o sistema de fluidos.

Barnea *et al.* (1982b) obtiveram dados sobre transição entre regimes de escoamento gás-líquido descendente, em toda a gama de inclinações, e desenvolveram modelos matemáticos para prever os respectivos regimes. Também Spedding and Nguyen (1980) efectuaram um dos poucos trabalhos directamente relacionados com o escoamento descendente em tubos inclinados. Obtiveram dados experimentais sobre escoamento ar-água descendente, inclinado, num tubo com 43.5 mm de diâmetro.

O trabalho de Barnea *et al.* (1992b) centrou-se nos mecanismos de transição em escoamento descendente inclinado. As fronteiras de transição foram modeladas usando aproximações semelhantes às sugeridas por Taitel and Dukler (1976), para o escoamento horizontal e Taitel *et al.* (1980) para escoamento vertical. Os resultados analíticos foram comparados com os dados obtidos em tubos com 10 m de comprimento, um com 25.5 mm e outro com 51 mm de diâmetro. Como já tinha sido observado experimentalmente por Barnea *et al.* (1980), a mudança de escoamento horizontal para inclinado descendente tem o seu maior efeito sobre o regime *stratified*. Esta mudança ocorre principalmente para os ângulos de inclinação mais baixos, desde 0° até cerca de 10° , enquanto que para ângulos entre 10° e 70° a gama de velocidades superficiais de líquido e gás para a qual existe regime *stratified* mantém-se quase inalterada. Para escoamento descendente com inclinação superior a cerca de 70° em relação à horizontal, o regime *stratified* muda geralmente para *annular*. Até cerca de 70° a transição para *annular* ocorre para elevados caudais de gás. Para inclinações de cerca de 70° ou superiores, o regime *annular* aparece também para baixos caudais de gás à custa do escoamento *stratified* e a região de escoamento *annular* é consideravelmente

expandida. Deste modo, o regime *annular* expande-se à custa do regime *stratified*, o qual se contrai até desaparecer completamente no escoamento vertical descendente. Na gama de caudais utilizada por Barnea *et al.* (1982b), o sub-regime *stratified smooth* não é observado em escoamento descendente para inclinações superiores a 5°. No escoamento descendente, a instabilidade natural da interface resulta da acção da gravidade (e não por acção do gás). Para caudais de gás muito baixos, a transição de interface lisa para interface com ondas depende apenas do caudal de líquido. Os autores verificaram ainda que para escoamento descendente inclinado o regime *stratified* é sempre *stratified wavy* para inclinação superior a 1°, num tubo com 25 mm de diâmetro e superior a 5° num tubo com 51 mm de diâmetro.

A gama de caudais para a qual ocorre regime *intermittent* contrai-se consideravelmente quando a inclinação aumenta a partir da horizontal. Acima de 10° este regime foi observado apenas para caudais de líquido e gás muito baixos.

A transição para *dispersed bubble* é insensível ao ângulo de inclinação. Para caudais de líquido elevados, o gás é disperso em pequenas bolhas, devido às forças no seio do líquido turbulento, não sendo quase afectado pela gravidade.

De acordo com Barnea *et al.* (1982b), à excepção da fronteira de transição entre os regimes *stratified smooth* e *stratified wavy*, o modelo para escoamento horizontal de Taitel and Dukler (1976) pode ser usado para escoamento inclinado descendente, até ângulos de 10° em relação à horizontal. Como se sabe, nestas condições e para caudais baixos de gás, podem ser geradas ondas na interface. A existência destas ondas depende do caudal de líquido e do nível (altura) da interface, o qual muda significativamente com a inclinação.

(vi)-Transição *stratified smooth-stratified wavy*

Barnea *et al.* (1982) sugerem que, um método simples para expressar o critério de formação de ondas na interface, é o número de Froude crítico o qual, dependendo da rugosidade do tubo e do regime de escoamento (laminar ou turbulento) deve variar entre 0.5 e 2.2. Para escoamento descendente inclinado, turbulento, em tubos com paredes lisas, Barnea *et al.* (1982) sugerem o número de Froude (Fr) e a seguinte desigualdade para calcular a fronteira de transição entre os regimes *stratified smooth* e *stratified wavy* para baixos caudais de gás

$$Fr = \frac{U_L}{\sqrt{gh_L}} > 1.5 \quad (2.75)$$

De acordo com Barnea *et al.* (1982), para inclinações superiores a cerca de 5° em relação à horizontal, a interface gás-líquido deixa de ser lisa.

(vii)-Transição *intermittent-annular*

Segundo o modelo de Taitel and Dukler (1976), para o escoamento horizontal, a transição *annular-intermittent* ocorre para $h_L / D \approx 0.5$. Barnea *et al.* (1982b) tiveram em conta a retenção de gás no *slug* de líquido, tendo assumido o valor de 0.3 para a retenção de gás na transição. Esta ocorre sempre que a retenção de líquido no *slug* de líquido é metade da retenção no regime *stratified*, pelo que a transição ocorre para $h_L / D \approx 0.5 \times E_L = 0.35$.

-Transição *stratified-annular*

De acordo com Barnea *et al.* (1982) para baixos caudais de gás, o mecanismo pelo qual o regime *stratified* muda para *annular*, é traduzido pela equação

$$U_L^2 > \frac{gD \left(1 - \frac{h_L}{D}\right) \cos \theta}{f_L} \quad (2.76)$$

onde f_L é o factor de atrito entre o líquido e a parede, obtido pela equação empírica para o regime turbulento, $f_L = 0.046Re^{-0.2}$. Para o caso limite de $\theta = -90^\circ$ (escoamento vertical descendente) o regime *stratified* desaparece completamente.

2.2.5.4 - Modelos de transição entre regimes para a gama completa de inclinações do tubo

Nesta secção apresentam-se modelos para a transição entre regimes de escoamento gás-líquido aplicáveis à gama completa de inclinações do tubo: horizontal, vertical (ascendente e descendente) e inclinado (ascendente e descendente).

Barnea (1987) e Petalas and Aziz (1998) desenvolveram modelos para transição entre os principais regimes de escoamento. O modelo de Barnea (1987) foi desenvolvido com base nos modelos de Taitel and Dukler (1976), Taitel *et al.* (1980), Barnea *et al.* (1982a,b) e Barnea *et al.* (1985). O modelo de Petalas and Aziz (1998) é baseado no modelo de Barnea (1987). Outros autores desenvolveram modelos para uma transição entre regimes de escoamento particular como por exemplo Barnea (1986), Chen *et al.* (1997) e Zhang *et al.* (2003).

Como exemplo, na Figura 2.12 e na Figura 2.13 estão representados mapas de regimes de escoamento e curvas de transição entre regimes, obtidos por Barnea (1987), para o sistema ar-água em tubos de 25.4 e 51 mm de diâmetro interno, respectivamente.

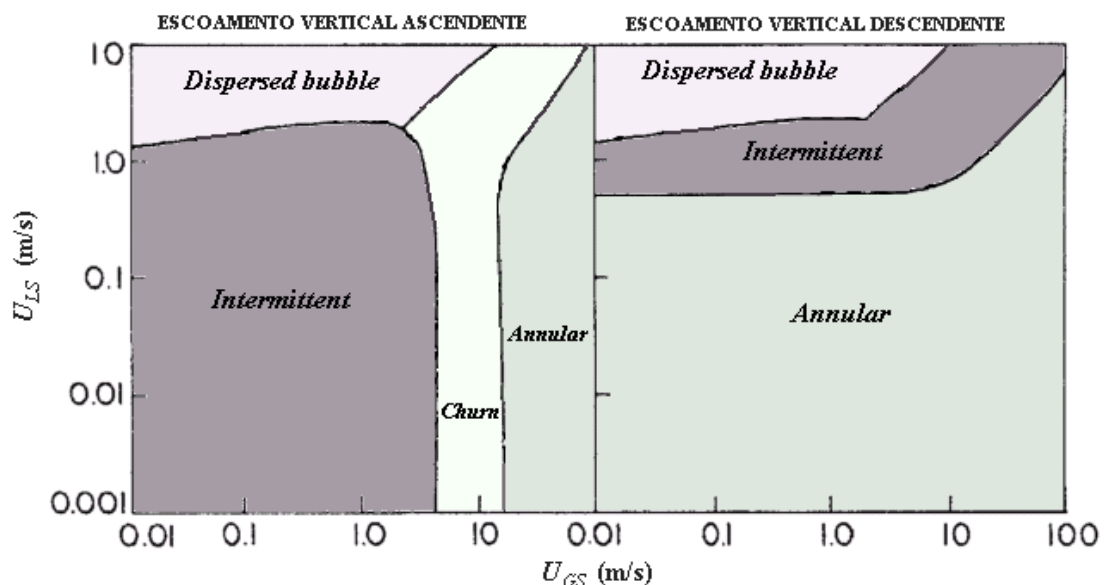


Figura 2.12- Mapas de regimes de escoamento vertical ascendente e descendente, para o sistema ar-água, a 0.1 MPa e 25° C em tubos com 25.4 mm de diâmetro (de Barnea, 1987).

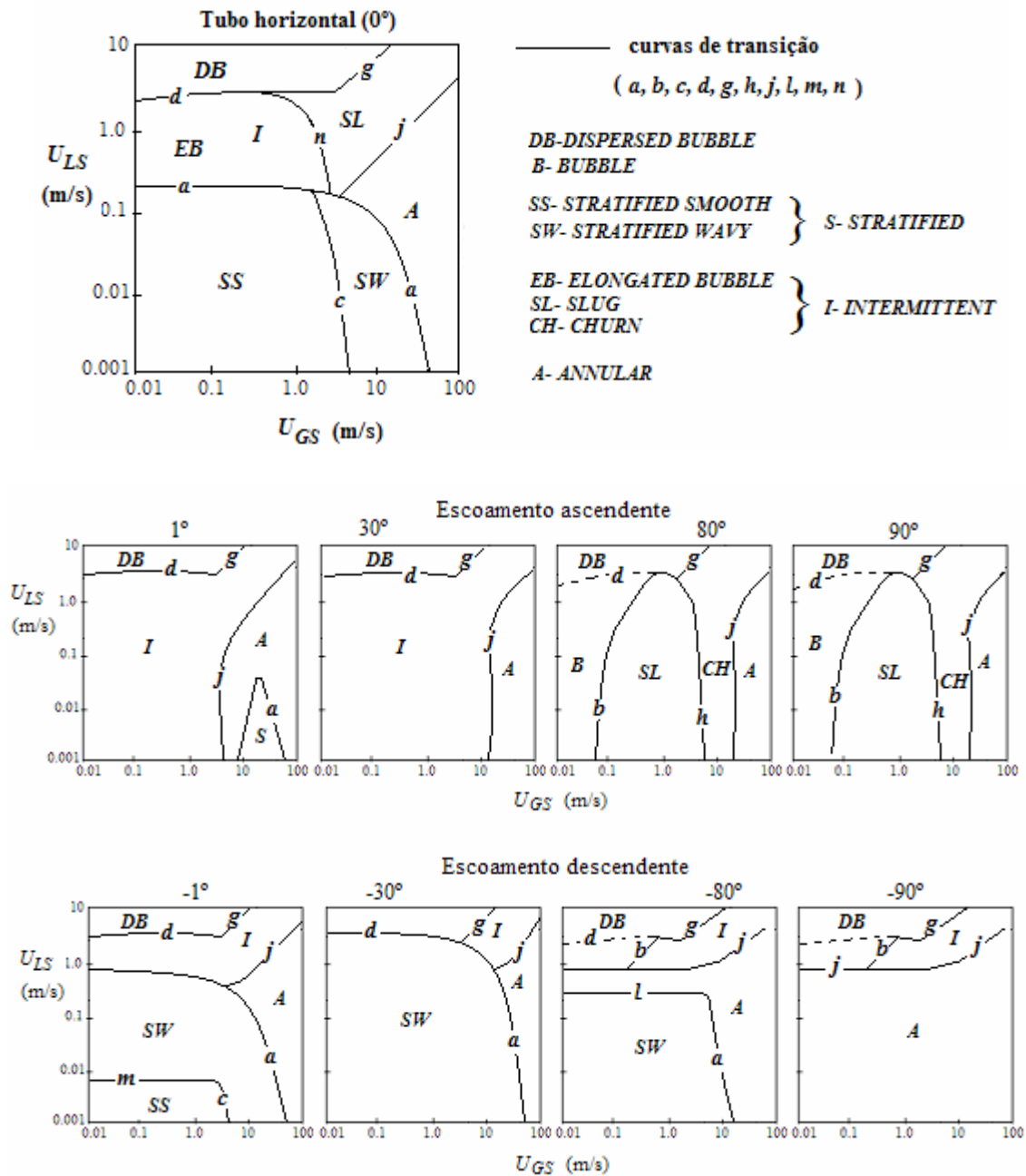


Figura 2.13- Mapas de regimes de escoamento para a gama completa de inclinações do tubo, para o sistema ar-água, a 0.1 MPa e 25°C em tubos com 51 mm de diâmetro (obtido de Barnea, 1987).

Nas Figuras 2.14 a 2.17 estão representados mapas de regime de escoamento para o sistema ar-água em tubo de 2.047 in, obtidos por Petalas and Aziz (1998), para vários escoamentos: horizontal, vertical ascendente, ascendente com $\theta=10^\circ$ e descendente com $\theta=-10^\circ$.

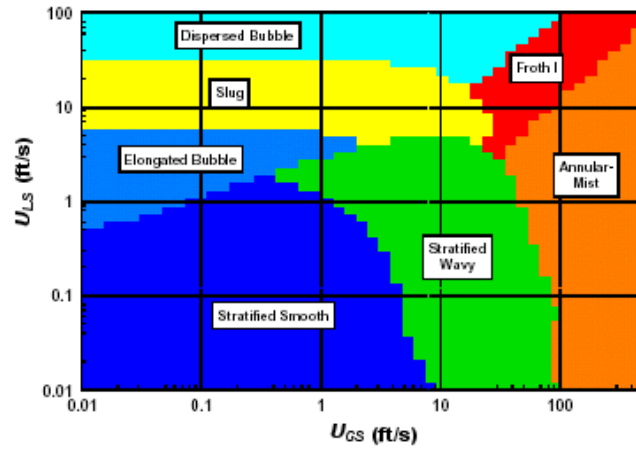


Figura 2.14- Mapa de regimes de escoamento para o sistema ar-água em tubo horizontal (Petalas and Aziz, 1998)

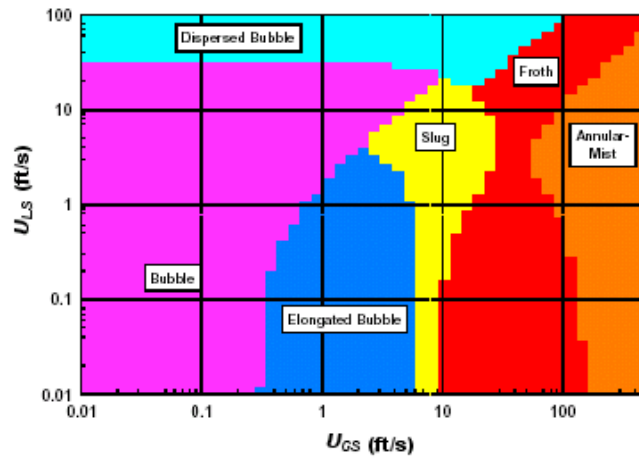


Figura 2.15- Mapa de regimes de escoamento ascendente do sistema ar-água em tubo vertical (Petalas and Aziz, 1998)

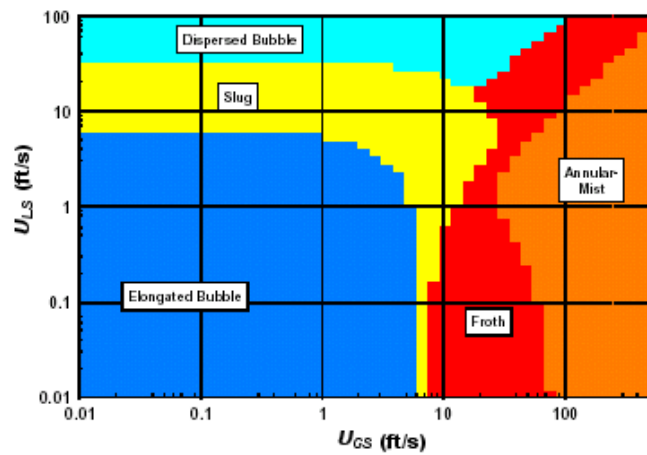


Figura 2.16- Mapa de regimes de escoamento ascendente para o sistema ar-água em tubo inclinado 10° em relação à horizontal (Petalas and Aziz, 1998).

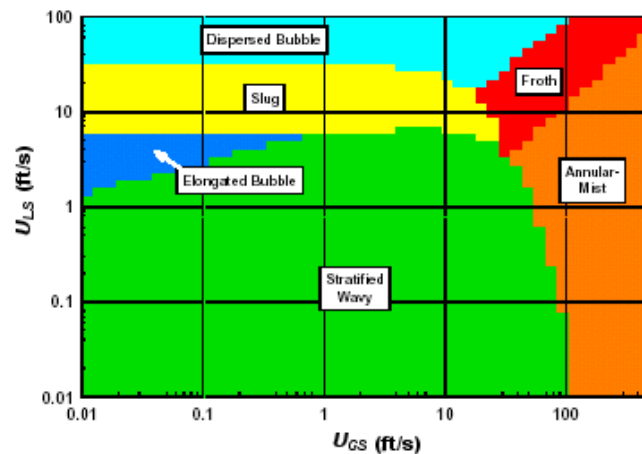


Figura 2.17- Mapa de regimes de escoamento descendente para o sistema ar-água em tubo inclinado 10° em relação à horizontal (Petalas and Aziz, 1998).

(i) Transição para o regime *dispersed bubble*

- Modelo de Barnea (1986)

O regime *dispersed bubble* ocorre normalmente para valores de velocidades superficiais de líquido muito elevadas. Para estas velocidades podem existir bolhas dispersas, mesmo se $E_G > 0.25$, devido à turbulência do líquido que provoca a quebra de bolhas e previne a sua aglomeração.

Um dos modelos mais citados, o de Barnea (1986), apresentado também em Barnea (1987) num estudo mais alargado efectuado pela autora sobre regimes de escoamento e transição entre regimes, foi baseado no de Taitel *et al.* (1980) e inclui o cálculo de dois diâmetros (d) de bolhas: máximo, d_{max} , e crítico, d_{crit} . Para o diâmetro crítico das bolhas há dois mecanismos a ter em conta: o processo combinado da deformação e aglomeração e o movimento das bolhas para a parede superior do tubo devido à impulsão. Ao primeiro, que representamos por d_{crit-D} , (acima do qual a bolha é deformada) corresponde

$$d_{crit-D} = 2 \left[\frac{0.4\sigma}{(\rho_L - \rho_G)g} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.77)$$

O segundo, representado por d_{crit-B} (abaixo do qual é prevenido o movimento de bolhas para a parede superior do tubo), resulta de uma análise semelhante à efectuada por Taitel and Dukler (1976) para escoamento horizontal, sendo a impulsão (F_B) e a força resultante da turbulência do líquido (F_T) calculadas para uma única bolha, com uma diferença: no cálculo de F_T Barnea (1986) usou a velocidade da mistura em vez da velocidade do líquido e o factor de atrito é também baseado naquela velocidade

$$F_T = \frac{1}{2} \rho_L \left(U_M^2 \frac{f_{wL}}{2} \right) \frac{\pi d^3}{4} \quad (2.78)$$

F_B é calculado com a equação (2.64). A transição ocorre para $F_B = F_T$, o que conduz ao diâmetro crítico d_{crit-B}

$$d_{crit-B} = \frac{3}{8} \frac{\rho_L}{(\rho_L - \rho_G)} \frac{f_M}{g \cos \theta} U_M^2 \quad (2.79)$$

onde f_M é o factor de atrito baseado nas propriedades do líquido e na velocidade da mistura.

O diâmetro crítico das bolhas acima do qual o regime *dispersed bubble* não pode existir, devido à coalescência ou à migração para a parte superior do tubo, é dado pelo menor dos valores entre d_{crit-D} e d_{crit-B} : $d_{crit} = \min(d_{crit-D}, d_{crit-B})$. A fronteira de transição representada por d_{crit} é válida para $0 \leq E_G \leq 0.52$. Quando $E_G = 0.52$, atinge-se o valor máximo da “densidade” de bolhas, ocorrendo a sua coalescência, mesmo para turbulência elevada no líquido. A curva de transição correspondente é dada pela equação, $U_{LS} E_G = (1 - E_G) U_{GS}$ que, com $E_G = 0.52$, fica $U_{LS} = 0.92 U_{GS}$.

Para o cálculo do diâmetro máximo, d_{max} , de bolhas estáveis, Barnea (1986) incluiu o efeito da retenção de gás e sugeriu a seguinte equação

$$d_{m\acute{a}x} = \left[0.725 + 4.15 \left(\frac{U_{GS}}{U_{GS} + U_{LS}} \right)^{1/2} \right] \left(\frac{\sigma}{\rho_L} \right)^{3/5} \left(\frac{2f_M U_M^3}{D} \right)^{-2/5} \quad (2.80)$$

Na Figura 2.13 as curvas referenciadas pela “linha” d , $d_{crit} \geq d_{m\acute{a}x}$ com $d_{m\acute{a}x}$ dado pela equação (2.80), e pela “linha” g , que traduz a equação $U_{LS}=0.92U_{GS}$, representam a transição entre outros regimes e *dispersed bubble*.

- Modelo de Chen *et al.* (1997)

Chen *et al.* (1997) desenvolveram um modelo geral para esta transição. Consideram que se a força resultante da turbulência da fase líquida se sobrepuser à tensão interfacial gás-líquido, o gás é disperso em pequenas bolhas. O critério de transição é formulado comparando a energia cinética do líquido turbulento e a energia livre de superfície das bolhas. Estas energias, calculadas por unidade de tempo (Nm/s), são obtidas a partir das equações seguintes. A energia cinética total do líquido turbulento é dada por:

$$E'_T = \frac{3}{2} \rho_L (U_{LS}^2 \frac{f_{LS}}{2}) A_C U_{LS} \quad (2.81)$$

onde f_{LS} é o factor de atrito calculado com base na velocidade superficial do líquido e A_C é a área interna da secção recta do tubo.

A energia livre de superfície total das bolhas de gás é expressa como:

$$E'_S = 6 \frac{\sigma}{d_b} Q_G = 6 \frac{\sigma}{d_b} A_C U_{GS} \quad (2.82)$$

onde d_b é o diâmetro da bolha dispersa calculado pela equação (2.77).

A transição para *dispersed bubble* ocorre quando $E'_T > E'_S$.

A vantagem deste modelo, segundo Chen (2001), é que não requer a correcção para “a densidade máxima do arranjo cúbico de bolhas” quando o caudal de gás é elevado. No trabalho em que avaliou a transição para o regime *dispersed bubble* de acordo com modelos mecanísticos de outros autores, Chen (2001) considera que o

melhor modelo de transição para *dispersed bubble* é o de Barnea (1986), que dá bons resultados por ter em conta mais mecanismos físicos. Para caudais de gás elevados, os modelos de Barnea (1986) e de Petalas and Aziz (1998) dão resultados semelhantes, pois os dois aplicam a teoria “da densidade máxima no arranjo de bolhas”.

- Modelo de Petalas and Aziz (1998)

No modelo desenvolvido por estes autores, a zona do mapa de regimes de escoamento correspondente ao regime *dispersed bubble* é limitada por dois critérios. O primeiro é baseado na transição *slug/dispersed bubble* proposta por Barnea (1987), ocorrendo transição quando a fracção de líquido no *slug* de líquido (em regime *slug*) é inferior ao valor associado ao máximo da “densidade” de bolhas dispersas (0.52), i. e., $E_{LLS} < 0.48$. Esta transição está ilustrada na Figura 2.18 pela linha I1. No cálculo de E_{LLS} utilizam a correlação de Gregory *et al.* (1978)

$$E_{LLS} = \frac{1}{1 + \left(\frac{U_M}{8.66}\right)^{1.39}} \quad (2.83)$$

em que a velocidade da mistura, U_M , é expressa em m/s.

O segundo critério é baseado na transição de *dispersed bubble* para regime *churn*, podendo ocorrer quando a “densidade” volumétrica máxima de bolhas de gás dispersas é excedida (linha D1 na Figura 2.18):

$$\lambda_G = \frac{U_{GS}}{U_M} > 0.52 \quad (2.84)$$

Então, o regime *dispersed bubble* existe quando $E_{LLS} < 0.48$ e $\lambda_G < 0.52$.

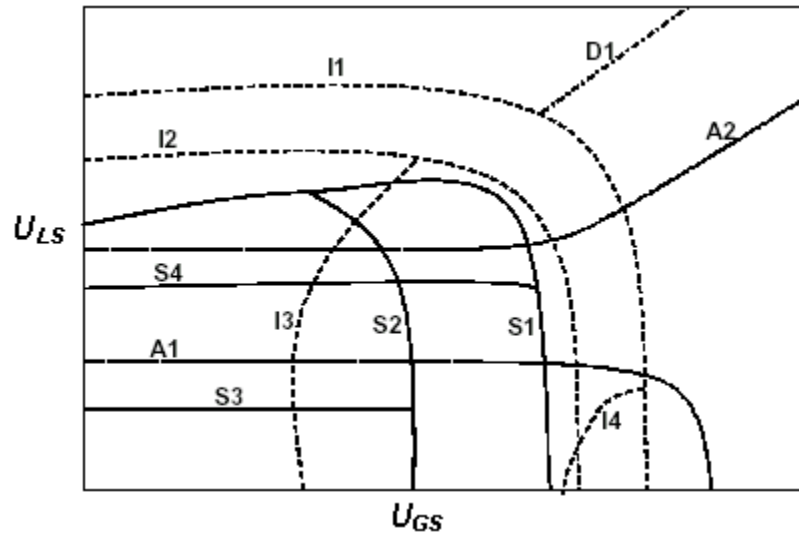


Figura 2.18 - Transições usadas na determinação do regime de escoamento no modelo de Petalas and Aziz (1998)

- Modelo de Zhang *et al.* (2003)

Zhang *et al.* (2003) propõem um modelo para a transição entre os regimes *slug* e *dispersed bubble* baseado na retenção de líquido no *slug* de líquido. Admitem que o gás no interior do *slug* de líquido se comporta como no regime *dispersed bubble*. O modelo de Zhang *et al.* (2003) é, como o de Chen *et al.* (1997), desenvolvido com base no balanço entre energia cinética do líquido turbulento e a energia livre de superfície das bolhas de gás dispersas no líquido, sendo que neste modelo as energias totais são calculadas para o *slug* de líquido. A energia livre total de superfície das bolhas no *slug* de líquido, consideradas esféricas com diâmetro d_b , é calculada por

$$E_s = 6 \frac{\sigma}{d_b} A_C E_{GLS} L_{LS}^\theta \quad (2.85)$$

onde σ é a tensão interfacial, E_{GLS} é a retenção de gás no *slug* de líquido e L_{LS}^θ é o comprimento do *slug* de líquido para uma inclinação θ .

A energia cinética turbulenta total no *slug* de líquido é estimada a partir de

$$E_T = \frac{3}{2} \frac{f_s}{2} \rho_s U_M^2 A (1 - E_{GLS}) L_{LS}^\theta \quad (2.86)$$

em que f_s é o factor de atrito no *slug* de líquido calculado pelas equações de Blasius e ρ_s é a massa volúmica da mistura no *slug* de líquido obtida a partir de

$$\rho_s = \rho_G E_{GLS} + \rho_L E_{LLS} = \rho_G E_{GLS} + \rho_L (1 - E_{GLS}) \quad (2.87)$$

O comprimento do *slug* de líquido para qualquer inclinação da coluna, L_{LS}^θ , é estimado com base no comprimento para escoamento horizontal e vertical, a partir da expressão

$$L_{LS}^\theta = (32.0 \cos^2 \theta + 16.0 \sin^2 \theta) D \quad (2.88)$$

A transição para regime *dispersed bubble* ocorre quando $E_T > E_S$. Segundo os autores, o modelo dá boas previsões para $U_{GS} > 0.1$ m/s.

Transição *bubble-slug*

-Modelos de Barnea (1987) e Petalas and Aziz (1998)

Barnea (1987) e Petalas and Aziz (1998) desenvolveram modelos semelhantes para a transição entre regimes *bubble* e *slug*.

As bolhas de pequeno tamanho para além do regime *dispersed bubble*, resultante do processo de quebra de bolhas pelo líquido turbulento, podem também ocorrer para valores baixos de caudais de líquido. Neste caso está-se perante o regime *bubble* (ou *bubbly*). De acordo com Barnea (1987) a distinção entre os regimes *bubble* e *dispersed bubble* nem sempre é inequívoca. Segundo esta investigadora o escoamento do tipo *dispersed bubble* ocorre em toda a gama de inclinações do tubo, enquanto o regime *bubble* é apenas observado na vertical, sendo que fora da vertical apenas o é em tubos com diâmetro relativamente grande.

De acordo com os dois modelos, que têm por base os trabalhos de Taitel *et al.* (1980) e de Barnea *et al.* (1985), o regime *bubble* pode existir se duas condições são satisfeitas:

-A velocidade das bolhas de Taylor excede a velocidade das bolhas pequenas dispersas no *slug* de líquido. Esta condição é satisfeita em tubos com diâmetro relativamente grande (Taitel *et al.* 1980), isto é diâmetros superiores ao valor dado pela equação (2.23).

-O ângulo de inclinação em relação à horizontal, θ , é suficientemente grande para prevenir o movimento de bolhas para a parede superior do tubo (Barnea *et al.* 1985), condição dada pela equação seguinte, obtida por consideração das forças que actuam nas bolhas em tubos inclinados

$$\cos \theta \leq \frac{3}{4\sqrt{2}} \frac{U_0^2}{g} \left(\frac{C_S \gamma^2}{d} \right) \quad (2.89)$$

em que C_S e γ são coeficientes numéricos relacionados com a força de sustentação e a deformação da bolha, d é o diâmetro da bolha (os autores sugerem valores médios, para os coeficientes, 0.8 e 1.3, respectivamente, e 7 mm para d) e U_0 é a velocidade de subida das bolhas em meio “estagnado” obtida da expressão de Harmathy (1960), tendo em conta a inclinação

$$U_0 = 1.53 \left[g \frac{(\rho_L - \rho_G) \sigma}{\rho_L^2} \right]^{\frac{1}{4}} \sin \theta \quad (2.90)$$

Petalas and Aziz (1998), sugerem a constante 1.41 em vez de 1.53 na equação de U_0 .

Se as duas condições são satisfeitas, o regime *bubble* pode existir mesmo para valores baixos da velocidade superficial do líquido onde a força devido à turbulência não é suficiente para provocar a quebra de bolhas.

A transição de regime *bubble* para *slug* ocorre quando o valor da retenção de gás, E_G , excede o valor crítico de 0.25 (valor sugerido por Taitel *et al.* 1980). Esta transição é dada pela equação (2.72) e U_0 é dada por (2.90), sendo o valor de θ positivo para escoamento ascendente e negativo para escoamento descendente.

Na Figura 2.13, a curva b que traduz a equação (2.72), representa a transição entre os regimes *bubble* e *slug*. De notar que a curva b não é observada em tubos de pequeno diâmetro (por exemplo $D= 25.4$ mm), como prevê a equação (2.23). Para tubos

com diâmetro relativamente grande (por exemplo $D=51$ mm) e para grandes inclinações em relação à horizontal, $\theta= 80^\circ, 90^\circ, -80^\circ$ e -90° , o regime *bubble* (aqui em sentido mais lato englobando o *dispersed bubble*) pode ser visto em duas zonas: à esquerda de b e abaixo de d (escoamento ascendente), onde as bolhas deformáveis se movem para cima com movimento em *zig-zag* e na zona acima da curva d e à esquerda de g onde o regime *dispersed bubble* é observado.

Na Figura 2.18, a transição de *bubble* para *intermittent* é representada pela “linha” 13.

Transição *stratified–nonstratified* (*slug* ou *annular*)

- Modelo de Barnea (1987)

Barnea (1987) sugere para a transição de regime *stratified* para regime *slug* ou *annular*, o mesmo critério de Taitel and Dukler (1976) para escoamento horizontal e ligeiramente inclinado, apresentado na secção 2.2.5.2 (equação(2.69)). A título ilustrativo, a curva de transição está representada nos mapas de regimes de escoamento da Figura 2.13 pela letra *a*. Nesta figura pode ver-se que pequenas mudanças no ângulo de inclinação podem ter um grande efeito sobre a fronteira de transição *stratified–nonstratified*. Verifica-se que, para pequenas inclinações ($\theta = 1^\circ$) de escoamento ascendente, o regime *stratified* “contraí-se” substancialmente, ocupando uma área mais reduzida do mapa de regimes de escoamento e praticamente desaparece para ângulos de inclinação intermédios ($\theta = 30^\circ$). Mudanças do ângulo de inclinação em escoamento descendente têm também um forte efeito sobre o regime *stratified*, o qual se “expande” consideravelmente quando a inclinação aumenta em termos absolutos ($\theta = 0^\circ, \theta = -1^\circ, \theta = -30^\circ$). O fenómeno é igualmente bem representado pela curva teórica *A*. Esta curva, aplicável em toda a gama de inclinações do tubo, termina na transição para *dispersed bubble* (Figura 2.13, $\theta = -30^\circ$ para o sistema ar-água estudado) ou na fronteira *stratified–annular* para baixos caudais de gás em escoamento descendente ($\theta = -80^\circ$, para o sistema estudado). Deste modo, o regime *stratified* não existe em toda a gama de inclinações do tubo.

Com o mecanismo referido, o regime *stratified* pode evoluir para regime *slug* ou para regime *annular*. Para além deste, outro mecanismo pode desempenhar um papel importante na transição para regime *annular* quando os caudais de gás são relativamente baixos e o escoamento descendente é muito inclinado em relação à horizontal. Nesta situação, o nível do líquido no regime *stratified* é baixo e conseqüentemente a velocidade do líquido (U_L) é muito elevada. Existe assim a possibilidade de gotas de líquido poderem ser arrancadas às ondas da interface, e serem depois depositadas na parede superior do tubo, o que resultará no aparecimento de regime *annular*. A condição para que o regime *annular* ocorra é dada pela equação (2.76). Esta condição está representada no mapa de regime de escoamento da Figura 2.13, para $\theta = -80^\circ$, pela curva *l*.

- Modelo de Petalas and Aziz (1998)

Estes investigadores sugerem para a transição entre os regimes *stratified* e *annular* os mesmos mecanismos que foram propostos por Taitel and Dukler (1976) e por Barnea (1987).

-Transição de regime *annular* para *intermittent*

- Modelo de Barnea (1987)

Barnea (1987) assumiu que a transição de regime *annular* para *intermittent* ocorre quando o núcleo gasoso é bloqueado pelo líquido num lugar qualquer. A obstrução ou bloqueio do núcleo gasoso pode ocorrer se o fornecimento de líquido à película de líquido for suficientemente elevado para que se possa estabelecer uma “ponte” entre a parede inferior e a parede superior do tubo. A condição para que ocorra regime *slug* é

$$\frac{E_L}{E_{LLS \min}} \geq 0.5 \quad (2.91)$$

onde $E_{LLS\min}$ é a retenção mínima de líquido dentro do *slug* de líquido. Este valor está relacionado com o valor máximo da retenção de gás num “empilhamento” cúbico de bolhas no *slug* de líquido ($E_{GLS} = 0.52$), sendo portanto, $E_{LLS\min} = 0.48$. Valores de retenção de líquido no *slug* de líquido inferiores a 0.48 tornam impossível a existência de regime *slug*. A condição (2.91) com o valor de $E_L = 0.5E_{LLS\min}$ ($E_L = 0.24$) produz a condição onde o bloqueio ocorre. O critério de transição entre regime *annular* e *intermittent* descrito, está representado na Figura 2.13 pela “linha” *j*. Note-se que a “linha” *j* deve terminar na “linha” *a* da transição *stratified-nonstratified* (na Figura 2.13, $\theta = 0^\circ, -1^\circ, -30^\circ$).

-Transições entre sub-regimes no regime *intermittent*

- Modelo de Barnea (1987)

Barnea (1987) dividiu o regime *intermittent* em três sub-regimes: *elongated bubble*, *slug* e *churn*. O regime *elongated bubble* é considerado o caso limite do regime *slug*, quando no *slug* de líquido não existirem pequenas bolhas gasosas, enquanto o regime *churn* ocorre quando a retenção de gás no interior do *slug* de líquido atinge o valor máximo, acima do qual pode ocorrer colapso dos *slugs* de líquido.

A retenção de gás no *slug* de líquido é obtida a partir da equação que dá o diâmetro crítico da bolha na fronteira de transição de *dispersed bubble*, fornecido pela equação (2.80)

$$E_{GLS} = 1 - E_{LLS} = 0.058 \left[d_{crit} \left(\frac{2f_M}{D} U_M^3 \right)^{\frac{2}{5}} \left(\frac{\rho_L}{\sigma} \right)^{\frac{3}{5}} - 0.725 \right] \quad (2.92)$$

onde d_{crit} é o diâmetro crítico da bolha dado pelo menor de entre os valores de diâmetro previstos pelas equações (2.77) e (2.79) e f_M é o factor de atrito baseado na velocidade da mistura ($U_M = U_{GS} + U_{LS}$). Quando $E_{GLS} = 0$ obtém-se a transição *elongated bubble-slug*. Quando a retenção de gás no interior do *slug* de líquido, E_{GLS} , atinge o valor máximo de 0.52, a continuidade dos *slugs* de líquido muito “arejados” é destruída

pela aglomeração de bolhas. A formação de zonas de elevada concentração de gás no interior do *slug* de líquido resulta na transição para regime *churn*.

A transição *elongated bubble-slug* é obtida da equação (2.92) com o valor limite de $E_{GLS} = 0$. De acordo com Barnea (1987), a equação (2.92) prevê a retenção de gás no corpo principal do *slug* de líquido. Todavia, para caudais de gás relativamente elevados, especialmente em escoamentos ascendentes inclinados e verticais, desenvolve-se uma concentração local de gás atrás da bolha de Taylor devido à intensa agitação na região onde o filme líquido penetra no *slug* de líquido (zona vulgarmente designada por esteira). Deste modo, a identificação de bolhas alongadas em escoamento ascendente pode tornar-se ambígua e nem sempre consistente com a sua definição. Por causa desta dificuldade e devido ao facto de, de acordo com esta autora, a distinção entre *elongated bubble* e *slug* ser tradicionalmente considerada apenas nos escoamentos horizontais e ligeiramente inclinados, a fronteira de transição prevista é somente usada para escoamento horizontal, sendo representada pela curva *n* na Figura 2.13.

Para Barnea (1987), apesar do regime *churn* ser típico do escoamento vertical (e próximo da vertical) ascendente, a condição $E_{GLS} \geq 0.52$, que conduz à destruição do *slug* de líquido, pode ser adoptada como critério para regime *churn* em toda a gama de inclinações do tubo e caudais de fluidos. Em termos quantitativos, a transição *slug-churn* é dada pela equação (2.92) com $E_{GLS} = 0.52$. Esta transição está representada na Figura 2.13 pela curva *h*.

- Modelo de Petalas and Aziz (1998)

No regime *intermittent*, Petalas and Aziz (1998) incluem os sub-regimes *slug* e *elongated bubble*.

Como em Barnea (1987), o regime *intermittent* deixa de existir quando a retenção de gás no *slug* de líquido excede o valor da retenção associada à “densidade” máxima de bolhas dispersas ($E_{GLS} > 0.52$), ou seja, para $E_{LLS} < 0.48$ (este critério de transição está representado na Figura 2.18 pela curva *II*), com E_{LLS} calculada pela correlação de Gregory *et al.* (1978), equação (2.83).

Para baixos caudais de líquido, quando este não é suficiente para permitir a formação de *slugs* de líquido, estes autores propõem para a transição um critério adicional de $E_L \leq 0.24$ (representado pela curva I4 na Figura 2.18). Para o cálculo da retenção média de líquido no escoamento, E_L , sugerem um balanço global à fase líquida sobre a unidade de *slug* (constituída por *slug* de líquido mais bolha de Taylor). Admitindo escoamento incompressível e espessura constante da película de líquido em redor das bolhas de Taylor:

$$E_L = \frac{E_{LLS}U_{TB} + U_{GLS}(1 - E_{LLS}) - U_{GS}}{U_{TB}} \quad (2.93)$$

com E_{LLS} calculada através da equação (2.83).

As expressões usadas por Petalas and Aziz (1998) para calcular as velocidades U_{GLS} e U_{TB} são apresentadas na Secção 2.3.

Embora o regime *elongated bubble* seja definido como regime *intermittent* para o qual o *slug* de líquido não contém bolhas de gás dispersas, estes autores definem, arbitrariamente, a condição $E_{LLS} \geq 0.90$ para a existência deste regime (representada na Figura 2.18 pela curva I2).

2.2.6-TRANSIÇÃO ENTRE REGIMES DE ESCOAMENTO EM CONTRA-CORRENTE

Apesar da extensa literatura relacionada com vários aspectos do escoamento gás-líquido, com excepção do fenómeno conhecido por *flooding* (ver Secção 2.6), poucos estudos têm sido efectuados sobre escoamento em contra-corrente.

Yamaguchi and Yamazaki (1982) e Taitel and Barnea (1983) publicaram estudos sobre regimes de escoamento em contra-corrente apenas em tubos verticais. Ghiaasiaan *et al.* (1995) e Ghiaasiaan *et al.* (1997) efectuaram estudos de natureza experimental em colunas verticais e inclinadas. O trabalho de Johnston (1985) é de natureza teórica e experimental, mas refere-se apenas à transição entre os regimes *stratified* e *slug* em tubos com pequena inclinação em relação à horizontal.

2.2.6.1- Transição entre regimes de escoamento em tubos verticais

Yamaguchi and Yamazaki (1982) investigaram experimentalmente os regimes de escoamento em contra-corrente em tubos verticais com 40 e 80 mm de diâmetro interno utilizando o sistema ar-água. No mesmo trabalho apresentaram também uma correlação generalizada da retenção de gás para os regimes *bubbly* e *slug*. Estes autores determinaram o tipo de regime por observação visual e com recurso a técnicas fotográficas, tendo identificado quatro regimes de escoamento principais, geralmente observados à medida que o caudal de gás é aumentado para um caudal de líquido fixo: *bubbly*, que pode ser mantido apenas para velocidades superficiais de gás muito baixas, *slug*, que ocupa uma área grande no mapa de regimes de escoamento; *semi-annular*, que é um regime de transição entre os regimes *slug* e *annular*.

As diferenças entre as fronteiras de transição entre regimes para os casos de escoamento co-corrente ascendente e em contra-corrente são significativas. Por exemplo, com o aumento do caudal de líquido, a transição de *bubbly* para *slug* ocorre por decréscimo do caudal de gás em escoamento contra-corrente e por aumento deste caudal no caso do escoamento ser co-corrente ascendente.

A Figura 2.19 mostra os mapas de regime de escoamento para dois diâmetros de tubo utilizados. Nesses mapas, os regimes *slug* e *semi-annular* aparecem associados, pelo que se podem visualizar os pontos experimentais referentes a três regimes básicos: *bubbly*, *slug* e *annular*.

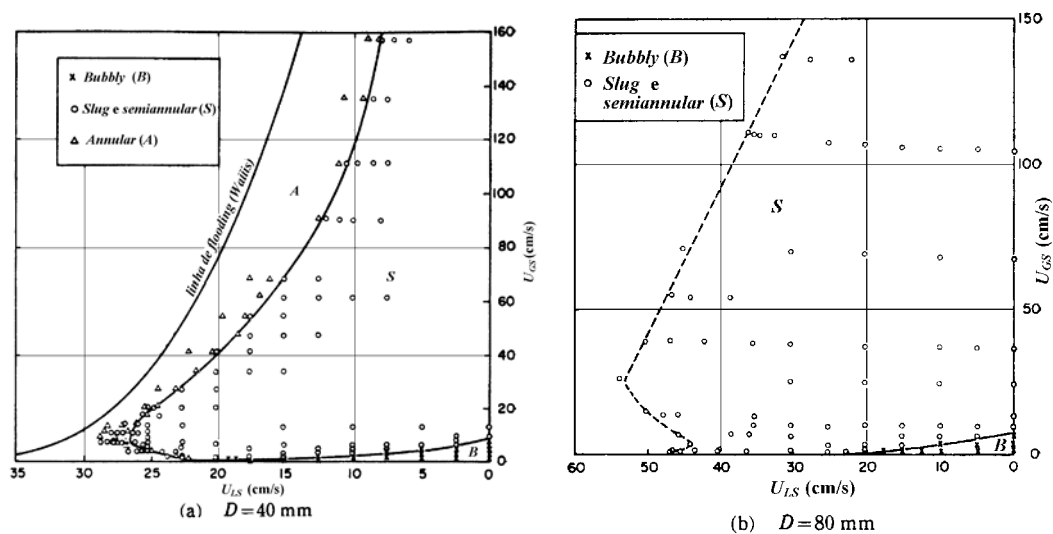


Figura 2.19- Mapas de regime de escoamento para $D=40$ e 80 mm (Yamaguchi and Yamazaki, 1982)

Taitel and Barnea (1983) apresentaram um estudo mais completo pois, para além de identificarem e caracterizarem os regimes de escoamento e de obterem os respectivos mapas, apresentaram modelos que permitem prever teoricamente as fronteiras de transição entre regimes. Nas experiências utilizaram um tubo vertical com 50 mm de diâmetro interno e os fluidos de trabalho foram ar e água à temperatura de 25° e à pressão atmosférica. Estes autores, observaram três regimes de escoamento principais, dependendo dos parâmetros de operação, como os caudais de gás e líquido, o diâmetro do tubo, as condições de entrada e de saída dos fluidos no tubo e as propriedades físicas dos fluidos: *bubble*, *slug* e *annular*. A Figura 2.20 representa esquematicamente estes regimes.

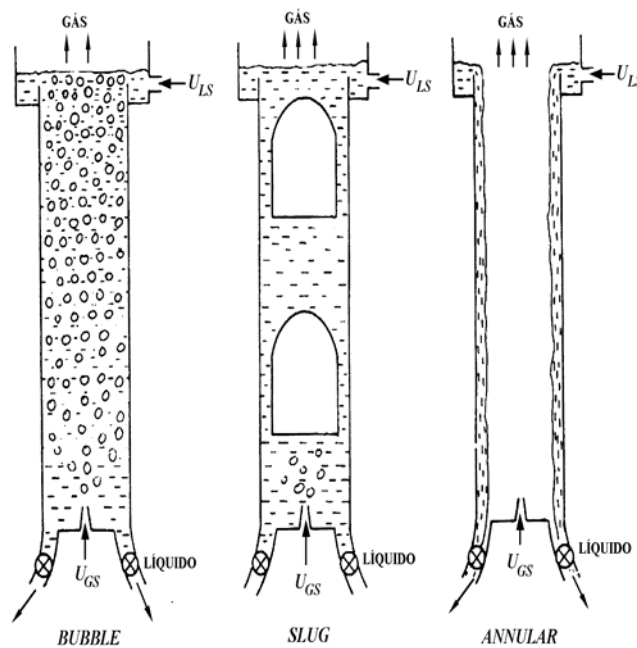


Figura 2.20- Regimes de escoamento em contra-corrente em tubo vertical (Taitel and Barnea, 1983)

O mapa de regimes de escoamento obtido por Taitel and Barnea (1983) para o sistema ar-água num tubo de 50 mm está na Figura 2.21.

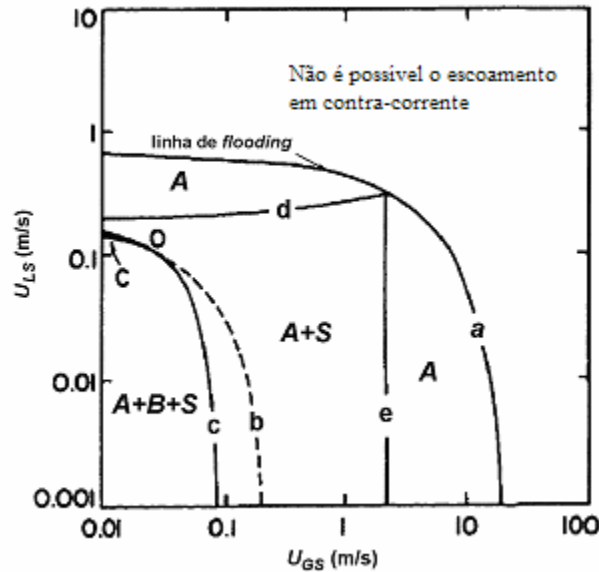


Figura 2.21- Mapa de regimes de escoamento de Taitel and Barnea (1983), para o sistema ar-água a 25°C e à pressão atmosférica em escoamento contra-corrente num tubo vertical com 50 mm de diâmetro, (A-Annular, B-Bubble e S-Slug; a, b, c, d e e representam curvas de transição entre regimes).

Os critérios de transição entre regimes, no modelo de Taitel and Barnea (1983), são apresentados a seguir.

- Transição *bubble-slug*

A relação entre as velocidades superficiais de líquido e gás, U_{LS} e U_{GS} , respectivamente, e a retenção de gás, E_G , no regime *bubble* em contra-corrente é dada por

$$U_{LS}E_G + (1 - E_G)U_{GS} = U_0E_G(1 - E_G) \quad (2.94)$$

onde U_0 é a velocidade de subida das bolhas em meio “estagnado”, dada pela correlação de Harmathy (1960), equação (2.21).

A equação (2.94) é uma equação quadrática em E_G , podendo ter duas, uma ou nenhuma solução. A condição de não solução é dada por

$$U_{LS} > U_{GS} + U_0 - \sqrt{4U_{GS}U_0} \quad (2.95)$$

Esta condição está representada na Figura 2.21 pela fronteira "b". O regime *bubble* não pode existir acima desta linha.

Para retenções de gás superiores a 0.3 as bolhas tendem a coalescer, formando bolhas de Taylor. Deste modo, no interior da região do mapa de solução definida por (2.95), o regime *bubble* pode existir apenas na sub-região onde $E_G < 0.3$. Este limite pode ser representado pela equação (2.94) bastando para tal substituir E_G por 0.3

$$0.3U_{LS} + 0.7U_{GS} < 0.21U_0 \quad (2.96)$$

A equação (2.96) corresponde à linha de transição "c" na Figura 2.21. Esta é tangente à linha que representa a fronteira "b" num único ponto representado no mapa por "O". A região à esquerda de "c" corresponde a duas soluções possíveis, uma das quais é para $E_G < 0.3$ e a outra para $E_G > 0.3$. Esta última solução não é aceitável, pelo que esta região corresponde a uma solução única para regime *bubble*. Na Figura 2.21 a região à direita de "c" e à esquerda de "b" acima do ponto "O" é a região onde em ambas as soluções $E_G > 0.3$, não sendo possível, por conseguinte, o regime *bubble*. Por se tratar de uma fronteira "imaginária", a fronteira "b" à direita de "O" é representada no mapa por uma linha a tracejado. A pequena região acima da transição "c" e abaixo de "b", quase imperceptível no mapa, corresponde a duas soluções com E_G entre 0 e 0.3. A fronteira que limita o regime *bubble* consiste, portanto, na transição "c" até ao ponto "O" (linha a traço contínuo) e a transição "b" à esquerda do ponto "O".

- Transição *slug-annular*

Taitel and Barnea (1983) incluíram no regime *slug* todos os tipos de regime *intermittent* incluindo o *churn* observado em tubos de grande diâmetro. O líquido confinado entre a bolha de Taylor e a parede do tubo circula na forma de película com escoamento descendente. É em torno da espessura desta película ou filme que é obtida a fronteira entre os regimes *slug* e *annular*.

A espessura do filme, δ_{LTB} , é obtida a partir da expressão de Wallis (1969) para queda gravítica de filme líquido, como uma função da sua velocidade média descendente, U_{LTB} , substituindo DU_{LS} por $4U_{LTB}\delta_{LTB}$, resultando na expressão seguinte

$$\frac{\delta_{LTB}}{D} = B \left[\frac{\mu_L^2}{(\rho_L - \rho_G)\rho_L D^3 g} \right]^p \left[\frac{4\rho_L U_{LTB} D}{\mu_L} \right] \quad (2.97)$$

onde B , p e q têm o valor de 0.00448, 5/6 e 3/2, respectivamente, para escoamento turbulento e os valores de 0.8667, 0.5 e 0.5 para escoamento laminar. A distinção entre escoamento laminar e turbulento é feita, ainda de acordo com o sugerido por Wallis (1969), através do número de Reynolds baseado na velocidade do filme líquido, Re_{LTB} , sendo turbulento para $Re_{LTB} > 1000$ e laminar se $Re_{LTB} < 1000$.

$$Re_{LTB} = \frac{\rho_L U_{LTB} \delta_{LTB}}{\mu_L} \quad (2.98)$$

A velocidade de subida das bolhas de Taylor, U_{TB} , é dada pela expressão de Nicklin *et al.* (1962) que apesar de desenvolvida para escoamento co-corrente, pode ser aplicada a escoamentos em contra-corrente, equação (2.33), tendo em atenção que neste tipo de escoamento a velocidade da mistura é dada por $U_M = U_{GS} - U_{LS}$, e que a constante 1.2 é válida para regime turbulento e 0.35 para líquido pouco viscoso (para mais pormenores consultar a Secção 2.3). Por outro lado, considerações de continuidade requerem que

$$U_{TB} - U_M = 4 \frac{\delta_{LTB}}{D} (U_{TB} + U_{LTB}) \quad (2.99)$$

A substituição da expressão da velocidade da bolha de Taylor, U_{TB} , ($U_{TB} = 1.2U_M + 0.35\sqrt{gD}$) na equação (2.99) permite obter

$$U_{GS} - U_{LS} = \frac{4 \frac{\delta_{LTB}}{D} U_{LTB} - 0.35\sqrt{gD} \left(1 - 4 \frac{\delta_{LTB}}{D} \right)}{0.2 - 4.8 \frac{\delta_{LTB}}{D}} \quad (2.100)$$

Admitindo a bolha de Taylor como um cilindro, a razão entre o comprimento da bolha L_{TB} e o comprimento da unidade de slug, L_U , é obtida a partir da expressão

$$\frac{L_{TB}}{L_U} = \frac{U_{GS}}{4 \frac{\delta_{LTB}}{D} U_{LTB} + (U_{GS} - U_{LS})} \quad (2.101)$$

Esta equação tem solução se L_{TB}/L_U for sempre inferior à unidade, o que acontece para

$$4 \frac{\delta_{LTB}}{D} U_{LTB} > U_{LS} \quad (2.102)$$

A equação anterior limita a existência de regime *slug*. Este regime é substituído por regime *annular* se L_{TB}/L_U se aproximar da unidade, isto é, quando o comprimento dos *slugs* de líquido que separam as bolhas de Taylor se aproximar de zero. A equação (2.102) conjuntamente com as equações (2.97) e (2.100) (as quais permitem calcular U_{LTB} e δ_{LTB}/D) está representada no mapa de regimes de escoamento pela letra "d". Esta curva limita a região de regime *slug* quando o caudal de líquido é aumentado.

Quando o caudal de gás aumenta, há uma fronteira diferente entre os regimes *slug* e *annular*, que limita a região de *slug*. Este limite atinge-se quando a velocidade relativa entre a bolha de Taylor e o filme líquido adjacente a ela atinge a condição de *flooding*, que funciona como o limite ao escoamento em contra-corrente. Por outras palavras, o regime *slug* dá lugar ao regime *annular* quando, para uma dada velocidade superficial de líquido, a velocidade superficial de gás for suficiente para provocar *flooding*. Este fenómeno, descrito com mais pormenor na Secção 2.6, é representado, entre outras expressões, pela correlação de Wallis (1969): $U_{GS}^{* 1/2} + mU_{LS}^{* 1/2} = C$, onde m e C são constantes empíricas (Taitel and Barnea (1983) assumiram $C=m=1$), U_{GS}^* e U_{LS}^* são as velocidades superficiais adimensionalizadas de *flooding* para o gás e o líquido, respectivamente, definidas na Secção 2.6.

A substituição de U_{GS} por $(1-4(\delta_{LTB}/D))U_{TB}$ e de U_{LS} por $4(\delta_{LTB}/D)U_{LTB}$ na equação $U_{GS}^{* 1/2} + mU_{LS}^{* 1/2} = C$, conjuntamente com expressão de U_{TB} permitem obter a condição seguinte que, quando satisfeita, indica a existência de regime *slug*

$$U_{GS} - U_{LS} \leq \frac{\left\{ C[gD(\rho_L - \rho_G)]^{1/4} - m \left(4 \frac{\delta_{LTB}}{D} U_{LTB} \rho_L^{1/2} \right)^{1/2} \right\}^2}{1.2 \left(1 - 4 \frac{\delta_{LTB}}{D} \right) \rho_G^{1/2}} - 0.292(gD) \quad (2.103)$$

onde, de acordo com (2.102), $U_{LTB} = U_{LS} D / 4 \delta_{LTB}$.

A condição apresentada na equação (2.103), que no mapa dos regimes de escoamento é representada pela fronteira “e”, deve ser satisfeita para que seja possível existir regime *slug*, caso contrário ocorrerá regime *annular*.

No mapa de regimes de escoamento, a fronteira representada pela curva “a” corresponde à linha de *flooding* obtida a partir da equação: $U_{GS}^{*1/2} + U_{LS}^{*1/2} = 1$. Esta curva separa a região de regime *annular* da região onde o escoamento em contra-corrente não pode ocorrer.

No mapa de regimes de escoamento da Figura 2.21 pode ver-se a zona de não solução separada pela fronteira “a” da zona onde a solução é possível. Esta está subdividida em três zonas: a região “A” onde apenas ocorre escoamento *annular*, a região “A+S” onde apenas os regimes *annular* e *slug* podem existir e a região “A+S+B” onde aparecem os regimes *annular*, *slug* e *bubble*.

O regime *annular* pode ocorrer em toda a gama de possíveis soluções sendo por isso considerado o regime dominante e o “mais natural” em escoamento contra-corrente. O regime *bubble* circunscreve-se à região “A+S+B”. Uma questão que se coloca é a de saber o que determina a existência de um regime específico numa zona onde várias soluções são possíveis. Segundo Taitel and Barnea (1983) o factor que determina a existência de um dado regime de escoamento é a queda de pressão associada às condições de saída do tubo. A queda de pressão no regime *annular* é cerca de duas a três vezes inferior à queda de pressão nos regimes *slug* e *bubble*. Portanto, o regime será *annular* se for imposta uma pressão baixa na extremidade inferior do tubo, isto é, quando o líquido puder sair do tubo sem restrições. Se forem colocadas restrições à saída do líquido, este vai acumular-se no tubo até que seja atingida uma carga hidrostática suficiente para o forçar a sair com um caudal comparável ao do escoamento *annular* sem restrições. Neste caso, ocorrerão os regimes *bubble* e *slug*. A queda de pressão nos regimes *slug* e *bubble* é principalmente o resultado da carga hidrostática,

sendo da mesma ordem de grandeza nos dois regimes na região onde ambos podem existir (zona “A+S+B”). Como no caso de escoamento co-corrente vertical (Taitel *et al.*, 1980), o regime *slug* é instável para tubos onde a velocidade de subida de uma bolha de Taylor em meio “estagnado” é superior à velocidade de subida das pequenas bolhas no *slug* de líquido. A condição é

$$0.35\sqrt{gD} > 1.53 \left[\frac{(\rho_L - \rho_G)g\sigma}{\rho_L^2} \right]^{0.25} \quad (2.104)$$

Esta condição traduz-se num diâmetro mínimo do tubo para a ocorrência de regime *bubble* estável, dado pela equação (2.23). O regime *slug* é obtido por aglomeração de bolhas. Contudo, se as bolhas se movem mais devagar que as bolhas de Taylor, o *slug* pode eventualmente ser destruído, mantendo-se o regime *bubble*. Deste modo, a região “A+S+B” resultará em regime *bubble* nos tubos de maior diâmetro e em *slug* em tubos de diâmetros inferiores. Para o sistema ar-água isto acontece para diâmetros de tubo de cerca de 50 mm. Apesar desta restrição, o regime *bubble* pode existir em tubos de pequeno diâmetro se o gás for introduzido na forma de bolhas de pequeno diâmetro, pois estas comportam-se como esferas rígidas que resistem à aglomeração. O diâmetro para as bolhas se comportarem como esferas rígidas foi estimado por Broadkey (1967), equação (2.26).

2.2.6.2- Regimes e transição entre regimes em tubos inclinados

Os estudos efectuados sobre regimes de escoamento e transição entre regimes em escoamento contra-corrente inclinado são muito poucos. Referem-se aqui os estudos de natureza experimental de Ghiaasiaan *et al.* (1995) e Ghiaasiaan *et al.* (1997) e o trabalho teórico e experimental de Johnston (1985).

Johnston (1985) estudou a transição entre os regimes *stratified* e *slug* em escoamento contra-corrente em tubos inclinados em relação à horizontal. Partindo de regime *stratified* estável para baixos caudais de líquido e gás, um aumento do caudal de líquido faz subir o seu nível dando origem à formação de ondas na interface. Quando o gás é acelerado sobre a “crista” das ondas, a pressão na fase gasosa diminui devido ao

“efeito de Bernoulli” e a onda tende a crescer. Na Figura 2.22 está representada uma onda na interface gás-líquido em regime *stratified*. Ao mesmo tempo que a velocidade do gás sobre a onda aumenta para U'_G , a pressão diminui de P para P' . As ondas podem crescer até bloquear o tubo originando regime *slug*. A transição de regime *stratified* para *slug* ocorre para a seguinte condição

$$U_G > \left[\frac{2(\rho_L - \rho_G)g \cos \theta (h'_L - h_L)}{\rho_G} \right] \frac{A_G'^2}{A_G^2 - A_G'^2} \quad (2.105)$$

onde h_L , h'_L , A_G e A'_G representam, respectivamente, o nível de líquido, o nível de líquido na zona da crista da onda, a área da secção recta do tubo ocupada por gás e a mesma área na zona da crista da onda (Figura 2.22).

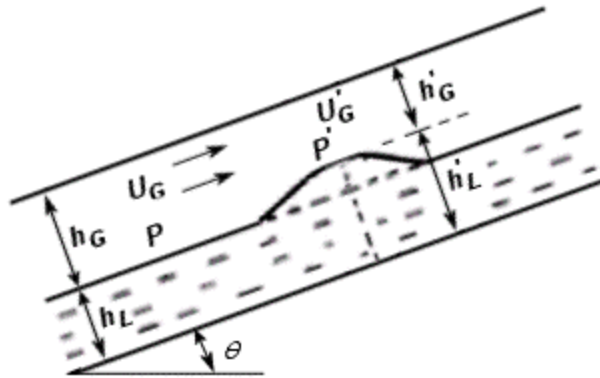


Figura 2.22- Onda na interface gás-líquido no regime *stratified* (de Johnston, 1985).

Johnston (1985) obteve a seguinte expressão

$$\frac{d \tilde{A}_L}{d \tilde{h}_L} = \sqrt{1 - (2\tilde{h}_L - 1)^2} \quad (2.106)$$

em que \tilde{h}_L é altura adimensional de líquido ($\tilde{h}_L = h_L / D$) e \tilde{A}_L é a área adimensional do líquido dada por

$$\tilde{A}_L = 0.25 \left[\pi - \cos^{-1}(2\tilde{h}_L - 1) + (2\tilde{h}_L - 1) \sqrt{1 - (2\tilde{h}_L - 1)^2} \right] \quad (2.107)$$

Ghiaasiaan *et al.* (1995) usaram nas suas experiências os fluidos ar-água, à temperatura ambiente e à pressão de 160 kPa, num tubo de 19 mm de diâmetro e 2.08 m de comprimento, fazendo ensaios para ângulos de inclinação em relação à vertical de 0°, 8°, 28°, 45° e 60°. Os autores construíram mapas de regimes de escoamento com os dados experimentais para todas as inclinações referidas.

Em escoamento vertical, os autores observaram quatro regimes de escoamento principais, que agruparam de forma não convencional, conforme se pode ver na Figura 2.23: *bubbly*, *bubbly-slug/churn-slug*, *slug* e *churn-annular*. O regime *bubbly*, observado no caso das bolhas de pequena dimensão e com poucas interações entre elas, pode ser mantido apenas para caudais de gás e de líquido muito baixos. A região do mapa de regimes de escoamento designada por *bubbly-slug/churn-slug* representa as condições onde nas porções da base e do topo do tubo existem regimes de escoamento diferentes, sendo regime *slug* no topo. O regime designado por *churn-annular* representa um regime de escoamento intermédio entre *slug* e *annular*. Nesse regime, o escoamento *annular* ocorreu em grandes porções do tubo. O aumento do caudal de gás poderá levar ao aparecimento de regime *annular* e, eventualmente, ao *flooding*.

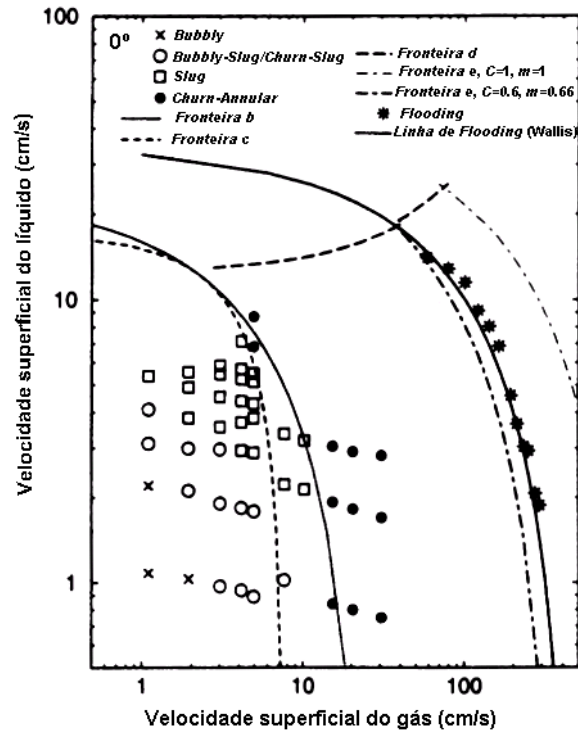


Figura 2.23- Mapa de regimes de escoamento em contra-corrente de ar-água, à temperatura ambiente e $P=160$ kPa, em tubo vertical, $D= 19$ mm (de Ghiaasiaan *et al.* 1995).

Na Figura 2.24(a) apresenta-se o mapa de regimes de escoamento para uma inclinação de 8° . Os regimes de escoamento são semelhantes aos identificados para tubo vertical, excepto para a ocorrência de regime *semistratified*, um regime de transição entre os regimes *stratified wavy* e *slug*. Nas condições experimentais Ghiaasiaan *et al.* (1995) não observaram regime *stratified* estável. Como em escoamento vertical, para um dado valor de caudal de líquido (ou velocidade superficial de líquido), os autores observaram regime *slug* até valores significativamente elevados de caudal de gás. Para uma inclinação de 8° , encontraram regime *churn* à entrada do tubo e regime *slug* mais próximo do topo numa gama alargada de caudais de líquido e gás.

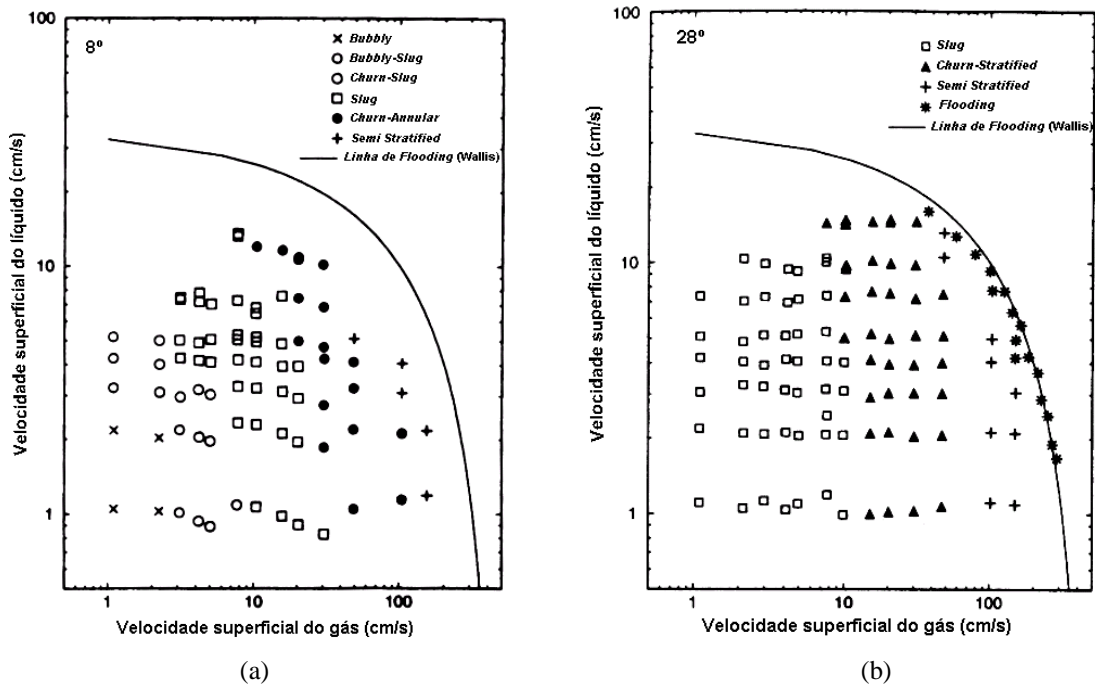


Figura 2.24- Mapa de regimes de escoamento em contra-corrente, para o sistema ar-água, à temperatura ambiente e $P=160$ kPa, num tubo com 19 mm de diâmetro interno, inclinado 8° e 28° em relação à vertical (de Ghiaasiaan *et al.* 1995).

A Figura 2.24(b), mostra o mapa de regimes de escoamento para 28° , enquanto a Figura 2.25 representa os mapas para 45° e 60° . O regime *churn-slug*, com regime *churn* na porção inicial do tubo e depois regime *slug* na porção superior da secção de teste, não foi observado em nenhuma destas três configurações. Para os três ângulos, todavia, foi observado um regime de transição entre os regimes de *slug* e o anteriormente mencionado regime *semistratified*, o qual os autores designaram por regime *churn-stratified*. Este regime é predominantemente *stratified wavy*, interrompido periodicamente por ondas do tipo *flooding* que se movem para cima. Ele ocupa porções significativas dos mapas de regimes de escoamento para as três inclinações. O regime *semistratified* representa porções relativamente pequenas de cada mapa. O regime *bubbly*, observado em escoamento vertical e inclinado 8° para baixos caudais de gás e de líquido, não se verificou para inclinações superiores a 8° .

Da observação dos mapas de regimes de escoamento constata-se que estes foram sensíveis à inclinação do tubo. Os principais regimes de escoamento observados na vertical e para 8° foram *bubbly*, *churn*, *slug*, *churn-annular* e *annular*. Para os outros

ângulos de inclinação (28°, 45° e 60°) foram observados os seguintes regimes: *slug*, *churn-stratified* e *semistratified*.

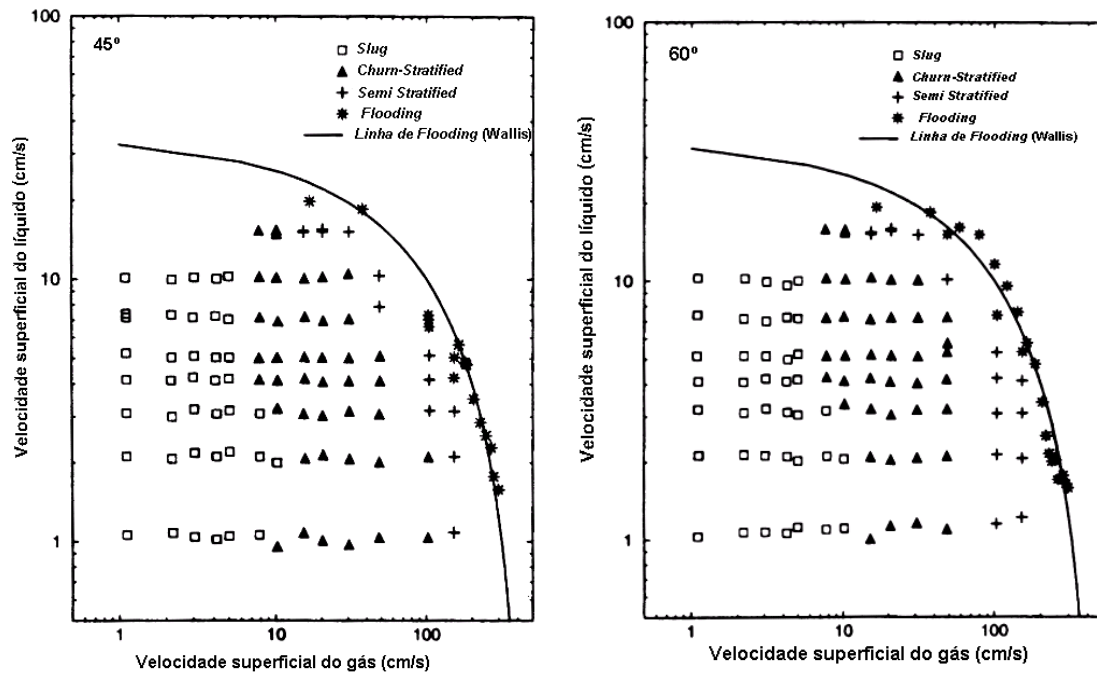


Figura 2.25- Mapa de regimes de escoamento contra-corrente de ar-água, à temperatura ambiente e $P=160$ kPa, para inclinações de 45° e 60° em relação à vertical, num tubo com 19 mm de diâmetro interno (de Ghiaasiaan *et al.* 1995).

Na sequência do trabalho de Ghiaasiaan *et al.* (1995), Ghiaasiaan *et al.* (1997) investigaram experimentalmente, entre outros parâmetros como a retenção de gás e o *flooding*, os regimes de escoamento em tubos verticais e inclinados. As experiências foram efectuadas em tubos com 19 mm de diâmetro interno e 2 m de comprimento. Para investigar a influência das propriedades do líquido nas características hidrodinâmicas referidas, usaram ar e três líquidos: água desmineralizada, óleo mineral e óleo parafínico, cobrindo uma gama de tensão superficial entre 0.0128 e 0.072 N/m e uma gama de viscosidade entre 1×10^{-3} e 1.85×10^{-1} N s/m². Utilizaram inclinações de tubo relativamente à vertical de 0°, 28° e 60° para a água, de 0°, 30° e 68°, para o óleo mineral e 0° para o óleo parafínico.

Os mapas de regimes de escoamento obtidos com ar ($P=160$ kPa e temperatura ambiente) e óleo mineral ($\rho=843.1$ kg/m³, $\sigma=0.0136$ N/m, e $\mu=3.52 \times 10^{-2}$ N s/m²) estão representados na Figura 2.26 para a vertical e na Figura 2.27 para 30° e 68°.

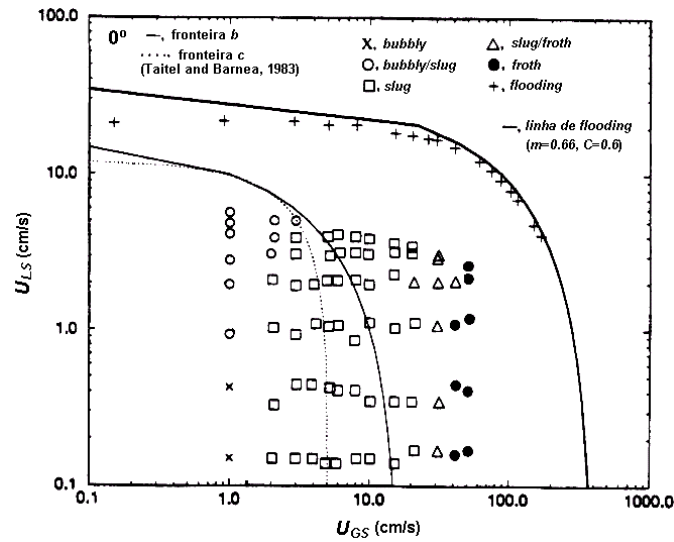


Figura 2.26- Mapa de regimes de escoamento em contra-corrente, de ar-óleo mineral, em tubo vertical, à temperatura ambiente e $P=160$ kPa, $D=19$ mm (de Ghiaasiaan *et al.* 1997).

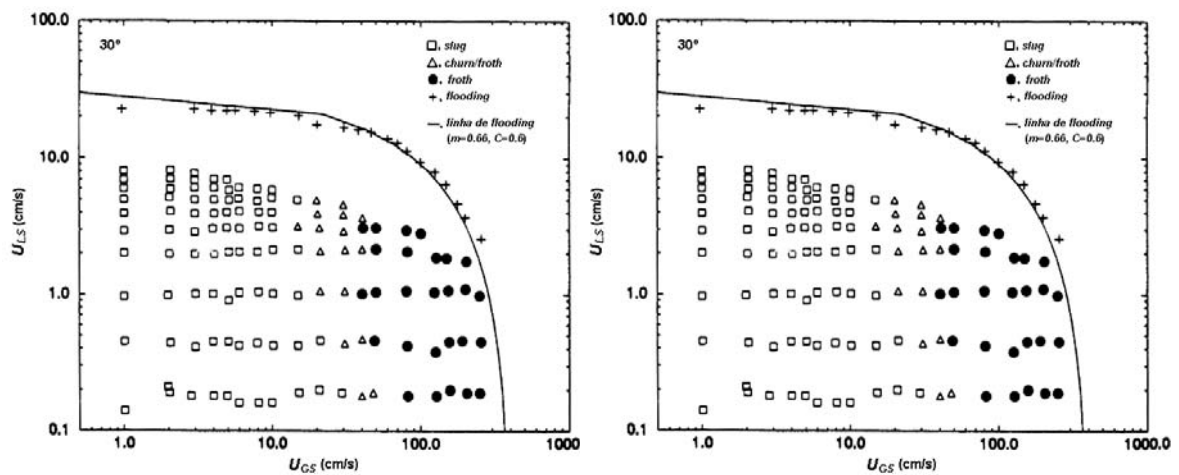


Figura 2.27- Mapa de regimes de escoamento em contra-corrente, para o sistema ar-óleo mineral, à temperatura ambiente e $P=160$ kPa, para inclinações de 30 e 68°, $D=19$ mm (de Ghiaasiaan *et al.* 1997).

Os principais regimes de escoamento encontrados para o sistema ar-água foram *bubbly*, *slug*, *churn* e *churn-annular* na configuração vertical e *slug*, *churn-stratified* e

semistratified em tubos inclinados. Para o sistema ar-óleo mineral, os regimes *slug*, *slug-froth* e *froth*, foram dominantes em todas as inclinações, apesar de ser possível observar regime *bubbly* para baixas velocidades superficiais de gás na vertical.

Nas experiências com óleo mineral, o regime de escoamento que os autores designaram por *bubbly/slug*, foi predominantemente *bubbly*, com pequenas bolhas de Taylor a formarem-se de modo intermitente na base do tubo. O regime que designaram por *froth* corresponde a um escoamento caótico com uma interface gás-líquido não discernível, sendo por conseguinte diferente do regime designado por *churn* observado nos testes com água pura. O regime designado por *slug/froth* era composto por bolhas de Taylor separadas por comprimentos relativamente longos onde o regime era *froth*.

A observação dos mapas mostra que o aumento na viscosidade do líquido expande a gama na qual o regime *slug* é dominante. Na configuração vertical pode notar-se que, com a água, dentro da gama de velocidades usada nas experiências, o regime *slug* pode existir para velocidades superficiais de gás até aproximadamente 0.13 m/s. Com o óleo mineral, o regime *slug* pôde ser observado para velocidades superficiais de gás até aproximadamente 0.22 m/s e no caso do óleo parafínico até velocidades de aproximadamente 0.40 m/s. De um modo geral e para todas as inclinações testadas, os ensaios efectuados com o óleo mineral, mostraram que o regime *slug* existe numa gama de valores da velocidade superficial de gás consideravelmente superior aos ensaios efectuados com água. É também de realçar o facto de não terem sido observados os regimes *churn-stratified* e *semi-stratified*, nas experiências efectuadas com os óleos, tendo sido “substituídos” pelos regimes *slug-froth* e *froth*. O regime *annular* foi apenas observado nos testes de *flooding*.

2.3- VELOCIDADE DE BOLHAS

É comum encontrar-se bolhas em movimento através de líquidos numa gama larga de aplicações industriais. Constituem exemplos de aplicações onde há escoamento gás-líquido, com o gás disperso na forma de bolhas no líquido, os contactadores gás-líquido (colunas de borbulhamento, absorvedores, *reboilers*, *spraying systems*, etc), sistemas de transporte de hidrocarbonetos, tratamento de águas residuais e sistemas de oxigenação em aquicultura, entre outros.

As bolhas estão normalmente associadas a dois regimes de escoamento gás-líquido muito comuns: *bubble*, onde as bolhas têm diversas formas, desde esféricas (as menores) até cápsulas esféricas (as maiores), sendo o seu tamanho reduzido quando comparado com o diâmetro da conduta e *slug* em que as bolhas têm grande volume, com diâmetro equivalente próximo ou superior ao das condutas que as contêm.

A determinação da velocidade de propagação das bolhas reveste-se de grande importância, devido às implicações que tem no cálculo de variáveis de escoamento como a retenção de gás e de líquido, a queda de pressão e a taxa de transferência de massa e de calor. Ao longo das últimas décadas tem sido objecto de muitos e variados estudos. Muitos foram dirigidos para velocidades de bolhas em tubos verticais (Dumitrescu, 1943; Harmathy, 1960; Nicklin, 1962; Nicklin *et al.*, 1962; White and Beardmore, 1962; Zuber and Findlay, 1965; Wallis, 1969), sendo em menor número os estudos efectuados em tubos inclinados (Zukoski, 1966; Bendiksen, 1984; Weber *et al.*, 1986; van Hout *et al.*, 2002).

De um modo geral, a velocidade das bolhas depende de vários factores: do seu tamanho, do diâmetro da conduta, das propriedades físicas do sistema gás-líquido, dos caudais das duas fases e da inclinação da conduta.

Quando se trata de velocidades de bolhas, é importante saber que tipo de velocidade está a ser referida. É possível distinguir algumas situações:

- Velocidade de subida de uma única bolha num líquido “estagnado”. Esta velocidade deve-se à tendência natural de subida devida à diferença de densidades e à impulsão. Neste caso não há alimentação de caudal de líquido e de gás à coluna.
- Velocidade de subida de uma nuvem de bolhas num líquido “estagnado”, após corte da alimentação do caudal de gás e de líquido. Trata-se de um caso idêntico ao anterior, só

que agora em vez de uma bolha é uma nuvem de bolhas que sobe através do líquido “estagnado” (excepto na vizinhança das bolhas).

- Velocidade de uma única bolha através de um líquido em movimento numa conduta. Neste caso há apenas alimentação contínua de caudal de líquido à coluna.

- Velocidade de bolhas em escoamento gás-líquido contínuo. É o caso mais geral, com a coluna a ser alimentada simultaneamente por gás e por líquido.

Neste capítulo, aborda-se então a velocidade das bolhas em regime *bubble* e *slug*, primeiro em tubos verticais e depois em tubos inclinados.

2.3.1-VELOCIDADE DE BOLHAS EM REGIME *BUBBLE*

2.3.1.1- Velocidade em condutas verticais

Nicklin (1962) deduziu uma expressão simples para a velocidade das bolhas, U_b , em função da retenção de gás, E_G ,

$$U_b = \frac{U_{GS}}{E_G} \quad (2.108)$$

Na dedução desta equação Nicklin (1962) admitiu que as bolhas têm a mesma velocidade e que a sua distribuição em toda a secção recta da conduta é uniforme.

O mesmo investigador deduziu também expressões em que esta velocidade resulta de um “balanço” entre três componentes: velocidade superficial de gás, U_{GS} ; velocidade superficial de líquido, U_{LS} e uma componente devida à impulsão, que traduz a tendência natural de subida das bolhas dada a diferença de densidades entre o gás e o líquido, que designaremos por U_0 . Esta velocidade depende do tamanho e espaçamento das bolhas e das propriedades do sistema.

Em escoamento gás-líquido co-corrente vertical ascendente, a expressão da velocidade das bolhas, U_{b_v} , resulta da contribuição aditiva dos caudais de líquido e de gás e de U_0 :

$$U_{b_a} = \frac{Q_L}{A_C} + \frac{Q_G}{A_C} + U_0 = U_{LS} + U_{GS} + U_0 = U_M + U_0 \quad (2.109)$$

em que U_{b_a} representa a velocidade das bolhas em movimento ascendente, Q_L e Q_G são os caudais volumétricos de líquido e gás, respectivamente, A_C é a área da secção recta da coluna, U_{LS} e U_{GS} , são as velocidades superficiais de líquido e de gás e U_M representa a velocidade da mistura ($U_M = U_{LS} + U_{GS}$).

Em escoamento co-corrente descendente, dada a tendência natural para a subida das bolhas, a sua velocidade resulta da contribuição aditiva dos caudais de líquido e de gás e da subtracção de U_0

$$U_{b_d} = \frac{Q_L}{A_C} + \frac{Q_G}{A_C} - U_0 = U_{LS} + U_{GS} - U_0 = U_M - U_0 \quad (2.110)$$

Naturalmente que as bolhas têm movimento descendente se for verificada a seguinte desigualdade: $U_{LS} + U_{GS} > U_0$. Teixeira (1998) citando o trabalho de Speece *et al.* (1980) sugere que para esta desigualdade se verificar, como segurança, a velocidade da mistura deve ser superior a 0.3 m/s.

Para o caso de se tratar de uma única bolha a subir através de um líquido que circula com velocidade U_{LS} , a sua velocidade é dada por

$$U_{b_a} = \frac{Q_L}{A_C} + U_t = U_{LS} + U_t \quad (2.111)$$

em que U_t é a velocidade terminal de subida de uma só bolha, em substituição da velocidade U_0 que diz respeito à subida de uma nuvem de bolhas.

Se estivermos perante um gás com uma velocidade superficial U_{GS} , numa coluna não alimentada por líquido, a velocidade de subida das bolhas é dada por

$$U_{b_a} = \frac{Q_G}{A_C} + U_0 = U_{GS} + U_0 \quad (2.112)$$

As expressões deduzidas por Nicklin (1962) para escoamento co-corrente podem, também, ser aplicadas a escoamento em contra-corrente como é sugerido por Ghiaasiaan *et al.* (1995). Do balanço entre os caudais de líquido e de gás e de U_0 obtém-se

$$U_{b_{ct}} = \frac{Q_G}{A_C} - \frac{Q_L}{A_C} + U_0 = U_{GS} - U_{LS} + U_0 = U_M + U_0 \quad (2.113)$$

em que $U_{b_{ct}}$ representa a velocidade (de subida) das bolhas em escoamento em contra-corrente. De notar que neste caso a velocidade da mistura é dada por $U_M = U_{GS} - U_{LS}$. Neste tipo de escoamento, terá de se verificar a condição $U_{GS} + U_0 > U_{LS}$.

Neste trabalho, se nada for dito em contrário, em todas as expressões utilizadas para calcular a velocidade, as variáveis representam quantidades positivas.

- A velocidade U_0

A velocidade de subida de bolhas em leito “estagnado”, U_0 é normalmente correlacionada com a retenção de gás, E_G , e com a velocidade terminal de subida de uma única bolha em meio estagnado, U_t . Wallis (1969) estabeleceu a seguinte relação válida para escoamento co-corrente e contra-corrente em colunas verticais

$$U_0 = U_t (1 - E_G)^n \quad (2.114)$$

em que n é um parâmetro que depende das propriedades físicas dos fluidos e do tamanho das bolhas. Whalley (1987), Bieshenvel and Gorissen (1990) e Hoefsloot and Krishna (1993) sugerem $n = 1$ para o sistema ar-água à pressão atmosférica. Tsuchiya *et al.* (1995) e Tsuchiya and Ohsaki (1997) propõem para n uma gama de valores entre 1 e 2.4, dependendo das propriedades e condições do sistema gás-líquido. Mais recentemente, para o mesmo sistema van Hout *et al.* (2002) sugeriram o valor de $n = 1.5$ para bolhas com diâmetro superior a 1.7 mm. Embora admitindo que, de um modo geral, a velocidade U_t depende do diâmetro da bolha, para estes autores esta

velocidade tende a ser constante e independente do diâmetro se este exceder o valor crítico, d_{crit} (que representa o limite a partir do qual as bolhas deixam de se comportar como esferas rígidas) dado pela equação (2.26), de Brodkey (1967). Assim, de acordo com van Hout *et al.* (2002), a velocidade terminal de uma bolha em meio “estagnado”, com $d > d_{crit}$, é constante e pode ser estimada pela relação de Harmathy (1960), equação (2.21).

Abdul-Majeed (1997) e Abdul-Majeed and Al-Mashat (2000) defendem a influência da razão entre o diâmetro das bolhas e o diâmetro do tubo (d/D) no parâmetro U_0 . A expressão apresentada para U_0 é derivada da expressão de Harmathy (1960)

$$U_0 = 1.40 \left(1 - \frac{d}{D} \right) \left(\frac{\sigma g (\rho_L - \rho_G)}{\rho_L^2} \right)^{1/4} \quad (2.115)$$

em que o diâmetro das bolhas é estimado pela seguinte expressão

$$d = \sqrt{\frac{3\sigma}{g(\rho_L - \rho_G)}} \quad (2.116)$$

Da equação (2.114) constata-se que a velocidade U_0 pode ser ligeiramente diferente da velocidade U_t , uma vez que se a densidade das bolhas for elevada poderá acarretar a sua quebra ou coalescência. Contudo, se as bolhas tiverem todas o mesmo diâmetro e se estiverem uniformemente espaçadas no leito, a diferença entre U_0 e U_t é muito baixa (Nicklin, 1962; Shen and Finch, 1996). Para o sistema ar-água, Shen and Finch (1996) realizaram ensaios com diversos caudais tendo obtido valores de U_0 entre 0.173 e 0.219 m/s. Tsuchiya *et al.* (1995) e Delnoij *et al.* (1997) realizaram experiências com água corrente tendo obtido valores de U_0 na gama 0.18-0.19 m/s e entre 0.208-0.209 m/s, respectivamente. Teixeira (1998) para o sistema oxigênio-água numa gama alargada de caudais obteve para U_0 valores entre 0.16 e 0.23 m/s. Muitos investigadores, consideram que, se os requisitos de Nicklin (1962) e de Shen and Finch (1996) forem cumpridos, pode tomar-se um valor constante para U_0 , sugerindo o valor de referência de 0.20 m/s (Whalley, 1987; Deckwer, 1991; Teixeira (1998), entre outros).

-Velocidade terminal de uma única bolha

A velocidade de subida de uma única bolha em leito “estagnado”, U_t , tem sido objecto de vários estudos, sugerindo-se na literatura diversos valores e expressões para o seu cálculo. Tipicamente, esta velocidade ocorre quando as forças que actuam sobre ela, a força de impulsão e a força de arrasto são iguais, variando a velocidade com o diâmetro da bolha. Algumas expressões são desenvolvidas para determinada gama de diâmetros pelo que não incluem na sua expressão o referido diâmetro.

Yang *et al.* (1986) mencionaram a utilização de uma equação genérica para o cálculo desta velocidade

$$U_t = \left(\frac{4\sigma g(\rho_L - \rho_G)}{C_D \rho_L^2} \right)^{0.25} \quad (2.117)$$

em que C_D é o coeficiente de arrasto. Para o sistema ar-água os autores propõem para este coeficiente o valor de $C_D = 0.44$. Delnoij *et al.* (1997) obtiveram a seguinte equação

$$U_t = \sqrt{\frac{\frac{8}{6} g(\rho_L - \rho_G)d}{C_D \rho_L}} \quad (2.118)$$

É também vulgar haver uma distinção nas fórmulas sugeridas para U_t , em função do diâmetro das bolhas, d . Assim, Deckwer (1991) apresentou as seguintes expressões:

- Para $d < 1.5$ mm:

$$U_t = 0.25^{2/3} \left(\frac{\rho_L g d}{\mu_L} \right)^{1/3} \quad (2.119)$$

- Para $2 \leq d \leq 8$ mm adoptou a relação proposta por Mendelson (1967):

$$U_t = \sqrt{\frac{2\sigma}{\rho_L d} + \frac{gd}{2}} \quad (2.120)$$

Por sua vez Treybal (1980) propõe a divisão do diâmetro em três zonas principais para o cálculo de U_t .

1) Para bolhas de pequenos diâmetros, $d < 0.7$ mm, sugere a equação baseada na lei de Stokes:

$$U_t = \frac{g(\rho_L - \rho_G)d^2}{18\mu_L} \quad (2.121)$$

2) Para diâmetros intermédios, compreendidos na gama $0.7 \text{ mm} \leq d \leq 1.4 \text{ mm}$, não apresenta correlação, sugerindo o seu cálculo através de interpolação linear fornecida pelos valores extremos de $d=0.7$ mm e $d=1.4$ mm .

3) Para diâmetros $d > 1.4$ mm aceita a fórmula de Mendelson (1967) (equação (2.120)).

Clift *et al.* (1978) no seu tratado sobre bolhas, gotas e partículas, referem a possibilidade de se poder estimar a forma das bolhas, geralmente agrupadas em três categorias (esféricas, elipsoidais e cápsulas esféricas) e a velocidade terminal, a partir de um gráfico generalizado (Figura 2.28) obtido em termos de três números adimensionais: número de Eotvos, Eo , número de Morton, M e número de Reynolds, Re , assim definidos:

$$Eo = \frac{g(\rho_L - \rho_G)d_e^2}{\sigma} \quad (2.122)$$

$$M = \frac{g\mu_L^4(\rho_L - \rho_G)}{\rho_L^2\sigma^3} \quad (2.123)$$

$$Re_t = \frac{\rho_L d_e U_t}{\mu_L} \quad (2.124)$$

onde d_e representa o diâmetro equivalente das bolhas, i.e. o diâmetro de bolhas esféricas com o mesmo volume. Obtém-se U_t do seguinte modo: primeiro calcula-se Eo e M , depois com os valores destes parâmetros obtém-se Re_t a partir do gráfico da Figura 2.28 e por fim U_t .

Whalley (1987) propôs para bolhas muito pequenas com forma esférica, que a velocidade terminal seja calculada pela fórmula baseada na lei de Stokes, equação (2.121). Para bolhas de tamanho intermédio, bolhas elipsoidais e cápsulas esféricas, que já não obedecem à lei de Stokes, propõe um procedimento semelhante ao de Clift *et al.* (1978). A forma e a velocidade terminal das bolhas são estimadas a partir do gráfico generalizado da Figura 2.28.

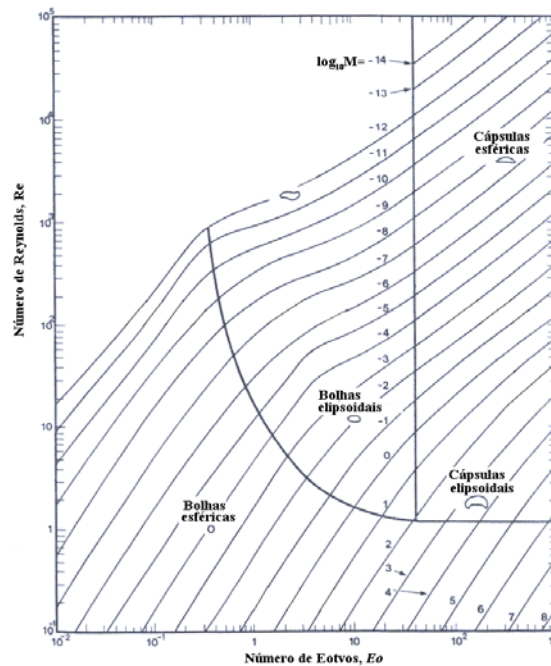


Figura 2.28- Forma das bolhas e números de Reynolds, Eotvos e Morton para velocidade de subida de uma única bolha em líquidos (Clift *et al.*, 1978).

Kay and Nedderman (1985) referem que, numa gama de valores de d compreendida entre 1 e 10 mm, U_t é independente do diâmetro das bolhas. No mesmo sentido, Whalley (1987) concluiu que para o sistema ar-água, variações no diâmetro de bolhas compreendido entre 2 mm e 20 mm, implicam alterações inferiores a 20%. Clift *et al.* (1978) primeiro e Whalley (1987) depois, baseados em diversos dados experimentais construíram para o sistema ar-água (à pressão atmosférica e à temperatura de 20°C) um gráfico de U_t em função d , representado na Figura 2.29, que justifica aquela afirmação. Pode ver-se neste gráfico que na região correspondente às bolhas elipsoidais, a curva não permite grandes variações na velocidade. De notar, que a curva superior (correspondente à água pura) na região das bolhas elipsoidais, para

$d_e > 1.3$ mm, é bem aproximada pela equação (2.120) de Mendelson (1967). Contudo, a aplicação de outras equações que não incluem o diâmetro (equivalente) como a equação de Harmathy (1960) aproximam razoavelmente bem os dados experimentais, sendo por isso esta equação uma das mais utilizadas para calcular a velocidade de subida de uma bolha em leito estagnado. Para o sistema ar-água, a velocidade varia muito pouco com o diâmetro equivalente na gama entre 1.6 e 17 mm (Whalley, 1987). A equação de Harmathy para U_t , amplamente utilizada tanto em sistemas co-corrente como em contra-corrente, é

$$U_t = 1.53 \left[\frac{g(\rho_L - \rho_G)\sigma}{\rho_L^2} \right]^{1/4} \quad (2.125)$$

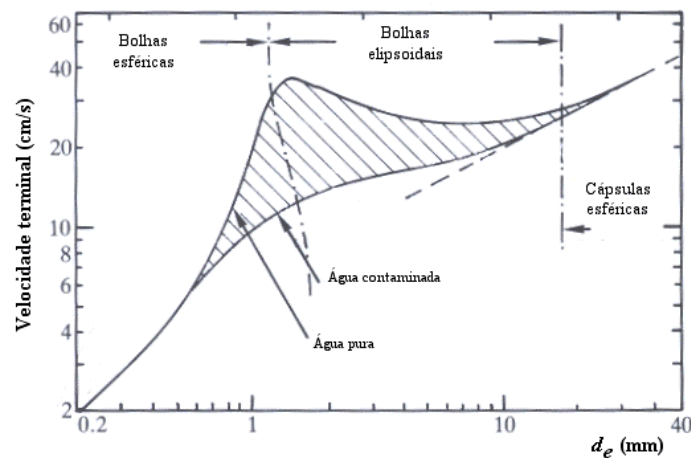


Figura 2.29- Velocidade de subida de uma bolha de ar em função do respectivo diâmetro equivalente em água estagnada (Whalley, 1987).

Para bolhas com a forma de cápsulas esféricas Whalley (1987) sugere em alternativa ao gráfico da Figura 2.29 a seguinte equação

$$U_t = 0.71 \left[g d_e \left(\frac{\rho_L - \rho_G}{\rho_L} \right) \right]^{0.5} \quad (2.126)$$

-Outras equações para o cálculo da velocidade de bolhas

Zuber and Findlay (1965) utilizando o *drift-flux model* deduziram uma relação semelhante à deduzida por Nicklin (1962) para determinar a velocidade de subida das bolhas, U_b , num escoamento gás-líquido co-corrente ascendente vertical

$$U_b = \frac{U_{GS}}{E_G} = U_M + U_i(1 - E_G)^q \quad (2.127)$$

onde q é um parâmetro empírico que varia entre 0 e 3, dependendo do diâmetro das bolhas.

Mishima and Hibiki (1996) deduziram para a mesma situação expressões que mostram a influência do diâmetro das bolhas. Usando o sistema ar-água, para diâmetros intermédios ($1 \text{ mm} < d < 20 \text{ mm}$) propuseram a seguinte equação

$$U_b = U_M + \sqrt{2} \left(\frac{\sigma g (\rho_L - \rho_G)}{\rho_L^2} \right)^{1/4} (1 - E_G)^{3/2} \quad (2.128)$$

Para valores de diâmetro baixos (inferiores a 0.5 mm) estes autores sugerem a aplicação da lei de Stokes para a velocidade terminal, sendo a velocidade das bolhas dada pela expressão:

$$U_b = U_M + \frac{1}{18} \frac{g(\rho_L - \rho_G)d^2}{\mu_L} (1 - E_G)^3 \quad (2.129)$$

Vários autores como Ansari *et al.* (1994), Abdul-Majeed (1997), Petalas and Aziz (1998) e Abdul-Majeed and Al-Mashat (2000), Wolk *et al.* (2000), entre muitos outros, utilizam expressões semelhantes às de Nicklin (1962) (equações (2.109) e (2.110)) para o cálculo da velocidade das bolhas, mas que têm em conta o facto de haver variações na concentração e na velocidade das bolhas através da secção recta da coluna. Estas variações são contabilizadas através de um parâmetro de distribuição, C_0 , introduzido inicialmente por Zuber and Findlay (1965) e que pode variar segundo estes investigadores entre 1.0 e 1.5. Os valores mais elevados estão associados a concentrações e a velocidades elevadas de bolhas sobre o eixo do tubo. Quando o escoamento de líquido é turbulento e os perfis de velocidade e concentração de bolhas

são planos, C_0 aproxima-se de 1.0. Diversos autores nos seus modelos de escoamento gás-líquido em regime *bubble* utilizam $C_0 = 1.2$. Com a introdução do parâmetro C_0 a equação geral para calcular a velocidade das bolhas é do tipo

$$U_b = C_0 U_M \pm U_0 \quad (2.130)$$

Em escoamento ascendente, a velocidade da bolha é dada por

$$U_{ba} = C_0 (U_{GS} + U_{LS}) + U_0 = C_0 U_M + U_0 \quad (2.131)$$

Em escoamento co-corrente descendente tem-se

$$U_{bd} = C_0 (U_{GS} + U_{LS}) - U_0 = C_0 U_M - U_0 \quad (2.132)$$

Em escoamento contra-corrente a equação é

$$U_{bc} = C_0 (U_{GS} - U_{LS}) + U_0 = C_0 U_M + U_0 \quad (2.133)$$

Se as condições de Nicklin (1962) e de Shen and Finch (1996), acima referidas, se verificarem, então $C_0 = 1$ e temos as expressões originais de Nicklin (1962).

Para o parâmetro C_0 , Mishima and Ishii (1984) e Wolk *et al.* (2000) propuseram valores em função da forma geométrica da secção recta da conduta, conforme consta da Tabela 2.1.

Tabela 2.1- Valores do parâmetro de distribuição C_0 para várias geometrias da secção recta da conduta segundo Mishima and Ishii (1984) e Wolk *et al.* (2000).

Geometria	Circular	Rectangular	Rômbica	Triangular (triângulo equilátero)
C_0	$1.2 - 0.2 \sqrt{\frac{\rho_G}{\rho_L}}$	$1.35 - 0.35 \sqrt{\frac{\rho_G}{\rho_L}}$	$1.50 - 0.35 \sqrt{\frac{\rho_G}{\rho_L}}$	$1.39 - 0.35 \sqrt{\frac{\rho_G}{\rho_L}}$

2.3.1.2-Velocidade em condutas inclinadas

As expressões a usar no cálculo das velocidades das bolhas (U_b) em colunas inclinadas são as mesmas que são usadas para a vertical, substituindo-se U_0 por U_0^θ :

$$U_b = C_0 U_M \pm U_0^\theta \quad (2.134)$$

Nesta equação, o sinal mais é para escoamento co-corrente ascendente e contra-corrente e o sinal menos é para escoamento co-corrente descendente.

A alteração introduzida pela inclinação, reside na velocidade de subida da nuvem de bolhas em líquido estagnado (U_0), cuja expressão é multiplicada por $\sin \theta$, como proposto por Barnea and Brauner (1985)

$$U_0^\theta = U_0 \sin \theta \quad (2.135)$$

em que U_0^θ é a velocidade U_0 numa coluna inclinada e θ é o ângulo da conduta em relação à horizontal. Atendendo à equação de Wallis (1969) que estabelece a relação entre U_0 e a velocidade terminal de subida de uma única bolha em leito estagnado, U_t , $U_0 = U_t(1 - E_G)^n$, válida tanto para escoamento co-corrente como em contra-corrente, tem-se

$$U_0^\theta = U_t(1 - E_G)^n \sin \theta \quad (2.136)$$

em que E_G é a retenção de gás e n é um parâmetro que depende das propriedades e condições do sistema gás líquido (para o sistema ar-água à pressão atmosférica, Wallis (1969) refere $n=1$)

Pétalas and Aziz (1998) para escoamentos co-corrente, para todas as inclinações de escoamento ascendente e descendente e para todas as geometrias e propriedades dos fluidos, propõem o cálculo de U_b através da equação (2.134), com $C_0=1.2$ e U_0^θ calculado por

$$U_0^\theta = 1.41 \left(\frac{\sigma g (\rho_L - \rho_G)}{\rho_L^2} \right)^{1/4} \sin \theta \quad (2.137)$$

Para obter a velocidade de pequenas bolhas dispersas no *slug* de líquido entre dois *slugs* no regime *slug*, para qualquer inclinação, Taitel and Barnea (1990) e Petalas and Aziz (1998) sugerem expressão semelhante à apresentada para regime *bubble*

$$U_{GLS} = U_b = C_0 U_M + U_0 \quad (2.138)$$

em que U_{GLS} representa a velocidade das bolhas dispersas no *slug* de líquido em regime *slug*.

Petalas and Aziz (1998) desenvolveram uma correlação empírica para calcular o parâmetro C_0 :

$$C_0 = (1.64 + 0.12 \sin \theta) Re_{ML}^{-0.031} \quad (2.139)$$

em que Re_{ML} é o número de Reynolds modificado, baseado na velocidade da mistura e nas propriedades do líquido:

$$Re_{LM} = \frac{\rho_L U_M D}{\mu_L} \quad (2.140)$$

e a velocidade U_0^θ , para qualquer inclinação, é dada a partir da expressão de Harmathy (1960), equação (2.90).

Taitel and Barnea (1990), sugerem $C_0 = 1$ para todas as inclinações do tubo. Para U_0^θ recomendam a expressão de Harmathy (1960) tendo em conta a inclinação, equação (2.90).

2.3.2-VELOCIDADE DE BOLHAS EM REGIME SLUG

Quando aumenta o volume das bolhas com forma de cápsulas esféricas, a razão entre o diâmetro equivalente da bolha e o diâmetro do tubo pode atingir o valor de 0.6 ou valores superiores ($d_e/D > 0.6$). Quando isto acontece, as bolhas passam a ser designadas por *slugs* ou bolhas de Taylor.

A velocidade das bolhas de volume elevado é um tema que tem sido muito estudado ao longo dos últimos sessenta anos. Muitos dos trabalhos referem-se à velocidade de subida através de líquidos “estagnados”. Habitualmente, o movimento destas bolhas num líquido estagnado é tratado separadamente para tubo vertical (Dumitrescu, 1943; Davies and Taylor, 1949; Nicklin *et al.*, 1962, White and Beardmore, 1962; entre outros), para tubo horizontal (Benjamin, 1968; Dukler and Hubbard, 1975; Nicholson *et al.* 1978) e tubo inclinado (Zukoski, 1966; Wallis, 1969; Bonnacaze *et al.*, 1971; Bendiksen, 1984, Alves *et al.*, 1993; Shosho and Ryan, 2001).

Ainda que em número muito inferior ao caso de tubos verticais, ao longo dos últimos quarenta anos foram vários os estudos, experimentais e teóricos, publicados sobre a velocidade de *slugs* ou bolhas de Taylor em tubos inclinados (Zukoski, 1966; Bonnacaze *et al.*, 1971; Spedding and Nguyen, 1978; Bendiksen, 1984; Weber *et al.*, 1986; Alves *et al.*, 1993; Carew *et al.*, 1995; Shosho and Ryan, 2001, Cheng and Lin, 2001; Cook and Bhenia (2001), van Hout *et al.*, 2002; entre outros).

Como no caso de escoamento em tubos verticais, também em tubos inclinados se pode distinguir a velocidade de *slugs* em líquidos “estagnados” e velocidades em regime *slug* contínuo (tubo alimentado simultaneamente com caudal de gás e de líquido).

2.3.2.1-Velocidade em condutas verticais

Os primeiros estudos sobre velocidade de bolhas de volume elevado foram feitos em tubos verticais contendo líquidos estagnados. Muitos desses trabalhos referem-se à velocidade de subida de um *slug* individual. Os trabalhos pioneiros devem-se a Dumitrescu (1943), Davies and Taylor (1949) e White and Beardmore (1962). Nicklin *et al.* (1962) publicaram um trabalho que se viria a tornar num dos mais importantes estudos sobre velocidade destas bolhas em regime *slug*.

-Velocidade de subida uma bolha individual num líquido “estagnado”

Como referido, Dumitrescu (1943) e Davies and Taylor (1949) efectuaram estudos sobre a velocidade de uma única bolha a subir em meio “estagnado” em tubo

vertical. Estes investigadores, para um *slug* a subir num líquido pouco viscoso, obtiveram a seguinte expressão

$$U_d = k_1 \sqrt{gD} \quad (2.141)$$

em que U_d é a velocidade terminal de subida de um *slug* em líquido estagnado, g é a aceleração da gravidade e D é o diâmetro do tubo. Para a constante k_1 Dumitrescu (1943) propôs 0.351 e Davies and Taylor (1949) 0.327. Igualmente para líquidos pouco viscosos, White and Beardmore (1962) obtiveram experimentalmente o valor de 0.345. Na literatura da especialidade utiliza-se normalmente $k_1 = 0.35$, sendo considerado o valor mais preciso (Alves *et al.* (1993). A validade da equação de Dumitrescu tem sido comprovada experimentalmente por vários autores.

De acordo com Withe and Beardmore (1962), Wallis (1969), Collins *et al.*, (1978), Kubie (2000), entre outros investigadores, a velocidade de subida de uma bolha através de um líquido “estagnado” num tubo vertical, U_d , é função da aceleração da gravidade, g , do diâmetro interno do tubo, D , e das propriedades do líquido (massa volúmica, viscosidade e tensão superficial).

Numa análise mais geral que não apenas para líquidos pouco viscosos, a velocidade U_d com que um *slug* sobe através de um líquido “estagnado”, resulta da interacção entre a força de impulsão e outras forças que actuam sobre a bolha, como resultado da sua forma e movimento. Se a viscosidade do gás da bolha é desprezável quando comparado com a viscosidade do líquido, para além da impulsão, há apenas três forças que são importantes (Wallis, 1969): inércia do líquido, viscosidade do líquido e tensão superficial. O balanço entre estas forças e a impulsão, faz-se com recurso à análise dimensional sendo expresso através de três grupos adimensionais

$$\frac{\rho_L U_d^2}{Dg(\rho_L - \rho_G)}; \quad \frac{\mu_L U_d}{D^2 g(\rho_L - \rho_G)}; \quad \frac{\sigma}{D^2 g(\rho_L - \rho_G)}$$

Normalmente são usadas as soluções mais simples, correspondentes aos casos em que cada um dos grupos adimensionais controla o movimento. Consideram-se assim, os seguintes casos limites:

- Inércia dominante. Se a viscosidade e a tensão superficial podem ser desprezadas U_d é obtida em termos do primeiro grupo adimensional

$$U_d = k_1 \sqrt{\frac{(\rho_L - \rho_G)}{\rho_L}} \sqrt{gD} \quad (2.142)$$

Uma outra forma de expressar U_d , é através do número de Froude, Fr , (Clift *et al.*, 1978; Whalley, 1987)

$$Fr_D = \sqrt{\frac{(\rho_L - \rho_G)}{\rho_L}} \frac{U_d}{\sqrt{gD}} \quad (2.143)$$

em que o número de Froude baseado no diâmetro do tubo, Fr_D , é constante e igual a k_1 .

Estas equações reduzem-se à equação de Dumitrescu (1943), que com $(\rho_L - \rho_G)/\rho_L \approx 1$, conduz a

$$U_d = 0.35\sqrt{gD} \quad (2.144)$$

Para condutas de secção recta rectangular de lados l_1 e l_2 com $l_2 > l_1$, a constante k_1 pode ser aproximada pela expressão seguinte (Wallis, 1969; Clift *et al.*, 1978)

$$k_1 = 0.23 + 0.13 \frac{l_1}{l_2} \quad (2.145)$$

-Viscosidade dominante. Quando a viscosidade é o factor dominante e, portanto, são desprezáveis os efeitos das forças de inércia e de tensão superficial, a velocidade é dada por

$$U_d = k_2 \frac{(\rho_L - \rho_G)gD^2}{\mu_L} \quad (2.146)$$

Esta equação foi verificada experimentalmente para tubos verticais com $k_2 = 0.0096$ (White and Beardmore, 1962) e $k_2 = 0.010$ (Wallis, 1969). Clift *et al.* (1978) sugerem o valor intermédio de $k_2 = 0.0098$.

- Tensão superficial dominante. Se a tensão superficial for dominante e, portanto, puderem ser desprezáveis os efeitos das forças de inércia e da viscosidade, a bolha não tem movimento, sendo

$$U_d = 0 \quad (2.147)$$

- Para outros casos, primeiro White and Beardmore (1962) e depois Wallis (1969), obtiveram um gráfico generalizado onde a constante k ou Fr_D é calculada em função do número de Eotvos baseado no diâmetro do tubo, Eo_D (às vezes referido como número de Bond, Bo) (White and Beardmore, 1962), ou em função do parâmetro adimensional da viscosidade inversa, N_f (Wallis, 1969), para vários valores do número adimensional de Morton, M . Estes parâmetros são definidos por (Wallis, 1969; Clift *et al.*, 1978; Whalley, 1987)

$$Eo_D = \frac{gD^2(\rho_L - \rho_G)}{\sigma} \quad (2.148)$$

$$N_f = \frac{\rho_L g^{1/2} D^{3/2}}{\mu_L} \quad (2.149)$$

$$M = \frac{g\mu_L^4}{\rho_L \sigma^3} \quad (2.150)$$

De notar que agora na definição de Eo_D é usado o diâmetro do tubo, D , em vez do diâmetro ou do diâmetro equivalente das bolhas, d_e , como acontece em regime *bubble*. A expressão de M é equivalente à equação (2.123) atendendo ao facto de o líquido ser muito mais denso que o gás.

Clift *et al.* (1978) referem que a velocidade terminal de *slugs* pode ser estimada com total segurança pela correlação gráfica geral apresentada por White and Beardmore (1962). Também Whalley (1987) construiu um gráfico generalizado semelhante, em que o número de Froude, definido como $Fr_D = U_d / \sqrt{gD}$ (que tem o mesmo significado que a constante k_1), é obtido em função de Eo_D , para vários valores de $\log_{10} M$. Este gráfico está representado na Figura 2.30.

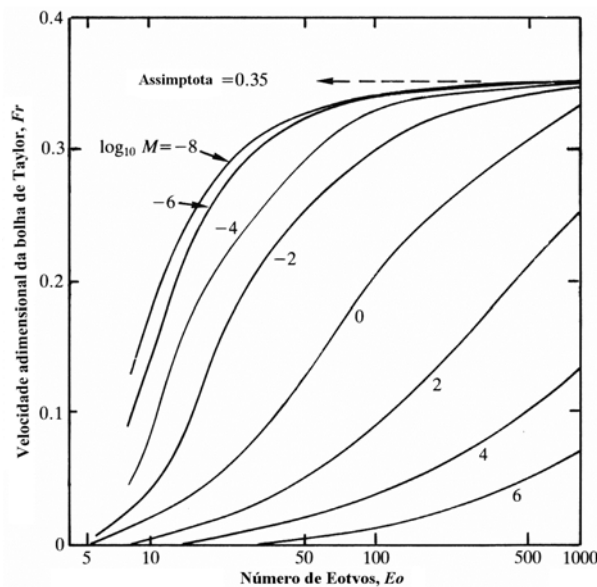


Figura 2.30- Correlação geral para a velocidade de subida de uma bolha de Taylor em líquido estagnado em tubo vertical (Whalley, 1987).

Vários investigadores estabeleceram limites para os casos anteriormente referidos. Para White and Beardmore (1962), os efeitos da tensão superficial sobre a velocidade da bolha são desprezáveis se $Eo_D > 70$, os efeitos da inércia são desprezáveis se $Fr_D < 0.05$, os efeitos da viscosidade são desprezáveis se $N_f^2 > 3 \times 10^5$, os efeitos viscosos e interfaciais são desprezáveis (dominam os efeitos inerciais) se $Eo_D > 70$ e $N_f^2 > 3 \times 10^5$, os efeitos inerciais e interfaciais são desprezáveis (dominam os efeitos viscosos) se $Fr_D < 0.05$ e $Eo_D > 70$ e os efeitos inerciais e viscosos são desprezáveis (os efeitos da tensão superficial dominam) se $Eo_D < 4$. Para Wallis (1969)

a inércia é dominante se $N_f > 300$ e $EO_D > 100$, a viscosidade é dominante se $N_f < 2$ e $EO_D > 100$ e a tensão superficial é dominante se $EO_D < 3.4$. Para Clift *et al.* (1978), as forças inerciais são dominantes (as forças de viscosidade e de tensão superficial são desprezáveis) se $EO_D > 100$ e $M \leq 10^{-6}$, a tensão superficial é dominante se $EO_D < 3.4$, condição também partilhada por Shosho and Ryan (2001), e a viscosidade é dominante se $Fr_D < 0.05$ e $EO_D > 70$. De acordo com Collins *et al.* (1978) o regime controlado pelas forças de inércia é especificado por $N_f > 300$ e $N_f^{4/3} M^{1/3} > 100$. Neste caso, a velocidade terminal de um *slug* a subir no seio de um líquido “estagnado” de baixa viscosidade num tubo com diâmetro suficientemente grande (superior a cerca de 10 mm) é bem aproximada pela equação, $U_d = 0.35\sqrt{gD}$.

Uma análise simples à equação $U_d = 0.35\sqrt{gD}$, na gama em que é aplicável, permite concluir que a velocidade é independente das propriedades físicas dos fluidos e do comprimento do *slug*, dependendo apenas do diâmetro do tubo. Contudo, a independência em relação ao comprimento do *slug* deixa de se verificar quando esse comprimento é inferior a $1.5D$ (Zukoski, 1966; Clift *et al.*, 1978; Whalley, 1987; Shosho and Ryan, 2001).

Bugg and Saad (2002) efectuaram um estudo experimental e numérico sobre o movimento de subida de uma única bolha de Taylor através de um líquido viscoso “estagnado” em tubo vertical. Usaram o sistema ar-azeite, onde o efeito da tensão superficial na velocidade do *slug* é irrelevante face aos efeitos da viscosidade e da inércia, tendo obtido $k_1=0.303$.

-Velocidade de *slugs* em regime *slug*

A velocidade de um *slug* individual através de um líquido em escoamento num tubo vertical foi objecto de estudo de um grande número de investigadores, entre eles Nicklin *et al.* (1962), Zuber and Findlay (1965), Collins *et al.* (1978) e van Hout *et al.* (2002).

Em termos gerais e para qualquer líquido, a velocidade de uma único *slug* através de um líquido em escoamento, resulta da sobreposição da velocidade da bolha

em líquido “estagnado”, U_d , e da velocidade superficial do líquido, U_{LS} , como foi proposto inicialmente por Nicklin *et al.* (1962)

$$U_{TB} = C_1 U_{LS} + U_d \quad (2.151)$$

Para um *slug* de ar a subir no seio de água em escoamento ascendente, Nicklin *et al.* (1962) obtiveram a seguinte expressão para U_{TB}

$$U_{TB} = 1.2U_{LS} + 0.35\sqrt{gD} \quad (2.152)$$

O valor da constante C_1 é baseado na suposição que a velocidade de propagação das bolhas segue a velocidade máxima local do líquido, U_{max} na frente do “nariz” da bolha (Nicklin, 1962; Bendiksen, 1984, Shemer and Barnea, 1987; Polonski *et al.*, 1999). Este coeficiente expressa a razão entre a velocidade do líquido sobre o eixo do tubo e a velocidade média do líquido. Por conseguinte $C_1 = U_{max}/U_{med}$, onde U_{med} é a velocidade média do líquido sobre a secção recta. Então, o parâmetro C_1 é aproximadamente igual a 1.2 para regime turbulento completamente desenvolvido de líquido ($Re_{LS} = \rho_L U_{LS} D / \mu_L > 4000$) e 2.0 para regime laminar ($Re_{LS} < 2100$) (Collins *et al.* 1978; Pinto *et al.*, 1998; van Hout *et al.*, 2002), o que conduz a

$$U_{TB} = 1.2U_{LS} + U_d \quad (2.153)$$

$$U_{TB} = 2.0U_{LS} + U_d \quad (2.154)$$

Nicklin *et al.* (1962) alargaram o método para o caso de a coluna ser alimentada simultaneamente por caudal de gás e de líquido (regime *slug* contínuo). Então, para escoamento turbulento ascendente, a expressão da velocidade dos *slugs* em líquidos pouco viscosos é

$$U_{TB} = \frac{Q_G}{E_G A_C} = \frac{U_{GS}}{E_G} = 1.2 \frac{Q_G + Q_L}{A_C} + 0.35\sqrt{gD} = 1.2(U_{GS} + U_{LS}) + 0.35\sqrt{gD} \quad (2.155)$$

Esta equação pode ser simplificada para casos particulares.

- Se $Q_G = 0$, (subida de apenas um *slug*) tem-se a equação (2.152).

- Se $Q_G = Q_L = 0$, a equação refere-se à subida de um *slug* individual em líquido “estagnado”, U_d .
- Se $Q_L = 0$, um caso de particular interesse pois, corresponde ao borbulhamento de gás em líquido “estagnado”, a velocidade (de subida) dos *slugs* de gás é

$$U_{TB} = 1.2U_{GS} + 0.35\sqrt{gD} \quad (2.156)$$

Se ao longo dos anos tem sido muitos os estudos efectuados sobre a velocidade de propagação de *slugs* individuais, em contraste, a velocidade de propagação destas bolhas em regime *slug* contínuo tem sido menos estudada. Nicklin *et al.* (1962) propuseram uma correlação semelhante à utilizada para a velocidade de um *slug* individual através de um líquido em escoamento, substituindo a velocidade do líquido, U_{LS} pela velocidade da mistura, U_M

$$U_{TB} = C_1U_M \pm U_d \quad (2.157)$$

em que $U_M = U_{LS} + U_{GS}$, em escoamento co-corrente e $U_M = U_{GS} - U_{LS}$ em escoamento contra-corrente. O sinal de subtração na equação (2.157) é para escoamento co-corrente descendente. Esta equação é de uso generalizado para todos os tipos de escoamento em regime *slug*, sendo usualmente $C_1=1.2$. Para escoamento co-corrente descendente Ghiaasiaan *et al.* (1997) sugerem para C_1 valores entre 0.8 e 1.

2.3.2.2-Velocidade em condutas inclinadas

i) Velocidade de subida de um *slug* individual num líquido “estagnado”

A velocidade de um *slug* individual num líquido estagnado contido em tubos inclinados foi objecto de estudo por vários investigadores, entre eles, Zukoski (1966), Bendiksen (1984), Weber *et al.* (1986), Spedding and Nguyen (1987), Alves *et al.* (1993), Shosho and Ryan (2001), Cook and Bhenia (2001) e van Hout *et al.* (2002). Na Tabela 2.2 apresenta-se um resumo dos principais estudos publicados, podendo constatar-se que maioria deles se refere à velocidade de subida de *slugs* em líquidos

newtonianos. Os estudos efectuados com fluidos não newtonianos são muito poucos e dentro destes, apenas o de Carew *et al.* (1995) utiliza tubos inclinados.

Tabela 2.2- Resumo dos estudos sobre velocidade de subida de *slugs* através de líquido “estagnado” em tubos inclinados.

Autores	Natureza do estudo	Sistema experimental	Resultados
Zukoski (1966)	Experimental	<i>Tube-draining bubbles</i> ^(*) de ar em líquidos como a água, tetracloreto de carbono, mercúrio, glicerina e soluções de etilenoglicol	Foi descrita a influência da viscosidade, da tensão superficial e da inclinação na velocidade de propagação dos <i>slugs</i>
Spedding and Nguyen (1978)	Teórico e experimental	<i>Slugs</i> e <i>tube-draining bubbles</i> de ar em água	Foi determinado o efeito da inclinação, do diâmetro do tubo e forma da bolha na sua velocidade
Bendiksen (1984)	Teórico e experimental	<i>Slugs</i> de ar em água	Foi estabelecida uma correlação para calcular a velocidade de subida de <i>slugs</i> em líquidos a partir das velocidades vertical e horizontal
Weber, Alarie and Ryan (1986)	Experimental	<i>Slugs</i> e <i>tube-draining bubbles</i> de ar em água, metanol, sucrose e soluções de xarope de milho	Foi medida a velocidade das bolhas e estabelecida uma correlação em função de vários grupos adimensionais
Alves, Shoham and Taitel (1993)	Teórico e experimental	<i>Slugs</i> de ar em querosene	Foi desenvolvida uma equação para a velocidade das bolhas
Carew, Thomas and Johnson (1995)	Experimental	<i>Slugs</i> de ar em fluidos não newtonianos	Foi desenvolvida uma correlação semi-teórica/empírica para descrever a velocidade de subida das bolhas
Shosho and Ryan (2001)	Experimental	<i>Tube-draining bubbles</i> de ar em fluidos newtonianos (água, glicerina e soluções de xarope de milho) e fluidos não newtonianos	A velocidade foi descrita em termos dos grupos adimensionais Froude, Eotvos e Morton para várias inclinações do tubo

^(*) bolha que se forma quando o líquido que enche um tubo é esvaziado por uma das extremidades mantendo-se fechada a outra.

Segundo White and Beardmore (1962) a velocidade de subida das bolhas depende do diâmetro do tubo, do material do tubo, das propriedades dos líquidos e da inclinação do tubo. Estes autores, apesar de não terem investigado em profundidade a influência do ângulo de inclinação na velocidade, obtiveram dados para inclinações até

20° em relação à vertical, tendo concluído que nesta gama a velocidade aumentava significativamente quando a coluna era inclinada em relação à vertical.

O trabalho de Zukoski (1966) é normalmente considerado pioneiro sobre a velocidade de bolhas em tubos inclinados. Todos os trabalhos realizados pelos diversos investigadores sobre esta temática, mostraram que a velocidade das bolhas em líquidos estagnados varia significativamente com a inclinação. A variação mostra uma tendência curiosa: quando o ângulo de inclinação em relação à vertical (α) aumenta, a velocidade da bolha também aumenta, atingindo um valor máximo para um ângulo de inclinação intermédio entre a vertical e a horizontal na gama $30^\circ < \alpha < 50^\circ$, voltando a diminuir se o ângulo de inclinação continuar a aumentar até à horizontal. Ver-se-á que esta tendência é igualmente verificada na velocidade das bolhas em regime *slug* contínuo em que há alimentação simultânea de gás e de líquido à coluna.

Zukoski (1966) investigou experimentalmente os efeitos da viscosidade do líquido, μ_L , da tensão superficial, σ e da inclinação do tubo medida em relação à horizontal, θ , sobre velocidade de subida de *slugs* individuais em líquido estagnado, tendo usado vários diâmetros de tubo na gama $0.005 < D < 0.178$ m. Os resultados obtidos mostram que a velocidade é independente dos efeitos da viscosidade, quando $Re_{Ld} > 400$. Em tubos inclinados, a velocidade depende do parâmetro de tensão superficial Σ . De notar que este parâmetro adimensional é uma variante do número de Eotvos, Eo_D , pois $Eo_D = 4/\Sigma$. Os parâmetros adimensionais Re_{Ld} e Σ são definidos por

$$Re_{Ld} = \frac{\rho_L U_d D}{\mu_L} \quad (2.158)$$

e

$$\Sigma = \frac{4\sigma}{(\rho_L - \rho_G)gD^2} \quad (2.159)$$

Os resultados obtidos mostram que a velocidade de subida da bolha em líquido estagnado aumenta quando a inclinação desde a horizontal também aumenta, atingindo um valor máximo para inclinações entre 35 e 45° em relação à horizontal, diminuindo depois se o ângulo continuar a aumentar até à posição vertical. Esta variação da

velocidade com a inclinação está expressa na Figura 2.31 em termos da razão entre os números de Froude, equação (2.143), para um ângulo qualquer e para a vertical, tendo o número Eo_D como parâmetro.

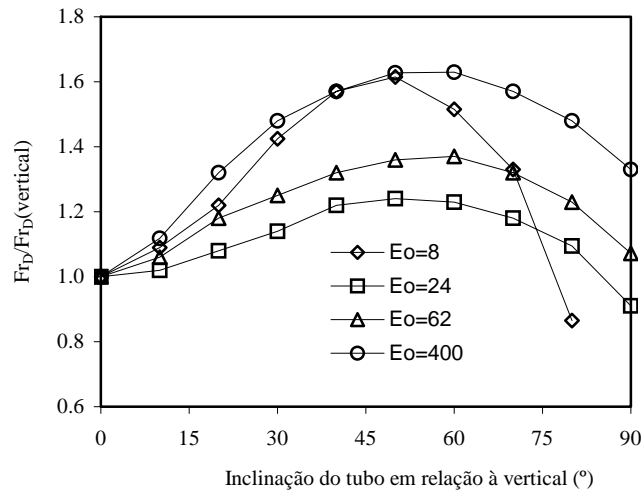


Figura 2.31- Efeito do ângulo de inclinação do tubo na velocidade de subida de bolhas de Taylor de ar em água estagnada (dados de Zukoski, 1966).

em que U_d^θ representa a velocidade de subida da bolha num tubo inclinado θ° em relação à horizontal e U_d^v é a velocidade correspondente à posição vertical.

Um dos trabalhos mais importantes sobre este assunto foi realizado por Bendiksen (1984). Este autor estudou a velocidade de propagação de bolhas individuais de volume elevado através de líquidos em escoamento em tubos com diferentes ângulos. As velocidades correspondentes à subida em líquidos estagnados, U_d , foram obtidas a partir dos gráficos das velocidades das bolhas em função da velocidade do líquido para vários ângulos, por extrapolação dos dados para velocidade zero do líquido. De acordo com o autor, para iguais condições, os valores assim obtidos para a subida de uma única bolha em líquido são concordantes com os obtidos directamente por Zukoski (1966). A velocidade de subida destas bolhas através de líquido estagnado contido em tubos inclinados foi correlacionada por Bendiksen (1984) somando as velocidades em meio estagnado para escoamento horizontal e vertical:

$$U_d^\theta = U_d^h \cos \theta + U_d^v \sin \theta \quad (2.160)$$

em que U_d^θ , U_d^h , U_d^v são, respectivamente, a velocidade de subida em tubo inclinado (θ graus em relação à horizontal), a velocidade em tubo horizontal e velocidade em tubo vertical. A expressão anterior é muito utilizada no cálculo da velocidade de *slugs* em líquido estagnado contido em colunas inclinadas. No caso particular do líquido ser pouco viscoso e o diâmetro do tubo ser suficientemente grande, tem-se

$$U_d^\theta = 0.54\sqrt{gD} \cos \theta + 0.35\sqrt{gD} \sin \theta \quad (2.161)$$

Bendiksen (1984) avaliou também a influência do ângulo de inclinação no parâmetro C_1 da equação $U_{TB} = C_1 U_{LS} + U_d$, no caso de se ter uma bolha isolada a subir através de um líquido em escoamento co-corrente. Usou diferentes gamas de caudal de líquido num tubo com $D=0.0242$ m. Para caudais de líquido relativamente baixos, com $Fr_{LS} = U_{LS} / \sqrt{gD} < 3.5$ e $Re_{LS} = \rho_L U_{LS} D / \mu_L > 6000$, obteve a seguinte correlação

$$C_1(\theta) = 1 + 0.2 \sin^2 \theta \quad (2.162)$$

Weber *et al.* (1986) apresentaram uma alteração à expressão desenvolvida por Bendiksen (1984). A expressão, apresentada em termos de número de Froude, é

$$Fr_D = Fr_D^h \cos \theta + Fr_D^v \sin \theta + Q \quad (2.163)$$

em que Fr_D^h , Fr_D^v , são os números de Froude baseados na velocidade da bolha em tubo horizontal e vertical, respectivamente, e Q é um factor de correcção baseado na diferença de velocidades na vertical e na horizontal, descrito da seguinte forma:

$$Q = 0 \quad ; \quad \text{para } \Delta Fr_D < 0$$

e

$$Q = 1.37(\Delta Fr_D)^{2/3} \sin \theta (1 - \sin \theta) \quad ; \quad \text{para } \Delta Fr_D \geq 0 \quad (2.164)$$

em que $\Delta Fr_D = Fr_D^v - Fr_D^h$.

Recentemente, Shosho and Ryan (2001) efectuaram um importante trabalho experimental sobre velocidade de subida de bolhas de grande volume em fluidos Newtonianos e não Newtonianos, em tubos verticais e inclinados. Embora o tipo de bolhas utilizado nas experiências não tenha um comprimento fixo, a velocidade de subida foi sempre independente do comprimento, uma vez que este foi sempre superior a $1.5 D$. As experiências foram efectuadas em tubos com 1.22 m de comprimento e cinco diâmetros com valor entre 12.7 mm e 38.1 mm. A velocidade de subida das bolhas foi obtida para sete inclinações (em relação à horizontal): 5° , 15° , 30° , 45° , 60° , 75° e 90° . O número de Froude (Fr_D), definido por (2.143) foi obtido em função da inclinação θ , tendo como parâmetros o número de Eotvos (Eo_D) e de Morton (M), definidos respectivamente, pelas equações (2.148) e (2.150).

Os resultados obtidos revelam, mais uma vez que, para todos os fluidos, Newtonianos e não Newtonianos, se a inclinação variar entre a horizontal e a vertical, o número de Froude aumenta, atinge um máximo e depois decresce. O valor máximo de Fr e, portanto, da velocidade de subida das bolhas, ocorreu entre 30° a 45° , para todos os fluidos Newtonianos. Para os fluidos não Newtonianos, com valores baixos de M , o máximo observado ocorreu para inclinações entre 30° e 45° e para fluidos com M elevado o valor máximo de Fr foi atingido para inclinações superiores. Os autores verificaram ainda que para fluidos Newtonianos e não Newtonianos, possuindo valores semelhantes de tensão interfacial e viscosidade, os valores de Fr eram próximos em tubos verticais, sendo que em tubos inclinados, Fr era geralmente inferior para fluidos não Newtonianos.

ii) Velocidade de bolhas em regime *slug*

A velocidade de propagação de bolhas em regime *slug* contínuo em tubos inclinados tem sido muito menos estudada que a velocidade de *slugs* individuais.

A correlação originalmente desenvolvida por Nicklin *et al.* (1962) para calcular a velocidade de *slugs* em tubos verticais, equação (2.157), é normalmente utilizada para tubos inclinados (Xiao *et al.*, 1990; Petalas and Aziz, 1998 e van Hout *et al.*, 2002).

Petalas and Aziz (1998), apesar do uso generalizado de $C_1=1.2$ na equação de U_{TB} , em regime turbulento e $C_1=2$ em regime laminar, para todas as inclinações de tubo e todos os fluidos, sugerem a sua determinação através da seguinte correlação empírica:

$$C_1 = (1.64 + 0.12 \sin \theta) Re_{LM}^{-0.031} \quad (2.165)$$

em que Re_{ML} é o número de Reynolds baseado na velocidade da mistura e nas propriedades do líquido, dado pela equação (2.140).

Para o cálculo de U_d estes autores sugerem a correlação de Zukoski (1966)

$$U_d = f_m U_{d\infty} \quad (2.166)$$

$$\text{onde } \begin{cases} f_m = 0.316 \sqrt{Re_\infty} & \text{para } f_m < 1 \\ f_m = 1, & \text{restantes casos} \end{cases}$$

$$\text{e } Re_\infty = \frac{\rho_L U_{d\infty} D}{2\mu_L}$$

em que Re_∞ e $U_{d\infty}$, representam, respectivamente, o número de Reynolds e a velocidade U_d para valores de Re muito elevados, com $U_{d\infty}$ obtido a partir da fórmula de Bendiksen (1984)

$$U_{d\infty}^\theta = U_{d\infty}^h \cos \theta + U_{d\infty}^v \sin \theta \quad (2.167)$$

Para calcular a velocidade de *slugs* em tubo horizontal e líquido estagnado, a Reynolds elevados, $U_{d\infty}^h$, é sugerida a expressão de Weber (1981)

$$U_{d\infty}^h = \left(0.54 - \frac{1.76}{Eo^{0.56}} \right) \sqrt{\frac{gD(\rho_L - \rho_G)}{\rho_L}} \quad (2.168)$$

Em tubo vertical, a velocidade $U_{d\infty}^v$ é obtida a partir da fórmula $U_d = 0.35\sqrt{gD}$ modificada para

$$U_{d\infty}^v = 0.345(1 - e^{-\beta}) \sqrt{\frac{gD(\rho_L - \rho_G)}{\rho_L}} \quad (2.169)$$

em que β é um coeficiente calculado a partir da correlação

$$\beta = Eoe^{(3.278 - 1.424 \ln Eo)} \quad (2.170)$$

Abdul-Majeed and Al-Mashat (2000) citando Hasan and Kabir (1992), sugeriram a seguinte equação para o cálculo da velocidade de *slugs* em escoamento vertical e inclinado ascendente

$$U_{TB} = 1.2U_M + 0.35\sqrt{gD \sin \theta}(1 + \cos \theta)^{1.2} \quad (2.171)$$

Mais recentemente, van Hout *et al.* (2002) efectuaram um trabalho de investigação importante com o objectivo de clarificar as condições para as quais a equação de Nicklin *et al.* (1962) usada na previsão da velocidade de bolhas em *slug* contínuo é apropriada. A sua investigação resultou na apresentação de um modelo simplificado para o cálculo da velocidade de *slugs* em *slug* contínuo em tubos inclinados. A investigação experimental realizou-se em tubos com diâmetros de 0.024 e 0.054 m e os ensaios foram efectuados com inclinações entre 0° e 90°, tendo usado o par ar-água. Os valores do parâmetro de tensão superficial, Σ , foram 0.052 para $D = 0.024$ m e $\Sigma = 0.010$ para $D = 0.054$ m.

Um dos aspectos mais importantes deste trabalho foi responder à questão de se saber se os dados obtidos para a velocidade de bolhas individuais servem para prever a velocidade de bolhas em *slug* contínuo. Neste sentido, estes investigadores efectuaram um estudo sistemático sobre as velocidades de bolhas de elevado volume, começando por medir a velocidade de bolhas únicas em líquido “estagnado”, estendendo esta medição aos *slugs* individuais em sistema co-corrente com o líquido. Depois, a velocidade de bolhas alongadas em *slug* contínuo foram determinadas e comparadas com as velocidades obtidas para bolhas individuais. Nas experiências efectuadas, U_d^v não dependeu de Σ (com $\Sigma < 0.10$ para ambos os tubos, Zukoski, 1966) sendo calculada por $U_d^v = 0.35\sqrt{gD}$. A velocidade U_d^h , pelo contrário, mostrou ser dependente de Σ , sendo obtida de acordo com Zukoski (1966) para os correspondente

valores de Σ : $U_d^h = 0.18$ m/s para $D= 0.024$ m e $U_d^h = 0.18$ m/s para $D= 0.054$ m. Estes valores foram usados para calcular a velocidade U_d para qualquer inclinação usando a equação (2.160) de Bendiksen (1984).

Os dados experimentais da velocidade de uma única bolha alongada, na forma adimensional expressa pelo número de Froude, U_d / \sqrt{gD} , apresentam-se na Figura 2.32 em função do ângulo de inclinação θ . Na mesma figura estão também incorporados os dados de velocidade de Zukoski (1966) e a previsão dada pela equação de Bendiksen (1984). Adicionalmente, as velocidades U_d estimadas (por extrapolação de dados) para *slug* contínuo são também mostradas na Figura 2.32b). Os resultados obtidos pelos dois métodos experimentais usados (processamento de imagem e fibra óptica), mostraram que U_d tem um máximo para $30^\circ < \theta < 50^\circ$. Verifica-se que há uma boa concordância dos dados experimentais com os dados de Zukoski (1966) e com os valores previstos pela correlação de Bendiksen (1984).

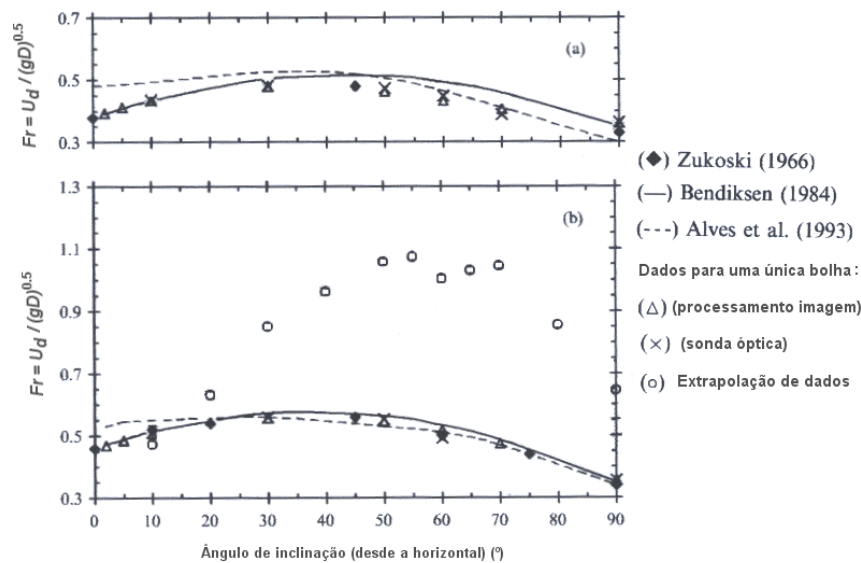


Figura 2.32- Número de Froude baseado na velocidade U_d em função do ângulo de inclinação.

(a) $D = 0.024$ m; $\Sigma = 0.052$; (b) $D = 0.054$ m; $\Sigma = 0.010$ (de van Hout *et al.*, 2002).

Os dados experimentais da velocidade de um *slug* único em escoamento co-corrente com o líquido, obtidos pela técnica do processamento de imagem, em função do ângulo de inclinação, estão apresentadas na Figura 2.33. A comparação é feita com a correlação de Nicklin, $U_{TB} = C_1 U_{LS} + U_d$, usando a correlação de Bendiksen (1984)

para calcular U_d . De um modo geral, a velocidade de um *slug* único em escoamento co-corrente com o líquido em tubos inclinados são bem previstas pela correlação de Nicklin com o uso da correlação de Bendiksen para calcular U_d .

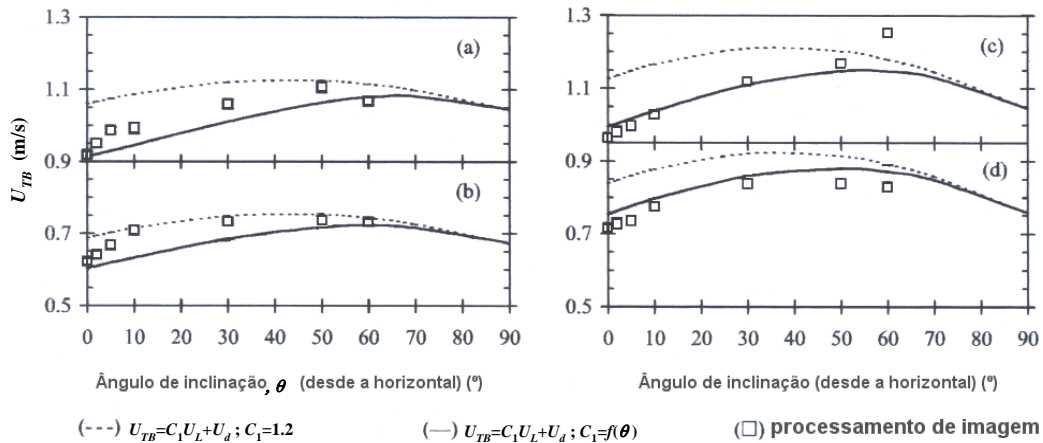


Figura 2.33- Velocidade U_{TB} de uma única bolha em escoamento co-corrente com o líquido em função da inclinação: (a) $U_M = U_{LS} = 0.73$ m/s, $D = 0.024$ m; (b) $U_M = U_{LS} = 0.42$ m/s, $D = 0.024$ m; (c) $U_M = U_{LS} = 0.66$ m/s, $D = 0.054$ m; (d) $U_M = U_{LS} = 0.42$ m/s, $D = 0.054$ m (de van Hout *et al.*, 2002).

Os valores da velocidade de *slugs* em regime *slug* contínuo, obtidos através da aplicação de tomas de fibra óptica em função da inclinação constam da Figura 2.34. Nesta figura estão também representadas as velocidades calculadas pela correlação de Nicklin, $U_{TB} = C_1 U_M + U_d$, com U_d dada pela correlação de Bendiksen (1984). Existe boa concordância entre a velocidade U_{TB} medida experimentalmente e a prevista pela correlação de Nicklin para o caso do diâmetro mais pequeno. Pelo contrário, existe uma discrepância substancial entre os valores destas velocidades para o caso do tubo de maior diâmetro conforme se mostra na Figura 2.34. Os autores concluíram que o parâmetro C_1 da correlação de Nicklin para *slug* contínuo, era próximo de 1.2 e que não havia um efeito pronunciado de θ sobre ele. Para estes investigadores, as diferenças ficam a dever-se sobretudo à utilização de valores inapropriados de U_d .

A diferença observada entre os valores de U_d para *slugs* únicos a subir em líquido estagnado e os valores de U_d obtidos por extrapolação no caso de *slug* contínuo (a partir do gráfico de $U_{TB} = C_1 U_M + U_d$ quando $U_M \rightarrow 0$), é atribuída pelos autores à presença de pequenas bolhas dispersas na região do *slug* de líquido. A coalescência das

bolhas dispersas junto do “nariz” do *slug* resulta numa velocidade do *slug* efectivamente mais elevada.

Foi desenvolvido pelos autores um modelo simples para obter um valor de U_d , que tenha em conta a absorção de bolhas dispersas no nariz do *slug* no caso de *slug* contínuo. Sendo U_d a velocidade de subida de um *slug* em meio “estagnado” e U_0 a velocidade nas mesmas condições das bolhas dispersas no *slug* de líquido, o aumento de U_d devido à coalescência de bolhas dispersas na frente do *slug* pode ser estimado a partir da relação seguinte:

$$U_{d,ef} = U_d + \frac{(U_d - U_0)E_{GLS}}{(E_{GTB} - E_{GLS})}; \text{ se } U_d > U_0 \quad (2.172)$$

onde o segundo termo do lado direito da equação representa, quando em regime *slug*, o acréscimo relativamente a U_d devido à absorção de bolhas dispersas no “nariz” do *slug*. De notar que este termo não existe quando não há bolhas dispersas ($E_{GLS} = 0$) ou quando U_d é igual a U_0 . Se $U_d < U_0$, as bolhas dispersas existem apenas na região próximo da base do *slug* e não na frente. Por isso, a retenção de gás na zona do *slug* de líquido, E_{GLS} , poderá tornar-se desprezável.

A velocidade efectiva de *slugs* em regime *slug* para qualquer inclinação, em escoamento co-corrente ascendente (os autores não se referem à sua aplicabilidade em escoamento descendente e em contra-corrente), é assim, dada por

$$U_{TB,ef} = U_{TB} + \frac{(U_d - U_0)E_{GLS}}{(E_{GTB} - E_{GLS})}; \text{ se } U_d > U_0 \quad (2.173)$$

onde U_{TB} é a velocidade dos *slugs* prevista pela correlação de Nicklin *et al.* (1962), equação $U_{TB} = C_1 U_M + U_d$.

A comparação entre os valores da velocidade dos *slugs* ($U_{TB,exp}$) obtidos experimentalmente e os valores calculados de acordo com o modelo proposto ($U_{TB,ef}$) para diferentes ângulos de inclinação, revelou boa concordância (diferenças inferiores a 15%). A Figura 2.34 mostra a velocidade da bolha em função da inclinação, no caso em

que o tubo de $D = 0.054$ m é alimentado simultaneamente com líquido e gás, com os dois fluidos a percorrem o tubo em regime *slug*.

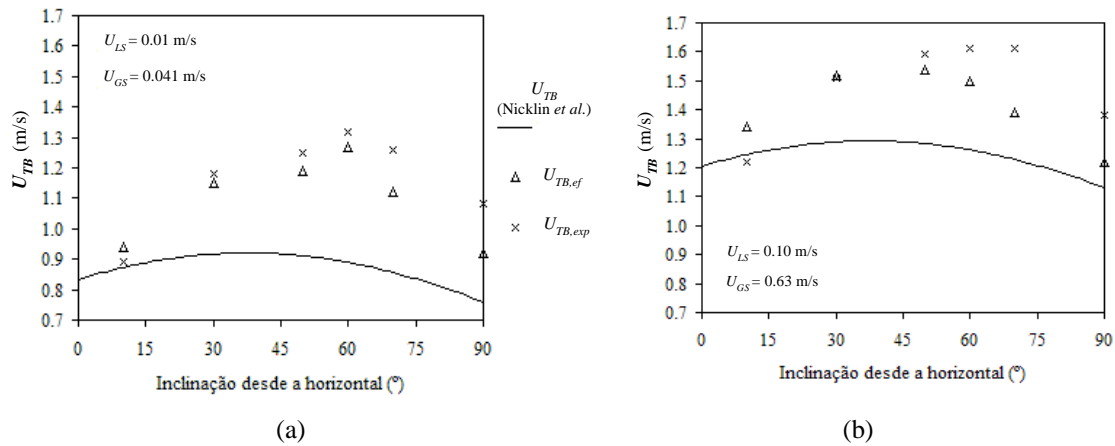


Figura 2.34- Velocidade de bolhas de Taylor em *slug* contínuo em função da inclinação. U_{TB} é a velocidade calculada pela correlação de Nicklin (1962), $U_{TB,ef}$ é calculada por van Hout *et al.*, (2002) e $U_{TB,exp}$ são os valores medidos experimentalmente. $D = 0.054$ m. (a) $U_{LS} = 0.01$ m/s; $U_{GS} = 0.41$ m/s. (b) $U_{LS} = 0.10$ m/s; $U_{GS} = 0.63$ m/s (dados de van Hout *et al.*, 2002).

2.4-RETENÇÃO DE GÁS E DE LÍQUIDO

Em escoamento gás-líquido, a retenção de gás representa a fracção volumétrica ocupada pelo gás numa determinada secção recta da coluna. Se o valor da retenção de uma das fases for conhecido, o da outra fase também o é pois, em qualquer situação, a soma das retenções de gás e de líquido é igual à unidade.

Nesta secção apresentam-se modelos e fórmulas de cálculo da retenção de gás (e de líquido) em escoamento gás-líquido, em tubos verticais e inclinados, em co-corrente e em contra-corrente, para os principais regimes: *bubble*, *slug*, *annular* e *stratified*.

São muitos os estudos publicados sobre retenção de gás e de líquido, principalmente nos regimes de escoamento *bubble* e *slug*. Os trabalhos mais importantes são os de Nicklin (1962) e Nicklin *et al.* (1962) nos quais se estabelece uma relação simples entre retenção de gás, E_G , e a velocidade das bolhas, U_b (regime *bubble*) e U_{TB} (regime *slug*), em escoamentos co-corrente em tubos verticais. A relação, que consiste na razão entre a velocidade superficial do gás e a velocidade das bolhas, tem sido utilizada de forma generalizada, não só para escoamentos em tubos verticais mas

também em tubos com qualquer inclinação, quer em escoamento co-corrente, quer em contra-corrente. A velocidade das bolhas foi o assunto abordado na Secção 2.3.

2.4.1-RETENÇÃO EM TUBOS VERTICAIS

-Regime *bubble*

A relação entre a velocidade das bolhas e a retenção de gás foi estabelecida primeiro por Nicklin (1962) para colunas de borbulhamento verticais a operar em co-corrente, e está representada na equação seguinte

$$E_G = \frac{Q_G}{U_b A_C} = \frac{U_{GS}}{U_b} \quad (2.174)$$

onde E_G é a retenção de gás no regime *bubble*, Q_G é o caudal volumétrico de gás, U_b é a velocidade das bolhas e A_C é a área da secção recta do tubo ou conduta.

Se velocidade das bolhas for calculada através das expressões de Nicklin (1962), modificadas para a fórmula geral, $U_b = C_0 U_M \pm U_0$, apresentadas na Secção 2.3, a retenção é calculada pelas equações apresentadas a seguir

- Em escoamento co-corrente ascendente (E_{G_a})

$$E_{G_a} = \frac{U_{GS}}{C_0(U_{LS} + U_{GS}) + U_0} = \frac{U_{GS}}{C_0 U_M + U_0} \quad (2.175)$$

- Em escoamento co-corrente descendente (E_{G_d})

$$E_{G_d} = \frac{U_{GS}}{C_0(U_{LS} + U_{GS}) - U_0} = \frac{U_{GS}}{C_0 U_M - U_0} \quad (2.176)$$

- Em escoamento contra-corrente ($E_{G_{ct}}$)

$$E_{G_{ct}} = \frac{U_{GS}}{C_0(U_{GS} - U_{LS}) - U_0} = \frac{U_{GS}}{C_0 U_M + U_0} \quad (2.177)$$

O parâmetro de distribuição C_0 tem normalmente um valor próximo da unidade, sendo igual a 1 se as bolhas tiverem o mesmo tamanho e se a sua distribuição for homogénea em toda a secção recta, como consta da Secção 2.3.

Vários autores, nos seus modelos de regimes de escoamento, propõem expressões para E_G derivadas das equações (2.175) a (2.177).

Ansari *et al.* (1994) no modelo elaborado para regime *bubble* em escoamento turbulento ascendente da mistura gás-líquido em tubos verticais, com as bolhas a subirem mais concentradas no centro do que próximo das paredes do tubo e, tendo em conta o efeito da retenção na velocidade das bolhas, propõem uma expressão implícita da retenção em função da velocidade, sendo E_G obtida de

$$1.53 \left[g \frac{(\rho_L - \rho_G) \sigma}{\rho_L^2} \right]^{\frac{1}{4}} (1 - E_G)^{0.5} = \frac{U_{GS}}{E_G} - 1.2 U_M \quad (2.178)$$

em que o expoente 0.5 da retenção é o que melhor se ajusta aos seus dados experimentais.

Para regime *dispersed bubble*, que consideraram em separado do regime *bubble*, Ansari *et al.* (1994), devido à distribuição uniforme das bolhas gasosas no líquido e ao facto de ocorrer para velocidades elevadas de líquido, o que permite desprezar a velocidade das bolhas em meio estagnado relativamente à velocidade da mistura, propõem o cálculo da retenção de gás através da chamada fracção volumétrica à entrada, isto é, $E_G = \lambda_G = \frac{U_{GS}}{U_M}$.

Yamaguchi and Yamazaki (1982) apresentaram uma correlação generalizada baseada na análise dimensional, para a retenção de gás em escoamento vertical em contra-corrente para os regimes *bubbly* e *slug*

$$\frac{E_G}{E_{G_0}} = 1 + (1.6 \times 10^4) Z \quad (2.179)$$

com

$$Z = \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{-0.4} \left(\frac{\mu_G}{\mu_L} \right)^{0.7} \left(\frac{\rho_L g D^2}{\sigma} \right)^{-0.45} \left(\frac{\mu_L U_{GS}}{\sigma} \right)^{1.3} \left(1 - \frac{U_{LS}}{U_{GS}} \right)^{1.8} \quad (2.180)$$

onde E_{G_0} representa a retenção média de gás no tubo para $Q_L=0$. Para calcular E_{G_0} os autores sugeriram a correlação empírica de Sudo (1980), obtida com dados experimentais em tubos com $D \geq 50$ mm:

$$E_{G_0} = \frac{Y}{KX^n} \quad (2.181)$$

onde Y , X e K são parâmetros calculados a partir das seguintes expressões

$$Y = \left(\frac{\sigma}{g \rho_L D^2} \right)^{0.064} \left(\frac{\mu_G}{\mu_L} \right)^{0.125} \quad (2.182)$$

$$X = \left[\left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{0.2} \left(\frac{\mu_G}{\mu_L} \right)^{0.82} \right] \left(\frac{\mu_G U_{GS}}{\sigma} \right) \quad (2.183)$$

$$K = 5.23 \times 10^{-3}, n = -0.704 ; \text{ para } X < 5 \times 10^{-4}$$

$$K = 9.30 \times 10^{-2}, n = -0.325 ; \text{ para } 5 \times 10^{-4} \leq X \leq 4 \times 10^{-3}$$

$$K = 5.40 \times 10^{-1}, n = 0; \text{ para } X > 4 \times 10^{-3} \quad (2.184)$$

-Regime slug

Nicklin *et al.* (1962) estabeleceram uma equação semelhante à de Nicklin (1962), que relaciona a retenção de gás e a velocidade de *slugs* em regime *slug*

$$E_G = \frac{U_{GS}}{U_{TB}} \quad (2.185)$$

Expressões idênticas às usadas para regime *bubble* podem ser apresentadas para regime *slug*, bastando para tal substituir a velocidade das bolhas U_b pela velocidade dos *slugs*, $U_{TB} = C_1 U_M \pm U_d$. Tem-se então

- Para escoamento co-corrente ascendente

$$E_{G_d} = \frac{U_{GS}}{C_1(U_{LS} + U_{GS}) + U_d} = \frac{U_{GS}}{C_1 U_M + U_d} \quad (2.186)$$

-Para escoamento co-corrente descendente

$$E_{G_d} = \frac{U_{GS}}{C_1(U_{LS} + U_{GS}) - U_d} = \frac{U_{GS}}{C_1 U_M - U_d} \quad (2.187)$$

-Em escoamento contra-corrente

$$E_{G_d} = \frac{U_{GS}}{C_1(U_{GS} + U_{LS}) + U_d} = \frac{U_{GS}}{C_1 U_M + U_d} \quad (2.188)$$

O valor do parâmetro de distribuição C_1 utilizado normalmente é 1.2 para escoamento turbulento de líquido e 2.0 no caso de regime laminar.

O significado de todos os parâmetros e variáveis usados nas expressões anteriores para calcular a retenção de gás num escoamento gás-líquido em regime *slug*, assim como as várias expressões utilizadas para os calcular, foram apresentados na Secção 2.3.

O cálculo da retenção de gás em regime *slug* pelas equações anteriores não tem em linha de conta o gás disperso em pequenas bolhas no chamado *slug* de líquido, zona entre dois *slugs* de gás consecutivos. Neste regime há que distinguir várias retenções. Para além da retenção de gás, E_G , e de líquido, E_L , sobre toda a unidade do *slug*, há ainda a considerar as retenções de gás (E_{GTB}) e de líquido (E_{LTB}) na zona da bolha e E_{GLS} e E_{LLS} na zona do *slug* de líquido (sendo $E_{GTB} + E_{LTB} = 1$ e $E_{GLS} + E_{LLS} = 1$). As

velocidades de gás e de líquido na zona da bolha são representadas por U_{GTB} e U_{LTB} , respectivamente, e na zona do *slug* de líquido por U_{GLS} e U_{LLS} (ver Figura 2.9).

A retenção média de gás (ou de líquido), em regime *slug*, é calculada a partir da equação de balanço material ao gás (ou ao líquido) aplicada à unidade de *slug*. Para o gás

$$E_G = \frac{E_{GLS} L_{LS} + \int_0^{L_{TB}} E_{GTB} dx}{L_U} \quad (2.189)$$

onde a retenção de líquido na zona da bolha alongada, E_{LTB} , é integrada sobre o seu comprimento.

Admitindo que a espessura da película de líquido entre a bolha de Taylor e o tubo é constante, tem-se

$$E_G = \frac{E_{GLS} L_{LS} + E_{GTB} L_{TB}}{L_U} \quad (2.190)$$

Ansari *et al.* (1994) calculam as várias retenções de modo indirecto através da resolução de um conjunto de equações que envolvem balanços de massa e expressões explícitas para determinadas variáveis.

De acordo com a Figura 2.9, um balanço global de massa ao gás e ao líquido, permite escrever, respectivamente, as seguintes equações:

$$U_{GS} = \beta_{TB} U_{GTB} E_{GTB} + (1 - \beta_{TB}) U_{GLS} E_{GLS} \quad (2.191)$$

$$U_{LS} = (1 - \beta_{TB}) U_{LLS} E_{LLS} - \beta_{TB} U_{LTB} E_{LTB} \quad (2.192)$$

em que $\beta_{TB} = \frac{L_{TB}}{L_U}$

Balanços de massa ao líquido e ao gás aplicados a duas secções transversais em relação a um sistema de coordenadas que se move à velocidade da bolha de Taylor permitem escrever

$$(U_{TB} - U_{LLS})E_{LLS} = [U_{TB} - (-U_{LTB})]E_{LTB} \quad (2.193)$$

$$(U_{TB} - U_{GLS})(1 - E_{LLS}) = (U_{TB} - U_{GTB})(1 - E_{LTB}) \quad (2.194)$$

Para calcular a velocidade de subida da bolha de Taylor, U_{TB} , os autores recorrem à de Nicklin *et al.* (1962) com U_d calculada pela equação (2.144) de Dumitrescu (1943)

$$U_{TB} = 1.2U_M + 0.35 \left[\frac{gD(\rho_L - \rho_G)}{\rho_L} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.195)$$

De modo semelhante, a velocidade das bolhas dispersas no *slug* de líquido, U_{GLS} , é calculada a partir de

$$U_{GLS} = 1.2U_M + 1.53 \left[\frac{g(\rho_L - \rho_G)\sigma}{\rho_L^2} \right]^{\frac{1}{4}} E_{LLS}^{0.5} \quad (2.196)$$

A velocidade do filme líquido (descendente) na zona da bolha de Taylor é correlacionada com a espessura do filme, δ_{LTB} , de acordo com a expressão

$$U_{LTB} = \sqrt{196.7 g \delta_{LTB}} \quad (2.197)$$

onde a espessura constante do filme de líquido em torno da bolha de Taylor, δ_{LTB} , pode ser expressa, de acordo com os autores, em termos da retenção de gás na zona da bolha

$$U_{LTB} = 9.916 \left[gD(1 - \sqrt{E_{GTB}}) \right]^{0.5} \quad (2.198)$$

A retenção de gás no *slug* de líquido é obtida a partir da correlação de Fernandes *et al.* (1986)

$$E_{GLS} = \frac{U_{GS}}{2.65(U_{GS} + U_{LS}) + 0.425} \quad (2.199)$$

Os autores combinaram algebricamente as várias equações que acabamos de apresentar obtendo a equação seguinte

$$(9.916\sqrt{gD})\left(1-\sqrt{1-E_{LTB}}\right)^{0.5} E_{LTB} - U_{TB}(1-E_{LTB}) + \bar{A} = 0 \quad (2.200)$$

onde

$$\bar{A} = E_{GLS}U_{TB} + (1-E_{GLS})\left\{U_M - E_{GLS}\left[1.53\left(\frac{g(\rho_L - \rho_G)\sigma}{\rho_L^2}\right)^{0.25} (1-E_{GLS})^{0.5}\right]\right\} \quad (2.201)$$

Com U_{TB} e E_{GLS} calculadas, respectivamente, pelas equações (2.195) e (2.199), \bar{A} é determinado pela equação (2.201). A equação (2.200) é depois usada para obter a retenção E_{LTB} com uma solução que passa por um método iterativo. As várias equações apresentadas permitem calcular todas as variáveis do regime *slug*: U_{TB} , E_{GLS} , E_{LTB} , U_{LTB} , U_{LLS} , U_{GLS} , U_{GTB} , β_{TB} . Para o cálculo do comprimento do *slug* de líquido, L_{LS} , os autores admitem que $L_{LS} = 30D$ (30 é o valor intermédio entre 16 e 45, segundo o estudo de Dukler *et al.* (1985)). Os comprimentos L_U e L_{TB} são calculados a partir de β_{TB} e de $L_U = L_{TB} + L_{LS}$.

-Regime *annular*

Para regime *annular* Ansari *et al.* (1994) apresentaram uma expressão para calcular a retenção de líquido no núcleo de gás, λ_{LN} , considerando que o núcleo é uma mistura homogénea de gás e de gotas de líquido arrastadas circulando à mesma velocidade

$$\lambda_{LN} = \frac{F_E U_{LS}}{U_{GS} + F_E U_{LS}} \quad (2.202)$$

em que F_E representa a fracção de líquido total arrastado no núcleo, dada por Wallis (1969):

$$F_E = 1 - \exp[-0.125(U_{crit} - 1.5)] \quad (2.203)$$

onde

$$U_{crit} = 10^4 \frac{U_{GS} \mu_G}{\sigma} \left(\frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{0.5} \quad (2.204)$$

2.4.2-ESCOAMENTO EM TUBOS INCLINADOS

Para um dado regime de escoamento, a retenção de gás em escoamento gás-líquido depende, entre outros factores, das propriedades físicas dos fluidos, dos caudais das duas fases e do diâmetro e da inclinação da conduta. Nesta secção aborda-se o efeito da inclinação e apresentam-se fórmulas de cálculo da retenção em condutas inclinadas.

As equações (2.174) e (2.185) podem aplicar-se a escoamentos inclinados (Xiao *et al.*, 1990; Petalas and Aziz, 1998); entre outros), para calcular a retenção de gás em regime *bubble* e *slug*, respectivamente, bastando para tal usar as expressões apropriadas no cálculo da velocidade das bolhas, apresentadas na Secção 2.3.

Tinge and Drinkenburg (1986) estudaram a influência de pequenas inclinações do tubo em relação à vertical na retenção de gás em colunas de borbulhamento a funcionar em regime *batch*. Usaram o sistema ar-água e colunas com diâmetro interno de 22, 58 e 103 mm, a operar à temperatura de $20 \pm 2^\circ \text{C}$ e à pressão atmosférica. A influência de pequenas inclinações (inferiores a 2°) em relação à vertical na retenção de gás está representada na correlação seguinte:

$$E_G^\alpha = E_G^v (1 - C\alpha) \quad (2.205)$$

com $\alpha < 0.04 \text{ rad.}$, $U_{GS} < 0.05 \text{ m/s}$ e $C = 2.3 \text{ rad}^{-1}$ e em que E_G^α representa a retenção de gás na coluna inclinada α radianos em relação à vertical, enquanto E_G^v representa a retenção na coluna vertical. A correlação mostra que desvios muitíssimo pequenos da posição vertical têm relativamente pouca influência na retenção de gás, sobretudo para baixos caudais de gás (U_{GS} inferior a $2.5 \times 10^{-2} \text{ m/s}$). Para caudais de gás mais elevados, esta influência aumenta com o próprio caudal. Para inclinações maiores (por exemplo 2°), os resultados experimentais obtidos e a correlação mostram que a retenção de gás diminui significativamente quando a posição da coluna se afasta da vertical. Isto poderá

explicar-se com o facto de maiores caudais de gás conduzirem a um aumento da coalescência das bolhas que é potenciada quando a coluna é desviada da posição vertical, levando a maiores velocidades de subida das bolhas e consequentemente menores retenções de gás.

Vários autores efectuaram estudos sobre o efeito de pequenas inclinações em relação à horizontal na retenção de gás, entre eles, Bonnacaze *et al.*, 1971; Gregory *et al.*, 1978; Spedding *et al.*, 1990; Xiao *et al.*, 1990; Spedding *et al.*, 1998; Abdul-Majeed, 2000.

Spedding *et al.* (1998) efectuaram um estudo experimental obtendo dados de retenção de líquido para escoamento co-corrente de ar-água num tubo de 50.8 mm de diâmetro e para três inclinações em relação à horizontal: -5° (escoamento descendente), 0° e $+5^\circ$ (escoamento ascendente).

Os dados da retenção de líquido para as três inclinações estudadas constam da Figura 2.35 para $U_{LS}=4.11 \times 10^{-2}$ m/s.

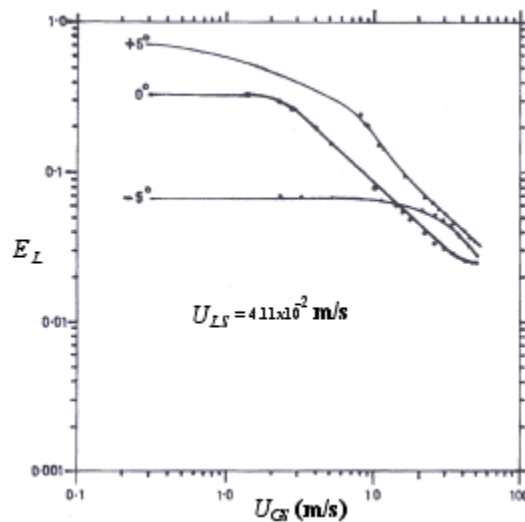


Figura 2.35- Efeito do ângulo de inclinação (em relação à horizontal) sobre a retenção de líquido em função da velocidade superficial do gás para $U_{LS}= 4.11 \times 10^{-2}$ m/s num tubo de $D=50.8$ mm e para o sistema ar- água (Spedding *et al.*, 1998).

Da Figura 2.35 constata-se que, para iguais condições de escoamento, os valores mais elevados de E_L ocorrem para a inclinação $+5^\circ$. De acordo com os autores, para valores baixos de U_{GS} formou-se o regime *slug* para $+5^\circ$, em contraste com o regime

stratified formado para escoamento horizontal e inclinado -5° . Em geral, a retenção de líquido em regime *stratified* é menor que em regime *slug*. Com o aumento do caudal de gás, após um “percurso” quase paralelo, a retenção de líquido tende a convergir pois, desenvolveu-se o mesmo regime, *annular*, para as três inclinações. Em geral, no escoamento ascendente a retenção de líquido é maior devido à tendência para se formar regime *slug*.

Estudos efectuados sobre retenção de gás em escoamento em contra-corrente em tubos inclinados são em número reduzido. Entre esses estudos estão os de Ghiaasiaan *et al.* (1995) e Ghiaasiaan *et al.* (1997).

Ghiaasiaan *et al.* (1995) efectuaram experiências usando ar e água à temperatura ambiente (25 a 27°C) e à pressão de 160 kPa, em tubos com diâmetro interno de 19 mm e 2.08 m de comprimento. A velocidade superficial de líquido variou entre 0 e 0.10 m/s e a velocidade superficial de gás entre 0 e 1.50 m/s. Foram testadas cinco inclinações em relação à vertical, α : 0°, 8°, 28°, 45° e 60°. Os dados de retenção constam da Figura 2.36, para $U_{LS} = 0.03$ m/s, e da Figura 2.37, para $U_{LS} = 0.05$ m/s, podendo constatar-se um efeito significativo da inclinação sobre a retenção de gás.

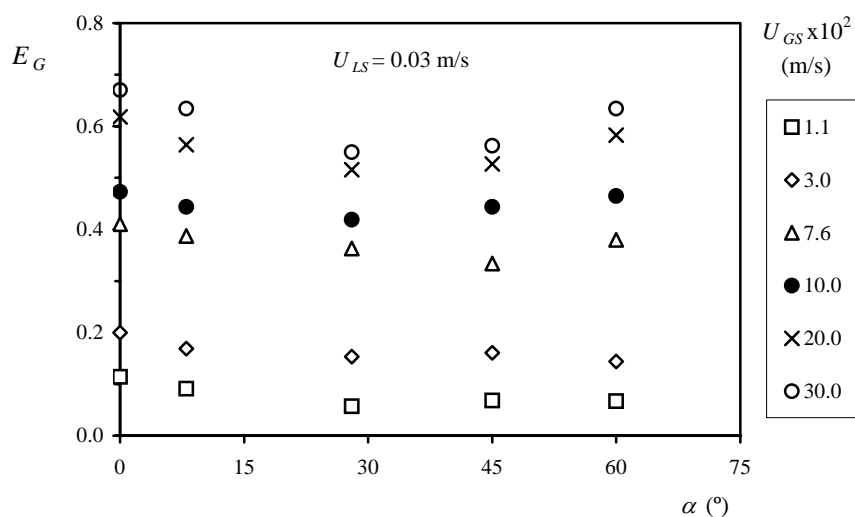


Figura 2.36- Efeito da inclinação sobre a retenção média de gás em escoamento contra-corrente de ar-água, para $U_{LS}=0.03$ m/s (dados de Ghiaasiaan *et al.*, 1995).

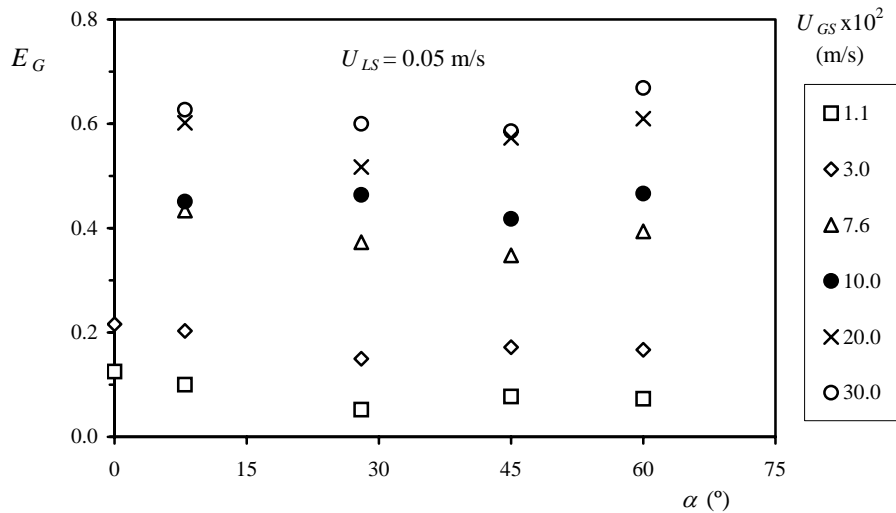


Figura 2.37- Efeito da inclinação sobre a retenção média de gás em escoamento contra-corrente de água, para $U_{LS}=0.05$ m/s (dados de Ghiaasiaan *et al.*, 1995).

A Figura 2.36 e a Figura 2.37 mostram que, em geral, a retenção média de gás diminui com o aumento de α até cerca de 45° , invertendo-se a tendência para inclinações maiores, comportamento particularmente notório em regime *slug*. Este comportamento é consistente com os dados da velocidade axial das bolhas de Taylor em tubos inclinados (Zukoski, 1966; Bendiksen, 1984; entre outros) e com os nossos dados experimentais obtidos em borbulhadores de anteparos perfurados. Como seria de esperar, a retenção de gás aumenta quer com a velocidade superficial de gás quer com a velocidade superficial de líquido. Com o aumento do caudal de gás aumenta a quantidade de gás presente na coluna, sendo que o aumento da velocidade superficial de líquido reduz a velocidade da fase gasosa como resultado da força de arrasto exercida pelo líquido sobre o gás. Esta tendência verifica-se em todos os regimes de escoamento e inclinações.

Ghiaasiaan *et al.* (1997) efectuaram experiências usando ar e três líquidos diferentes: água desmineralizada ($\rho=996$ kg/m³, $\mu=0.895 \times 10^{-3}$ N s/m², $\sigma=0.072$ N/m), óleo mineral ($\rho=843.1$ kg/m³, $\mu=2.9 \times 10^{-2}$ N s/m², $\sigma=0.0136$ N/m) e óleo parafínico ($\rho=871.4$ kg/m³, $\mu=1.85 \times 10^{-1}$ N s/m², $\sigma=0.0128$ N/m). As experiências decorreram à temperatura ambiente e à pressão de 160 kPa em tubos com 19 mm diâmetro interno e 2 m de comprimento. Com o sistema ar-água e ar-óleo mineral foram ensaiados três valores de α : 0° , 30° e 68° , sendo o par ar-óleo parafínico testado apenas a 0° .

Os dados de retenção média de gás obtidos a 0° constam da Figura 2.38. Com os sistemas ar-água e ar-óleo mineral observaram-se os regimes *bubble*, *slug* e *annular* e com ar-óleo parafínico observou-se apenas regime *slug*.

Constata-se da Figura 2.38 que os valores da retenção de gás variam com as propriedades físicas dos fluidos, como seria de esperar. De acordo com Ghiaasiaan *et al.* (1997) para $U_{GS} \leq 0.05$ m/s e $U_{LS} \leq 0.03$ m/s, predominou regime *bubble* no sistema ar-água e nos sistemas ar-óleo mineral e ar-óleo parafínico predominou regime *slug*. Para $U_{GS} > 0.05$ m/s a situação inverte-se: predominam os regimes *churn* e *annular* no sistema ar-água enquanto que nos sistemas ar-óleos predomina o regime *slug*.

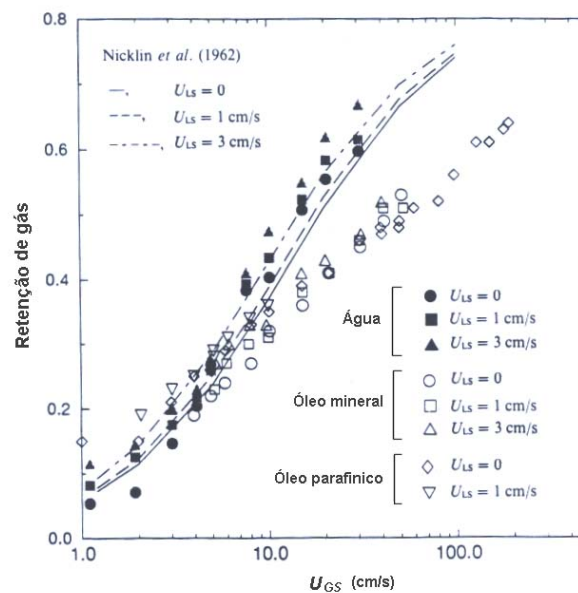


Figura 2.38- Retenção de gás na secção de teste vertical: efeito de alguns parâmetros (de Ghiaasiaan *et al.*, 1997).

Ghiaasiaan *et al.* (1997) referem que as correlações empíricas existentes para calcular a retenção de gás, como a de Yamaguchi e Yamazaki (1982) apresentada anteriormente, são inapropriadas para os líquidos de viscosidade elevada, pois, são geralmente obtidas em sistemas com água e outros líquidos de baixa viscosidade.

Do ajuste da equação de Nicklin *et al.* (1962), $U_{TB} = C_1 U_M + U_d$ com $U_d = k_1 \sqrt{gD}$, os autores obtiveram para escoamento em tubo vertical e regime *slug*, $C_1=1.2$ e $k_1=0.35$ para ar-água, $C_1=1.7$ e $k_1=0.23$ para ar-óleo mineral e $C_1=1.55$ e $k_1=0.34$ para ar-óleo parafínico, revelando, como se esperava, que estes parâmetros parecem ser muito dependentes da tensão superficial e da viscosidade do líquido. Os

dados de retenção de gás para ar-água a 28° e ar-óleo mineral a 30° constam da Figura 2.39 e os dados para os mesmos sistemas a 60° e 68° estão na Figura 2.40.

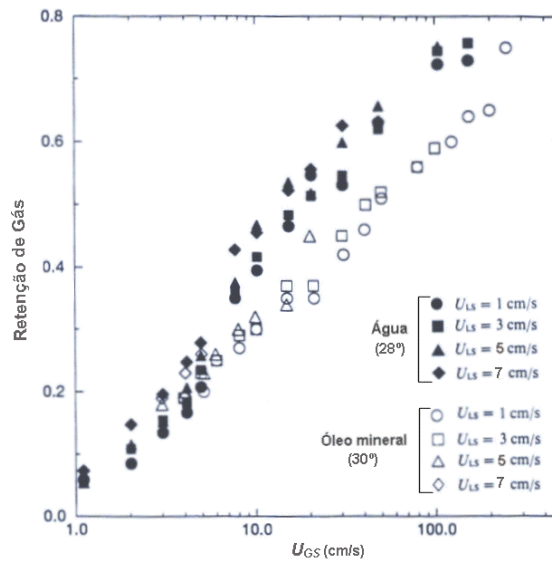


Figura 2.39- Retenção de gás em escoamento contra-corrente num tubo inclinado 28° (sistema ar-água) e 30° (sistema ar-óleo mineral) (Ghiaasiaan *et al.*, 1997).

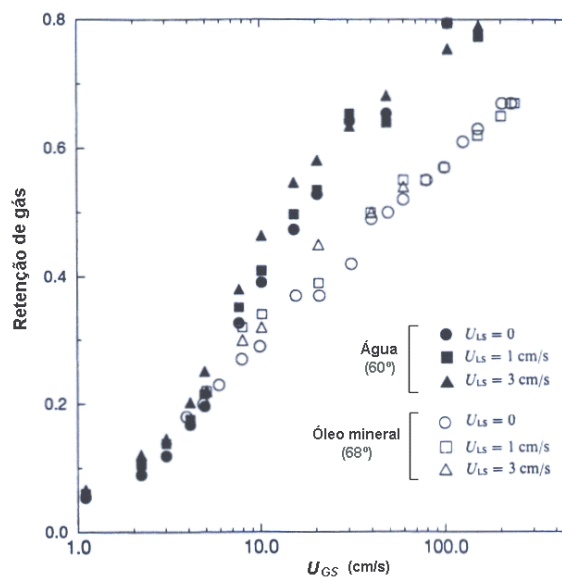


Figura 2.40- Retenção de gás em escoamento contra-corrente num tubo inclinado 60° (sistema ar-água) e 68° (ar-óleo mineral) (Ghiaasiaan *et al.*, 1997).

É muito reduzida a bibliografia disponível sobre retenção de gás ou de líquido em colunas inclinadas, que contemple toda a gama de inclinações. A maioria destes trabalhos é recente (Spindler and Hahne, 1998; Petalas and Aziz, 1998; Abdul-Majeed and Al-Mashat, 2000; Gomez *et al.*, 2000; Zhang *et al.*, 2003).

Spindler and Hahne (1998) efectuaram em estudo experimental sobre a distribuição da retenção de gás em escoamento co-corrente ascendente de ar-água em tubos inclinados. Citando o estudo de Beggs and Brill (1973) os autores referem que a retenção de líquido num escoamento de duas fases inclinado atinge um valor máximo (e, portanto, a retenção de gás atinge um mínimo) para um ângulo de inclinação de aproximadamente 50° em relação à horizontal. Explicam este fenómeno com base nos efeitos da gravidade e da viscosidade da fase líquida. Quando o ângulo de inclinação do tubo relativamente à horizontal aumenta, as forças gravíticas que actuam sobre o líquido causam um decréscimo da sua velocidade, aumentando deste modo a retenção de líquido. Se o ângulo aumentar mais, o líquido estabelece “pontes” entre bolhas no tubo inteiro, reduzindo a velocidade relativa entre as duas fases, o que faz diminuir a retenção de líquido. Este facto é confirmado por um máximo na velocidade de propagação de bolhas para ângulos entre 30° e 60° (Zukoski, 1966; Bendiksen, 1984; Weber and Alarie, 1986). Ainda segundo os autores, o facto da retenção de líquido ter aproximadamente o mesmo valor para 90° (vertical) e 20° , explica porque é que as correlações da retenção para a vertical podem ser usadas com sucesso para escoamento horizontal.

Apresentam-se a seguir modelos e fórmulas de cálculo da retenção de gás em vários regimes de escoamento em tubos inclinados.

-Regime *dispersed bubble*

Entre outros autores, Petalas and Aziz (1998) sugerem para todas as inclinações do tubo, incluindo a horizontal, a aplicação da equação de Nicklin (1962), (2.174), tendo em atenção o efeito da inclinação na velocidade das bolhas.

-Regime *bubble*

Petalas and Aziz (1998), do mesmo modo que para regime *dispersed bubble*, sugerem a equação de Nicklin (1962), (2.174), tendo em atenção o efeito da inclinação na velocidade das bolhas.

-Regime *slug*

A retenção de gás (ou de líquido) é determinada a partir da equação resultante de um balanço global de massa sobre a unidade de *slug* constituída pela região do *slug* de líquido e pela região da bolha (Xiao *et al.*, 1990; Ansari *et al.*, 1994; Petalas and Aziz 1998, entre outros).

Na Figura 2.41 está representado esquematicamente o regime *slug* num tubo inclinado, onde constam também vários parâmetros como os comprimentos L_{LS} , L_{TB} , L_U , as velocidades U_{LLS} , U_{GLS} , U_{GTB} , U_{LTB} , U_{TB} , e as retenções E_{GLS} , E_{GTB} , E_{LTB} e as tensões de corte τ_G e τ_L .

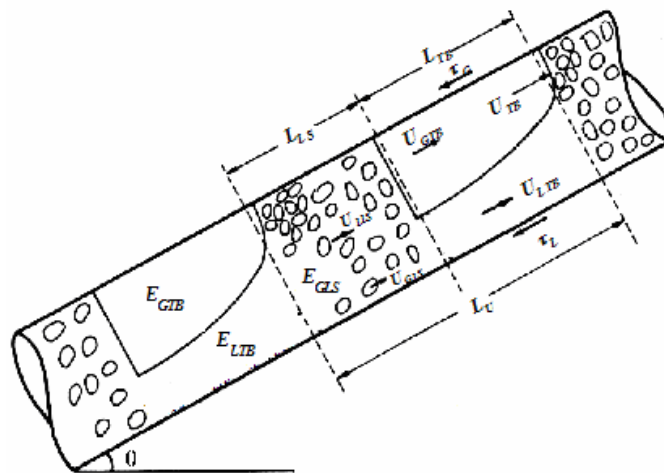


Figura 2.41- Representação esquemática do regime *slug* em tubo inclinado (adaptado de Barnea, 1990).

Em escoamento co-corrente de gás e líquido, admitindo escoamento incompressível e espessura constante da película de líquido à volta das bolhas de Taylor, a retenção média de gás, E_G , é dada por

$$E_G = \frac{E_{GLS}U_{TB} - U_{GLS}E_{GLS} + U_{GS}}{U_{TB}} \quad (2.206)$$

e a retenção de líquido por

$$E_L = \frac{E_{LLS}U_{TB} + U_{GLS}(1 - E_{LLS}) - U_{GS}}{U_{TB}} \quad (2.207)$$

Para E_{LLS} Xiao *et al.* (1990) e Petalas and Aziz (1998) sugerem a correlação de Gregory *et al.* (1978), equação (2.83). Para U_{TB} sugerem a equação de Bendiksen (1984): $U_{TB} = C_1 U_M + 0.35\sqrt{gD} \sin \theta + 0.54\sqrt{gD} \cos \theta$. Para a velocidade das bolhas dispersas no *slug* de líquido, U_{GLS} , Xiao *et al.* (1990) sugere a equação

$$U_{GLS} = 1.2U_M + 1.53 \left[\frac{g(\rho_L - \rho_G)\sigma}{\rho_L^2} \right]^{\frac{1}{4}} E_{LLS}^{0.1} \sin \theta \quad (2.208)$$

onde $E_{LLS}^{0.1}$ é o termo que tem em conta o efeito da nuvem das bolhas no *slug* de líquido e Petalas and Aziz sugerem equação semelhante à anterior sem o factor $E_{LLS}^{0.1}$.

A determinação de E_{LLS} é importante quando se pretende aumentar a precisão do cálculo da queda de pressão em regime *slug*, particularmente em tubos verticais e inclinados, visto que E_{LLS} é o principal contribuinte para a componente hidrostática da queda de pressão que pode ser significativa nesses escoamentos. A previsão desta retenção tem sido objecto de vários estudos. Alguns resultaram em correlações empíricas (Gregory *et al.*, 1978 e Gomez *et al.*, 2000), outros basearam-se em mecanismos físicos (Barnea and Brauner, 1985; Zhang *et al.*, 2003; entre outros).

Gomez *et al.* (2000) desenvolveram uma correlação empírica para estimar a retenção de líquido no *slug* de líquido em regime *slug*, E_{LLS} , em escoamento horizontal, inclinado e vertical ascendente (inclinações de 0° a +90°). Essa correlação é

$$E_{LLS} = 1.0e^{-(0.45\theta_R + 2.48 \times 10^{-6} Re_{LS})}, \quad 0 \leq \theta_R \leq 1.57 \quad (2.209)$$

onde θ é o ângulo de inclinação em radianos e Re_{LM} é número de Reynolds definido por $Re_{LM} = \rho_L U_M D / \mu_L$. A correlação foi obtida a partir de um grande número de pontos experimentais (283), com massa volúmica do líquido na gama 800-1000 kg/m³, viscosidade do líquido entre 1×10^{-3} e 6.5×10^{-3} kg/m s, pressão da fase gasosa entre 150 e 2000 kPa e tubos com diâmetro entre 51 e 203 mm.

Zhang *et al.* (2003), de modo diferente de Gomez *et al.* (2000), desenvolveram um modelo mecanístico para calcular E_{LLS} na gama completa de ângulos de inclinação do tubo (escoamento horizontal, vertical e inclinado ascendente e descendente), para vários diâmetros de tubo e vários caudais. O modelo foi desenvolvido com base no balanço entre a energia cinética da fase líquida turbulenta e a energia livre de superfície das bolhas esféricas dispersas no seio do *slug* de líquido.

Os dados experimentais obtidos em tubos inclinados e verticais, revelaram que esta retenção diminui (há um aumento da retenção de gás no *slug* de líquido) significativamente quando se passa de escoamento horizontal para vertical ascendente, facto que está relacionado com a maior impulsão das bolhas de gás no seio do *slug* de líquido em escoamento vertical.

A equação proposta por Zhang *et al.* (2003) para calcular E_{LLS} é

$$E_{LLS} = \frac{1}{1 + \frac{T_{sm}}{3.16[(\rho_L - \rho_G)g\sigma]^{1/2}}} \quad (2.210)$$

com a variável T_{sm} dada por

$$T_{sm} = \frac{1}{C_e} \left[\frac{f_M}{2} \rho_S U_M^2 + \frac{D}{4} \frac{\rho_L E_{LTB} (U_{TB} - U_{LTB})(U_M - U_{LTB})}{L_{LS}} \right] \quad (2.211)$$

em que C_e é um parâmetro que tem em conta o efeito da inclinação na retenção, f_M é o factor de atrito, ρ_S é a densidade da mistura no *slug* de líquido dada por (2.87), E_{LTB} é a retenção de líquido na zona do filme líquido ou da bolha de Taylor, U_{TB} é a velocidade do *slug*, e U_{LTB} é a velocidade do líquido na zona do filme líquido ou do *slug*.

Os procedimentos de cálculo destes parâmetros encontram-se no artigo original de Zhang *et al.* (2000). Com base em resultados experimentais, para o cálculo de C_e os autores propuseram

$$C_e = \frac{2.5 - |\sin \theta|}{2} \quad (2.212)$$

em que θ é o ângulo de inclinação do tubo em relação à horizontal.

Para o comprimento do *slug* de líquido, L_{LS} , em tubos inclinados os autores propuseram a equação (2.88).

-Regime *annular*

Os modelos sobre regime *annular* baseiam-se normalmente em representações esquemáticas como a da Figura 2.42. Na parte central do tubo circula a fase gasosa, que designamos por “núcleo” gasoso, e a fase líquida desloca-se numa película que recobre a parede do tubo, às vezes designada por “filme” líquido, e também sob a forma de gotas arrastadas pelo gás. Na grande maioria dos modelos relativos a este tipo de regime a geometria surge simplificada pois consideram a espessura do filme líquido em redor do perímetro do tubo constante.

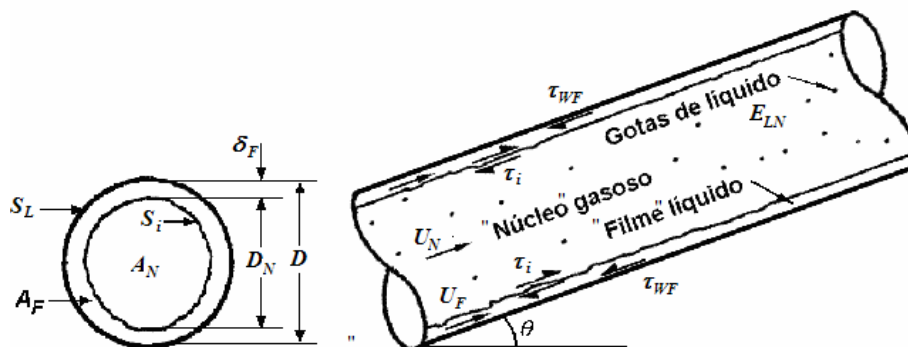


Figura 2.42- Representação esquemática do regime *annular* em tubo inclinado.

Na Figura 2.42, com os fluidos em escoamento co-corrente ascendente numa coluna com uma inclinação θ em relação à horizontal, U_N representa a velocidade do “núcleo” gasoso, U_F a velocidade do líquido no “filme” líquido, E_{LN} a retenção de líquido no “núcleo”, τ_{wF} a tensão de corte líquido-parede, τ_i a tensão de corte na interface gás-líquido, A_F é a área da secção recta do tubo ocupada pelo “filme” líquido, A_N a área da secção ocupada pelo “núcleo” gasoso, S_i o perímetro associado à interface gás-líquido, S_L o perímetro do líquido, D_N o diâmetro do “núcleo” gasoso, D o diâmetro interno do tubo e δ_F a espessura do “filme” líquido. Muitas vezes os subscritos N , e F são substituídos por G (de gás) e L (de líquido).

Admitindo a espessura da película de líquido constante, obtêm-se facilmente expressões dos vários parâmetros geométricos em função do diâmetro interno do tubo e da espessura do “filme”.

Ao contrário de escoamento em tubo vertical, a película de líquido em tubo horizontal ou inclinado não é uniforme, sendo a sua espessura normalmente maior na parte inferior do tubo. Apesar disto, muitos autores, como Xiao *et al.* (1990), por uma questão de simplicidade, admitem espessura constante utilizando um valor médio, o que constitui uma limitação dos modelos.

Xiao *et al.* (1990), relativamente ao “núcleo” gasoso, admitem que as gotas de líquido circulam à mesma velocidade do gás, podendo assim, considerar-se o “núcleo” gasoso como um fluido homogéneo. Com esta simplificação, o “tratamento” a dar aos regimes *annular* e *stratified* é semelhante, embora se trate de configurações geométricas diferentes.

A retenção de líquido no “núcleo” gasoso é relacionada com a fracção de líquido arrastado, F_E , através de expressão idêntica à utilizada por Ansari *et al.* (1994) para tubo vertical

$$E_{LN} = \frac{U_{LS} F_E}{U_{GS} + U_{LS} F_E} \quad (2.213)$$

Para calcular F_E , sugerem uma correlação do tipo:

$$\frac{F_E}{1 - F_E} = 10^{\beta_0} \rho_L^{\beta_1} \rho_G^{\beta_2} \mu_L^{\beta_3} \mu_G^{\beta_4} \sigma^{\beta_5} D^{\beta_6} \rho_{LS}^{\beta_7} \rho_{GS}^{\beta_8} g^{\beta_9} \quad (2.214)$$

onde os parâmetros β_0 a β_9 são coeficientes de regressão (valores não apresentados no trabalho).

A retenção de líquido em regime *annular* é dada por

$$E_L = 1 - \left(1 - 2 \frac{\delta}{D}\right)^2 \frac{U_{GS}}{U_{GS} + U_{LS} F_E} \quad (2.215)$$

A espessura adimensionalizada do filme líquido, δ/D , é obtida igualando os gradientes de pressão para a película de líquido e para o “núcleo” gasoso das equações da quantidade de movimento para essas duas fases, apresentadas na Secção 2.5.

Petalas and Aziz (1998) adoptaram para o cálculo de E_L em regime *annular* em tubos com qualquer inclinação, o mesmo procedimento de Xiao *et al.* (1990) para escoamentos pouco inclinados em relação à horizontal, que consiste em determinar a retenção através de considerações geométricas uma vez conhecida a espessura do filme líquido. Propõem então o cálculo de E_L através de (2.215). A fracção de líquido sob a forma de gotas arrastada pelo gás, F_E , é determinada empiricamente através da equação seguinte

$$\frac{F_E}{1-F_E} = 0.735 N_B^{0.074} \left(\frac{U_{GS}}{U_{LS}} \right)^{0.2} \quad (2.216)$$

onde N_B é o número adimensional definido por

$$N_B = \frac{\mu_L^2 U_{GS}^2 \rho_G}{\sigma^2 \rho_L} \quad (2.217)$$

- Regime *stratified*

O regime *stratified* é muito frequente em escoamentos de gás e líquido em colunas inclinadas. Uma representação esquemática deste regime encontra-se na Figura 2.11, anteriormente apresentada, e nela se indicam também os principais parâmetros geométricos e de escoamento, tais como h_L , U_L , U_G , A_L , A_G , D e τ_{wL} , τ_{wG} , e τ_i . O significado destes parâmetros é semelhante ao regime *annular*, sendo que em regime *stratified*, em vez de espessura tem-se a altura de líquido h_L . Os parâmetros geométricos podem ser calculados em função de h_L e do diâmetro interno do tubo, ou em alternativa, em função do ângulo γ , definido na Figura 2.43.

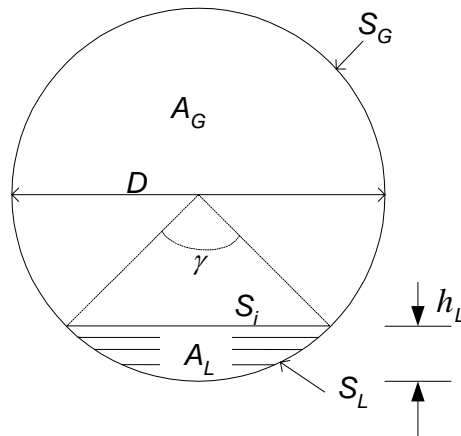


Figura 2.43- Representação esquemática do regime *stratified* com a definição do ângulo γ .

De entre os vários modelos desenvolvidos ao longo dos anos, citam-se aqui os de Taitel and Dukler (1976), Xiao *et al.* (1990) e Petalas and Aziz (1998). A retenção de líquido é calculada a partir da seguinte equação, obtida com base na Figura 2.43

$$E_L = \frac{\gamma - \sin \gamma}{2\pi} \quad (2.218)$$

onde

$$\gamma = 2 \cos^{-1} \left(1 - 2 \frac{h_L}{D} \right) \quad (2.219)$$

2.5-VARIAÇÃO DE PRESSÃO

2.5.1- INTRODUÇÃO

No escoamento de uma só fase, de massa volúmica ρ , a variação de pressão resultante da carga hidrostática ou da gravidade, $(\Delta P)_g$, que ocorre no comprimento L de uma conduta é dada por

$$(\Delta P)_g = \rho g L \sin \theta \quad (2.220)$$

em que g é a aceleração da gravidade e θ é o ângulo de inclinação da conduta em relação à horizontal.

No escoamento de um fluido num tubo de comprimento L e diâmetro D , a perda de carga devido ao atrito H_f , é independente da inclinação sendo dada pela equação de Darcy:

$$H_f = \frac{(\Delta P)_f}{\rho g} = C_f \frac{L U^2}{D 2g} \quad (2.221)$$

onde $(\Delta P)_f$ é a queda de pressão devida à fricção, C_f é o factor de atrito e U é a velocidade média do fluido sobre a secção recta. Da equação anterior resulta que a perda de pressão por unidade de comprimento de tubo (ou seja, o gradiente de pressão) devido ao atrito é

$$\left(\frac{\Delta P}{L}\right)_f = \frac{C_f \rho U^2}{2D} \quad (2.222)$$

Muitos autores representam o factor de atrito por f em vez de C_f . Contudo, estes dois factores representam quantidades diferentes sendo $C_f = 4f$. Com f o gradiente de pressão devido ao atrito é dado por

$$\left(\frac{\Delta P}{L}\right)_f = \frac{2f \rho U^2}{D} \quad (2.223)$$

O factor de atrito está relacionado com a tensão de corte média sobre a parede do tubo, τ . Atendendo às definições de f e C_f tem-se

$$\tau = \frac{1}{2} f \rho U^2 \quad (2.224)$$

ou

$$\tau = \frac{1}{8} C_f \rho U^2 \quad (2.225)$$

Tendo em conta as três equações anteriores, a relação entre o gradiente de pressão devido ao atrito e a tensão de corte é

$$\left(\frac{\Delta P}{L}\right)_f = \frac{4\tau}{D} \quad (2.226)$$

Em geral, f (ou C_f) depende de dois parâmetros: o número de Reynolds do escoamento (Re) e a rugosidade relativa (ε/D), que é a razão entre a rugosidade absoluta (dependente do material que constitui o tubo) e D . O seu cálculo faz-se recorrendo a métodos denominados *standard*:

Em regime laminar f depende apenas de Re , sendo dado por:

$$f = \frac{16}{Re} \quad (2.227)$$

Em regime turbulento em tubos de parede interior lisa, uma das expressões mais utilizada é a fórmula empírica de Blasius

$$f = 0.079Re^{-1/4} \quad (2.228)$$

O cálculo dos valores de f (ou C_f), sobre toda a gama de valores de Re e de ε/D , faz-se recorrendo às formulas de Haaland e de Colebrook ou à sua representação gráfica conhecida por diagrama de Moody (Figura 2.44). Segundo Massey (2002) a fórmula de Haaland é uma das melhores para prever directamente o factor de atrito

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = -3.6 \log_{10} \left[\frac{6.9}{Re} + \left(\frac{\varepsilon}{3.71D} \right)^{1.11} \right] \quad (2.229)$$

Há várias equações que traduzem a fórmula de Colebrook. É frequente encontrar-se na literatura da especialidade as equações seguintes

$$\frac{1}{\sqrt{C_f}} = -2.0 \log_{10} \left[\frac{\varepsilon/D}{3.7} + \frac{2.51}{Re\sqrt{C_f}} \right] \quad (2.230)$$

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = 3.48 - 4.0 \log_{10} \left[2 \frac{\varepsilon}{D} + \frac{9.35}{Re\sqrt{f}} \right] \quad (2.231)$$

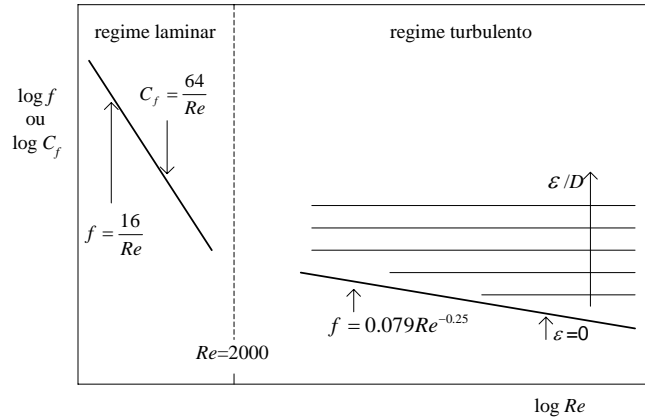


Figura 2.44- Representação simplificada do diagrama de Moody .

Em geral nos escoamentos multifásicos, as perdas de pressão são maiores do que em escoamentos de uma só fase. A inclinação da conduta é um dos factores que afecta a variação de pressão, nomeadamente a componente hidrostática, pois pode alterar significativamente as características do escoamento. Por exemplo, de modo diferente do escoamento de uma só fase, se um tubo tiver um troço de escoamento descendente seguido de um troço de escoamento ascendente com a mesma inclinação, o aumento da pressão hidrostática verificado num determinado comprimento do troço descendente não é igual à diminuição da pressão verificada em igual comprimento do troço ascendente.

2.5.2- VARIAÇÃO DE PRESSÃO EM ESCOAMENTOS GÁS-LÍQUIDO

O cálculo das componentes da variação de pressão num escoamento bifásico obtém-se normalmente recorrendo a expressões desenvolvidas para escoamento de uma só fase, introduzindo as necessárias alterações ao nível das propriedades da mistura, das velocidades e no cálculo do factor de atrito.

Para além das componentes já referidas, os modelos desenvolvidos para a variação da pressão, podem incluir outras contribuições, como por exemplo a

componente aceleracional. Por isso, o gradiente de pressão num determinado escoamento gás-líquido e para qualquer inclinação da conduta, é normalmente expresso como o somatório de três componentes: gravitacional (ou hidrostática), friccional e aceleracional.

São muitos os modelos publicados na literatura da especialidade que permitem prever a variação de pressão e calcular as suas componentes em escoamento em tubos verticais e inclinados para os principais regimes: *bubble*, *slug*, *annular* e *stratified*. Estes modelos são apresentados de seguida para vários regimes de escoamento.

Há diversos estudos disponíveis na literatura da especialidade sobre variação de pressão em escoamentos horizontais e ligeiramente inclinados. Alguns autores desenvolveram modelos para vários regimes (Xiao *et al.*, 1990; Ansari *et al.*, 1994; Petalas and Aziz, 1998, entre outros), outros obtiveram modelos para regimes de escoamento particulares, entre eles, Bonnacaze *et al.* (1971), Dukler and Hubbard (1975), Nicholson *et al.* (1978), Stanislav *et al.* (1986), Felizola and Shoam (1995), Cook and Behnia (2000) e Newton and Behnia (2001).

2.5.2.1-Regime *bubble* e *dispersed bubble*

Para escoamento co-corrente ascendente em tubos verticais e inclinados em regime *bubble*, Ansari *et al.* (1994) consideram três componentes na variação de pressão, gravitacional (ou hidrostática), friccional e aceleracional, pelo que o gradiente total de pressão é dado por

$$\left(\frac{dP}{dx}\right) = \left(\frac{dP}{dx}\right)_g + \left(\frac{dP}{dx}\right)_f + \left(\frac{dP}{dx}\right)_a \quad (2.232)$$

em que os índices *g*, *f*, e *a*, se referem às componentes hidrostática, friccional e aceleracional, respectivamente.

O gradiente de pressão devido à componente hidrostática (que depende fundamentalmente da retenção de gás) é obtido de

$$\left(\frac{dP}{dx}\right)_g = \rho_M g \sin \theta \quad (2.233)$$

em que x é a coordenada axial medida desde o topo, ρ_M é a massa volúmica da mistura das duas fases e θ é o ângulo medido em relação à horizontal.

A componente devida ao atrito é dada por

$$\left(\frac{dP}{dx}\right)_f = \frac{C_{f_M} \rho_M U_M^2}{2D} \quad (2.234)$$

com o factor de atrito, C_{f_M} , obtido a partir do diagrama de Moody com base no número de Reynolds dado por

$$Re_M = \frac{\rho_M U_M D}{\mu_M} \quad (2.235)$$

em que a massa volúmica e a viscosidade da mistura são definidas com base na retenção, respectivamente por:

$$\rho_M = \rho_L E_L + \rho_G E_G = \rho_G E_G + \rho_L (1 - E_G) \quad (2.236)$$

e

$$\mu_M = \mu_L E_L + \mu_G E_G = \mu_G E_G + \mu_L (1 - E_G) \quad (2.237)$$

Devido ao facto de em regime *bubble* a fase líquida ser dominante, e quase incompressível, não há mudanças significativas nas massas volúmicas das duas fases em escoamento. Deste modo, a velocidade dos fluidos permanece aproximadamente constante, não resultando por isso, queda de pressão devido à aceleração. Por conseguinte, esta componente do gradiente de pressão pode ser desprezada face às outras componentes. Assim, o gradiente total de pressão é dado por

$$\left(\frac{dP}{dx}\right) = \rho_M g \sin \theta + \frac{C_{f_M} \rho_M U_M^2}{2D} \quad (2.238)$$

Para regime *dispersed bubble*, em escoamento co-corrente em tubos horizontais e próximos da horizontal, Xiao *et al.* (1990) propõem o cálculo do gradiente de pressão através de

$$-\left(\frac{dP}{dx}\right) = \rho_M g \sin \theta + \frac{2f_M \rho_M U_M^2}{D} \quad (2.239)$$

O factor de atrito, f_M , é calculado pelos métodos *standard*, usando a rugosidade do tubo e o número de Reynolds definido com base nas propriedades da mistura, equação (2.235). As propriedades da mistura, ρ_M e μ_M são calculadas pelas equações (2.236) e (2.237), respectivamente.

Petalas and Aziz (1998) obtiveram para o gradiente total de pressão em escoamento co-corrente ascendente e descendente em tubos com qualquer inclinação uma expressão análoga à equação anterior, residindo a principal diferença no cálculo do factor de atrito

$$-\left(\frac{dP}{dx}\right) = \rho_M g \sin \theta + \frac{2f_{LM} \rho_M U_M^2}{D} \quad (2.240)$$

em que f_{LM} é obtido pelo método *standard* usando a rugosidade do tubo e o número de Reynolds definido com base nas propriedades do líquido e da velocidade da mistura, equação (2.140).

Para escoamento contra-corrente, regime *bubble*, em tubos verticais, Taitel and Barnea (1983) propõem equação semelhante à anterior

$$\left(\frac{dP}{dx}\right) = -\rho_M g + \frac{2}{D} f_L \rho_L U_L^2 \quad (2.241)$$

onde x é a coordenada axial, positiva no sentido ascendente do gás. Nesta equação, o factor de atrito é obtido com base na velocidade do líquido. Para regime laminar calcula-se por (2.227) e para regime turbulento em tubos de parede lisa o factor de atrito é calculado através da fórmula

$$f_L = 0.046 Re_L^{-0.2} \quad (2.242)$$

em que o número de Reynolds é definido por

$$Re_L = \frac{\rho_L U_L D}{\mu_L} \quad (2.243)$$

2.5.2.2- Regime *slug*

Para calcular a queda de pressão neste regime, é necessário especificar primeiro alguns parâmetros hidrodinâmicos: comprimento da bolha alongada ou “slug”, comprimento do *slug* de líquido, velocidade da bolha, espessura da película de líquido entre a bolha e a parede do tubo e a velocidade do líquido na película de líquido. Dado tratar-se de um escoamento complexo, todos os modelos admitem mais ou menos simplificações. Os modelos são geralmente desenvolvidos para a unidade de *slug*, constituída pela zona do *slug* de gás ou bolha de Taylor e a zona do *slug* de líquido, que pode conter pequenas bolhas dispersas.

No cálculo do gradiente de pressão, Ansari *et al.* (1994) e Abdul-Majeed and Al-Mashat (2000) para escoamento ascendente em tubos verticais e inclinados, admitiram espessura constante do filme líquido entre as bolhas de Taylor e as paredes do tubo e desprezaram o efeito do atrito na zona da bolha de Taylor.

A variação total de pressão é a soma de três componentes: hidrostática, friccional e aceleracional. Em regime *slug* completamente desenvolvido, a componente hidrostática do gradiente de pressão é dada por:

$$\left(\frac{dP}{dx} \right)_g = [(1 - \beta_{TB}) \rho_S + \beta_{TB} \rho_G] g \sin \theta \quad (2.244)$$

onde $\beta_{TB} = \frac{L_{TB}}{L_U}$ e ρ_S é a massa volúmica da mistura na zona do *slug* de líquido, dada por (2.87). A retenção de gás na zona do *slug* de líquido, E_{GLS} , é calculada pela equação (2.199).

Ansari *et al.* (1994) admitiram que a componente do gradiente de pressão devida ao atrito, ocorre apenas no *slug* de líquido, sendo dada por:

$$\left(\frac{dP}{dx}\right)_f = \frac{C_{fs} \rho_s U_M^2}{2D} (1 - \beta_{TB}) \quad (2.245)$$

em que C_{fs} é calculado pelos métodos habituais, com o número de Reynolds baseado na velocidade da mistura e nas propriedades da mistura na zona do *slug* de líquido, dado por

$$Re_{SM} = \frac{\rho_s U_M D}{\mu_s} \quad (2.246)$$

onde ρ_s e μ_s representam, respectivamente, a massa volúmica e a viscosidade da mistura na zona do *slug* de líquido, sendo ρ_s calculado por (2.87) e μ_s por

$$\mu_s = \mu_G E_{GLS} + \mu_L E_{LLS} = \mu_L E_{LLS} + \mu_G (1 - E_{LLS}) \quad (2.247)$$

O gradiente de pressão devido à aceleração é avaliado com base na velocidade do filme líquido em redor da bolha de Taylor. O líquido na zona do *slug* de líquido desacelera quando a sua velocidade ascendente muda de U_{LLS} para U_{LTB} (velocidade descendente) e sofre uma aceleração quando muda de U_{LTB} para U_{LLS} . Em regime *slug* estável, as duas mudanças na velocidade anulam-se não havendo variação “líquida” de pressão devida à aceleração. O gradiente total de pressão é, então, dado por

$$\left(\frac{dP}{dx}\right) = \left(\frac{dP}{dx}\right)_g + \left(\frac{dP}{dx}\right)_f = [(1 - \beta_{TB})\rho_s + \beta_{TB}\rho_G]g \sin \theta + \frac{C_{fs} \rho_s U_M^2}{2D} (1 - \beta_{TB}) \quad (2.248)$$

Taitel and Barnea (1983) desenvolveram um modelo para escoamento vertical em contra-corrente. A variação total de pressão é o somatório de três componentes: variação de pressão na zona do *slug* de líquido (com comprimento L_{LS}), na zona da bolha de Taylor (com comprimento L_{TB}) e componente aceleracional associada à zona de mistura (também chamada esteira) do *slug* de líquido imediatamente abaixo da bolha de Taylor, na qual o filme líquido desacelera para a velocidade do *slug* de líquido.

A variação de pressão no *slug* de líquido é composta pelas componentes hidrostática e devida ao atrito:

$$\left(\frac{dP}{dx}\right)_s = \left[-\rho_L g - \frac{2}{D} f_L \rho_L U_M^2 \right] \left(1 - \frac{L_{TB}}{L_U}\right) \quad (2.249)$$

em que $U_M = U_{GS} - U_{LS}$ e f_L é calculado do mesmo modo que o factor atrito para o regime *bubble* (equações (2.227) e (2.242)), com o número de Reynolds calculado com base nas propriedades do líquido.

A variação de pressão na zona da bolha de Taylor, que é normalmente muito pequena, pode ser calculada por

$$\left(\frac{dP}{dx}\right)_{TB} = \left[-\rho_G g - \frac{4\tau_i}{D\left(1 - 2\frac{\delta_{LTB}}{D}\right)} \right] \left(\frac{L_{TB}}{L_U}\right) \quad (2.250)$$

onde δ_{LTB} é a espessura do filme líquido em redor da bolha e τ_i é a tensão de corte interfacial dada por

$$\tau_i = \frac{1}{2} f_i \rho_G U_{TB}^2 \quad (2.251)$$

em que o factor de atrito interfacial, f_i , é calculado a partir da seguinte correlação de Wallis (1969)

$$f_i = K_1 + K_2 \left(\frac{\delta_{LTB}}{D}\right)^n \quad (2.252)$$

com $K_1=0.005$, $K_2=1.5$ e $n=1$.

A queda de pressão devida à aceleração é calculada por

$$\left(\frac{dP}{dx}\right)_a = \frac{(U_{TB} - U_M)\rho_L(U_M + U_{LTB})}{L_U} \quad (2.253)$$

em que $U_{TB} = 1.2U_M + 0.35\sqrt{gD}$ (de Nicklin *et al.* (1962)) e o comprimento da unidade de *slug*, L_U , é calculado com base no comprimento L_{LS} , sendo $L_{LS}=16D$ (Taitel *et al.* 1980). Tem-se então $L_U = 16D/(1 - L_{TB}/L_U)$.

A variação total de pressão em regime *slug* é, assim, dada por

$$\left(\frac{dP}{dx}\right) = \left(\frac{dP}{dx}\right)_s + \left(\frac{dP}{dx}\right)_{TB} + \left(\frac{dP}{dx}\right)_a \quad (2.254)$$

Petalas and Aziz (1998), para escoamento co-corrente ascendente e descendente em todas as inclinações do tubo e Taitel and Barnea (1990) para escoamento ascendente, desenvolveram modelos muito detalhados para a variação de pressão em regime *slug*. Dada a sua complexidade não se apresentam aqui, sugerindo-se a leitura dos artigos originais a quem interessar.

Para escoamento em tubos horizontais e próximo da horizontal há muitos estudos disponíveis na literatura da especialidade sobre variação da pressão em regime *slug* (Bennecaze *et al.*, 1971, Dukler and Hubbard, 1975; Nicholson *et al.*, 1978; Stanislav *et al.*, 1986; Xiao *et al.*, 1990; Cook and Behnia, 2000; entre outros).

Bennecaze *et al.* (1971) para escoamento em tubos com inclinação entre -10° e $+10^\circ$, propuseram um modelo simples traduzido na equação seguinte

$$\frac{dP}{dx} = \frac{L_{LS}}{L_U} \left(\rho_L g \sin \theta + \frac{2f_L \rho_L U_M^2}{D} \right) \quad (2.255)$$

Stanislav *et al.* (1986) efectuaram um trabalho experimental tendo usado ar e misturas de óleos de motor à temperatura ambiente a pressões até cerca de 350 kPa, num tubo com 25.8 mm de diâmetro interno, tendo efectuado ensaios com inclinações entre 1° e 9° . A variação total de pressão na unidade de *slug* consiste no somatório de três termos: variação de pressão hidrostática, $(\Delta P)_g$, variação de pressão devido à fricção, $(\Delta P)_f$, e variação de pressão através da zona de mistura, $(\Delta P)_{mis}$:

$$\Delta P = (\Delta P)_g + (\Delta P)_f + (\Delta P)_{mis} \quad (2.256)$$

Para a componente hidrostática contribui fundamentalmente a zona do *slug* de líquido:

$$(\Delta P)_g = \rho_s g \sin(\theta) L_{LS} \quad (2.257)$$

com ρ_s dado pela equação (2.87).

A componente devida aos efeitos da fricção no *slug* de líquido é dada por:

$$(\Delta P)_f = \frac{2f_s \rho_s U_M^2}{D} L_{LS} \quad (2.258)$$

onde f_s é o factor de atrito baseado no número de Reynolds da mistura no *slug* de líquido, Re_{SM} , obtido com propriedades da mistura fornecidas pelas equações (2.87) e (2.247).

A variação de pressão na zona de mistura, devida à aceleração do movimento lento do líquido no filme para a velocidade média no *slug*, U_{LLS} , é dada por:

$$(\Delta P)_{mis} = \rho_L E_{LTBe} (U_{TB} - U_{LTBe})(U_{TB} - U_{LLS}) \quad (2.259)$$

onde E_{LTBe} e U_{LTBe} são, respectivamente, a retenção de líquido e a velocidade do “filme” na base da bolha de Taylor.

O gradiente de pressão médio, ao longo da unidade de *slug* é, então, calculado por

$$\frac{\Delta P}{L} = \frac{(\Delta P)_g + (\Delta P)_f + (\Delta P)_{mis}}{L_U} \quad (2.260)$$

Xiao *et al.* (1990), como muitos outros autores, assumiram espessura de líquido uniforme na zona de *slug* de gás, tornando o modelo menos preciso mas de aplicação mais fácil por não ser necessário recorrer a integração numérica. O gradiente de pressão em regime *slug* é calculado a partir do balanço de forças sobre a unidade de *slug*, e inclui a componente hidrostática e a componente devida ao atrito, a qual resulta das

perdas por fricção na zona do *slug* de líquido e na zona do slug de gás. A equação para o seu cálculo é

$$-\left(\frac{dP}{dx}\right) = \rho_M g \sin \theta + \frac{1}{L_U} \left[L_{LS} \left(\frac{\tau_s \pi D}{A_C} \right) + L_{TB} \left(\frac{\tau_{LTB} S_{LTB} + \tau_{GTB} S_{GTB}}{A_C} \right) \right] \quad (2.261)$$

onde ρ_M é a massa volúmica da mistura de fases na unidade de *slug* dada pela equação (2.236) com E_G e E_L obtidas a partir das equações (2.206) e (2.207), τ_s é a tensão de corte na zona do *slug* de líquido, τ_{LTB} e τ_{GTB} são a tensão de corte entre o filme líquido e a parede e entre a bolha de gás e a parede, respectivamente, S_{LTB} e S_{GTB} são os perímetros associados ao líquido e ao gás na zona da bolha de Taylor e A_C é a área da secção recta da coluna.

Para simplificar o modelo, Xiao *et al.* (1990) modelaram a zona da bolha de Taylor admitindo ser análoga ao regime *stratified*. As tensões de corte τ_{LTB} , τ_{GTB} e na interface gás-líquido, τ_i , são calculadas como se segue

$$\tau_{LTB} = f_{LTB} \frac{\rho_L |U_{LTB}| U_{LTB}}{2} \quad (2.262)$$

$$\tau_{GTB} = f_{GTB} \frac{\rho_G |U_{GTB}| U_{GTB}}{2} \quad (2.263)$$

$$\tau_i = f_i \frac{\rho_G |U_{GTB} - U_{LTB}| (U_{GTB} - U_{LTB})}{2} \quad (2.264)$$

Os factores de atrito, f_{LTB} e f_{GTB} , são avaliados usando o método *standard*, equação (2.227) para o regime laminar e (2.231) para o regime turbulento. Os números de Reynolds para o filme líquido, Re_{LTB} , e para o gás na zona da bolha, Re_{GTB} , são definidos como

$$Re'_{LTB} = \frac{\rho_L U_{LTB} D_{LTB}}{\mu_L} \quad (2.265)$$

e

$$Re'_{GTB} = \frac{\rho_G U_{GTB} D_{GTB}}{\mu_G} \quad (2.266)$$

com os diâmetros hidráulicos correspondentes ao líquido e ao gás na zona da bolha de Taylor, D_{LTB} e D_{GTB} , exactamente definidos como em regime *stratified*, D_L e D_G , dados

$$\text{por: } D_L = \frac{4A_L}{S_L} \text{ e } D_G = \frac{4A_G}{(S_G + S_i)}.$$

Para o factor de atrito interfacial usaram um valor constante, $f_i = 0.0142$, também utilizado no modelo de Taitel and Barnea (1990).

A tensão de corte na zona do *slug* de líquido, τ_s , é calculada a partir de

$$\tau_s = f_s \frac{\rho_s U_M^2}{2} \quad (2.267)$$

sendo o factor de atrito, f_s , obtido do mesmo modo que f_{LTB} e f_{GTB} , usando o número de Reynolds, Re_{SM} , definido por (2.246).

A retenção de líquido no *slug* de líquido, E_{LLS} , é calculada com base na correlação de Gregory *et al.* (1978), equação (2.83).

Cook and Behnia (2000) desenvolveram um modelo complexo para escoamento em regime slug em tubos com inclinação entre 0° e $+10^\circ$ em relação à horizontal, sendo o gradiente de pressão obtido pela soma de quatro termos: a componente hidrostática, as perdas por fricção causadas pela tensão de corte nas paredes, as perdas viscosas associadas à recirculação de líquido na zona de mistura e o termo aceleracional devido à expansão do gás:

$$\frac{dP}{dx} = \left(\frac{dP}{dx}\right)_g + \left(\frac{dP}{dx}\right)_f + \left(\frac{dP}{dx}\right)_v + \left(\frac{dP}{dx}\right)_a \quad (2.268)$$

o cálculo destas componentes, relativamente complexo, à excepção da componente hidrostática, pode ser consultado no artigo original.

2.5.2.3-Regime *annular*

É sabido que em escoamento annular em tubos horizontais e inclinados, a espessura do filme em redor do tubo não é constante. Os modelos bidimensionais que consideram a variação da espessura e a deposição de gotas arrastadas no seio do “núcleo” gasoso requerem formulações matemáticas complexas e são muitas vezes necessários métodos numéricos para obter a sua resolução. Por isso, na maior parte dos modelos, a espessura é tratada como um parâmetro constante.

Em regime *annular* (ver Figura 2.42) o gradiente de pressão é obtido aplicando as equações da quantidade de movimento ao “núcleo” gasoso e à película ou “filme” de líquido em escoamento sobre a parede do tubo. Tem-se, então, para o filme líquido e para o núcleo gasoso

$$A_F \left(\frac{dP}{dx} \right)_F + \tau_i S_i - \tau_F S_F - \rho_L A_F g \sin \theta = 0 \quad (2.269)$$

$$A_N \left(\frac{dP}{dx} \right)_N - \tau_i S_i - \rho_N A_N g \sin \theta = 0 \quad (2.270)$$

em que o índice F se refere ao filme líquido, N ao núcleo gasoso e i à interface entre o gás e o líquido.

Ansari *et al.* (1994) admitem que o núcleo gasoso é uma mistura homogénea de gás e gotas de líquido a circular com a mesma velocidade, com massa volúmica e viscosidade obtidas pelas equações

$$\rho_N = \rho_L \lambda_{LN} + \rho_G (1 - \lambda_{LN}) \quad (2.271)$$

$$\mu_N = \mu_L \lambda_{LN} + \mu_G (1 - \lambda_{LN}) \quad (2.272)$$

em que λ_{LN} é a retenção de líquido no núcleo, dada pela equação (2.202).

A tensão de corte líquido/parede é

$$\tau_F = \frac{1}{8} C_{fF} \rho_L U_F^2 \quad (2.273)$$

onde o factor de atrito do filme líquido, C_{f_F} , é obtido a partir do diagrama de Moddy, com o número de Reynolds, Re_F , definido com base nas propriedades e na velocidade do filme líquido, U_F , e no diâmetro hidráulico, D_F

$$Re_F = \frac{\rho_L U_F D_F}{\mu_L} \quad (2.274)$$

com U_F obtido de

$$U_F = \frac{Q_L(1-F_E)}{A_F} = \frac{U_{LS}(1-F_E)}{4\tilde{\delta}(1-\tilde{\delta})} \quad (2.275)$$

onde $\tilde{\delta} = \delta/D$, e F_E é calculado por (2.203) e D_F é o diâmetro hidráulico do filme líquido.

Efectuando um rearranjo da equação (2.70) e substituindo U_F pela equação (2.275) obtém-se a seguinte expressão para τ_F

$$\tau_F = \frac{D}{4} \frac{(1-F_E)^2}{\left[4\tilde{\delta}(1-\tilde{\delta})\right]^2} \frac{C_{f_F}}{C_{f_{LS}}} \left(\frac{dP}{dx}\right)_{f_{LS}} \quad (2.276)$$

em que o termo entre parêntesis curvos é o gradiente de pressão devido ao atrito, calculado com base na velocidade superficial de líquido (isto é, como se líquido fosse o único fluido em escoamento), dado por

$$\left(\frac{dP}{dx}\right)_{f_{LS}} = \frac{C_{f_{LS}} \rho_L U_{LS}^2}{2D} \quad (2.277)$$

O factor de atrito $C_{f_{LS}}$ é baseado na velocidade superficial do líquido, sendo obtido do diagrama de Moody com o número de Reynolds dado por (2.19).

A tensão de corte na interface obtém-se de

$$\tau_i = \frac{1}{8} C_{f_i} \rho_N U_N^2 \quad (2.278)$$

com

$$U_N = \frac{U_{SN}}{(1 - 2\tilde{\delta})^2} = \frac{F_E U_{LS} + U_{GS}}{(1 - 2\tilde{\delta})^2} \quad (2.279)$$

e

$$C_{f_i} = f_{SN} Z \quad (2.280)$$

onde Z é um factor de correlação para o atrito na interface e para a espessura do filme. Os autores usaram a expressão de Wallis (1969) para filmes com pequena espessura ou arrastamento elevado e a expressão de Whalley and Hewitt (1978) para filmes com maior espessura ou baixo arrastamento:

$$Z = 1 + 300\tilde{\delta}; \quad \text{para } F_E > 0.9$$

e

$$(2.281)$$

$$Z = 1 + 24 \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{1/3} \tilde{\delta}; \quad \text{para } F_E < 0.9$$

Substituindo a expressão de C_{f_i} na equação da tensão de corte τ_i , obtém-se

$$\tau_i = \frac{D}{4} \frac{Z}{(1 - 2\tilde{\delta})^4} \left(\frac{dP}{dx} \right)_{f_{SN}} \quad (2.282)$$

O gradiente de pressão devido ao atrito, calculado como se gás e gotas de líquido na zona central do tubo fosse uma só fase, é dado por

$$\left(\frac{dP}{dx} \right)_{f_{SN}} = \frac{C_{f_{SN}} \rho_N U_{SN}^2}{2D} \quad (2.283)$$

onde o factor de atrito, $C_{f_{SN}}$, é obtido a partir do diagrama de Moody, com o número de Reynolds definido por

$$Re_{SN} = \frac{\rho_N U_{SN} D}{\mu_N} \quad (2.284)$$

Ansari *et al.* (1994) não incluem a componente aceleracional do gradiente de pressão resultante da troca de gotas de líquido entre o núcleo e o filme líquido por a considerarem desprezável.

O gradiente total de pressão em regime *annular* pode ser obtido a partir da equação de qualquer uma das duas equações anteriormente escritas uma vez que deve ser igual

$$\left(\frac{dP}{dx}\right) = \left(\frac{dP}{dx}\right)_N = \left(\frac{dP}{dx}\right)_F \quad (2.285)$$

Xiao *et al.* (1990), tal como Ansari *et al.* (1994) e outros investigadores, simplificaram o seu modelo admitindo espessura média constante do filme líquido e velocidade igual das gotas de líquido e de gás em circulação na zona central do tubo. Com as estas simplificações o “tratamento” efectuado em regime *annular* é semelhante ao regime *stratified*, sendo as configurações geométricas diferentes. A variação de pressão é avaliada a partir das equações da quantidade de movimento aplicadas ao filme líquido e ao núcleo gasoso, equações (2.269) e (2.270). A massa volúmica da mistura no núcleo gasoso, ρ_N , é dada pela equação

$$\rho_N = \rho_L E_{LN} + \rho_G (1 - E_{LN}) \quad (2.286)$$

A retenção de líquido no núcleo gasoso, E_{LN} , é relacionada com a fracção de líquido arrastada, F_E , de acordo com a equação (2.213). Por sua vez, F_E é obtida a partir da correlação da equação (2.214).

Atendendo a que o gradiente de pressão tem o mesmo valor nas duas fases, pode obter-se

$$-\left(\frac{dP}{dx}\right) = \left(\frac{A_F}{A_C} \rho_L + \frac{A_N}{A_C} \rho_N\right) g \sin \theta + \frac{\tau_{wL} S_L}{A_C} \quad (2.287)$$

O primeiro termo do lado direito desta equação é a componente hidrostática do gradiente de pressão e o segundo é a componente devida ao atrito entre líquido e parede do tubo. Mais uma vez a componente devida à aceleração é desprezada.

A tensão de corte entre o líquido e a parede é dada pela equação 2.55.

O factor de atrito entre o filme líquido e a parede, f_F , é calculado pelos métodos habituais (diagrama de Moddy ou correlações) já mencionados, usando o número de Reynolds definido por (2.55). O diâmetro hidráulico, D_L , é dado por

$$D_L = \frac{4\delta_L(D - \delta_L)}{D}.$$

A tensão na interface dos dois fluidos é calculada através de

$$\tau_i = f_i \frac{\rho_N (U_N - U_L)^2}{2} \quad (2.288)$$

A velocidade do filme líquido, U_L ou U_F , é obtida usando um balanço global volumétrico para o filme, equação (2.275) e a velocidade do núcleo gasoso, U_N , é calculada de modo semelhante pela equação (2.279).

Como no regime *stratified* a espessura adimensional do filme líquido, δ_L / D , pode ser obtida de uma equação implícita que resulta de igualar os dois gradientes de pressão nas equações (2.269) e (2.270), uma vez que todos os parâmetros geométricos são função da espessura adimensionalizada do filme

$$\frac{\tau_F S_F}{A_F} - \tau_i S_i \left(\frac{1}{A_F} + \frac{1}{A_N} \right) + (\rho_F - \rho_N) g \sin \theta = 0 \quad (2.289)$$

- Modelo de Petalas and Aziz (1998)

A queda de pressão em regime *annular* é obtida a partir da equação (2.269) ou da equação (2.270)

As tensões de corte são dadas por:

$$\tau_F = \frac{f_F \rho_L U_F^2}{2} \quad (2.290)$$

$$\tau_i = \frac{f_i \rho_N (U_N - U_F) |U_N - U_F|}{2} \quad (2.291)$$

O factor de atrito entre “filme” líquido e parede, f_F , é obtido pelo método *standard* considerando a rugosidade e o número de Reynolds dado por (2.274). A velocidade do líquido, U_F , é calculada por (2.275), a velocidade do núcleo gasoso, U_N , por (2.279). O factor de atrito na interface gás-líquido é obtido da seguinte correlação empírica.

$$\frac{f_i}{f_F} = 0.024 Re_F^{0.305} \left(\frac{\sigma}{\rho_N U_N^2 D_N} \right)^{0.085} \quad (2.292)$$

Taitel and Barnea (1983), no seu modelo de escoamento vertical em contracorrente, obtêm a variação de pressão a partir da equação da quantidade de movimento aplicada ao núcleo gasoso. Admitindo espessura do filme líquido constante ao longo do tubo e muito inferior ao diâmetro e propriedades dos fluidos constantes, o gradiente total de pressão é dado por

$$\left(\frac{dP}{dx} \right) = -\rho_G g - \frac{4\tau_i}{D - 2\delta_L} \quad (2.293)$$

em que δ_L é a espessura do filme líquido tida como constante até valores da velocidade superficial de gás próximos do início de *flooding* (ver Secção 2.6). Deste modo, os autores estimaram δ_L considerando que o líquido escorre livremente ao longo da parede do tubo (Wallis, 1969)

$$\frac{\delta_L}{D} = K \left[\frac{\mu_L^2}{D^3 g (\rho_L - \rho_G) \rho_L} \right]^{1/3} (Re_{LS})^m \quad (2.294)$$

onde as constantes K e m têm o valor 0.909 e 1/3, respectivamente, para regime laminar e 0.115 e 0.6 para o regime turbulento. Para escoamento pelicular de líquido o número de Reynolds é definido por

$$Re'_F = \frac{\rho_L U_F \delta_L}{\mu_L} \quad (2.295)$$

sendo o escoamento laminar se $Re'_F < 1000$ e turbulento para $Re'_F > 1000$.

O valor da tensão de corte interfacial, τ_i , é calculado a partir da expressão

$$\tau_i = \frac{1}{2} f_i \rho_G \frac{U_{GS}^2}{\left(1 - 2 \frac{\delta}{D}\right)^4} \quad (2.296)$$

onde o factor de atrito interfacial, f_i , é obtido através da correlação de Wallis (1969), equação (2.252), já utilizada também para a interface entre a bolha de Taylor e o filme líquido que a rodeia em regime *slug*.

A Figura 2.45 mostra a variação de pressão adimensionalizada para o sistema ar-água, para os três principais regimes de escoamento, em função da velocidade superficial de gás para três velocidades superficiais de líquido. As curvas do gráfico terminam no ponto a partir do qual determinado regime de escoamento desaparece.

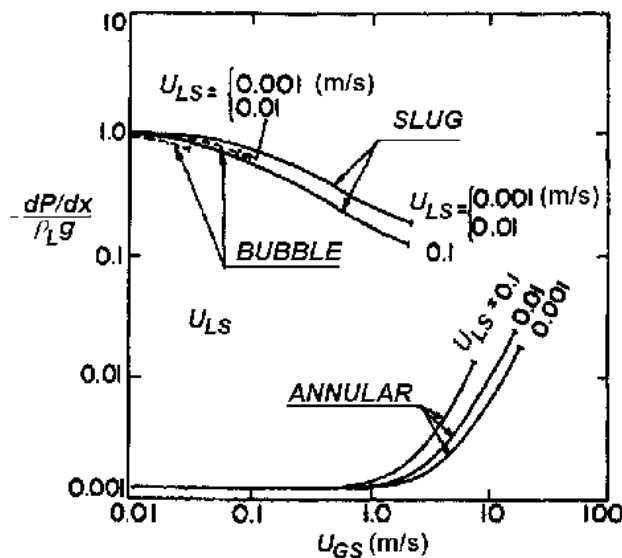


Figura 2.45- Variação de pressão em escoamento vertical em contra-corrente, para o sistema ar-água a 25° e à pressão atmosférica em tubos com $D=50$ mm (Taitel and Barnea, 1983).

Da Figura 2.45 constata-se que

- A variação de pressão neste regime de escoamento é, para o sistema estudado, duas a três vezes inferior à dos regimes *bubble* e *slug*, como resultado directo da retenção de gás elevada em regime *annular*.
- Em regime *annular* a variação de pressão aumenta com o caudal de gás a partir de determinados valores, enquanto que nos regimes *bubble* e *slug* diminui. Este comportamento pode ser explicado pelo aumento da retenção de gás com o caudal de gás nos regimes *bubble* e *slug* enquanto que no regime *annular* a retenção de gás permanece praticamente constante. Em regime *annular*, a variação de pressão deve-se principalmente à tensão interfacial.
- Nos regimes *bubble* e *slug* a pressão diminui com o caudal de líquido, contrariamente ao que acontece em regime *annular* (e também aos regimes *bubble* e *slug* em escoamento co-corrente vertical ascendente) onde aumenta. Isto explica-se com o aumento da retenção de gás nos regimes *bubble* e *slug*, provocado pelo aumento da velocidade do líquido em sentido descendente que faz diminuir a velocidade de subida das bolhas nestes regimes.

2.5.2.4- Regime *stratified*

Entre outros investigadores, Taitel and Dukler (1976) e Xiao *et al.* (1990), para escoamento horizontal e ligeiramente inclinado, Newton and Behnia (2001), para escoamento horizontal e Petalas and Aziz (1998) para escoamento em tubos com qualquer inclinação, desenvolveram modelos de previsão da variação de pressão em regime *stratified*. O modelo de Newton and Behnia (2001) é um modelo numérico complexo para regime *stratified* com ondas na interface gás-líquido (*stratified wavy*).

Os modelos de Xiao *et al.* (1990) e de Petalas and Aziz (1998) baseiam-se no modelo teórico unidimensional de Taitel and Dukler (1976), que é muito utilizado. A variação de pressão é obtida a partir das equações da quantidade de movimento para as duas fases. Para estado estacionário e escoamento unidimensional (segundo a direcção x) das duas fases, as equações para a fase líquida e gasosa são, respectivamente, as seguintes

$$-A_L \left(\frac{dP}{dx} \right) - \tau_{wL} S_L + \tau_i S_i - \rho_L A_L g \sin \theta = 0 \quad (2.297)$$

$$-A_G \left(\frac{dP}{dx} \right) - \tau_{wG} S_G - \tau_i S_i - \rho_G A_G g \sin \theta = 0 \quad (2.298)$$

Admitindo desprezável a tensão superficial e o gradiente de pressão hidrostática do líquido, os gradientes de pressão da fase líquida e da fase gasosa são iguais. Qualquer uma das duas equações anteriores pode ser usada para calcular o gradiente de pressão. Este, pode também ser calculado eliminando a tensão interfacial nas duas equações, o que dá

$$-\left(\frac{dP}{dx} \right) = \left(\frac{A_L}{A} \rho_L + \frac{A_G}{A} \rho_G \right) g \sin \theta + \frac{\tau_{wL} S_L + \tau_{wG} S_G}{A} \quad (2.299)$$

O primeiro termo do lado direito da equação (2.299) representa o gradiente de pressão devido à componente hidrostática e o segundo termo representa a componente devida ao atrito. A componente aceleracional do gradiente de pressão foi desprezada.

As tensões de corte entre líquido e parede e entre gás e parede são obtidas como se segue

$$\tau_{wL} = f_L \frac{\rho_G U_L^2}{2} \quad (2.300)$$

$$\tau_{wG} = f_G \frac{\rho_G U_G^2}{2} \quad (2.301)$$

A tensão de corte na interface gás-líquido é avaliada através de

$$\tau_i = f_i \frac{\rho_G U_G^2}{2} \quad (2.302)$$

Os factores de atrito líquido/parede e gás/parede são calculados utilizando os chamados métodos *standard*, com Reynolds para o líquido e para o gás definidos com base nas propriedades dos fluidos e nos diâmetros hidráulicos, respectivamente, pelas equações (2.55) e (2.56).

Taitel and Dukler (1976) admitiram que o factor de atrito interfacial, f_i , era igual ao factor de atrito gás/parede, f_G . Contudo, vários investigadores, entre eles Xiao *et al.* (1990), referem que essa hipótese conduz a que o gradiente de pressão seja subavaliado. É também questionável a utilização de várias correlações desenvolvidas para f_i , uma vez que algumas dão bons resultados para pequenos diâmetros de tubo e menos bons para diâmetros maiores e outras ao contrário. Isto deve-se ao facto das correlações serem normalmente desenvolvidas para baixos valores de h_L/D . No entanto, pelo menos teoricamente, h_L/D pode variar entre 0.0 e 1.0. Por este motivo, Xiao *et al.* (1990) utilizaram um valor constante, $f_i = 0.0142$, sugerido por Shoam and Taitel (1984) e também utilizado por Taitel and Barnea (1990) em regime *slug*.

No modelo de Petalas and Aziz (1998) τ_i é obtido da equação seguinte

$$\tau_i = \frac{f_i \rho_G (U_G - U_L) |U_G - U_L|}{2} \quad (2.303)$$

com f_i calculado através da seguinte relação empírica

$$f_i = (0.004 + 0.5 \times 10^{-6} Re_{LS}) Fr_L^{1.335} \left(\frac{\rho_L g D}{\rho_G U_G^2} \right) \quad (2.304)$$

em que Re_{LS} é obtido pela equação (2.19) e o número de Froude do líquido definido como $Fr_L = U_L / \sqrt{gh_L}$.

2.6-FLOODING

2.6.1- DEFINIÇÃO

Em vários equipamentos, como colunas de parede molhada, colunas de enchimento, condensadores e de um modo geral em equipamentos onde há escoamento de gás e líquido em contra-corrente, pode ocorrer um fenómeno chamado “encharcamento ou alagamento” (em inglês, *flooding*). Com excepção das colunas de

enchimento, este fenómeno pode ocorrer em regime *annular* ou na película de líquido entre a bolha tubular e a parede do tubo em regime *slug*.

Em geral considera-se que o *flooding* marca o limite do escoamento estável em contra-corrente. Aumentos em quaisquer dos caudais de gás ou de líquido para lá deste limite desestabilizará esse escoamento, originando escoamento co-corrente acima do ponto de entrada de líquido na coluna. A instabilidade do escoamento contra-corrente que origina *flooding* pode dever-se aos seguintes mecanismos (Vijayan *et al.*, 2001):

- aumento brusco do gradiente de pressão na coluna
- aparecimento de líquido acima da sua entrada na coluna
- redução do caudal descendente de líquido
- grande instabilidade da película de líquido.

Estes mecanismos estão inter-relacionados. Por exemplo, alterações no escoamento de líquido na forma de película podem originar um grande aumento do gradiente de pressão, do mesmo modo que, a redução do caudal de líquido descendente, resulta do facto de parte do líquido que é introduzido na coluna ser carregado para cima do ponto de entrada pela corrente de gás.

Em geral, os factores que podem influenciar o *flooding* são o tipo de entrada e de saída dos fluidos na coluna, as dimensões da coluna (diâmetro interno e comprimento), as propriedades físicas dos fluidos (especialmente do líquido) e o ângulo de inclinação da coluna (Hewitt, 1995; Zapke and Kroger, 1996; Mouza *et al.*, 2002b). Este trabalho contempla sobretudo o efeito da inclinação.

Dada a sua importância no projecto de vários equipamentos, como absorvedores do tipo coluna de parede molhada, tubos de aquecimento, colunas de destilação, condensadores de refluxo (baseados no escoamento contra-corrente de um vapor e do seu condensado) (Zapke and Kroger, 2000a; Vijayan *et al.*, 2001; Mouza *et al.*, 2002a), e estando ainda ligado a acidentes em reactores nucleares (Celata *et al.*, 1992; Ghiaasiaan *et al.*, 1995; Ghiaasiaan *et al.*, 1997; Zapke and Kroger, 2000), o fenómeno denominado *flooding* tem sido muito investigado nos últimos cinquenta anos. Apesar disto, subsistem ainda algumas dúvidas acerca dos verdadeiros mecanismos que conduzem ao *flooding*, o que se deve ao facto de se tratar de um fenómeno muito complexo, de haver algumas diferenças de pormenor na definição exacta usada por

vários autores e de ser usada uma gama variada de sistemas de alimentação e remoção de gás e de líquido na coluna (Jayanti *et al.*, 1996; Talaia, 1997; Vijayan *et al.*, 2001).

A Figura 2.46, semelhante a outras apresentadas por vários investigadores, como Whalley (1987), ajuda a perceber melhor o fenómeno do *flooding*.

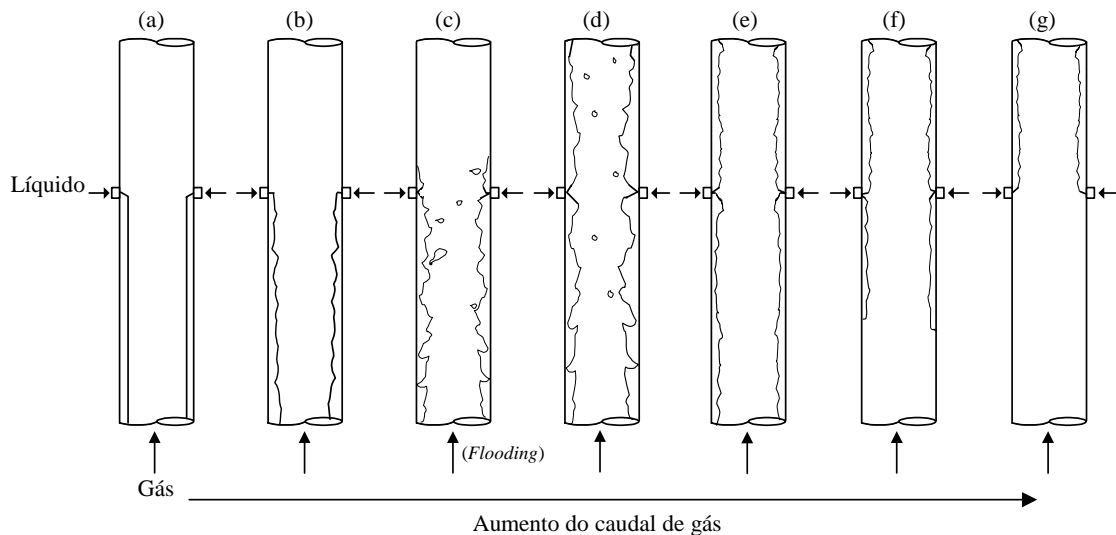


Figura 2.46- Escoamento vertical *annular* em contra-corrente e o fenómeno do *flooding*.

Considere-se então um tubo vertical onde inicialmente, Figura 2.46(a), o líquido é introduzido uniformemente para o interior do tubo a um caudal constante, saindo pela base. Com a introdução de gás na base obtém-se escoamento contra-corrente *annular*, típico das colunas de parede molhada. Para valores baixos da velocidade superficial do gás, a interface entre o filme líquido e o gás comporta-se como uma superfície lisa. Com o aumento da velocidade do gás, o escoamento do líquido tornar-se-á mais instável com formação de ondas na interface cada vez maiores (Figura 2.46(b)). Algumas gotas de líquido começarão a ser arrancadas e arrastadas para cima pela corrente gasosa. Ondas de líquido poderão também ser transportadas para cima. A transição de escoamento contra-corrente para escoamento em que parte do líquido tem movimento ascendente e a outra parte tem movimento descendente (Figura 2.46(c)) é definida como *flooding*, ou mais precisamente início do *flooding*. Aumentando ainda mais a velocidade superficial do gás, parte do líquido é transportada para cima do ponto de entrada, originando-se assim um escoamento onde há simultaneamente um filme de

líquido que desce e outro que sobe a coluna (Figura 2.46(d) e (e)). Para velocidades de gás suficientemente elevadas, o escoamento de líquido abaixo do ponto de entrada muda para filme ascendente (Figura 2.46(f)) e eventualmente todo o líquido pode vir a ser arrastado para cima, obtendo-se escoamento co-corrente ascendente (Figura 2.46(g)).

Para além da observação visual possível em colunas transparentes, o início do *flooding* pode, de um modo geral, ser detectado recorrendo-se à medida da queda de pressão na coluna, pois normalmente o início deste fenómeno é acompanhado por um aumento brusco na diferença de pressão entre dois pontos da coluna (por exemplo $P_A - P_B$, com o ponto A localizado abaixo de B). A Figura 2.47 é um exemplo típico concreto da forma como a diferença de pressão, mais precisamente o gradiente de pressão, varia com o aumento do caudal de gás, para um valor fixo do caudal de líquido. Nessa figura está também representada a variação do caudal de líquido descendente com o caudal de gás. O aumento brusco do gradiente de pressão e a diminuição do caudal descendente de líquido caracterizam o início do *flooding*. O dados representados nesta figura referem-se ao sistema ar-água num tubo vertical de 25 mm de diâmetro, tendo sido obtidos por Vijayan *et al.* (2001). Para caudais de gás reduzidos, o gradiente de pressão mantém-se praticamente constante (pontos A e B da Figura 2.47). Com o aumento gradual do caudal de gás, o gradiente de pressão aumenta, ainda que ligeiramente (pontos B a E), até que se atinge um ponto (F) em que se torna muito acentuado. Este ponto corresponde ao *flooding*.

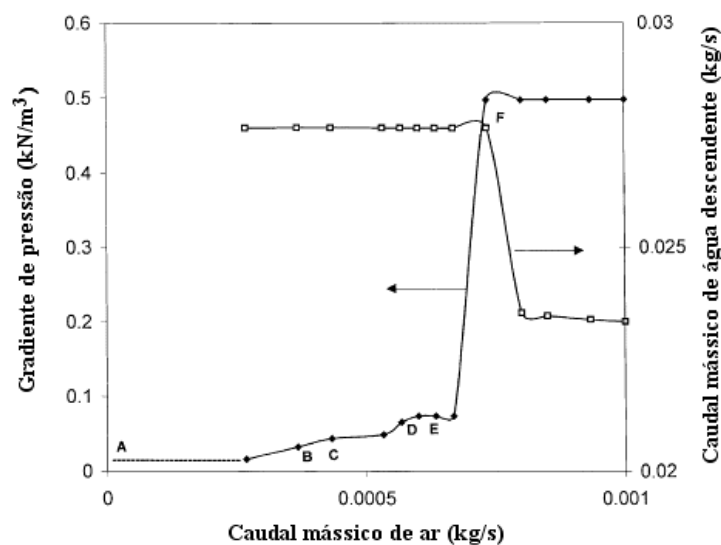


Figura 2.47- Variação do gradiente de pressão e do caudal de líquido descendente com o caudal de ar, para caudal de água à entrada de 0.0278 kg/s, num tubo com 25 mm de diâmetro (de Vijayan *et al.*, 2001).

2.6.2- PREVISÃO DE *FLOODING*

Como em muitos outros domínios, há duas técnicas principais de abordagem ao fenómeno: uma recorre a correlações de dados experimentais (que pode incorporar também alguns aspectos físicos) e a outra consiste no desenvolvimento de modelos mais ou menos detalhados.

As correlações têm tido maior sucesso que os modelos, talvez devido à complexidade do fenómeno e ao facto dos modelos necessitarem frequentemente de recorrer a complicadas resoluções numéricas, que não se traduzem no final num acréscimo correspondente na precisão com que a previsão é feita.

A grande maioria das correlações e dos modelos de previsão de *flooding* foi obtida em tubos verticais. As correlações envolvem normalmente grupos adimensionais. Uma das primeiras, e que ainda hoje tem grande sucesso, foi obtida por Wallis (1961). Utilizando o sistema ar-água e tubos verticais com diâmetro interno entre 12 e 25 mm e 1.2 m comprimento, este investigador desenvolveu a seguinte correlação

$$\sqrt{U_{GS}^*} + \sqrt{U_{LS}^*} = C \quad (2.305)$$

em que U_{GS}^* e U_{LS}^* são, respectivamente, as velocidades superficiais adimensionais do gás e do líquido, definidas por Wallis (1961)

$$U_{GS}^* = U_{GS} \sqrt{\frac{\rho_G}{gD(\rho_L - \rho_G)}} \quad (2.306)$$

e

$$U_{LS}^* = U_{LS} \sqrt{\frac{\rho_L}{gD(\rho_L - \rho_G)}} \quad (2.307)$$

onde C é uma constante que depende da geometria da coluna, tendo Wallis (1961) obtido no seu estudo $C = 0.725$.

Uma revisão da literatura sobre o *flooding* e tendo em atenção os excelentes artigos de revisão de McQuillan and Whalley (1985) e de Bankoff and Lee (1986), permite agrupar as correlações em quatro categorias:

- Correlações empíricas usando as velocidades superficiais - correlações do tipo Wallis.
- Correlações empíricas usando o número de Kutateladze.
- Correlações empíricas usando outros parâmetros adimensionais.
- Correlações obtidas a partir de uma análise teórica.

A forma geral das correlações do tipo Wallis (Wallis, 1961, 1969), muito utilizadas, é

$$\sqrt{U_{GS}^*} + m\sqrt{U_{LS}^*} = C \quad (2.308)$$

em que m e C são parâmetros que dependem principalmente da geometria da coluna, com valores de m entre 0.8 e 1.0 e C entre 0.7 e 1.0.

Nas correlações com o número de Kutateladze, define-se uma velocidade adimensionalizada alternativa, usando a tensão superficial, σ , em vez do diâmetro, D , como é usado em U_{GS}^* e U_{LS}^*

Os números de Kutateladze (Ku) para gás e para líquido, são definidos, respectivamente, por

$$Ku_G = \frac{U_{GS}\rho_G^{1/2}}{[g\sigma(\rho_L - \rho_G)]^{1/4}} \quad (2.309)$$

e

$$Ku_L = \frac{U_{LS}\rho_L^{1/2}}{[g\sigma(\rho_L - \rho_G)]^{1/4}} \quad (2.310)$$

De entre este tipo de correlações, a mais citada na literatura da especialidade e uma das mais simples, é a de Pushkina and Sorokin (1969), obtida com dados de experiências efectuadas com ar e água, glicerina e etanol, em tubos verticais com diâmetro entre 13 e 300 mm

$$Ku_G = 3.2 \quad (2.311)$$

Outras correlações importantes deste grupo e que têm particularidades especiais são as de Alekseev *et al.* (1972) e de Sun (1979). A equação de Alekseev *et al.* (1972) foi desenvolvida para colunas de enchimento e a de Sun (1979) tem uma forma geral semelhante à de Wallis (1969).

A correlação Alekseev *et al.* (1972) é

$$Ku_G = 0.257 Fr^{-0.22} Bo^{0.26} \quad (2.312)$$

onde Bo e Fr são, respectivamente, os números de Bond (também referido como número de Eotvos, Eo , equação (2.148)) e de Froude definido neste caso por

$$Fr = Q_L' \left[\frac{g(\rho_L - \rho_G)^3}{\sigma^3} \right]^{1/4} \quad (2.313)$$

onde Q_L' é o caudal volumétrico de líquido por unidade de perímetro molhado (m^2/s).

A correlação de Sun (1979) é

$$(Ku_G)^{1/4} + C_2 (Ku_L)^{1/4} = C_3 \quad (2.314)$$

com as constantes C_2 e C_3 a dependerem de factores como a geometria da coluna.

No grupo das correlações que utilizam outros parâmetros, duas das mais citadas são as de Feind (1960) e de Suzuki and Ueda (1977).

A correlação de Feind (1960) foi obtida com os sistemas ar-água e ar-soluções de dietilenoglicol, em tubos com diâmetro entre 20 mm e 50 mm e comprimento entre 1.00 e 2.50 m. A equação é

$$m \frac{Re_G}{Re_{LS}^n} \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0.4} \left(\frac{\mu_G}{\mu_L} \right)^{0.75} + 1.4 \times 10^4 = 1300 \left(\frac{D}{2\delta} \right)^{1.2} \quad (2.315)$$

sendo $m=92.0$, $n=0.33$ se $Re_{LS} < 1600$ e $m=315.4$, $n=0.5$ se $Re_{LS} > 1600$, com Re_{LS} baseado na velocidade superficial de líquido e no diâmetro do tubo (equação (2.19)).

A correlação de Suzuki and Ueda (1977) foi obtida com os fluidos ar-água e ar-soluções de glicerol em tubos com diâmetro entre 10 e 29 mm e comprimento entre 0.50 e 2.00 m

$$Fr = A \log_{10} X + B \quad (2.316)$$

onde

$$X = \frac{1}{Re_{LS}^{0.33}} \left(\frac{\rho_L g D^2}{\sigma'} \right)^{0.25} \left(\frac{\mu_G}{\mu_L} \right)^{0.66} \quad (2.317)$$

$$Fr = \left[\frac{\rho_G (U_G + U_L)^2}{\rho_L g \delta} \right]^{0.5} \quad (2.318)$$

$$\sigma' = \sigma + 1.5|\sigma - 0.05| \quad (2.319)$$

e as constantes A e B têm os seguintes valores: $A = 7.66$ a 14.86 ; $B = 18.37$ a 29.70 . Estas constantes dependem do comprimento do tubo e do número de Reynolds do líquido, $Re_L = \rho_L U_L \delta / \mu_L$.

No grupo das correlações teóricas, uma das mais citadas é a de Richter (1981). Com base no mecanismo de crescimento das ondas na superfície do líquido e em dados experimentais obtidos com o sistema ar-água em tubos com diâmetro entre 19 e 140 mm, o autor obteve a seguinte correlação para o *flooding*

$$\frac{f_{wL}}{4} Bo^3 (U_{LS}^*)^2 (U_{GS}^*)^6 + f_{wL} Bo (U_{GS}^*)^4 + 150 f_{wL} (U_{GS}^*)^2 = 1 \quad (2.320)$$

em que f_{wL} é o factor de atrito líquido/parede, tendo sido utilizado o valor de $f_{wL}=0.008$.

Uma das correlações que segundo Whalley (1987) dá melhores resultados globais é a correlação otimizada de McQuillan and Whalley (1985 b), obtida a partir de um número elevado de pontos experimentais de *flooding* compilados da literatura, envolvendo vários fluidos e uma gama larga de diâmetros e de comprimentos de tubo. Esta correlação, que tem em conta a viscosidade dos líquidos, é expressa do seguinte modo

$$Ku_G = 0.286Bo^{0.26} Fr^{-0.22} \left(1 + \frac{\mu_L}{\mu_{H_2O}} \right)^{-0.18} \quad (2.321)$$

onde Bo é o número de Bond e Fr é o número de Froude, definidos pelas equações (2.148) e (2.313) respectivamente e μ_{H_2O} é a viscosidade da água a 20°C (0.001 Pa s).

Vários autores, como Whalley (1987), Richter (1981), Taitel and Barnea (1983), Jayanti *et al.* (1996) e Vijayanti *et al.* (2001), referem que as correlações de Wallis dão bons resultados para tubos de pequenos diâmetros ($D < 50$ mm) e as do tipo Kutateladze são indicadas para tubos de maiores diâmetros ($D > 50$ mm).

2.6.3- FLOODING EM TUBOS VERTICAIS

A grande maioria dos estudos realizados sobre *flooding* foi efectuada em tubos verticais. Alguns dos mais importantes foram apresentados na secção anterior. Para uma visão mais completa do assunto sugere-se a consulta dos artigos de revisão de McQuillan and Whalley (1985b) e de Bankoff and Lee (1986), apresentando-se a seguir correlações e modelos desenvolvidos por outros autores posteriormente à publicação desses artigos.

- Modelos de Whalley (1987)

Whalley (1987) no seu tratado sobre escoamentos gás-líquido dedicou um capítulo ao fenómeno do *flooding*. Nele apresenta dois modelos simples e as respectivas equações para previsão deste fenómeno em tubos verticais.

Num dos modelos admite que o *flooding* ocorre quando uma gota arrancada à película de líquido que cobre a parede do tubo puder ser suportada pelo escoamento ascendente de gás. Considerando uma gota de diâmetro, d_g , a força de impulsão, F_B , é

$$F_B = (\rho_L - \rho_G)g \frac{\pi d_g^3}{6} \quad (2.322)$$

A força de arrasto exercida pelo gás, F_D , sobre a mesma gota, é dada por

$$F_D = \frac{1}{8} C_D \rho_G g U_G^2 \pi d_g^2 \quad (2.323)$$

em que C_D é o coeficiente de arrasto e U_G é a velocidade da fase gasosa.

A igualdade das duas forças permite obter a equação para a velocidade do gás

$$U_G^2 = \frac{4d_g (\rho_L - \rho_G) g}{3C_D \rho_G} \quad (2.324)$$

O diâmetro da gota é correlacionado com o número de Weber, We , de acordo com a equação seguinte

$$d_g = \frac{We \sigma}{\rho_G U_G^2} \quad (2.325)$$

Se o diâmetro da gota for eliminado nas equações (2.324) e (2.325) obtém-se nova expressão para a velocidade do gás

$$U_G = \left(\frac{4We}{3C_D} \right)^{1/4} \left[\frac{(\rho_L - \rho_G) g \sigma}{\rho_G^2} \right]^{1/4} \quad (2.326)$$

Atendendo à definição do número de Kutateladze para o gás, obtém-se a seguinte equação para o *flooding*, em que Ku_G é constante

$$Ku_G = \left(\frac{4We}{3C_D} \right)^{1/4} \quad (2.327)$$

Se for $We = 30$ e $C_D = 0.44$, como sugeriram Maron and Dukler (1984), obtém-se $Ku_G = 3.1$, equação praticamente idêntica à correlação de Pushkina and Sorokin (1969): $Ku_G = 3.2$. Autores como Hintze (1955) e Whalley (1987) sugeriram $We = 13$, o que dá $Ku_G = 2.5$.

O outro modelo simples que dá bons resultados, ajustando-se até melhor a muitos dados experimentais que alguns modelos mais complicados (Whalley, 1987),

baseia-se no cálculo da velocidade de gás necessária para sustentar uma onda estacionária de líquido na película. O balanço de forças é efectuado sobre a onda de acordo com a Figura 2.48.

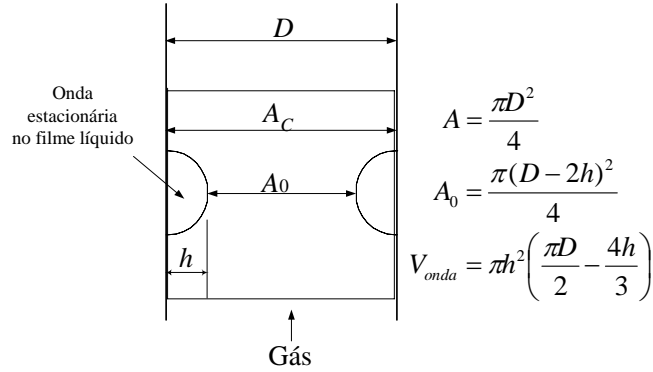


Figura 2.48- Volume de controlo para aplicação da equação da quantidade de movimento sobre uma onda estacionária de acordo com Whalley (1987).

O gás ao circular através da zona estreita devido à formação da onda, vai aumentar a sua velocidade e diminuir a pressão. A queda de pressão, ΔP , é modelada como no caso de uma contracção brusca num tubo, sendo dada por

$$\Delta P = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{A_C}{A_0} \right)^2 \rho_G U_G^2 \quad (2.328)$$

em que A_C é a área da secção recta do tubo e A_0 é a área disponível para a circulação de gás na zona da crista da onda que se forma a toda a volta do tubo e que se admite ter forma semiesférica com amplitude h conforme se mostra na Figura 2.48. Nesta figura apresentam-se também as fórmulas de cálculo das áreas e do volume da onda, V_{onda} . A tracejado está representado o volume de controlo para aplicação da equação da quantidade de movimento. Esta equação é

$$\Delta P A_C = (\rho_L - \rho_G) V_{onda} g \quad (2.329)$$

Se $h/D \ll 1$, as expressões de ΔP e de V_{onda} podem simplificar-se. Se estas expressões simplificadas forem introduzidas na equação (2.329) obtém-se

$$\frac{\rho_G U_G^2}{(\rho_L - \rho_G) g D} = \frac{\pi}{4} \quad (2.330)$$

que, atendendo à definição de U_{GS}^* , é equivalente a

$$U_{GS}^* = \left(\frac{\pi}{4} \right)^{1/2} = 0.89 \quad (2.331)$$

- Correlação de Jayanti and Hewitt (1992)

Jayanti and Hewitt (1992) propuseram uma correlação para previsão do *flooding* que tem explicitamente em conta o comprimento do tubo. Usando um tubo vertical com um diâmetro de 31.8 mm, eles sugeriram a seguinte correlação modificada de Wallis, $\sqrt{U_{GS}^*} + m\sqrt{U_{LS}^*} = C$, onde o coeficiente m é uma função de L/D dada por

$$m = 0.1928 + 0.01089 \left(\frac{L}{D} \right) - 3.754 \times 10^{-5} \left(\frac{L}{D} \right)^2; \text{ se } \frac{L}{D} < 120$$

ou

$$m = 0.96 \approx 1; \text{ se } \frac{L}{D} > 120 \quad (2.332)$$

- Correlação de Talaia (1997)

Este autor apresentou uma nova forma de correlação de dados experimentais apoiada numa interpretação física do fenómeno do *flooding* em colunas de parede molhada. Concluiu que para tubos de diâmetro não muito pequeno há uma relação funcional entre os grupos adimensionais $\tau / (\rho_L g \sigma)^{1/2}$ e $Re = 4Q_L' / \mu_L$ (em que Q_L' representa o caudal volumétrico de líquido por unidade de largura de escoamento) para cada valor de um terceiro grupo adimensional que caracteriza as propriedades do líquido, $Z = (\rho_L^{1/3} \sigma) / (g^{1/3} \mu_L^{4/3})$.

Analisando um conjunto muito elevado de dados experimentais de vários autores, concluiu que a relação funcional entre aqueles parâmetros adimensionais era bem representada por

$$\left[\frac{\tau}{(\rho_L g \sigma)^{1/2}} \right]^{4/7} = -8.75 \times 10^{-6} Re + 0.0889 ; \text{ se } Re < 4000 \quad (2.333)$$

$$\left[\frac{\tau}{(\rho_L g \sigma)^{1/2}} \right]^{4/7} = 0.054 ; \text{ se } Re > 4000 \quad (2.334)$$

A partir destas duas correlações, o autor obteve as seguintes expressões para a velocidade superficial do gás que origina *flooding*

$$U_{GS} = \left(\frac{\rho_L^2 g^2 \sigma^2}{\rho_G^3 \mu_G} \right)^{1/7} D^{1/7} (-5.55 \times 10^{-5} Re + 0.56) - 2.037 \left(Re^{5/4} g \frac{\mu_L}{\rho_L} \right)^{1/3} ; \text{ se } Re < 4000 \quad (2.335)$$

e

$$U_{GS} = 0.342 \left(\frac{\rho_L^2 g^2 \sigma^2}{\rho_G^3 \mu_G} \right)^{1/7} D^{1/7} - 2.037 \left(Re^{5/4} g \frac{\mu_L}{\rho_L} \right)^{1/3} ; \text{ se } Re > 4000 \quad (2.336)$$

- Correlação de Celata *et al.* (1989)

Celata *et al.* (1989) realizaram um estudo experimental sobre a influência de obstruções no *flooding* em tubos verticais. O trabalho foi efectuado em tubos verticais com $D=20$ mm tendo usado o sistema ar-água. A obstrução colocada a meio do comprimento do tubo, consistia num anteparo com um furo de diâmetro D_o , concêntrico com o diâmetro do tubo, conforme se mostra na Figura 2.49a). Foram testados anteparos perfurados que disponibilizavam entre 35% e 100% de área livre para escoamento.

Os dados obtidos revelam que, fixados outros parâmetros, a presença da obstrução no tubo antecipa o fenómeno do *flooding*, isto é, a velocidade superficial de gás que origina *flooding* é menor.

De entre as muitas correlações disponíveis na literatura a que melhor se ajustou aos dados foi a de Wallis (1969), $(U_{GS}^*)^{1/2} + m(U_{LS}^*)^{1/2} = C$, admitindo $m=1$ para o sistema ar-água. A constante m pode ser relacionada com o número adimensional G , que representa a razão entre a força gravítica e as forças viscosas, definido por

$$G = \left[\frac{\rho_L g D^3 (\rho_L - \rho_G)}{\mu_L^2} \right]^{1/2} \quad (2.337)$$

Geralmente $m=1$ para $G > 100$, e atendendo a que no trabalho de Celata *et al.* (1989), G variou entre 4000 ($D_o=12$ mm) e 8500 ($D_o=D=20$ mm), justifica-se o valor unitário de m .

A correlação de Wallis com $m=1$ e C (que é um parâmetro que depende essencialmente das condições de entrada e saída dos fluidos da secção de teste) com valores entre 0.725 e 0.875, ajustou-se bem aos dados obtidos no tubo sem obstrução.

No caso do tubo ter obstruções, Celata *et al.* (1989) concluíram que a correlação de Wallis (1969) com $m=1$, prevê satisfatoriamente os dados experimentais de *flooding*, desde que se utilize um valor apropriado de C para cada D_o . Os autores obtiveram a seguinte correlação

$$C = \gamma^{0.35} \quad (2.338)$$

em que γ é a razão de perfuração (quociente entre as áreas da secção recta do furo e do tubo). Com a obtenção de uma expressão para C , a correlação para prever o *flooding* em tubos verticais com obstrução é

$$(U_{GS}^*)^{1/2} + m(U_{LS}^*)^{1/2} = \gamma^{0.35} \quad (2.339)$$

Os autores analisaram também os dados de *flooding* obtidos com uma geometria equivalente da obstrução. Em vez de um único furo no anteparo utilizaram 4 furos, mantendo a razão de perfuração. Os testes para comparar os dados de *flooding* das duas geometrias foram efectuados com um furo central de 14 mm de diâmetro e com uma geometria equivalente de quatro furos de 7 mm, dispostos simetricamente, como se mostra na Figura 2.49b) (para n furos, o diâmetro de cada um seria $D_n = D_o / \sqrt{n}$).

Nas condições experimentais usadas, Celata *et al.* (1989) obtiveram resultados semelhantes relativamente ao início do *flooding* com as duas geometrias testadas.

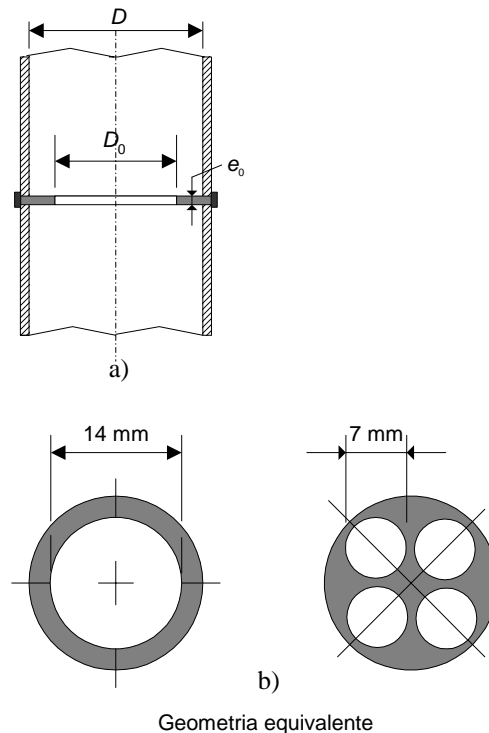


Figura 2.49- (a) Representação da obstrução da coluna conforme Celata *et al.* (1989), em que D é o diâmetro interno do tubo, e_0 é a espessura do anteparo e D_0 é o diâmetro do furo, (b)-Representação de duas geometrias equivalentes de perfuração: 1 furo de 14 mm e 4 furos de 7 mm cada.

2.6.4- FLOODING EM TUBOS INCLINADOS

Em contraste com a extensa bibliografia sobre *flooding* em tubos verticais, há muito menos investigação sobre este fenómeno em condutas inclinadas. Um dos primeiros trabalhos deve-se a Barnea *et al.* (1986), podendo citar-se também os trabalhos de Celata *et al.* (1992), Zapke and Kroeger (1996), Ghiaasiaan *et al.* (1997), Wongwises (1998), Zapke and Kroeger (2000a), Zapke and Kroeger (2000b), Fiedler *et al.* (2002a), Fiedler *et al.* (2002b) e Mouza *et al.* (2002b). Contrariamente ao habitual, os estudos de Fiedler *et al.* (2002a), Fiedler *et al.* (2002b) e Mouza *et al.* (2002b) têm a particularidade de ter sido efectuados utilizando tubos de pequeno diâmetro ($D < 10$ mm). Zapke and Kroeger (2000a), Zapke and Kroeger (2000b) utilizaram condutas de secção rectangular.

Wallis (1969) no seu tratado sobre escoamentos gás-líquido, é um dos primeiros autores a referir que em tubos inclinados, a velocidade superficial de gás (ou de líquido) que origina *flooding* é mais elevada que em tubos verticais, comportamento evidenciado também por outros autores (Barnea *et al.*, 1986; Celata *et al.*, 1992; Zapke and Kroger, 2000a; Mouza *et al.*, 2002b e Fiedler *et al.*, 2002). Investigadores como Barnea *et al.* (1986) e Celata *et al.* (1992), referem mesmo que pequenos desvios da orientação vertical são suficientes para aumentar a velocidade de *flooding* do gás. Outros (Barnea *et al.* 1986; Zapke and Kroger, 2000a; Fiedler *et al.*, 2002) referem um comportamento como o que se verifica na subida de bolhas em meio estagnado: com o afastamento do tubo da posição vertical, a velocidade de *flooding* do gás aumenta, atinge um valor máximo para um determinado ângulo, diminuindo de seguida se a inclinação continuar a aumentar. Este fenómeno não foi encontrado noutros trabalhos, quer porque o efeito da inclinação foi pouco significativo (Fiedler *et al.*, 2000) ou porque não foi testada uma gama mais completa de inclinações (Celata *et al.*, 1992; Mouza *et al.*, 2002b).

Barnea *et al.* (1986) investigaram o efeito da inclinação do tubo sobre a velocidade de gás que origina *flooding*, tendo utilizado o sistema ar-água nas suas experiências e um tubo de 10 m de comprimento e 51 mm de diâmetro. Os resultados obtidos constam da Figura 2.50.

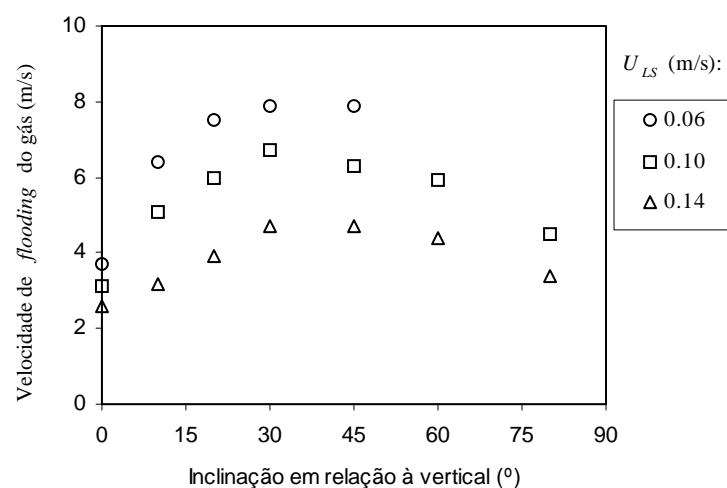


Figura 2.50- Velocidade superficial de gás que origina *flooding* em função da inclinação do tubo, para o sistema ar-água em escoamento num tubo de 51 mm de diâmetro, para três velocidades superficiais de líquido à entrada do tubo (Barnea *et al.*, 1986).

O modelo desenvolvido por Barnea *et al.* (1986) baseia-se na aplicação da equação da quantidade de movimento ao líquido e ao gás em escoamento contra-corrente e regime *annular* em estado estacionário, equações (2.340) e (2.341), respectivamente. A condição de não solução para escoamento contra-corrente é usada como critério para o *flooding*. A principal limitação do modelo reside no facto de considerar distribuição uniforme de líquido em redor do tubo.

Da aplicação da equação da quantidade de movimento ao líquido e ao gás resulta

$$-A_L \left(\frac{dP}{dx} \right) - \tau_{wL} S_L - \tau_i S_i - \rho_L A_L g \sin \theta = 0 \quad (2.340)$$

$$-A_G \left(\frac{dP}{dx} \right) + \tau_i S_i + \rho_G A_G g \sin \theta = 0 \quad (2.341)$$

onde A_L e A_G são as áreas da secção recta ocupadas por líquido e por gás, respectivamente, τ_{wL} e τ_i são as tensões de corte entre líquido e parede do tubo e na interface gás/líquido e S_L e S_i são os perímetros do líquido e da interface. A igualdade dos gradientes de pressão nas equações (2.340) e (2.341) conduz a

$$\frac{\tau_{wL} S_L}{A_L} + \tau_i S_i \left(\frac{1}{A_L} + \frac{1}{A_G} \right) - (\rho_L - \rho_G) g \sin \theta = 0 \quad (2.342)$$

A tensão de corte entre líquido e parede foi avaliada de acordo com a equação $\tau_L = f_L \rho_L U_L^2 / 2$, com o factor de atrito dado por $f_L = 16/Re_L$ para regime laminar e por $f_L = 0.046 Re_L^{-0.2}$ para regime turbulento, com $Re_L = \rho_L U_L D_L / \mu_L$, $D_L = 4A_L / S_L$, $U_L = U_{LS} A / A_L$ e $U_G = U_{GS} A / A_G$. A tensão interfacial é obtida de

$$\tau_i = f_i \frac{\rho_G (U_G + U_L)^2}{2} \quad (2.343)$$

com o factor de atrito interfacial calculado através expressão de Wallis (1969) para as condições de *flooding*

$$f_i = a + b(1 - E_G)^m \quad (2.344)$$

com $a=0.005$, $b=24$ e $m=2.04$.

Como os parâmetros geométricos A_L , A_G , S_L e S_i dependem apenas da espessura da película de líquido, δ_L , (2.342) é uma equação implícita em δ_L , resolvida adotando o critério de não solução, o que significa que não há valores de δ_L que verifiquem a equação na gama $0 < \delta_L < D/2$ quando, para um certo valor de U_{LS} (ou U_{GS}), o valor de *flooding* de U_{GS} (ou U_{LS}) é atingido.

Celata *et al.* (1992) efectuaram um estudo sobre o fenómeno do *flooding* em tubos inclinados com obstruções. Nas experiências utilizaram o sistema ar-água e tubos com diâmetro interno de 20 mm e 0.5 m de comprimento, numa instalação idêntica à utilizada por Celata *et al.* (1989). A distância entre o ponto de entrada de água no tubo e a obstrução constituída por um anteparo perfurado com um orifício concêntrico, era de 0.3 m e a distância entre a obstrução e o ponto da entrada de gás era de 0.2 m. Foram testados 3 valores do diâmetro do orifício, ($D_o=15, 17$ e 20 mm) e inclinações de tubo em relação à vertical entre 0° e 15° .

Os resultados obtidos estão representados nas Figuras 2.51, 2.52 e 2.53, constatando-se que a inclinação do tubo tem um efeito muito significativo sobre a velocidade superficial de gás que origina *flooding* e que esta velocidade diminui com a diminuição do diâmetro do orifício, aumentando com o aumento da inclinação (este aumento é mais pronunciado para caudais mássicos de entrada de líquido reduzidos e pequenos desvios da orientação vertical).

Citando o estudo de Barnea *et al.* (1986), Celata *et al.* (1992) referem que a variação da velocidade de gás que origina *flooding* com a inclinação do tubo, é influenciada pelo diâmetro deste. Para diâmetros maiores ($D>25$ mm) aquela velocidade aumenta com a inclinação até cerca de 40° em relação à vertical, diminuindo depois para inclinações mais elevadas e para diâmetros pequenos ($D<0.025$ m) o crescimento é elevado até cerca de 10° , mantendo-se praticamente constante para inclinações mais elevadas. Uma explicação qualitativa para este comportamento poderá obter-se da relação entre espessura da película de líquido e as velocidades de líquido e de gás.

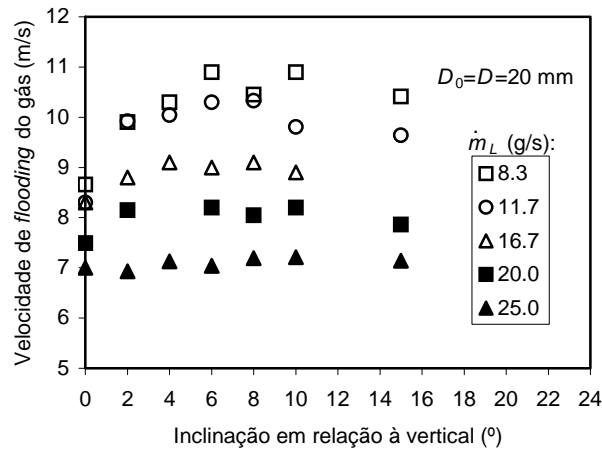


Figura 2.51- Velocidade superficial de ar que origina *flooding* em função da inclinação do tubo, para vários caudais mássicos de água à entrada e $D_0 = D = 20$ mm (de Celata *et al.*, 1992).

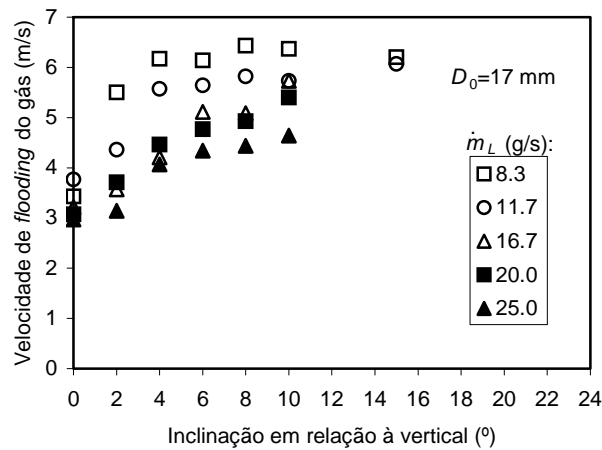


Figura 2.52- Velocidade superficial de ar que origina *flooding* em função da inclinação do tubo, para vários caudais mássicos de água à entrada do tubo e $D_0 = 17$ mm (de Celata *et al.*, 1992).

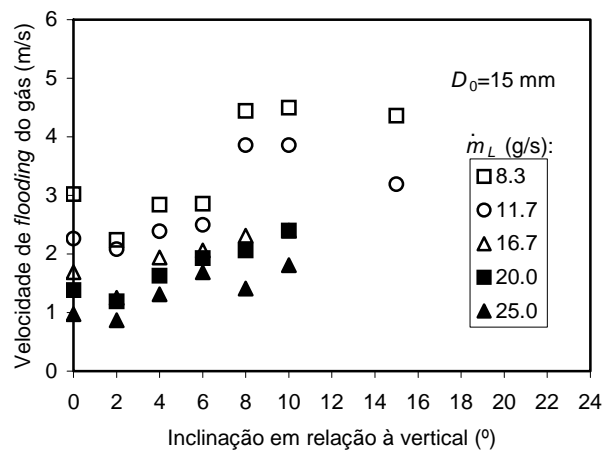


Figura 2.53- Velocidade superficial de ar que origina *flooding* em função da inclinação do tubo, para vários caudais mássicos de água à entrada do tubo e $D_0 = 15$ mm (de Celata *et al.*, 1992).

Celata *et al.* (1992) aplicaram o modelo de Barnea *et al.* (1986) aos resultados obtidos no tubo sem obstruções com 20mm de diâmetro. Sugerem, no entanto, uma expressão diferente para calcular o factor de atrito interfacial, que tem em conta a influência do diâmetro na tensão de corte interfacial

$$f_i = 0.005 + A \left(\frac{D^*}{2} \right)^B \left(1 - \sqrt{E_G} \right)^B \quad (2.345)$$

em que

$$\log A = -0.56 + \frac{9.07}{D^*} \quad (2.346)$$

e

$$B = 1.63 + \frac{4.74}{D^*} \quad (2.347)$$

onde D^* é o diâmetro adimensional dado por

$$D^* = D \left[\frac{g(\rho_L - \rho_G)}{\sigma} \right]^{0.5} \quad (2.348)$$

Zapke and Kroeger (1996) analisaram a influência das propriedades dos fluidos e da geometria de entrada do gás no tubo sobre o *flooding*, tendo utilizado um tubo com 30 mm de diâmetro interno na vertical e inclinado a 30°. As experiências foram efectuadas com ar, árgon, hélio, hidrogénio, água, metanol, isopropanol e soluções aquosas de metanol (com μ_L entre 0.57 a 2.5×10^{-3} Pa s e σ com valores entre 23×10^{-3} e 72×10^{-3} N/m). Utilizaram também dois tipos de entrada de gás no tubo, que designamos por “entrada em aresta viva” e “entrada do tipo borda afunilada”.

Para tubo vertical e “entrada em aresta viva” propuseram a correlação de Wallis (1969), equação (2.308), com $m = 1$ e C como uma função das propriedades do líquido. Para o mesmo tipo de entrada de gás e para ter em conta o efeito das propriedades dos fluidos e da inclinação do tubo sobre a velocidade que origina *flooding*, os autores recorreram ao parâmetro adimensional Z_L , obtendo a seguinte correlação

$$\sqrt{U_{GS}^*} + m\sqrt{U_{LS}^*} = EZ_L^b \quad (2.349)$$

onde $Z_L = \frac{\sqrt{D\rho_L\sigma}}{\mu_L}$ é o inverso do número de Ohnesorge e b , E e m representam constantes empíricas que dependem da inclinação do tubo e da configuração da entrada do gás no tubo.

Para tubo vertical a correlação obtida foi

$$\sqrt{U_{GS}^*} + \sqrt{U_{LS}^*} = 0.52Z_L^{0.05} \quad (2.350)$$

e para tubo inclinado a 30°

$$\sqrt{U_{GS}^*} + 0.6\sqrt{U_{LS}^*} = 0.8Z_L^{0.014} \quad (2.351)$$

Com a entrada de gás do “tipo borda afunilada” Zapke and Kroeger (1996) obtiveram para tubo vertical

$$\sqrt{U_{GS}^*} + 0.41\sqrt{U_{LS}^*} = 0.86 \quad (2.352)$$

e para tubo inclinado

$$\sqrt{U_{GS}^*} + 0.54\sqrt{U_{LS}^*} = 0.94 \quad (2.353)$$

É possível, com um exercício simples, avaliar a influência do diâmetro do tubo e das propriedades físicas dos fluidos sobre a velocidade de gás que origina *flooding* em tubo vertical ou inclinado. Por exemplo se na equação (2.350), obtida para tubo vertical, se desprezar o caudal de líquido obtém-se

$$U_{GS} \propto \frac{D^{0.55} g^{0.5} \rho_L^{0.55} \sigma^{0.05}}{\rho_G^{0.5} \mu_L^{0.1}} \quad (2.354)$$

que mostra que a massa volúmica do gás e do líquido têm o efeito mais pronunciado sobre a velocidade de *flooding* do gás, a tensão superficial tem influência reduzida e o

efeito da viscosidade do líquido é relativamente mais importante que o da tensão superficial.

Fazendo um exercício semelhante com a equação (2.351), válida para tubo inclinado 30° em relação à vertical, obtém-se

$$U_{GS} \propto \frac{D^{0.514} g^{0.5} \rho_L^{0.514} \sigma^{0.014}}{\rho_G^{0.5} \mu_L^{0.028}} \quad (2.355)$$

Ghiaasiaan *et al.* (1997) realizaram um estudo experimental sobre a hidrodinâmica dos escoamentos em contra-corrente em tubos verticais e inclinados, tendo sido o *flooding* um dos aspectos abordados. Os ensaios foram efectuados à temperatura ambiente num tubo com 2 m de comprimento e 19 mm de diâmetro interno, tendo utilizado ar e líquidos (água desmineralizada, óleo mineral e óleo parafínico) com viscosidade entre 1.00×10^{-3} e 0.185 kg/m s e tensão superficial entre 0.0128 e 0.072 N/m. As inclinações testadas em relação à vertical foram: 0°, 30°, 60° e 68°. Aos resultados obtidos os autores ajustaram a correlação de Wallis (1969), tendo obtido para os parâmetros m e C os valores que se apresentam na Tabela 2.3.

Tabela 2.3- Valores dos parâmetros m e C da correlação de Wallis, $\sqrt{U_{GS}^*} + m\sqrt{U_{LS}^*} = C$, obtidos por Ghiaasiaan *et al.* (1997).

Fluidos	Inclinação (em relação à vertical)	m	C
ar-água	0° (vertical)	0.66	0.6
	30°	0.66	0.6
	60°	0.66	0.6
Ar-óleo mineral	0°	0.66	0.6
	30°	0.66	0.6
	68°	0.66	0.6
Ar-óleo parafínico	0°	1.567	0.692
	68°	0.9	0.6

Constata-se da tabela uma semelhança nos parâmetros m e C das curvas de *flooding*, no caso dos sistemas ar-água e ar-óleo mineral, e que nestes sistemas a

inclinação do tubo praticamente não afecta o *flooding*, registando-se, no entanto, valores diferentes daqueles parâmetros quando o líquido usado foi óleo parafínico.

Os autores explicam este comportamento com base no parâmetro adimensional $N_f = \rho_L g^{0.5} D^{1.5} / \mu_L$, que representa a razão entre forças de inércia e forças viscosas, sendo o escoamento dominado por forças de inércia se $N_f \geq 100$, como acontece quando o líquido tem baixa viscosidade. Nesta situação, o *flooding* é relativamente insensível a alterações na viscosidade do líquido. Por outro lado, quando $N_f < 100$ (o que acontece com o óleo parafínico), as forças de inércia e as forças viscosas são ambas significativas, sendo então o *flooding* afectado pela viscosidade do líquido. Neste caso, é esperado um aumento no valor de m da correlação de Wallis como resultado de um aumento da viscosidade do líquido, enquanto o parâmetro C não deve mudar significativamente. Quando se utilizou óleo parafínico (com N_f várias vezes inferior ao da água e do óleo mineral) as características de *flooding* alteraram-se significativamente, sendo neste caso sensível à inclinação da coluna.

Zapke and Kroger (2000a) efectuaram uma investigação sobre *flooding* em condutas de secção rectangular, verticais e inclinadas. Utilizaram ar-água, ar-metanol e ar-propanol em condutas com inclinação θ em relação à horizontal, de 2°, 10°, 20°, 40°, 60°, 70°, 80° e 90°. O objectivo da investigação era testar o efeito das propriedades dos fluidos, da geometria da conduta e da inclinação sobre o *flooding*. A entrada do gás no tubo era do “tipo aresta viva”. Os resultados obtidos, representados nas Figuras 2.54 e 2.55, mostram que, quer as propriedades físicas do líquido, quer a inclinação da conduta, têm um efeito significativo sobre o fenómeno de *flooding*.

Na Figura 2.54 estão representados os valores da velocidade superficial de *flooding* do gás em função da velocidade superficial do líquido, para os sistemas ar-água, ar metanol e ar-propanol, para conduta vertical de secção recta 10x50 mm² e na Figura 2.55 estão representados dados de *flooding* para o sistema ar-água obtidos para várias inclinações da conduta.

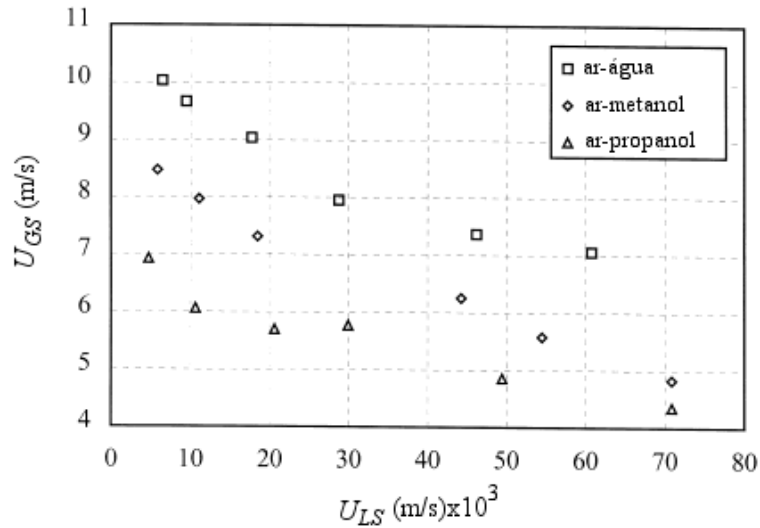


Figura 2.54- Efeito das propriedades físicas do líquido sobre a velocidade superficial de gás que origina *flooding* numa conduta vertical de secção recta rectangular 10x50 mm² (Zapke and Kroger, 2000).

Desta figura constata-se que a velocidade de *flooding* do gás para o metanol e propanol é inferior à da água, talvez por terem massa volúmica inferior. O facto de a velocidade de *flooding* do propanol ser inferior à do metanol, significa que a velocidade de *flooding* do gás decresce com o aumento da viscosidade do líquido. Estes dois líquidos têm valores de massa volúmica e de tensão superficial praticamente iguais, enquanto que a viscosidade do propanol é cerca de quatro vezes superior à do metanol. A diferença registada entre a velocidade de *flooding* do metanol e do propanol é, por conseguinte, devida apenas ao efeito da viscosidade.

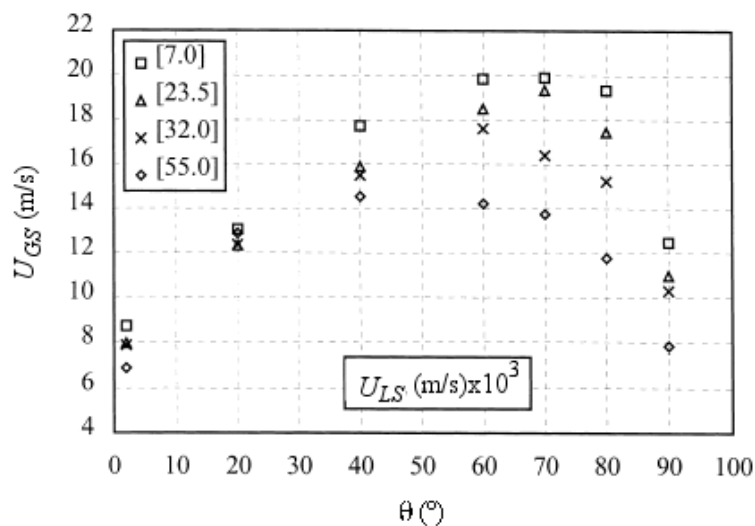


Figura 2.55- Efeito da inclinação em relação à horizontal sobre a velocidade superficial do gás que origina *flooding* para o sistema ar-água, numa conduta de secção rectangular (10x100 mm²), para quatro velocidades superficiais da água (de Zapke and Kroger, 2000a).

Constata-se desta figura que a velocidade de *flooding* do gás aumenta com a inclinação da conduta em relação à horizontal. Este comportamento estará relacionado com o aumento da componente da força gravítica do líquido segundo a direcção de escoamento de gás. Um valor máximo da velocidade de *flooding* do gás é atingido na gama $60^\circ < \theta < 70^\circ$ sendo que, para inclinações superiores a 70° essa velocidade decresce nitidamente. Constata-se também, que para conduta vertical, as velocidades do gás são significativamente inferiores às correspondentes para pequenas inclinações. Os autores justificam o decréscimo da velocidade de *flooding* do gás para inclinações entre 70° e a vertical com base no tamanho do vórtice que se pode formar no escoamento nestas condutas e que é mais pequeno na vertical que em inclinações próximas da vertical. O menor tamanho do vórtice implica que o peso do líquido aí contido é mais baixo, sendo necessária uma velocidade de gás menor para transportar o líquido para cima. Além disso, a componente perpendicular ao eixo da conduta da força gravítica que actua sobre o filme de líquido e que tem um efeito estabilizador no escoamento de líquido, desaparece quando a inclinação se aproxima da vertical contribuindo, deste modo, para o decréscimo da velocidade de *flooding* do gás.

Os autores propuseram um novo método de correlação dos dados de *flooding*, baseado nos números adimensionais de Froude (Fr) e de Ohnesorge (Oh) para as duas fases, definidos do seguinte modo

$$Fr_{HG} = \frac{\rho_G U_{GS}^2}{gH(\rho_L - \rho_G)} \quad (2.356)$$

$$Fr_{DL} = \frac{\rho_L U_{LS}^2}{gD_h(\rho_L - \rho_G)} \quad (2.357)$$

$$Oh_L = \sqrt{\frac{\mu_L^2}{\rho_L D_h \sigma}} \quad (2.358)$$

em que Fr_{HG} é o número de Froude para a fase gasosa, definido com base na dimensão H da secção recta da coluna, conforme se mostra na Figura 2.56, Fr_{DL} é o número de Froude para a fase líquida definido com base no diâmetro hidráulico da conduta (D_h) e Oh_L é o número de Ohnesorge para a fase líquida.

Na Figura 2.56 estão representadas a conduta de secção rectangular e a equivalência entre a dimensão H da conduta rectangular e de um tubo cilíndrico.

No caso de condutas de secção rectangular, a altura H é a dimensão característica em Fr_{HG} , enquanto que a dimensão requerida nos números de Froude e de Ohnesorge da fase líquida é o diâmetro hidráulico, D_h . Em tubos cilíndricos, a dimensão utilizada no número de Froude e no número de Ohnesorge, é o diâmetro do tubo, D .

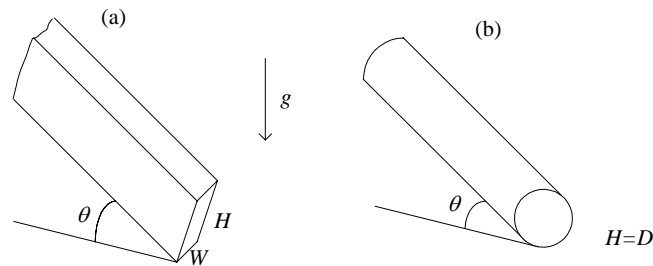


Figura 2.56- (a) Definição da altura, H , e da largura, W , da conduta de secção rectangular; (b) altura equivalente do tubo (Zapke and Kroger, 2000a).

Para conduta vertical os autores obtiveram a correlação

$$Fr_{HG} = \frac{0.0055}{Fr_{DL}^{0.2} Oh_L^{0.3}} \quad (2.359)$$

e para conduta inclinada

$$Fr_{HG} = K_0 \exp(-n Fr_{DL}^{0.6} Oh_L^{0.2}) \quad (2.360)$$

onde K_0 e n são funções de θ dadas por

$$K_0 = 7.9143 \times 10^{-2} + 4.9705 \times 10^{-3} \theta + 1.5183 \times 10^{-4} \theta^2 - 1.9852 \times 10^{-6} \theta^3 \quad (2.361)$$

$$n = 1.8149 \times 10 - 1.9471 \theta + 6.7058 \times 10^{-2} \theta^2 - 5.3227 \times 10^{-4} \theta^3 \quad (2.362)$$

Mouza *et al.* (2002b) efectuaram, recentemente, um trabalho sobre *flooding* em tubos de pequeno diâmetro ($D < 10$ mm). As experiências foram realizadas em tubos com

diâmetro interno entre 6 e 9 mm, inclinados 0° , 30° e 60° em relação à vertical, tendo utilizado os sistemas ar-água e ar-querosene. Os resultados obtidos para o sistema ar-água no tubo de 7mm de diâmetro constam da Figura 2.57, onde a velocidade de gás que origina *flooding* está representada em função de $Re_{LS} = \rho_L U_{LS} D / \mu_L$.

O gráfico correspondente ao sistema ar-querosene é semelhante, sendo no entanto, as velocidades de *flooding*, U_{GS} , inferiores neste sistema. Os dados recolhidos mostraram que o *flooding* se inicia para velocidades mais baixas quando é usado querosene em vez de água, visto que a tensão superficial do querosene favorece a formação de ondas.

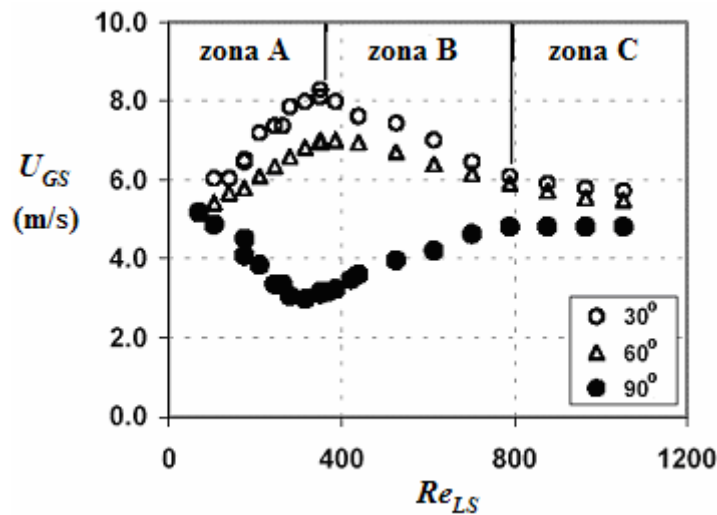


Figura 2.57- Velocidade de *flooding* do gás em função do número de Reynolds do líquido para três ângulos de inclinação em relação à horizontal, num tubo de 7 mm de diâmetro, para o sistema ar-água (Mouza *et al.*, 2002b).

Para além da constatação imediata de que a velocidade de *flooding* do gás é sempre inferior quando o tubo está na posição vertical, na Figura 2.57 observam-se três zonas, identificadas por A, B e C, que permitem tirar algumas conclusões.

Para tubo vertical e Re baixos, i.e. na zona A ($Re_{LS} < 200-300$), as velocidades de *flooding*, U_{GS} , seguem a tendência já mencionada na literatura, isto é, decréscimo com o aumento do caudal de líquido. Nesta zona, os autores referem que se formam ondas no líquido, com maiores dimensões à medida que se aproximam da saída do líquido do tubo, sendo provável que alguma dessas ondas possa ser arrastada para cima pela corrente gasosa, desde que a força de arrasto exercida pelo gás sobre a onda seja suficiente para se sobrepor à força da gravidade. Na zona B a tendência verificada é

oposta aumentando U_{GS} com o caudal de líquido. Para Re ainda mais elevados, zona C, U_{GS} mantém-se quase constante.

De acordo com os autores, a transição da zona A para a B ocorreu para $\left(\frac{Fr_L}{Bo}\right)^{0.5} = 0.06$, independentemente do tipo de fluido e do diâmetro do tubo.

Para tubo inclinado, como se observa da Figura 2.57 na zona A, U_{GS} aumenta quase proporcionalmente com o caudal de líquido. Assim, nesta pequena gama de Re_{LS} e admitindo que a forma das ondas não se altera significativamente com o aumento do caudal de líquido, é necessário um acréscimo da velocidade de gás para provocar arrasto suficientemente elevado sobre as ondas, de modo a equilibrar a força gravítica e inverter o movimento da onda. Na zona B, pode ver-se que U_{GS} é quase inversamente proporcional a U_{LS} .

Com base em observações visuais e nos resultados, Mouza *et al.* (2002b) concluíram que a velocidade do gás necessária para provocar o início do *flooding* resulta da interacção entre vários parâmetros, os mais importantes dos quais são as propriedades físicas do líquido (viscosidade e tensão superficial), a velocidade da película de líquido que recobre o tubo, o diâmetro do tubo e o ângulo de inclinação.

Para ter em conta estes parâmetros, os autores definiram o número de Froude, Fr_{LH} , o número de Reynolds para o gás, Re_{GH} , e o número de Kapitsa para o líquido, Ka_L , como se segue:

$$Fr_{LH} = \frac{U_{LS}^2}{gD_{LH} \sin \theta} \quad (2.363)$$

$$Re_{GH} = \frac{\rho_G U_{GS} D_{GH}}{\mu_G} \quad (2.364)$$

$$Ka_L = \frac{\rho_L^{1/3} \sigma}{(\mu_L g \sin \theta)^{1/3} \mu_L} \quad (2.365)$$

onde D_{LH} e D_{GH} representam respectivamente, o diâmetro hidráulico da fase líquida e da fase gasosa e θ é o ângulo de inclinação em relação à horizontal.

Com excepção da zona A, os pontos tendem a “cair” na linha com a seguinte equação

$$\frac{Re_{GH}}{Ka^{0.4}} = aFr_{LH}^{-0.5} \quad (2.366)$$

em que a é uma constante empírica, que na gama de diâmetros e inclinações de tubo utilizada tem o valor de 1100.

2.7-DISPERSÃO

A previsão da mistura ou dispersão da fase líquida em colunas de borbulhamento é um assunto que tem grande interesse prático, pois trata-se de um parâmetro que pode influenciar significativamente a taxa de transferência de massa gás-líquido num processo de absorção física e condicionar a produção de determinado produto se essas colunas forem utilizadas como reactores químicos (Wachi *et al.*, 1987). Nas colunas de borbulhamento, a mistura da fase líquida é normalmente descrita pelo modelo de dispersão axial (Wilkinson *et al.*, 1993), sendo a dispersão radial desprezada, pois admite-se que o borbulhamento é suficiente para misturar o líquido na secção recta. O “grau” de mistura da fase líquida é avaliado através da determinação do coeficiente de dispersão axial.

Ao longo dos últimos 30 anos, foram efectuados muitos estudos sobre a mistura da fase líquida em sistemas gás-líquido. A maioria desses estudos foi efectuada em colunas verticais. Do nosso conhecimento, constituem excepções, os trabalhos de Tingue and Drinkeburg (1986) e de Campos (1991). Estes autores demonstraram que mesmo pequenos desvios em relação à vertical podem ter um efeito muito significativo sobre a extensão da dispersão axial.

Em contraste com o número significativo de estudos publicados sobre transferência de massa em colunas gás-líquido verticais a operar em regime *slug*, há menos estudos efectuados sobre a mistura/dispersão da fase líquida nesse regime. Numa série de trabalhos, Campos and Guedes de Carvalho (1988a, 1988b), Campos (1991) e Guedes de Carvalho *et al.* (1993) concluíram que a mistura da fase líquida em regime *slug* é o resultado de duas contribuições principais: a recirculação de líquido na

“esteira” do *slug* (porção de líquido situado imediatamente abaixo do *slug* com intensa agitação, designada por *mixing zone* em inglês) e a dispersão de Taylor no líquido entre *slugs*.

Campos and Guedes de Carvalho (1988a, 1988b) estudaram a mistura promovida pela subida de *slugs* de ar através de líquido “estagnado” em colunas verticais de pequeno diâmetro, em que o gás é o único caudal introduzido na coluna. Usando soluções líquidas com uma gama de viscosidade alargada, estes autores demonstraram que essa mistura é essencialmente provocada pela turbulência gerada na esteira do *slug*. A agitação é particularmente intensa no caso dos líquidos serem pouco viscosos. Nestes casos a interacção entre a esteira do *slug* e o líquido circundante é muito forte, sendo o seu efeito aproximado ao de um “tanque perfeitamente agitado”.

Num estudo experimental em que recorreram a técnicas fotográficas e à análise dimensional, Campos and Guedes de Carvalho (1988 a) demonstraram que o regime de escoamento na esteira depende do diâmetro do tubo, D , e das propriedades físicas do líquido (massa volúmica, viscosidade e tensão superficial), sendo a esteira laminar se $(gD^3)^{0.5} \rho_L / \mu_L < 500$ e turbulenta para $(gD^3)^{0.5} \rho_L / \mu_L > 900$. Quando *slugs* de gás sobem em água ou líquidos de baixa viscosidade, as esteiras são turbulentas. Nestas esteiras a recirculação de líquido promove uma mistura intensa. Campos and Guedes de Carvalho (1988 b) conceberam as esteiras turbulentas como porções de líquido ou “tanques” perfeitamente agitados, ocupando toda a secção recta da coluna e estendendo-se sobre um comprimento, l_w , para baixo da base do *slug*. De acordo com este modelo obtiveram os valores de $l_w = 2.3D$ e $l_w = 2.8D$, respectivamente, para colunas de 19 mm e 32 mm de diâmetro.

Para regime *slug* contínuo com frequência f (número de *slugs* por segundo) estes autores mostraram que o processo de mistura é equivalente ao modelo de difusão, o que lhes permitiu estabelecer uma relação entre o comprimento da esteira, l_w , e o coeficiente de dispersão axial aparente, D^* , dada por

$$D^* = \frac{1}{2} (l_w)^2 f \quad (2.367)$$

Guedes de Carvalho *et al.* (1993) estudaram a mistura axial em escoamento co-corrente vertical ascendente de gás e líquido, sendo as bolhas gasosas do tipo *slug*. As experiências foram efectuadas numa coluna vertical de 19 mm de diâmetro interno. A

velocidade superficial variou entre 0 e 14 m/s para o gás e entre 3.5×10^{-3} e 9.0×10^{-3} m/s para o líquido. As condições de operação foram escolhidas de modo a conseguir escoamento laminar entre *slugs* e de modo a evitar a sua coalescência. Os autores estudaram a dispersão ao longo de um comprimento de 3.44 m de coluna recorrendo à técnica do “estímulo-resposta”: a variação da concentração de um líquido corado utilizado como *tracer*, injectado na base da coluna, foi continuamente monitorizada à saída da mesma.

Desenvolveram um modelo físico detalhado para prever a concentração do *tracer* à saída. O modelo teórico adoptado revelou-se adequado, uma vez que houve boa concordância entre os valores de concentração de saída previstos pelo modelo e os obtidos experimentalmente. Esse modelo prevê a progressão do *tracer* ao longo da coluna como resultado da dispersão de Taylor, devido ao escoamento laminar entre dois *slugs* sucessivos, combinada com a mistura intensa na esteira de cada *slug*. A dispersão de Taylor corresponde à dispersão axial num líquido em regime laminar ao longo de um tubo na ausência de caudal de gás, a qual resulta do gradiente da velocidade segundo a coordenada radial. Os autores confrontaram a teoria desenvolvida com os resultados fornecidos por duas idealizações simplificativas: num caso consideraram que a influência do *slug* se resumia unicamente à promoção da mistura radial, sendo, por isso, o comprimento de esteira correspondente nulo; no outro caso, admitiram que o líquido se desloca em escoamento pistão, indo o *slug* provocar apenas o transporte de massa para cotas superiores. Como esperado, a primeira idealização foi concordante com as curvas obtidas para frequências de injeção de *slugs* baixas e a segunda com as obtidas para frequências elevadas. Os autores explicaram este facto com base na frequência de *slugs*. Se o número de *slugs* introduzido na coluna for baixo relativamente à velocidade do líquido em escoamento, a mistura axial conseguida será diminuta e a homogeneização radial promovida será determinante, uma vez que esta provoca uma diminuição significativa de concentração perto do eixo da coluna. Na situação oposta, o líquido avança tão pouco entre cada dois *slugs* que a mistura radial por eles induzida não se traduz numa diminuição perceptível de concentração na zona situada junto ao eixo, sendo neste caso preponderante o transporte axial conseguido.

Os autores desenvolveram um método simplificado alternativo baseado no escoamento pistão com dispersão axial, que pode ser muito útil numa gama alargada de caudais (exceptuando o caso limite de caudal nulo de gás). Neste modelo, o coeficiente

de dispersão axial é obtido a partir da variância da curva de distribuição dos tempos de residência do *tracer* na coluna.

A variação do coeficiente de dispersão, D^* , com o caudal de gás, para caudal de líquido fixo, mostrou um comportamento curioso: para caudais de gás reduzidos, D^* começa por diminuir com aumento do caudal de gás, atinge um mínimo e depois aumenta.

Estes investigadores obtiveram uma equação geral que permite prever D^* de acordo com a teoria desenvolvida

$$\frac{\tau D^*}{H} = 0.173 \frac{H}{\tau \phi} + 0.5 \frac{(l_w)^2 \tau \phi}{H} \quad (2.368)$$

onde τ representa o tempo médio de residência do líquido na coluna, H , a altura de líquido na coluna na ausência de bolhas gasosas, ϕ a frequência de *slugs* vista por um observador movendo-se com o líquido e l_w o comprimento da esteira. Estes parâmetros estão relacionados com variáveis de operação. Tem-se então

$$H = \lambda H_C \quad (2.369)$$

em que H_C é a altura da coluna e λ é a retenção de líquido na coluna dada por

$$\tau = \frac{H A_C}{Q_L} = \frac{H_C \lambda A_C}{Q_L} \quad (2.370)$$

onde A_C e Q_L representam, respectivamente, a área da secção recta da coluna e o caudal volumétrico de líquido. O parâmetro ϕ é dado por

$$\phi = f \frac{\tau - t_c}{\tau} \quad (2.371)$$

em que f é a frequência de *slugs* (vista por um observador estacionário) e t_c é o tempo de subida de um *slug* na coluna.

A expressão geral deduzida é válida apenas se a frequência de *slugs* for constante ao longo da coluna, se o número de Reynolds para o líquido entre duas bolhas de *slug* for inferior ao valor crítico de 2100 (escoamento laminar) e se as esteiras dos

slugs puderem ser tratadas como tanques perfeitamente agitados. De acordo com Campos and Guedes de Carvalho (1988b) esta última condição é válida se $(gD^3)^{0.5} \rho_L / \mu_L > 900$.

Para baixas frequências de *slugs*, a dispersão axial é o resultado do escoamento laminar combinado com a mistura radial promovida pela subida de *slugs*. A contribuição da agitação da esteira para o processo global é diminuta. Neste caso, o coeficiente de dispersão axial, para as várias situações experimentais estudadas é dado pelo primeiro termo do lado direito da equação (2.368)

$$\frac{\tau D^*}{H^2} = \frac{0.173}{\tau \phi} \quad (2.372)$$

Para frequências altas de *slugs* a contribuição da convecção laminar para a dispersão pode ser desprezada, sendo a mistura axial promovida praticamente pelo conjunto de esteiras de *slugs* subindo na coluna. Neste caso

$$\frac{\tau D^*}{H^2} = \frac{1}{2} \left(\frac{l_w}{H} \right)^2 (\tau \phi) \quad (2.373)$$

Na Figura 2.58 a expressão obtida pelos autores para a dispersão axial é comparada com os dados experimentais. Verifica-se uma excelente concordância para $l_w = 2.3D = 0.044\text{m}$ (valor determinado por Campos and Guedes de Carvalho, 1988b). A mesma expressão está representada a tracejado para $l_w = 3.0D$, para mostrar a sensibilidade da equação (de D^*) ao parâmetro l_w .

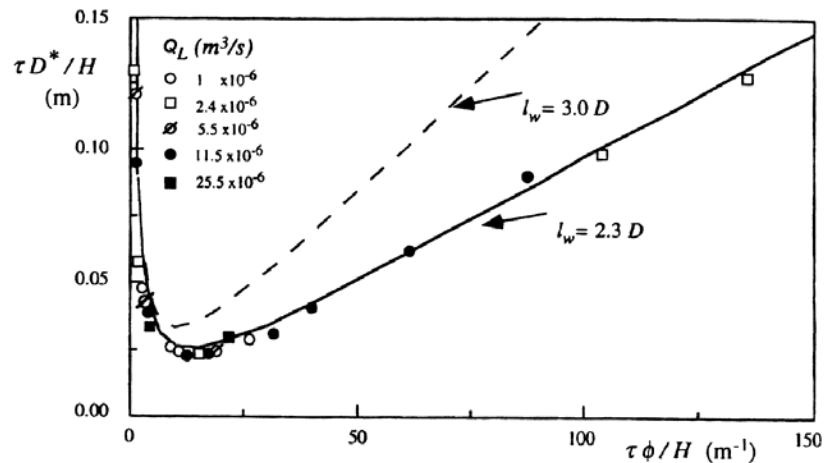


Figura 2.58-Valores experimentais e previstos do coeficiente de dispersão (de Guedes de Carvalho *et al.*, 1993).

Campos (1991) estudou a dispersão promovida por *slugs* de ar subindo numa coluna inclinada cheia de água. Os resultados foram comparados com os obtidos com *slugs* subindo numa coluna vertical. O autor concluiu que a dispersão da fase líquida, quer em coluna vertical, quer em coluna inclinada, se deve principalmente à acção da esteira dos *slugs*.

As experiências foram realizadas numa coluna de 32 mm de diâmetro interno para uma gama alargada de valores de volume de *slugs*, de *slugs* injectados e de inclinações da coluna. Os ensaios efectuados com inclinações de coluna entre a vertical e 60°, revelaram que o tamanho e a forma da esteira dos *slugs* se alteram significativamente com a inclinação, o mesmo acontecendo, portanto, com a mistura do líquido. Os resultados obtidos revelaram também que o maior aumento da dispersão axial se verificou para pequenos desvios da vertical, até cerca de 6°, mantendo-se aproximadamente constante para inclinações superiores.

A extensão da mistura provocada pela subida de *slugs* para várias inclinações foi relacionada com a hidrodinâmica da película de líquido que se desloca em redor do *slug* e da sua esteira. O autor apresenta um modelo simples que permite prever a velocidade do líquido à entrada das esteiras e correlaciona a dispersão com essa velocidade para a gama de inclinações testada.

A Figura 2.59 mostra esquematicamente o padrão de escoamento em redor de um *slug* que sobe através de um líquido “estagnado” numa coluna inclinada. Na figura

está igualmente representada a esteira do *slug*, cujo tamanho é fortemente dependente da velocidade do filme líquido que atinge a base do *slug*.

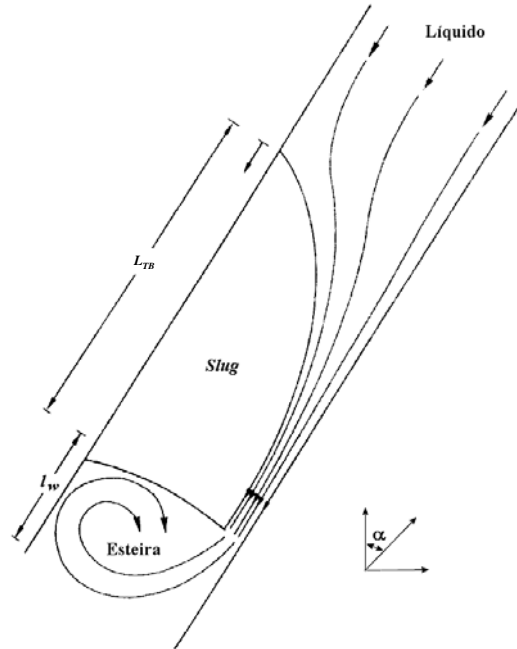


Figura 2.59-Padrão de escoamento à volta de um *slug* de gás a subir através de líquido estagnado numa coluna inclinada (de Campos, 1991).

O tamanho da esteira em colunas inclinadas foi estudado com base numa técnica experimental desenvolvida por Campos and Guedes de Carvalho (1988 b) para colunas verticais, que consistiu em seguir a dispersão do líquido por meio de um *tracer* corado. No modelo desenvolvido por estes autores, admite-se que a mistura induzida pela subida do *slug* de gás é devida essencialmente ao movimento do líquido na esteira perfeitamente agitada de volume V_w e comprimento l_w ($l_w = V_w / A_c$). A Figura 2.60 contém os valores de l_w obtidos para diferentes inclinações da coluna em função do volume do *slug*, V_s , constatando-se que l_w aumenta acentuadamente para pequenos desvios da vertical. Para *slugs* compridos, l_w praticamente duplica quando a coluna é inclinada da vertical até 3° , resultando daqui a principal conclusão do trabalho de Campos (1991): a dispersão axial em colunas de bolhas a operar em regime *slug* é muito sensível ao alinhamento vertical, sendo que as maiores alterações ocorrem para pequenas inclinações. Como se mostra na Figura 2.60, para coluna vertical, o autor

obteve $l_w = 0.09$ (m) e para inclinações entre 6° e 60° , $l_w = 0.14 + 880V_s$, com l_w em m e V_s em m^3 .

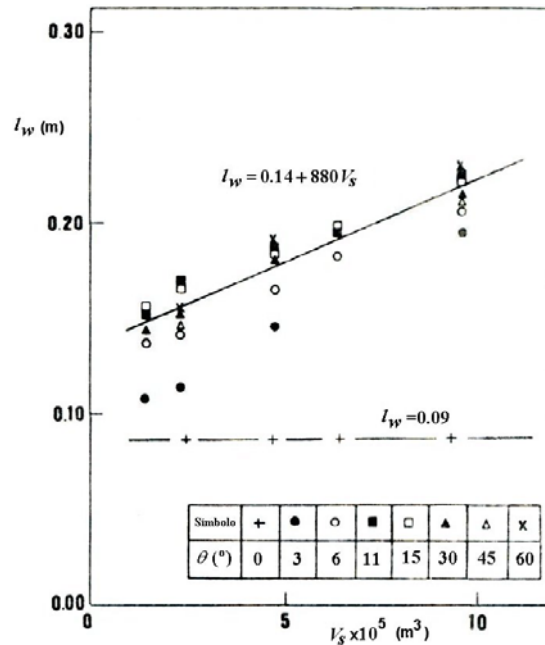


Figura 2.60- Comprimento da esteira em função do volume do *slug* de gás para diferentes inclinações da coluna, onde a linha recta contínua representa o ajuste de todos os pontos na gama $6^\circ \leq \alpha \leq 60^\circ$ (de Campos, 1991).

A analogia entre o modelo de difusão descrito por Campos and Guedes de Carvalho (1988b) e o modelo de tanques em série, permite estabelecer a seguinte relação entre o comprimento da esteira, l_w , e o coeficiente de dispersão axial para um *slug* individual, D^*

$$D^* = \frac{1}{2} l_w^2 \tag{2.374}$$

sendo assim possível calcular D^* para cada volume de *slug* e inclinação.

Campos (1991) refere também no seu estudo que numa coluna inclinada, a injeção de um determinado número de *slugs* provoca um grau de dispersão mais elevado quando os *slugs* são longos e que a recirculação na esteira dos *slugs* a subir numa coluna inclinada é significativamente superior à observada com a mesma coluna alinhada na vertical.

Tingie and Drinkenburg (1986) estudaram a influência de pequenos desvios da vertical (até 2.3°) na dispersão axial do líquido em colunas de borbulhamento a operar em regime *bubble*, tendo também concluído que o desvio da vertical pode aumentar fortemente a extensão da mistura axial. Nas experiências, que decorreram à temperatura ambiente de 20° e à pressão atmosférica, utilizaram o sistema ar-água em colunas com diâmetro interno de 22, 58 e 103 mm, alimentadas apenas com caudal de gás. A dispersão axial da fase líquida foi obtida para três velocidades superficiais de gás: 0.02, 0.035 e 0.05 m/s.

Tingie and Drinkenburg foram dos primeiros autores a quantificar o efeito do desalinhamento da vertical sobre a dispersão líquida. Obtiveram a seguinte correlação empírica entre o coeficiente de dispersão axial, $D_{L,\alpha}^*$, o diâmetro da coluna, D , e o ângulo de inclinação em relação à vertical, α ,

$$D_{L,\alpha}^* = D_{L,\perp}^* (1 + C_1 \alpha D)^2 \quad (2.375)$$

com $\alpha < 0.04$ rad, $U_{GS} < 0.05$ m/s e $C_1 = 1100 \text{ rad}^{-1} \text{ m}^{-1}$ e em que $D_{L,\alpha}^*$ e $D_{L,\perp}^*$ representam, respectivamente, a dispersão axial na fase líquida para coluna inclinada α radianos em relação à vertical e na coluna vertical. Os resultados obtidos nas três colunas testadas mostraram que o coeficiente de dispersão aumenta com o caudal de gás e com o ângulo de inclinação.

Se em colunas verticais ou inclinadas a operar em regime *slug* não há circulação global de líquido, sendo a mistura principalmente devida à acção do movimento e agitação das esteiras dos *slugs* de gás, Tingie and Drinkenburg (1986) explicaram o facto da dispersão axial do líquido poder aumentar significativamente para pequenas inclinações em relação à vertical, com base na diferente circulação global do líquido verificada em colunas verticais e inclinadas a operar em regime *bubble*. Neste regime, a distribuição da fase gasosa no líquido com a subida das bolhas provoca nele um movimento global. Numa coluna vertical as bolhas sobem preferencialmente próximo do centro da coluna, o mesmo acontecendo com o líquido que depois desce junto à parede. Quando a coluna é inclinada, o líquido sobe próximo da parede superior do tubo conjuntamente com as bolhas e desloca-se para baixo na parte inferior da coluna. Deste modo os padrões das linhas de corrente do líquido são completamente alterados quando a coluna é desalinhada da vertical.

2.8-TRANSFERÊNCIA DE MASSA *SLUGS*/LÍQUIDO

Ao longo das últimas décadas, foram publicados vários estudos sobre coeficientes de transferência de massa em escoamento gás-líquido. Segundo Esteves and Guedes de Carvalho (1993), a maior parte desses trabalhos diz respeito a bolhas de pequena e média dimensão, com forma esférica, elipsoidal ou cápsulas esféricas, sendo muito inferior o número de estudos efectuados com bolhas de grande dimensão (*slugs*).

Na quase totalidade dos casos e, para todo o tipo de bolhas, os estudos referem-se à transferência de massa entre bolhas gasosas e líquido em colunas verticais. Encontrou-se apenas um estudo publicado relativo a colunas inclinadas. Neste trabalho, da autoria de Nigam *et al.* (1995), os autores analisaram a transferência a partir de *slugs* individuais subindo através de líquidos. Para que a comparação possa ser feita com o caso de colunas verticais, nesta secção apresentam-se apenas modelos e equações válidas para transferência de massa entre *slugs* e líquidos em tubos verticais e inclinados.

Há vários estudos publicados sobre transferência de massa controlada pela fase líquida a partir de *slugs* individuais subindo através de líquidos em tubos verticais (van Heuven and Beek, 1963; Filla, 1972; Niranjana *et al.*, 1988, e Esteves and Guedes de Carvalho, 1993; entre outros).

van Heuven and Beek (1963) desenvolveram um estudo pioneiro, teórico, sobre absorção de gás em *air-lifts*, obtendo o coeficiente de transferência de massa do lado do líquido, k_L , para *slugs* de dióxido de carbono a subir através de água em tubos de pequeno diâmetro. Adaptaram a teoria da renovação da superfície de Higbie (1935) para descrever o processo de absorção e, admitindo regime laminar no escoamento da película de líquido em redor dos *slugs*, obtiveram a seguinte equação

$$k_L A = 4(\pi D)^{0.5} \left(\frac{g}{D}\right)^{0.25} D^2 \sqrt{I \left(\frac{L_{TB}}{D}\right)} \quad (2.376)$$

onde $I\left(\frac{L_{BS}}{D}\right)$ é um função integral que depende da forma do *slug*, tabelada por Clift *et al.* (1978). As variáveis k_L , A , \mathcal{D} , g , D e L_{TB} representam, respectivamente, o coeficiente de transferência de massa do lado do líquido, a área interfacial para a transferência, a difusividade do soluto gasoso no seio do líquido, a aceleração da gravidade, o diâmetro interno da coluna e o comprimento do *slug*.

Filla (1972) efectuou um estudo experimental tendo determinado o coeficiente de transferência de massa, k_L , para *slugs* de CO₂ a subir em água contida em tubos verticais. Obteve a seguinte correlação empírica

$$Sh^* = 4.59 Pe^{0.5} \left(\frac{L_{TB}}{D}\right)^{0.8} \quad (2.377)$$

em que Sh^* e Pe são, respectivamente, os números de Sherwood modificado e de Peclet, definidos como se segue

$$Sh^* = \frac{k_L A}{D \mathcal{D}} \quad (2.378)$$

$$Pe = \frac{U_d D}{\mathcal{D}} \quad (2.379)$$

em que U_d representa a velocidade de subida de um único *slug* em líquido estagnado.

Niranjan *et al.* (1988) efectuaram experiências em que obtiveram k_L para um único *slug* de dióxido de carbono subindo através de líquidos contidos em tubos verticais fechados. Nos ensaios utilizaram a água e soluções aquosas de glicerol (cobrindo uma gama de viscosidades entre 10^{-3} e 1.6 kg/ms) e tubos com diâmetro interno entre 13 e 51.5 mm, tendo o comprimento dos *slugs*, L_{TB} , variado na gama $2D \leq L_{TB} \leq 8D$.

Admitindo gás ideal, temperatura e volume do *slug* constantes durante a subida, k_L é obtido de

$$k_L = \frac{HV_b}{A\mathcal{R}t_f} \ln \frac{P_i}{P_f} \quad (2.380)$$

em que H , V_b , \mathcal{R} , t_f , P_i e P_f , representam, respectivamente, a constante da lei de Henry, o volume do *slug*, a constante do gás, o tempo de subida do *slug*, a pressão inicial no interior do *slug* e a mesma pressão no fim do tempo de subida.

Na gama de valores $2D \leq L_{TB} \leq 8D$, a velocidade de subida do *slug* em líquido estagnado foi independente do seu comprimento, L_{TB} , mesmo para líquidos viscosos. A viscosidade influencia directamente as condições hidrodinâmicas à volta dos *slugs*, o que pode influenciar o processo da transferência de massa. Também o coeficiente de difusão do soluto está muitas vezes fortemente relacionado com a viscosidade da solução na qual a difusão ocorre. A título de exemplo, a difusividade do CO_2 em água é mais de dez vezes superior à difusividade nas soluções de glicerol usadas por Niranjana *et al.* (1988). Os valores de k_L obtidos para líquidos viscosos são significativamente inferiores aos obtidos para a água. Os resultados obtidos por Niranjana *et al.* (1988) para todos os líquidos mostraram que os valores de k_L podem diminuir com o aumento do diâmetro do tubo. Na gama de valores $2 \leq (L_{TB} / D) \leq 8$, os autores concluíram que k_L é independente de (L_{TB} / D) .

O escoamento de líquido na película à volta do *slug*, induzido pela subida da bolha, pode ser em “queda livre” ou em regime laminar. Quando se admite “queda livre”, k_L é independente de L_{TB} e no caso de se ter “filme” laminar, k_L é proporcional a $L_{TB}^{-0.5}$. Tendo os autores obtido k_L independente de L_{TB} , concluíram que o modelo de “queda livre” é adequado para o “filme” líquido nas condições experimentais ensaiadas.

As experiências de Niranjana *et al.* (1988) parecem confirmar a proporcionalidade, prevista pela teoria da renovação da superfície, entre k_L e $\mathcal{D}^{0.5}$. Contudo, Esteves and Guedes de Carvalho (1993) consideraram surpreendente o facto de Niranjana *et al.* (1988) concluírem sobre a independência entre k_L e L_{TB} , na gama $2D \leq L_{TB} \leq 8D$, no caso de líquidos mais viscosos. De facto, com *slugs* longos em líquidos viscosos, o processo de transferência de massa é semelhante ao de uma *coluna de parede molhada* com líquido em escoamento laminar e, por conseguinte, é de esperar um decréscimo de k_L com o aumento de L_{TB} .

Niranjan *et al.* (1988) correlacionaram os valores de k_L com Pe , tendo obtido a seguinte equação

$$Sh = 0.75Pe^{0.5} \quad (2.381)$$

com Pe dado pela equação (2.379) e Sh definido por

$$Sh = \frac{k_L D}{\mathcal{D}} \quad (2.382)$$

Dado ser necessário conhecer o produto do coeficiente de transferência pela área interfacial, $k_L A$, para estimar a taxa de transferência de massa, Niranjan *et al.* (1988) usaram um método análogo ao desenvolvido por Filla (1972), correlacionando os dados em termos dos números de Sherwood modificado, Sh^* , de Peclet (Pe) e da razão (L_{TB}/D). A correlação empírica obtida foi a seguinte

$$Sh^* = 2.6Pe^{0.5} \left(\frac{L_{TB}}{D} \right)^{0.96} \quad (2.383)$$

com a velocidade U_d obtida através da equação de Dumitrescu (1943) para fluidos pouco viscosos e da correlação de Wallis (1969) para fluidos viscosos (ver Secção 2.3).

Esteves and Guedes de Carvalho (1993) estudaram a absorção de gás a partir de *slugs* de dióxido de carbono em movimento ascendente através de água e líquidos viscosos newtonianos (soluções de glicerol). O trabalho experimental foi efectuado em colunas longas de acrílico com 19, 32 e 52 mm de diâmetro interno. A viscosidade dos líquidos variou entre 0.9×10^{-3} e 0.14 kg/ms. Nas condições experimentais ensaiadas, obtiveram valores de (L_{TB} / D) até 38.

Os autores referem que em colunas longas os *slugs* desenvolverão valores elevados da razão (L_{TB} / D), podendo também haver mudança no mecanismo de transferência de massa resultante da transição para regime turbulento da película de líquido em escoamento descendente em redor dos *slugs*.

Sendo o escoamento descendente de líquido ao longo da coluna provocado pela subida do *slug* em líquido estagnado análogo ao escoamento de líquido na forma de

película (neste trabalho referido muitas vezes por filme líquido) numa coluna de parede molhada vertical, o número de Reynolds é normalmente definido por

$$Re_{L\delta} = \frac{\rho_L U_L \delta}{\mu_L} \quad (2.384)$$

onde ρ_L , U_L , δ e μ_L representam, respectivamente, a massa específica, a velocidade média do líquido no filme, a espessura do filme e a viscosidade do líquido.

Para o cálculo de δ Esteves and Guedes de Carvalho (1993) sugerem a seguinte equação

$$\delta = \left(\frac{3\mu_L(R-\delta)U_d}{2g\rho_L} \right)^{1/3} \quad (2.385)$$

em que R é o raio do tubo, podendo esta equação ser simplificada se $\delta \ll R$

$$\delta = \left(\frac{3\mu_L R U_d}{2g\rho_L} \right)^{1/3} \quad (2.386)$$

Citando o trabalho de Fulford (1964), os autores referem que a transição para escoamento turbulento ocorrerá para valores de Re entre 250 e 800. Para escoamento à volta de um *slug* subindo através de um líquido, Re é dado aproximadamente por (Esteves and Guedes de Carvalho, 1993)

$$Re'_{Ld} = U_d \frac{\rho_L}{\mu_L} \left[\frac{D}{4} - \left(\frac{3\mu_L D U_d}{4g\rho_L} \right)^{1/3} \right] \quad (2.387)$$

Se na equação anterior, se substituírem os parâmetros pelos valores apropriados, verifica-se que, para a água à temperatura ambiente, a transição para escoamento turbulento ao longo da superfície do *slug* subindo em água, ocorre provavelmente em colunas com $D > 21$ mm.

Para *slugs* suficientemente longos subindo em líquidos de baixa viscosidade em colunas de pequeno diâmetro, o regime turbulento ocorrerá para uma determinada distância medida desde o “nariz” do *slug*, l . Para estimar a distância l acima da qual se

considera que o filme líquido está em escoamento laminar completamente desenvolvido utiliza-se a equação (Esteves and Guedes de Carvalho, 1993)

$$l = \frac{(U + U_d)^2}{2g} \quad (2.388)$$

Para os casos em que é válida a equação $U_d = 0.35\sqrt{gD}$ e se $\delta \ll R$, os autores sugerem a seguinte expressão aproximada para obter l

$$\frac{l}{D} = 0.021N^{2/3} \quad (2.389)$$

em que N é um parâmetro adimensional definido por $N = (\rho_L^2 g D^3)^{0.5} / \mu_L$

Citando a teoria desenvolvida por van Heuven and Beek (1963), válida para o caso de a película de líquido estar em regime laminar, Esteves and Guedes de Carvalho (1993) propuseram a equação (2.376) para calcular o coeficiente de transferência de massa, sendo que esta equação é apenas válida em *slugs* para os quais se observa a condição $L_{TB} < l$ (isto é, para *slugs* menores que a distância acima da qual se forma película laminar estável). Para *slugs* maiores que l , a expressão para o coeficiente de transferência de massa proposta por Esteves and Guedes de Carvalho (1993) é

$$k_L A = 4(\pi D)^{0.5} \left(\frac{g}{D}\right)^{0.25} D^2 \left[I\left(\frac{l}{D}\right) + (gD)^{-0.5} \frac{(R - \delta)^2}{D} (U_{Li} + U_d) \frac{L_{TB} - l}{D} \right]^{0.5} \quad (2.390)$$

em que U_{Li} é a velocidade do líquido junto da interface relativa às paredes do tubo.

Estes autores desenvolveram uma expressão mais simples que dá uma estimativa suficientemente boa nos casos em que o líquido se desloca em redor do *slug* em regime laminar completamente desenvolvido

$$k_L A = 2\sqrt{\frac{D(U_{Li} + U_d)}{\pi L}} [\pi(D - 2\delta)L_{TB}] \quad (2.391)$$

com U_{Li} dada por

$$U_{Li} = \frac{3}{2}U_d \left(\frac{D}{4\delta} - 1 \right) \quad (2.392)$$

Esteves and Guedes de Carvalho (1993) propõem, para o caso de se desenvolver regime turbulento no escoamento pelicular de líquido na porção inferior do *slug*, a seguinte equação

$$(k_L A)_{turb} = 1.08 \times 10^{-4} \pi D (L_{TB} - l_t) \left(\frac{g \rho_L^2}{\mu_L^2} \right)^{1/3} DN^{0.84} \left(\frac{\mu_L}{\rho_L D} \right)^{0.5} \quad (2.393)$$

em que $\pi D (L_{TB} - l_t)$ é a área de transferência aproximada e l_t é o valor do comprimento para o qual ocorre a transição para regime turbulento.

O valor de $k_L A$ para a totalidade do *slug* pode então ser expresso como a soma de dois termos

$$k_L A = (k_L A)_{lam} + (k_L A)_{turb} \quad (2.394)$$

em que o primeiro se refere à porção superior do *slug* (filme laminar), podendo ser calculado pela equação (2.390) ou (2.391) e o segundo à porção inferior (turbulenta), podendo ser estimado por (2.393).

Os autores compararam os valores experimentais obtidos para $k_L A$ com os previstos pela equação que representa a teoria de van Heuven and Beek (1963) e pelas correlações empíricas de Filla (1972) e Niranjani *et al.* (1988). Estes resultados podem ver-se nas Figuras 2.61 e 2.62. Em geral as equações empíricas, como seria de esperar, dão previsões mais pobres dos resultados experimentais. A exceção foi a correlação de Filla (1972) que deu valores mais próximos dos experimentais para a água numa coluna de 19 mm. Em geral, os valores experimentais de $k_L A$ estão próximos das previsões teóricas de van Heuven and Beek (1963), com a exceção de um conjunto de pontos para *slugs* longos em água, no tubo de 32 mm e, sobretudo, no tubo de 52 mm. O aumento brusco verificado nos valores experimentais (Figura 2.62), e que a teoria van Heuven and Beek não prevê, é atribuído ao facto de a película de líquido em redor do *slug* se tornar turbulento, aumentando k_L e, por conseguinte, $k_L A$. A transição para escoamento turbulento ocorreu para um valor de L_{TB}/D de cerca de 11 no caso do tubo de 52 mm (Figura 2.62). A boa concordância entre os valores experimentais na zona de

filme turbulento e os obtidos por correlações desenvolvidas para escoamento turbulento, confirma a ocorrência deste regime de escoamento.

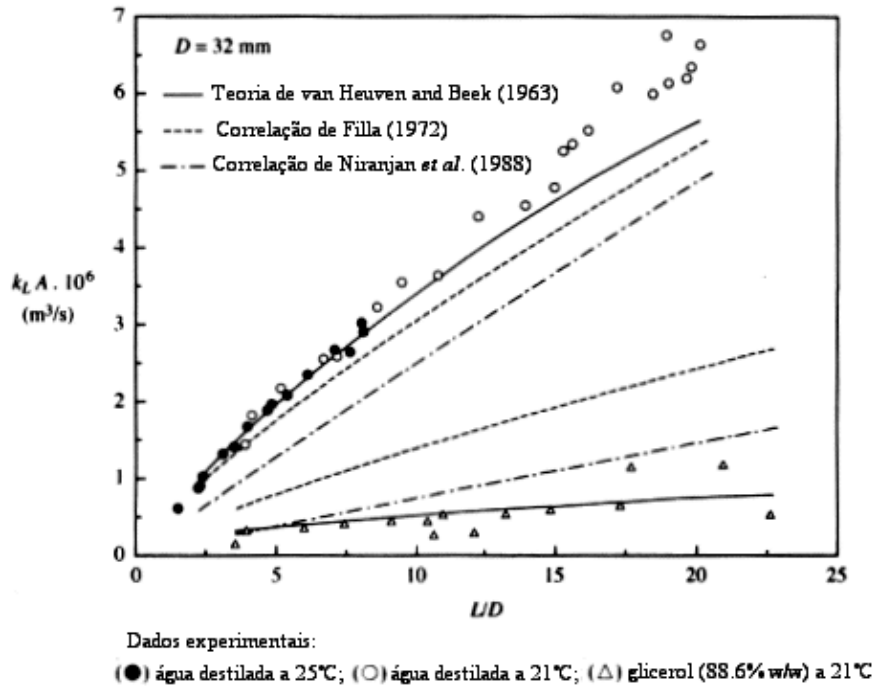


Figura 2.61- Valores de $k_L A$ (para um *slug* de CO_2 a subir em líquidos) previstos e experimentais numa coluna vertical de 32 mm de diâmetro interno (de Esteves and Guedes de Carvalho, 1993).

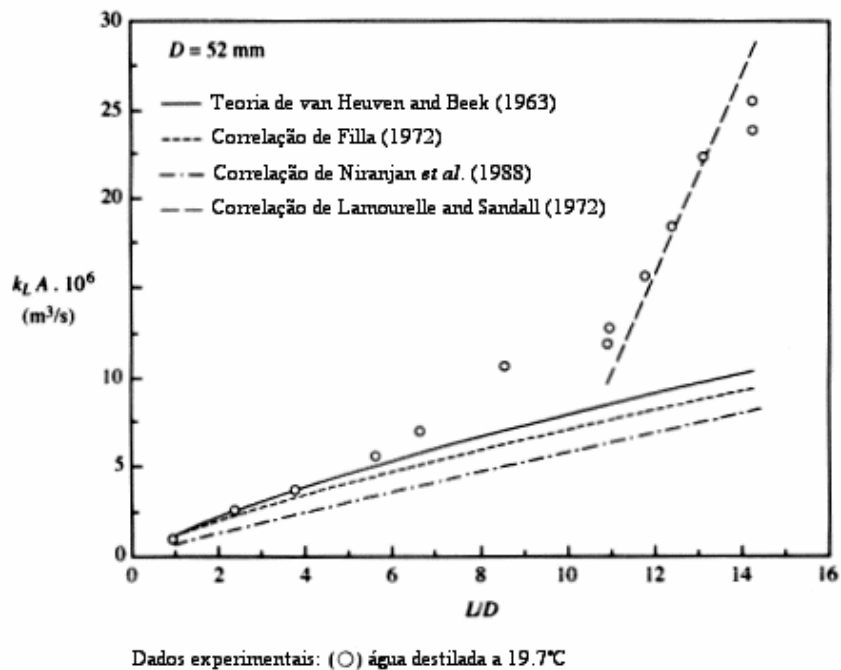


Figura 2.62- Valores de $k_L A$ (para um *slug* de CO_2 a subir em água) previstos e experimentais numa coluna vertical de 52 mm de diâmetro interno (de Esteves and Guedes de Carvalho, 1993).

A simplicidade das duas correlações torna-se apelativa podendo ser usadas em muitas situações se o valor de L_{TB}/D for inferior a 8 e se se admitirem erros até 25%. Quando se trata de *slugs* muito longos a subir em líquidos mais viscosos, as previsões dadas pelas duas correlações desviam-se significativamente dos valores experimentais, devendo neste caso ser usada a teoria de van Heuven and Beek (1963).

Nigam *et al.* (1995) estudaram o efeito do ângulo de inclinação na velocidade de subida de um único *slug*, U_d , e no coeficiente global de transferência de massa do lado do líquido, $K_L A$, medidos para bolhas de CO_2 em tubos fechados cheios de água ou soluções aquosas de glicerol (com viscosidade entre 1.01×10^{-3} e 1568×10^{-3} kg/ms). Nas experiências utilizaram tubos com 1.8 m de comprimento e cinco diâmetros internos (13.0, 19.4, 25.7, 38.5 e 51.5 mm) e ensaiaram quatro orientações em relação à horizontal (30°, 45°, 60° e 90°).

Os resultados de $K_L A$ e U_d foram correlacionados empiricamente. Os autores propuseram, também, um método para estimar a velocidade e a área interfacial, A , do *slug* numa posição inclinada.

A natureza e geometria de um *slug* dependem fortemente da inclinação do tubo. A velocidade de subida de um *slug* e a área interfacial gás-líquido é significativamente diferente para tubos que não estejam perfeitamente na vertical ou na horizontal.

Não obstante um número significativo de estudos, incluindo o trabalho pioneiro de Zukoski (1966), tenham descrito o efeito do ângulo de inclinação na velocidade de subida de *slugs*, apenas o trabalho de Nigam *et al.* (1995) incluiu o efeito da variação na velocidade de subida do *slug* sobre o coeficiente de transferência de massa.

A variação da forma do *slug* com o ângulo de inclinação foi usada para calcular a área interfacial gás-líquido, A , do *slug*. Os autores obtiveram correlações empíricas para calcular U_d , $K_L A$ e A de *slugs* subindo em tubos circulares com diferentes ângulos de inclinação.

Nas experiências efectuadas, a velocidade de subida de *slugs* através de líquidos em tubos inclinados, foi independente do comprimento do *slug* (resultado também obtido por Nicklin *et al.* (1962) para subida de *slugs* através de líquidos pouco viscosos e por Niranjani *et al.* (1988) para líquidos viscosos).

Para a velocidade de subida de um *slug* individual através de água em tubos com diâmetros na gama $13.0 \leq D \leq 51.5$ mm e inclinações entre 30° e 90° relativamente à horizontal, Nigam *et al.* (1995) obtiveram as seguintes correlações.

Para $D < 0.025$ m:

$$\frac{U_d^\theta}{U_d} = E(8.437 \sin \theta - 6.486 \sin^2 \theta) \quad (2.395)$$

onde $E = (D/m)^{0.175}$ e para $D \geq 0.025$ m:

$$\frac{U_d^\theta}{U_d} = 0.512(8.437 \sin \theta - 6.486 \sin^2 \theta) \quad (2.396)$$

em que U_d^θ / U_d é a razão entre a velocidade de subida do *slug* em tubo inclinado e em tubo vertical e m é um parâmetro da geometria do *slug* em colunas inclinadas.

Com base na geometria do *slug* em tubos inclinados, Nigam *et al.* (1995) desenvolveram correlações empíricas para a área interfacial A .

Para água, $2 \leq L_{TB} / D \leq 10$, $0.013 \leq D \leq 0.0515$ m e $30^\circ < \theta < 60^\circ$, obtiveram

$$A = \frac{V_b}{0.49D[(\sin \theta)^{0.15} (L_{TB} / D)^{0.25}]} \quad (2.397)$$

e para soluções de glicerol, $2 \leq L_{TB} / D \leq 15$, $0.013 \leq D \leq 0.0515$ m e $30^\circ \leq \theta \leq 60^\circ$

$$A = \frac{V_b}{0.58D(\sin \theta)^{0.34}} \quad (2.398)$$

Os valores de $K_L A$ obtidos para *slugs* de CO_2 a subir através de água e de solução de glicerol a 95 % em tubos verticais e inclinados, estão representados na Figura 2.63. Constata-se desta figura que para um dado D do tubo, $K_L A$ depende apenas de L_{TB} / D e não do ângulo de inclinação.

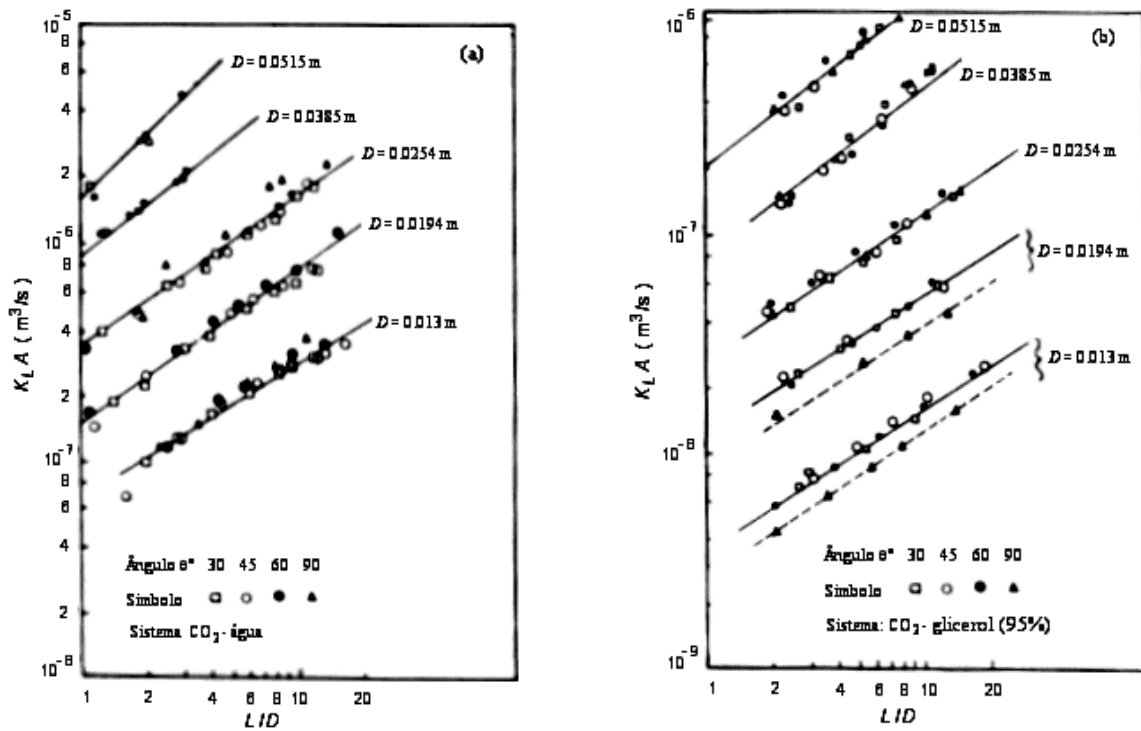


Figura 2.63- Efeito de (L_{TB}/D) em $K_L A$ para um *slug* de CO_2 a subir em líquidos em colunas com vários diâmetros internos, (a) CO_2 -água, (b) CO_2 - glicerol (95%) (de Nigam *et al.*, 1995).

Nigam *et al.* (1995) explicam o facto de $K_L A$ ser independente do ângulo de inclinação com base nas mudanças verificadas na área interfacial e na variação da velocidade de subida do *slug*. Com o afastamento da vertical, aumenta a velocidade de subida do *slug*, U_d^θ , e diminui a área interfacial, A , pelo que K_L tenderá, por um lado, a aumentar como resultado da maior taxa de renovação da superfície mas, o decréscimo simultâneo da área interfacial poderá “compensar” esse aumento de K_L , tornando assim $K_L A$ independente da inclinação. Os autores apresentam também uma explicação em termos matemáticos que pode ser analisada consultando o artigo original.

NOMENCLATURA (Capítulo 2)

- a - área interfacial por unidade de volume de coluna.
- A - área interfacial gás-líquido.
- A_b - área de uma bolha.
- A_C - área da secção recta da coluna
- A_N - área da secção recta do tubo ocupada pelo núcleo gasoso no regime *annular*.
- A_F - área da secção recta do tubo ocupada pelo filme líquido no regime *annular*.
- A_G - área da secção recta do tubo ou coluna ocupada por gás.
- A'_G - área da secção recta do tubo ocupada por gás, na zona da crista da onda no regime *stratified*, no modelo de Johnston (1985), equação (2.205)
- A_L - área da secção recta do tubo ou coluna ocupada por líquido.
- \tilde{A}_G - área adimensional da secção recta do tubo ocupada por gás no modelo de Barnea (1987).
- \tilde{A}_L - área adimensional da secção recta do tubo ocupada por líquido, equação (2.107).
- C - concentração.
- parâmetro da equação de Wallis, (2.308).
- C_f - factor de atrito = $4f$.
- C_0 - parâmetro da equação (2.130), da velocidade das bolhas em regime *bubble*.
- C_1 - parâmetro da equação (2.151), da velocidade das bolhas de Taylor.
- C_2, C_3 - parâmetros da equação (2.314).
- C_D - coeficiente de arrasto.
- C_L - coeficiente da força de sustentação
- C_{sal} - concentração de sal (NaCl)
- C^* - concentração na interface gás-líquido ou concentração de saturação.
- d - diâmetro de uma bolha.
- d_g - diâmetro de uma gota de líquido.
- d_{max} - diâmetro máximo das bolhas, modelo de Taitel and Dukler (1976).
- D - diâmetro interno de um tubo ou coluna.

\mathcal{D}	- difusividade do gás no líquido.
D_G	- diâmetro hidráulico correspondente à fase gasosa
D_{GTB}	- diâmetro hidráulico correspondente à fase gasosa na zona do <i>slug</i> .
D_L	- diâmetro hidráulico correspondente à fase líquida.
D_{LTB}	- diâmetro hidráulico correspondente à fase líquida na zona do <i>slug</i> .
D_L^*	- coeficiente de dispersão axial da fase líquida.
D_{min}	- diâmetro interno mínimo de um tubo, definido pela equação (2.23).
d_{max}	- diâmetro máximo das bolhas
d_{crit}	- diâmetro crítico das bolhas dado por (2.26).
d_{crit-B}	- diâmetro crítico das bolhas baseado no mecanismo da impulsão.
d_{crit-D}	- diâmetro crítico das bolhas baseado no mecanismo da deformação.
d_e	- diâmetro equivalente da bolha
E_F	- retenção de líquido em regime <i>annular</i> contabilizando apenas o líquido existente no filme líquido e não contando com as gotas arrastadas no núcleo
E_G	- retenção de gás.
E_{G_a}	- retenção de gás em escoamento ascendente, equação (2.175).
E_{G_d}	- retenção de gás em escoamento descendente, equação (2.176).
E_{G_d}	- retenção de gás em escoamento contra-corrente, equação (2.177).
E_G^α	- retenção de gás em coluna com inclinação α .
E_L	- retenção de líquido
E_{GLS}	- retenção de gás na zona do <i>slug</i> de líquido no regime de <i>slug</i> .
E_{GTB}	- retenção de gás na zona da bolha de Taylor (<i>slug</i> de gás) no regime de <i>slug</i> .
E_{LLS}	- retenção de líquido na zona do <i>slug</i> de líquido no regime de <i>slug</i> .
E_{LTB}	- retenção de líquido na zona da bolha de Taylor no regime de <i>slug</i> .
E_{LLSmin}	- retenção mínima de líquido na zona do <i>slug</i> de líquido(=0.48).
E_O	- número de Eotvos (nº de Bond) definido na equação (2.122)
E_{OD}	- número de Eotvos definido na equação (2.148)
E_S	- energia livre de superfície das bolhas, equação (2.85).
E_T	- energia cinética do líquido turbulento, equação (2.86).
E_S'	- energia livre superficial total das bolhas, de Chen <i>et al.</i> (1997).

E'_T	- energia cinética turbulenta do líquido por unidade de tempo, Chen <i>et al.</i> (1997).
f	- factor de atrito.
f_i	- factor de atrito na interface gás-líquido.
f_G	- factor de atrito gás/parede baseado na velocidade superficial e nas propriedades do gás calculado com Re_G .
f_L	- factor de atrito líquido/parede baseado na velocidade efectiva e nas propriedades do líquido, calculado com Re_L .
f_{LM}	- factor de atrito líquido/parede baseado na velocidade da mistura e nas propriedades do líquido.
f_{GS}	- factor de atrito gás/parede baseado na velocidade superficial e nas propriedades do gás.
f_{LS}	- factor de atrito líquido/parede baseado na velocidade superficial e nas propriedades do líquido.
f_{LM}	- factor de atrito líquido/parede baseado na velocidade de mistura e nas propriedades do líquido
f_M	- factor de atrito calculado com Re_M .
f_S	- factor de atrito líquido/parede no <i>slug</i> de líquido calculado com Re_{SM} .
F_B	- força de impulsão sobre uma bolha dado por (2.64)
F	- perdas de pressão por fricção.
F'_B	- força de impulsão sobre uma bolha por unidade de comprimento de gás.
F_D	- força de arrasto sobre uma bolha, equação (2.323).
F_T	- força exercida pelo líquido turbulento sobre uma bolha calculada por (2.65).
F'_T	- força exercida pelo líquido turbulento sobre uma bolha por unidade de comprimento de gás
Fr	- número de Froude
Fr	- número de Froude definido por (2.313).
Fr_{DL}	- número de Froude definido por (2.357).
Fr_{HG}	- número de Froude definido por (2.356).
Fr_{HG}	- número de Froude definido por (2.356).
Fr_D	- número de Froude definido por $Fr_L = U_d / \sqrt{gD}$
Fr_L	- número de Froude do líquido (regime <i>stratified</i>) dada por

$$Fr_L = U_L / \sqrt{gh_L}$$

- Fr'_G - número de Froude do gás modificado no regime *stratified*, que tem em conta a inclinação do tubo (modelo de Barnea (1987))
- g - aceleração da gravidade.
- G - número de Galileu, definido por (2.337).
- H - altura de líquido na coluna.
- H_C - altura de coluna.
- h_L - altura do líquido no regime *stratified*.
- \tilde{h}_L - altura adimensional do líquido em regime *stratified* = h_L / D
- h'_L - altura do líquido na zona da crista da onda no regime *stratified*, modelo de Johnston (1985), Figura 2.22.
- H - constante da lei de Henry.
- k_1 - constante da equação de Dumitrescu (1943), (2.141).
- k_2 - constante da equação de Wallis (1969), (2.146).
- K - parâmetro adimensional definido na equação (2.14).
- parâmetro definido na equação (2.184).
- Ka_L - número de Kapitsa para o líquido, equação (2.365)
- K_L - coeficiente de transferência de massa do lado do líquido.
- $K_L A$ - coeficiente de transferência de massa vezes a área interfacial.
- $(k_L A)_{lam}$ - coeficiente de transferência de massa vezes a área interfacial para película de líquido laminar em redor do *slug*.
- $(k_L A)_{urb}$ - coeficiente de transferência de massa vezes a área interfacial para película de líquido turbulenta em redor do *slug*.
- Ku_G - número de Kutateladze para o gás, equação (2.309).
- Ku_L - número de Kutateladze para o líquido, equação (2.310).
- l - comprimento dado por (2.388).
- l_E - comprimento dado por (2.32).
- l_w - comprimento da esteira do *slug*
- L_{LS} - comprimento do *slug* de líquido no regime *slug*.
- L - comprimento da coluna.
- L_{LS}^θ - comprimento do *slug* de líquido no regime *slug* num tubo com inclinação θ em relação à horizontal.

- L_U - comprimento da unidade de *slug* constituída pelo *slug* de líquido e pela bolha no regime *slug*.
- L_{TB} - comprimento da bolha no regime *slug*.
- m - caudal mássico.
- parâmetro da equação de Wallis, (2.308).
- M - número de Morton definido por (2.123).
- N_B - número adimensional definido por (2.217).
- N_f - número adimensional definido por (2.149).
- P - pressão total
- $(dP/dx)_{G,L}$ - gradiente de pressão para a fase gasosa ou para a fase líquida.
- $(dP/dx)_a$ - componente aceleracional do gradiente de pressão.
- $(dP/dx)_f$ - componente devido ao atrito do gradiente de pressão.
- $(dP/dx)_g$ - componente hidrostática do gradiente de pressão.
- Pe - número de Peclet
- Q_G - caudal volumétrico de gás.
- Q_{GTB} - caudal volumétrico de gás associado à bolha de Taylor no regime de *slug*.
- Q_L - caudal volumétrico de líquido.
- Q'_L - caudal volumétrico de líquido por unidade de largura de escoamento.
- Q_{LTB} - caudal volumétrico do filme líquido em redor da bolha de Taylor no regime *slug*.
- r - raio de uma bolha.
- R - constante universal dos gases ideais.
- raio da coluna.
- \mathcal{R} - constante do gás ideal.
- Re_F - número de Reynolds do filme líquido no regime *annular*,
 $Re_F = \rho_L U_F D_F / \mu_L$.
- Re_G - número de Reynolds da fase gasosa, $Re_G = \rho_G U_G D_G / \mu_G$.
- Re'_G - número de Reynolds da fase líquida definido por $Re'_G = \rho_G U_G D_G / \mu_G$.
- Re'_{GTB} - número de Reynolds do filme líquido em redor do *slug* no regime *slug*,
definido por $Re'_{GTB} = \rho_G U_{GTB} D_{GTB} / \mu_G$.

- Re_L - número de Reynolds da fase líquida, $Re_L = \rho_L U_L D / \mu_L$.
- Re'_L - número de Reynolds da fase líquida definido por $Re'_L = \rho_L U_L D_L / \mu_L$.
- Re_{Ld} - número de Reynolds definido por $Re_{Ld} = \rho_L U_d D / \mu_L$.
- Re'_{Ld} - número de Reynolds da fase líquida definido pela equação (2.387).
- Re_{LM} - número de Reynolds definido por $Re_{LM} = \rho_L U_M D / \mu_L$.
- Re_{LS} - número de Reynolds calculado com base nas propriedades e na velocidade superficial do líquido, $Re_{LS} = \rho_L U_{LS} D / \mu_L$.
- Re_{LTB} - número de Reynolds do filme líquido em redor do *slug* no regime *slug*,
 $Re_{LTB} = \rho_L U_{LTB} \delta_{LTB} / \mu_L$.
- Re'_{LTB} - número de Reynolds do filme líquido em redor do *slug* no regime *slug*,
definido por $Re'_{LTB} = \rho_L U_{LTB} D_{LTB} / \mu_L$.
- $Re_{L\delta}$ - número de Reynolds definido por $Re_{L\delta} = \rho_L U_L \delta / \mu_L$.
- Re_M - número de Reynolds da mistura gás/líquido, $Re_M = \rho_M U_M D / \mu_M$.
- Re_{SM} - número de Reynolds definido por $Re_{SM} = \rho_S U_M D / \mu_S$.
- Re_{SN} - número de Reynolds definido por $Re_{SN} = \rho_N U_{SN} D / \mu_N$.
- Re_t - número de Reynolds definido por $Re_t = \rho_L d_e U_t / \mu_L$.
- Re_∞ - número de Reynolds definido por $Re_\infty = \rho_L U_{d\infty} D / 2\mu_L$.
- S_i - perímetro na interface gás-líquido.
- S_G - perímetro da fase gasosa.
- S_L - perímetro da fase líquida.
- S_{GTB} - perímetro da fase gasosa em redor de um *slug*.
- S_{LTB} - perímetro da fase líquida em redor de um *slug*.
- Sh - número de Sherwood, equação (2.382)
- Sh^* - número de Sherwood modificado, equação (2.378).
- S_L - perímetro molhado da fase líquida no regime *annular*.
- t - tempo.
- T - parâmetro adimensional definido na equação (2.15).
- temperatura.
- T_{sm} - variável calculada por (2.211).
- U_b - velocidade das bolhas.

- U_{b_a} - velocidade das bolhas em escoamento ascendente.
- $U_{b_{ct}}$ - velocidade das bolhas em escoamento contra-corrente.
- U_{b_d} - velocidade das bolhas em escoamento descendente.
- U_d - velocidade de subida de uma bolha de Taylor (*slug*) em líquido “estagnado”.
- $U_{d,ef}$ - velocidade U_d efectiva, definida por (2.172)
- U_d^h - velocidade U_d em tubo horizontal.
- U_d^v - velocidade U_d em tubo vertical.
- U_d^θ - velocidade U_d em tubo inclinado.
- $U_{d\infty}$ - velocidade U_d conforme equação (2.167).
- U_F - velocidade do líquido na película de líquido em regime *annular*, equação (2.275)
- U_G - velocidade efectiva do gás.
- U_{GS} - velocidade superficial do gás.
- U_{GLS} - velocidade das bolhas gasosas dispersas no *slug* de líquido (regime *slug*).
- U_{GS}^* - velocidade adimensional do gás (*flooding*), equação (2.305)
- U_{GTB} - velocidade do gás na zona da bolha de Taylor (regime *slug*).
- U_L - velocidade efectiva do líquido.
- U_{Li} - velocidade de líquido definida por (2.392).
- U_{LS} - velocidade superficial do líquido.
- U_{LLS} - velocidade do líquido no *slug* de líquido (regime *slug*).
- U_{LS}^* - velocidade adimensional do líquido (*flooding*), equação (2.306).
- U_{LTB} - velocidade do líquido na zona da bolha de Taylor (regime *slug*).
- U_M - velocidade da mistura gás-líquido.
- $U_{M_{cc}}$ - velocidade da mistura gás-líquido em escoamento co-corrente.
- $U_{M_{ct}}$ - velocidade da mistura gás-líquido em escoamento contra-corrente.
- U_N - velocidade do gás no núcleo gasoso , no regime *annular*.
- U_0 - velocidade de subida de uma nuvem de bolhas em meio estagnado.

- U_0^θ - velocidade U_0 em tubo inclinado, equação (2.135).
- U_R - velocidade relativa das duas fases fluidas.
- $U_{R_{cc}}$ - velocidade relativa das duas fases fluidas em regime co-corrente, equação (2.10)
- $U_{R_{ct}}$ - velocidade relativa das duas fases fluidas em regime contra-corrente, equação (2.11).
- U_t - velocidade terminal de subida de uma única bolha em meio estagnado.
- U_{TB} - velocidade de uma bolha de Taylor (*slug*) em regime *slug*.
- $U_{TB,ef}$ - velocidade efectiva de uma bolha de Taylor dada por (2.173).
- \tilde{U}_G - velocidade adimensionalizada do gás (razão entre a velocidade efectiva e a velocidade superficial).
- \tilde{U}_L - velocidade adimensionalizada do líquido (razão entre a velocidade efectiva e a velocidade superficial).
- V - volume da coluna.
- V_b - volume de uma bolha.
- V_G - volume de gás.
- V_L - volume de líquido.
- x - coordenada axial
- X - parâmetro adimensional (de Martinelli) usado no modelo de Taitel and Dukler (1976), equação (2.12)
- parâmetro definido na equação (2.183).
- parâmetro definido na equação (2.316).
- Y - parâmetro adimensional usado no modelo de Taitel and Dukler (1976).
- parâmetro definido na equação (2.182).
- Z - parâmetro calculado pela equação (2.180).
- parâmetro definido na equação (2.281).
- parâmetro adimensional definido por $Z = (\rho_L^{1/3} \sigma) / (g^{1/3} \mu_L^{4/3})$, Talaia (1987)
- Z_L - inverso do número de Ohnesorge para o líquido, $Z_L = \sqrt{D \rho_L \sigma} / \mu_L$

LETRAS GREGAS

- α - ângulo de inclinação em relação à vertical.
- β - coeficiente calculado pela equação (2.170).
- β_{LS} - comprimento adimensional do *slug* de líquido no regime de $slug=L_{LS}/L_U$.
- χ - razão entre os caudais volumétricos gás/líquido à entrada do *tubo em U*.
- δ - espessura do filme líquido em regime *annular*.
- δ_{LTB} - espessura do filme líquido em redor do *slug*, regime *slug*.
- $\tilde{\delta}$ - espessura adimensional do filme líquido em regime *annular* ($=\delta / D$).
- δ_{LTB} - espessura do líquido à volta de uma bolha de Taylor no regime de *slug*.
- ΔC - concentração em gás dissolvido à saída menos à entrada.
- ΔP - diferença de pressão.
- $(\Delta P)_f$ - componente devida à fricção da diferença de pressão.
- $(\Delta P)_g$ - componente hidostática da diferença de pressão.
- γ - coeficiente de distorção da uma bolha.
 -ângulo definido na figura 2.43, regime *stratified*.
 - razão de perfuração num anteparo (Celata *et al.* (1999))
- λ_G - retenção de gás definida por $\lambda_G = U_{GS} / U_M$
- λ_L - retenção de líquido definida por $\lambda_L = U_{LS} / U_M$
- λ_{LN} - retenção de líquido definida por (2.202).
- μ_L - viscosidade do líquido.
- μ_M - viscosidade da mistura gás-líquido, equação (2.237).
- μ_N - viscosidade da mistura gás-líquido no núcleo gasoso em regime *annular*, equação (2.272).
- μ_S - viscosidade da mistura gás-líquido no *slug* de líquido, equação (2.247).
- ν_L - viscosidade cinemática do líquido.
- θ - inclinação em relação à horizontal.
- ρ_G - massa volúmica do gás.
- ρ_L - massa volúmica do líquido.
- ρ_M - massa volúmica da mistura gás-líquido, equação (2.236).

- ρ_N - massa volúmica da mistura gás-líquido no núcleo gasoso em regime *annular*, equação (2.271).
- ρ_S - massa volúmica da mistura gás-líquido no *slug* de líquido, equação (2.287).
- σ - tensão superficial do líquido.
- τ_i - tensão de corte na interface gás-líquido.
- τ_{GTB} - tensão de corte gás/parede na zona do *slug* em tubo inclinado.
- τ_{LTB} - tensão de corte líquido/parede na zona do *slug*.
- τ_{wG} - tensão de corte entre o gás e a parede da coluna.
- τ_{wL} - tensão de corte entre o líquido e a parede da coluna.
- Σ - número adimensional definido por (2.159).

BIBLIOGRAFIA

CAPÍTULO 2

Abdul-Majeed, G. H., 2000. Liquid slug holdup in horizontal and slightly inclined two-phase slug flow. *Journal of Petroleum Science and Engineering*, **27**, pp. 27-32.

Abdul-Majeed, G. H., Al-Mashat, A. M., 2000. A mechanistic model for vertical and inclined two-phase slug flow. *Journal of Petroleum Science and Engineering*, **27**, pp. 59-67.

Alves, I. N., Shoham, O. and Taitel, Y., 1993. Drift velocity of elongated bubbles in inclined pipes. *Chemical Engineering Science*, **48** (12), pp. 3063-3070.

Alekseev, V. P., Poberezkin, A. E. and Gerasimov, P. V., 1972. Determination of flooding rates in regular packings. *Heat Transfer Soviet Research*, **4**, pp. 159-163.

Ansari, A. M., Sylvester, N. D., Sarica, C., Shoham, O. and Brill, J. P., 1994. A comprehensive mechanistic model for upward two-phase flow in wellbores. *SPE Production and Facilities*, May 1994, pp. 143-165.

Bankoff, S. G. and Lee, S. C., 1986. A critical review of the flooding literature. In *Multiphase Science and Technology*, Vol 2; Ed: G. F. Hewitt, J. M. Delhay, N. Zuber, pp. 95-180. Hemisphere, New York.

Bankoff, S. G., Tankin, R. S., Yuen, M. C. and Hsieh, C. L., 1981. Countercurrent flow of air/water and steam/water through a horizontal perforated plate. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **24** (8); pp. 1381-1395.

Baker, O., 1954. Design of pipelines for simultaneous flow of oil and gas. *Oil Gas J.*, **53**, pp. 185-195.

Barnea, D., 1986. Transition from annular and dispersed bubble flow-unified models for the whole range of pipe inclination. *International Journal of Multiphase Flow*, **12**, pp. 733-744.

Barnea, D., 1987. A unified model for predicting flow-pattern transitions for the whole range of pipe inclinations. *International Journal of Multiphase Flow*, **13**, pp. 1-12.

Barnea, D. and Brauner, N., 1985. Holdup of liquid slug in two phase intermittent flow. *International Journal of Multiphase Flow*, **11**, pp. 43-49.

Barnea, D. and Shemer, L., 1989. Void fraction measurements in vertical slug flow: applications to slug characteristics and transition. *International Journal of Multiphase Flow*, **15**, pp. 495-504.

Barnea, D., Shoham, O. and Taitel, Y., 1982. Flow pattern transition for downward inclined two phase flow; horizontal to vertical. *Chemical Engineering Science*, **37**, pp. 735-740.

Barnea, D., Shoham, O., Taitel, Y. and Dukler, A. E., 1980. Flow pattern transitions for horizontal and inclined pipes: Experimental and comparison with theory. *International Journal of Multiphase Flow*, **6**, pp. 217-225.

Barnea, D., Shoham, O., Taitel, Y. and Dukler, A. E., 1985. Gas-liquid flow in inclined tubes: flow pattern transitions for upward flow. *Chemical Engineering Science*, **40** (1), pp. 131-136.

Barnea, D., Yoseph, N. and Taitel, Y., 1986. Flooding in inclined pipes-effect of entrance section. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, **64**, pp. 177-184.

Beggs, H. D. and Brill, J.P., 1973. A study of two phase flow in inclined pipes. *J. Petrol. Tech.*, **25**, pp. 607-617.

Bendiksen, K.H., 1984. An experimental investigation of motion of long bubbles in inclined tubes. *International Journal of Multiphase Flow*, **10** (4), pp. 467-483.

Benjamin, T. B., 1968. Gravitational currents and related phenomena. *Journal of Fluid Mechanics*, **31**, pp. 209-248.

Bergles, A. E., Collier, J. G., Delhay, J. M., Hewitt, G. F and Mayinger, F., 1981. Two-phase flow and heat transfer in power and process industries. Hemisphere, Washington D. C..

Bonnecaze, R. H., Erskine, W. and Greskovich, E. J., 1971. Holdup and pressure drop for two-phase slug flow in inclined pipelines. *AIChE Journal*, **17** (5), pp. 1109-1113.

Brauner, N. and Barnea, D., 1986. Slug/churn transition in upward gas-liquid flow. *Chemical Engineering Science*, **41**, pp. 159-163.

Broadkey, R. S., 1987. The phenomena of fluid motions. Addison-Wesley Press.

Bugg, J. D. and Saad, G. A., 2002. The velocity field around a Taylor bubble rising in a stagnant viscous fluid: numerical and experimental results. *International Journal of Multiphase Flow*, **28**, pp. 791-803.

Campos, J. B. L. M., 1991. Mixing induced by air slugs rising in an inclined column of water. *Chemical Engineering Science*, **46**, pp. 6393-62117-2122.

Campos, J. B. L. M. and Guedes de Carvalho, J. R. F., 1988 a). An experimental study of the wake of gas slugs rising in liquids. *Journal of Fluid Mechanics*, **196**, pp. 27-37.

Campos, J. B. L. M. and Guedes de Carvalho, J. R. F., 1988 b). Mixing induced by air slugs rising in narrow columns of water. *Chemical Engineering Science*, **43**, pp. 1569-1582.

Carew, P. S., Thomas, N. H. and Johnson, A. B., 1995. A physically based correlation for the effects of power law rheology and inclination of slug bubble rise velocity. *International Journal of Multiphase Flow*, **21**, pp. 1091-1106.

Celata, J. P., Cumo, M., Farello, G.E. and Setaro, T., 1989. The influence of flow obstructions on flooding phenomenon in vertical channels. *International Journal of Multiphase Flow*, **15** (2), pp. 227-239.

Celata, J. P., Cumo, M. and Setaro, T., 1992. Flooding in inclined pipes with obstructions. *Experimental Thermal and Fluid Sciences*, **5** (1), pp. 18-24.

Collins, R., 1978. The motion of large bubbles rising through liquid flowing in a tube. *Journal of Fluid Mechanics*, **89**, pp. 497-514.

Chen, Y., 2001. Modeling gas-liquid flow in pipes: Flow pattern transitions and drift-flux modeling. M. S. Thesis, Stanford University.

Chen, X.T., Cai, X. D. and Brill, J. P., 1997. A general model for transition to dispersed bubble flow. *Chemical Engineering Science*, **52** (23), pp. 4373-4380.

Cheng, T-W. and Lin, T-L., 2001. Characteristics of gas-liquid two-phase flow in small diameter inclined tubes. *Chemical Engineering Science*, **56**, pp. 6393-6398.

Clift, R., Pritchard, C. and Nedderman, R. M., 1966. The effect of viscosity on the flooding conditions in wetted wall columns. *Chemical Engineering Science*, **21**, pp. 87-95.

Clift, R., Grace, J. R. and Weber, M. E., 1978. Bubbles, Drops and Particles. Academic Press, New York.

Cook, M. and Behnia, M., 2000. Pressure drop calculation and modelling of inclined intermittent gas-liquid flow. *Chemical Engineering Science*, **55**, pp. 4699-4708.

Cook, M. and Behnia, M., 2001. Bubble motion during inclined intermittent flow. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, **22**, pp. 543-551.

Davies, R. M. and Taylor, G., 1950. The mechanics of large bubbles rising through extended liquids and through liquids in tubes. *Proc. R. Soc., London, Ser. A* 200, pp. 305-313.

Delnoij, E., Lammers, J. A., Kuipers, J. A. M. and Swaaij, P. M., 1997. Dynamic simulation of dispersed gas-liquid two-phase flow using a discrete bubble model. *Chemical Engineering Science*, **52** (9), pp. 1429-1458.

Deckwer, W. D., 1991. Bubble Column Reactors. Jhon Wiley and Sons, Chichester, England.

Dukler, A. E. and Hubbard, M. G., 1975. A model for gas-liquid slug flow in horizontal and near horizontal tubes. *Industrial Engineering and Chemistry Fundamentals*, **14**, pp. 337-347.

Dumitrescu, D. T., 1943. Stromung and einer luftbase in senkrechten rohr . *Z. Angew. Math. Mech.*, **23**, pp. 139-149.

Feind, F., 1960. Falling liquid films counter-current air flow in vertical tubes. *VDI Forschungsh.*, **481**, p. 26.

Felizola, H. and Shoham, O., 1995. A unified model for slug flow in upward inclined pipes. *ASME J. Energy Resouces Technology*, **117**, pp. 1-6.

Fiedler, S., Yildiz, S. and Auracher, H., 2000. Determination of film thickness and flooding during reflux condensation in a small, inclined tube with an ultrasonic transducer. Recent Advances in Transport Phenomena, Ed: I. Dincer, M. F. Yardim, *The 12 th International Symposium on Transport Phenomena* , pp. 299-304. Elsevier, Paris.

Fiedler, S., Auracher, H. and Winkelmann, D., 2002. Effect of inclination on flooding and heat transfer during reflux condensation in a small diameter tube. *International Communications on Heat and Mass Transfer*, **29** (3), pp. 289-302.

Filla, M., 1972. Gas absorption from bubbles. University of Cambridge. Ph.D.thesis. p 111.

Ghiaasiaan, S. M., Taylor, K. E., Kamboj, B. K. and Abdel-Khalik, S. I., 1995. Countercurrent two-phase flow regimes and void fraction in vertical and inclined channels. *Nuclear Science and Engineering*, **119**, pp. 182-194.

Ghiaasiaan, S. M., Wu, X., Sadowski, D. L. and Abdel-Khalik, S. I., 1997. Hydrodynamic characteristics of counter-current two-phase flow in vertical and inclined channels: effects of liquid properties. *International Journal of Multiphase Flow*, **23** (6), pp. 1063-1083.

Gomez, L. E., Shoham, O. and Taitel, Y., 2000. Prediction of slug liquid holdup: horizontal to upward vertical flow. *International Journal of Multiphase Flow*, **26**, pp. 517-521.

Guedes de Carvalho, J. R. F., Cardoso, S. S. S. and Teixeira, J. A S., 1993. Axial mixing in slug flow. The use of injected air to reduce Taylor dispersion in a flowing liquid. *Trans. I. Chem. Eng*, **71** (Part A), pp. 28-37.

Gregory, G. A., Nicholson, M.K. and Aziz, K., 1978. Correlation of the liquid volume fraction in the slug for horizontal gas-liquid slug flow. *International Journal of Multiphase Flow*, **4** (1), pp. 33-39.

Harmathy, T. Z., 1960. Velocity of large drops and bubbles in media of infinite or restricted extent. *AIChE J.*, **6**, pp. 281-288.

Hasan, A. and Kabir, C., 1992. Two-phase flow in vertical and inclined annuli. *International Journal of Multiphase Flow*, **18**, pp. 279-293.

Heuven, J. W. Van. and Beek, W. J., 1963. Gas absorption in narrow gas lifts. *Chemical Engineering Science*, **18**, pp. 377-390.

Hewitt, G.F., 1995. In search of two-phase flow, Lecture. 30th US National Heat Transfer Conference, Portland, Oregon, USA.

Hintze, J. O, 1955. Fundamentals of the hydrodynamic mechanism of splitting in dispersion process. *AIChE J.*, **1**, pp. 289.

Hoefsloot, H. C. J. and Krishna, R., 1993. Influence of gas density on the stability of homogeneous flow in bubble columns. *Ind. Eng. Chem. Research*, **32**, pp. 747-750.

Jayanti, S. and Hewitt, G. F., 1992. Prediction of the slug-to-churn flow transition in vertical two-phase flow. *International Journal of Multiphase Flow*, **18**, pp. 847-860.

Jayanti, S., Tokarz, A. and Hewitt, G. F., 1996. Theoretical investigation of the diameter effect on flooding in countercurrent flow. *International Journal of Multiphase Flow*, **22** (2), pp. 307-324.

Kay, J. M. and Nedderman, R. M., 1985. Fluid Mechanics and Transfer Processes. Cambridge University Press, Cambridge, England.

Kokal, S. L. and Stanislav, J. F., 1987. An experimental study of two-phase flow in slightly inclined pipes-I. Flow patterns. *Chemical Engineering Science*, **44** (3) pp. 665-679.

Kubie, J., 2000. Velocity of long bubbles in horizontally oscillating vertical pipes. *International Journal of Multiphase Flow*, **26**, pp. 339-349.

Lamourelle, A. P. and Sandall, O. C., 1972. Gas absorption into a turbulent liquid. *Chemical Engineering Science*, **27**, pp. 1035-1043.

Mandhane, J. M., Gregory, G. A. and Aziz, K., 1974. A flow pattern map for gas-liquid flow in horizontal pipes. *International Journal of Multiphase Flow*, **1**, pp. 537-553.

Maron, M. D. and Dukler, A. E., 1984. Flooding and upward film flow in vertical tubes. II speculations on film flow mechanisms *International Journal of Multiphase Flow*, **10**, pp. 599-621.

Massey, B. S., 2002. Mecânica dos Fluidos. Fundação Calouste Gulbenkian, Lisboa.

McQuillan, K. W. and Whalley, P. B., 1985a. Flow patterns in vertical two-phase flow. *International Journal of Multiphase Flow*, **11** (2), pp. 161-175.

McQuillan, K. W. and Whalley, P. B., 1985b. A comparison between flooding correlations and experimental flooding data for gas-liquid flow in vertical circular tubes. *Chemical Engineering Science*, **40** (8), pp. 1425-1440.

McQuillan, K. W., Whalley, P. B. and Hweitt, G. F., 1985. Flooding in vertical two-phase flow. *International Journal of Multiphase Flow*, **11**, pp. 741-760.

Mishima, K. and Ishii, P. B., 1984. Flow regime transition criteria for two-phase flow in vertical tubes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **27** (2), pp. 723-.

Mouza, A. A., Paras, S. V. and Karabelas, A. J., 2002 (a). The influence of small tube diameter on falling film and flooding phenomena. *International Journal of Multiphase Flow*, **28**, pp. 1311-1331.

Mouza, A. A., Paras, S. V. and Karabelas, A. J., 2002 (b). The influence of small diameter tube and inclination angle on flooding phenomena. CHISA 2002, 15th International Congress of Chemical and Process Engineering, Prague, Aug. 2002.

Newton, C. H. and Behnia, M., 2001. A numerical model of stratified wavy gas-liquid pipe flow. *Chemical Engineering Science*, **56**, pp. 6851-6861.

Nicholson, M. K., Aziz, K. and Gregory, G. A., 1978. Intermittent two-phase flow in horizontal pipes: predictive models. *Canadian Journal of Chemical Engineering*, **56**, pp. 653-663.

Nicklin, D. J., 1962. Two-phase bubble flow. *Chemical Engineering Science*, **17**, pp. 693-702.

Nicklin, D. J., Wilkes, J. O. and Davidson, J. F., 1962. Two-phase flow in vertical tubes. *Trans. Inst. Chem. Engrs.*, **40**, pp. 61-68.

Nigam, K. D. P., Pandit, A. B. and Niranjana, K., 1995. Effect of angle of inclination on liquid-phase controlled mass transfer from a gas slug. *Chemical Engineering Science*, **50** (2), pp. 289-298.

Niranjana, K., Hashim, M. A., Pandit, A. B. and Davidson, J. F., 1988. Liquid phase controlled mass transfer from a gas slug. *Chemical Engineering Science*, **43**, pp. 1247-1252.

Oddie, G., Shi, H., Durlofski, L. J., Aziz, K., Pfeffer, B. and Holmes, J. A., 2003. Experimental study of two and three phase flows in large diameter inclined pipes. *International Journal of Multiphase Flow*, **29**, pp. 527-558.

Petalas, N. and Aziz, K., 1998. A mechanistic model for multiphase flow in pipes. Paper n° 98-39 presented at the 49th Annual Technical Meeting of the Petroleum Society of the Canadian Institute of Mining, Metallurgy and Petroleum, Calgary, Canada, Jun. 8-10.

Pinto, A. M. F. R., Coelho Pinheiro, M. N. and Campos, J. B.L. M, 1998. Coalescence of two gas slugs rising in a co-current flowing liquid in vertical tubes. *Chemical Engineering Science*, **51**, pp. 2973-2983.

Polonsky, S., Shemer, L. and Barnea, D., 1999. The relation between the Taylor bubble motion and the velocity field ahead of it . *International Journal of Multiphase Flow*, **15**, pp.957-975.

Pushina, O. L. and Sorokin, Y. L., 1969. Breakdown of liquid film motion in vertical tubes. *Heat Transfer Soviet Research*, **1**, pp. 56-64.

Richter, H. J, 1981. Flooding in tubes and annuli. *International Journal of Multiphase Flow*, **7**, pp. 647-658.

Sena Esteves, M. T. and Guedes de Carvalho, J. R. F., 1993. Gas side mass transfer coefficient for gas slugs rising in liquids. *Chemical Engineering Science*, **48**, pp. 3497-3506.

Shen, G. and Finch, J. A., 1996. Bubble swarm velocity in a column. *Chemical Engineering Science*, **51**,(14) pp. 3665-3674.

Shemer, L. and Barnea, D., 1987. Visualization of the instantaneous velocity profiles in gas-liquid slug flow. *PhysicoChemical Hydrodynamics*, **18**, pp. 243-253.

Shoham, O. and Taitel, Y., 1984. Stratified turbulent gas-liquid flow in horizontal and inclined pipes. *AIChE j.*, **3**, pp. 377385.

Shosho, C. E. and Ryan, M. E., 2001. An experimental study of the motion of long bubbles in inclined tubes. *Chemical Engineering Science*, **56**, pp. 2191-2204.

Spedding, P. L. and Nguyen, V. T., 1978. Bubble rise and liquid content in horizontal and inclined pipes. *Chemical Engineering Science*, **33**, pp. 987-994.

Spedding, P. L. and Nguyen, V. T., 1980. Regime maps for air water two phase flow. *Chemical Engineering Science*, **35**, pp. 779-793.

Spedding, P. L., Spence, D. R. and Hands, N. P., 1990. Prediction of holdup in two-phase gas-liquid inclined flow. *The Chemical Engineering Journal*, **45**, pp. 55-74.

Spedding, P. L., Watterson, J. K., Raghunathan, S. R. and Ferguson, M. E. G., 1998. Two-phase co-current flow in inclined pipe. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **41**, pp. 4205-4228.

Spindler, K. and Hahne, E., 1999. On experimental study of the void fraction distribution in adiabatic water- air two-phase flows in a inclined tube. *International Journal of Thermal Sciences*, **38**, pp. 305-314.

Stanislav, J. F., Kokal, S. and Nicholson, M. K., 1986. Intermittent gas-liquid flow in upward inclined pipes. *International Journal of Multiphase Flow*, **12** (3), pp. 325-335.

Sun, K. H., 1979. Flooding correlations for BWR bundle upper tieplates and bottom side-entry orifices. Proceedings of Multiphase Flow and Heat Transfer Symposium Workshop, pp. 1615-1635, Miami Beach, Florida, USA.

Suzuki, K.H. and Ueda, T., 1977. Behaviour of liquid films and flooding in countercurrent two-phase flows Part 1, Flow in circular tubes. *International Journal of Multiphase Flow*, **3**, pp. 517-532.

Taitel, Y. and Barnea, D., 1983. Counter current gas-liquid vertical flow model for flow pattern and pressure drop. *International Journal of Multiphase*, **9** (6), pp. 637-647.

Taitel, Y. and Barnea, D., 1990. A consistent approach for calculating pressure drop in inclined slug flow. *Chemical Engineering Science*, **45** (5), pp. 1199-1206.

Taitel, Y. and Dukler, A.E., 1976. A model for predicting flow regime transition in horizontal and near horizontal gas-liquid flow. *AIChE Journal*, **22**, pp. 47- 55.

Taitel, Y., Barnea, D. And Dukler, A. E., 1980. Modelling flow pattern transitions for steady upward gas-liquid flow in vertical tubes. *AIChE Journal*, **26** (3), pp. 345-354.

Talaia, M. A. R., 1997. Estabilidade de bolhas tubulares em líquidos e encharcamento em colunas de parede molhada. Cap. **6**, pp. 111-137, Tese de doutoramento apresentada à Faculdade de Engenharia da Universidade do Porto.

Teixeira, J. A. S., 1998. Oxigenação em aquicultura: o sistema do Tubo em *U*. Tese de doutoramento apresentada à Faculdade de Engenharia da Universidade do Porto.

Tinge, J. T. and Drinkenburg, A. A. H., 1986. The influence of slight departures from vertical alignment on liquid dispersion and gas hold-up in a bubble column. *Chemical Engineering Science*, **41** (1), pp. 165-169.

Treybal, R. E., 1980. Mass-Transfer Operations (3rd ed.). Chap. **6**, pp 139-219, McGraw-Hill Book Company. Singapore.

Tsuchiya, K., Ohsaki, K., 1997. Prediction of the bubble-hole size of a cap bubble in a bubble swarm. *Chemical Engineering Science*, **52**,(5) pp. 775-785.

Tsuchiya, K., Ohsaki, K. and Taguchi, K., 1995. The extent of the bubble-depleted region in the frontal vicinity of a large cap bubble rising in a bubble swarm. *International Journal of Multiphase Flow*, **21**,(2) pp. 305-313.

van Hout, R., Barnea, D. and Shemer, L., 2002. Translational velocities of elongated bubbles in continuous slug flow. *International Journal of Multiphase Flow*, **28**, pp. 1333-1350.

Vijayan, M., Jayanti, S. and Balakrishnan, A. R., 2001. Effect of tube diameter on flooding. *International Journal of Multiphase Flow*, **27**, pp. 797-816.

Wachi, S., Morikawa, H. and Ueyama, K., 1987. Gas holdup and axial dispersion in gas-liquid concurrent bubble column. *Journal of Chemical Engineering Japan*, **20**, pp. 309-316.

Wallis, G. B., 1961. Flooding velocities for air and water in vertical tubes. UKAEA, Report N° *AEW-R123*, pp 1-17, Harwell, England.

Wallis, G. B., 1969. One-Dimensional Two-Phase Flow. McGraw-Hill Book Company.USA.

Weber, M. E., Alarie, A. and Ryan, M.E., 1986. Velocities of extended bubbles in inclined tubes. *Chemical Engineering Science*, **41** (9), pp. 2235-2240.

Weisman, J., Duncan, D, Gibson, J. and Crawford, T., 1979. Effects of fluid properties and a pipe diameter on two phase patterns in horizontal pipes. *International Journal of Multiphase Flow*, **5**, pp. 437-462.

Weisman, J. and Kang, S. Y., 1981. Flow pattern transitions in vertical and upwardly inclined lines. *International Journal of Multiphase Flow*, **7**, pp. 721-729.

Whalley, P. B., 1987. Boiling, Condensation and Gas-Liquid Flow. Oxford University Press, Oxford.

White, E.T. and Beardmore, R. H., 1962. The velocity of rise of single cylindrical air bubbles through liquids contained in vertical tubes. *Chemical Engineering Science*, **17**, pp. 351-361.

Wilkinson, P. M., Haringa, H. and Stokman, F. P. A., 1993. Liquid mixing in a bubble column under pressure. *Chemical Engineering Science*, **48** (10), pp. 1785-1791.

Wolk, G., Dreyer, M. and Rath, H. J., 2000. Flow patterns in small diameter vertical non-circular channels . *International Journal of Multiphase Flow*, **26**, pp. 1037-1061.

Wongwises, S., 1998. Effect of inclination angles and upper end conditions on the countercurrent flow limitation in straight circular pipes. *International Communications on Heat and Mass Transfer*, **25** (1) , pp. 117-125.

Xiao, J. J., Shoham, O. and Brill, J. P., 1990. A comprehensive Mechanistic Model for Two-Phase Flow in Pipelines. Paper SPE 20631 presented at the 66th Annual Technical Conference and Exhibition of the Society of Petroleum Engineers, New Orleans, Sept.23-26.

Yamaguchi, K. and Yamazaki, Y., 1982. Characteristics of countercurrent gas-liquid two-phase flow in vertical tubes. *Journal of Nuclear Science and Technology*, **19** (12), pp. 985-996.

Yang, Z., Rustemeyer, U., Buchholz, R. and Onken, U., 1986. Profile of liquid flow in bubble columns. *Chemical Engineering Communications*, **49**, pp. 51-67.

Zabaras, G.J. and Dukler, A.E., 1988. Countercurrent gas-liquid annular flow including the flooding state. *AIChE Journal*, **34**, pp. 389-396.

Zapke, A. and Kroger, D. G., 1996. The influence of fluid properties and inlet geometry on flooding in vertical and inclined tubes. *International Journal of Multiphase Flow*, **22** (3), pp. 461-472.

Zapke, A. and Kroger, D. G., 2000 a). Countercurrent gas-liquid flow in inclined and vertical ducts- I: Flow patterns, pressure drop characteristics and flooding. *International Journal of Multiphase Flow*, **26**, pp. 1439-1455.

Zapke, A. and Kroger, D. G., 2000 b). Countercurrent gas-liquid flow in inclined and vertical ducts-II: The validity of the Froude-Ohnesorge number correlation for flooding. *International Journal of Multiphase Flow*, **26**, pp. 1457-1468.

Zhang, H-Q., Wang, Q., Sarica, C. and Brill, J. P., 2003. A unified mechanistic model for slug liquid holdup and transition between slug and dispersed bubble flows. *International Journal of Multiphase Flow*, **29**, pp. 97-107.

Zuber, N. and Findlay, J.A., 1965. Average volumetric concentration in two-phase flow systems. *Journal of Heat Transfer*, **87**, pp. 453-459.

Zukoski, E. E., 1966. Influence of viscosity, surface tension and inclination angle on motion of long bubbles in closed tubes. *Journal of Fluid Mechanics*, **25** (4), pp. 821-837.

ÍNDICE DE FIGURAS

Figura 2.1- Representação esquemática dos regimes de escoamento vertical ascendente de gás e líquido (de Taitel <i>et al.</i> , 1980).	8
Figura 2.2- Representação esquemática dos regimes de escoamento horizontal (de Chen, 2001).	11
Figura 2.3- Mapa de regimes de escoamento, experimental, para o sistema ar-água em tubo horizontal (de Mandhane <i>et al.</i> , 1974).	16
Figura 2.4- Mapa de padrões de escoamento, mecanístico para o sistema ar-água em escoamento descendente em tubo ligeiramente inclinado em relação à horizontal (de Taitel and Dukler, 1976).	16
Figura 2.5- Mapa de regimes de escoamento, mecanístico, para o sistema ar-água em escoamento descendente inclinado 1° em relação à horizontal num tubo de 50 mm de diâmetro (de Xiao <i>et al.</i> , 1990).	17
Figura 2.6- Mapa de regimes de escoamento, mecanístico, para o sistema ar-água em escoamento co-corrente ascendente vertical num tubo com 51 mm de diâmetro (de Taitel <i>et al.</i> , 1980).	17
Figura 2.7- Mapa de regimes de escoamento horizontal, com coordenadas diferentes para as várias transições entre regimes (de Taitel and Dukler, 1976).	18
Figura 2.8- Representação esquemática do modo como líquido e gás podem percorrer um tubo.	22
Figura 2.9- Representação esquemática do regime <i>slug</i> completamente desenvolvido em tubos verticais (adaptado de Ansari <i>et al.</i> , 1994)	30
Figura 2.10- Representação esquemática de escoamento em regime <i>annular</i> .	39
Figura 2.11- Representação esquemática de regime <i>stratified</i> em tubo inclinado.	47
Figura 2.12- Mapas de regimes de escoamento vertical ascendente e descendente, para o sistema ar-água, a 0.1 MPa e 25° C em tubos com 25.4 mm de diâmetro (de Barnea, 1987).	57
Figura 2.13- Mapas de regimes de escoamento para a gama completa de inclinações do tubo, para o sistema ar-água, a 0.1 MPa e 25°C em tubos com 51 mm de diâmetro (obtido de Barnea, 1987).	58
Figura 2.14- Mapa de regimes de escoamento para o sistema ar-água em tubo horizontal (Petalas and Aziz, 1998)	59
Figura 2.15- Mapa de regimes de escoamento ascendente do sistema ar-água em tubo vertical (Petalas and Aziz, 1998)	59
Figura 2.16- Mapa de regimes de escoamento ascendente para o sistema ar-água em tubo inclinado 10° em relação à horizontal (Petalas and Aziz, 1998).	59
Figura 2.17- Mapa de regimes de escoamento descendente para o sistema ar-água em tubo inclinado 10° em relação à horizontal (Petalas and Aziz, 1998).	60
Figura 2.18 - Transições usadas na determinação do regime de escoamento no modelo de Petalas and Aziz (1998)	64
Figura 2.19- Mapas de regime de escoamento para $D=40$ e 80 mm (Yamaguchy and Yamazaki, 1982)	72

Figura 2.20- Regimes de escoamento em contra-corrente em tubo vertical (Taitel and Barnea,1983)	73
Figura 2.21- Mapa de regimes de escoamento de Taitel and Barnea (1983), para o sistema ar-água a 25°C e à pressão atmosférica em escoamento contra-corrente num tubo vertical com 50 mm de diâmetro.	74
Figura 2.22- Onda na interface gás-líquido no regime <i>stratified</i> (de Johnston, 1985).	80
Figura 2.23- Mapa de regimes de escoamento em contra-corrente de ar-água, à temperatura ambiente e $P=160$ kPa, em tubo vertical, $D= 19$ mm (de Ghiaasiaan <i>et al.</i> 1995).	82
Figura 2.24- Mapa de regimes de escoamento em contra-corrente, para o sistema ar-água, à temperatura ambiente e $P=160$ kPa, num tubo com 19 mm de diâmetro interno, inclinado 8° e 28° em relação à vertical (de Ghiaasiaan <i>et al.</i> 1995).	83
Figura 2.25- Mapa de regimes de escoamento contra-corrente de ar-água, à temperatura ambiente e $P=160$ kPa, para inclinações de 45° e 60° em relação à vertical, num tubo com 19 mm de diâmetro interno (de Ghiaasiaan <i>et al.</i> 1995).	84
Figura 2.26- Mapa de regimes de escoamento em contra-corrente, de ar-óleo mineral, em tubo vertical, à temperatura ambiente e $P=160$ kPa, $D= 19$ mm (de Ghiaasiaan <i>et al.</i> 1997).	85
Figura 2.27- Mapa de regimes de escoamento em contra-corrente, para o sistema ar-óleo mineral, à temperatura ambiente e $P=160$ kPa, para inclinações de 30 e 68° , $D= 19$ mm (de Ghiaasiaan <i>et al.</i> 1997).	85
Figura 2.28- Forma das bolhas e números de Reynolds, Eotvos e Morton para velocidade de subida de uma única bolha em líquidos (Clift <i>et al.</i> , 1978).	94
Figura 2.29- Velocidade de subida de uma bolha de ar em função do respectivo diâmetro equivalente em água estagnada (Whalley, 1987).	95
Figura 2.30- Correlação geral para a velocidade de subida de uma bolha de Taylor em líquido estagnado em tubo vertical (Whalley, 1987).	104
Figura 2.31- Efeito do ângulo de inclinação do tubo na velocidade de subida de bolhas de Taylor de ar em água estagnada (dados de Zukoski, 1966).	110
Figura 2.32- Número de Froude baseado na velocidade U_d em função do ângulo de inclinação. (a) $D = 0.024$ m; $\Sigma = 0.052$; (b) $D = 0.054$ m; $\Sigma = 0.010$ (de van Hout <i>et al.</i> , 2002).	115
Figura 2.33- Velocidade U_{TB} de uma única bolha em escoamento co-corrente com o líquido em função da inclinação: (a) $U_M = U_{LS} = 0.73$ m/s , $D = 0.024$ m; (b) $U_M = U_{LS} = 0.42$ m/s, $D = 0.024$ m; (c) $U_M = U_{LS} = 0.66$ m/s , $D = 0.054$ m; (d) $U_M = U_{LS} = 0.42$ m/s, $D = 0.054$ m (de van Hout <i>et al.</i> , 2002).	116
Figura 2.34- Velocidade de bolhas de Taylor em <i>slug</i> contínuo em função da inclinação. U_{TB} é a velocidade calculada pela correlação de Nicklin (1962), $U_{TB,ef}$ é calculada por van Hout <i>et al.</i> , (2002) e $U_{TB,exp}$ são os valores medidos experimentalmente. $D= 0.054$ m. (a) $U_{LS}= 0.01$ m/s; $U_{GS}= 0.41$ m/s. (b) $U_{LS}= 0.10$ m/s; $U_{GS}= 0.63$ m/s (dados de van Hout <i>et al.</i> , 2002).	118
Figura 2.35- Efeito do ângulo de inclinação (em relação à horizontal) sobre a retenção de líquido em função da velocidade superficial do gás para $U_{LS}= 4.11 \times 10^{-2}$ m/s num tubo de $D=50.8$ mm e para o sistema ar- água (Spedding <i>et al.</i> , 1998).	127
Figura 2.36- Efeito da inclinação sobre a retenção média de gás em escoamento contra-corrente de ar-água, para $U_{LS}=0.03$ m/s (dados de Ghiaasiaan <i>et al.</i> , 1995).	128

Figura 2.37- Efeito da inclinação sobre a retenção média de gás em escoamento contra-corrente de ar-água, para $U_{LS}=0.05$ m/s (dados de Ghiaasiaan <i>et al.</i> , 1995).	129
Figura 2.38- Retenção de gás na secção de teste vertical: efeito de alguns parâmetros (de Ghiaasiaan <i>et al.</i> , 1997).	130
Figura 2.39- Retenção de gás em escoamento contra-corrente num tubo inclinado 28° (sistema ar-água) e 30° (sistema ar-óleo mineral) (Ghiaasiaan <i>et al.</i> , 1997).	131
Figura 2.40- Retenção de gás em escoamento contra-corrente num tubo inclinado 60° (sistema ar-água) e 68° (ar-óleo mineral) (Ghiaasiaan <i>et al.</i> , 1997).	131
Figura 2.41- Representação esquemática do regime <i>slug</i> em tubo inclinado (adaptado de Barnea, 1990).	133
Figura 2.42- Representação esquemática do regime <i>annular</i> em tubo inclinado.	136
Figura 2.43- Representação esquemática do regime <i>stratified</i> com a definição do ângulo γ .	139
Figura 2.44- Representação simplificada do diagrama de Moody.	142
Figura 2.45- Variação de pressão em escoamento vertical em contra-corrente, para o sistema ar-água a 25° e à pressão atmosférica em tubos com $D=50$ mm (Taitel and Barnea, 1983).	159
Figura 2.46- Escoamento vertical <i>annular</i> em contra-corrente e o fenómeno do <i>flooding</i> .	164
Figura 2.47- Variação do gradiente de pressão e do caudal de líquido descendente com o caudal de ar, para caudal de água à entrada de 0.0278 kg/s, num tubo com 25 mm de diâmetro (de Vijayan <i>et al.</i> , 2001).	165
Figura 2.48- Volume de controle para aplicação da equação da quantidade de movimento sobre uma onda estacionária de acordo com Whalley (1987).	172
Figura 2.49- (a) Representação da obstrução da coluna conforme Celata <i>et al.</i> (1989), em que D é o diâmetro interno do tubo, e_o é a espessura do anteparo e D_o é o diâmetro do furo, (b)-Representação de duas geometrias equivalentes de perfuração: 1 furo de 14 mm e 4 furos de 7 mm cada.	176
Figura 2.50- Velocidade superficial de gás que origina <i>flooding</i> em função da inclinação do tubo, para o sistema ar-água em escoamento num tubo de 51 mm de diâmetro, para três velocidades superficiais de líquido à entrada do tubo (Barnea <i>et al.</i> , 1986).	177
Figura 2.51- Velocidade superficial de ar que origina <i>flooding</i> em função da inclinação do tubo, para vários caudais mássicos de água à entrada e $D_o=D=20$ mm (de Celata <i>et al.</i> , 1992).	180
Figura 2.52- Velocidade superficial de ar que origina <i>flooding</i> em função da inclinação do tubo, para vários caudais mássicos de água à entrada do tubo e $D_o=17$ mm (de Celata <i>et al.</i> , 1992).	180
Figura 2.53- Velocidade superficial de ar que origina <i>flooding</i> em função da inclinação do tubo, para vários caudais mássicos de água à entrada do tubo e $D_o=15$ mm (de Celata <i>et al.</i> , 1992).	180
Figura 2.54- Efeito das propriedades físicas do líquido sobre a velocidade superficial de gás que origina <i>flooding</i> numa conduta vertical de secção recta rectangular 10×50 mm ² (Zapke and Kroger, 2000).	185
Figura 2.55- Efeito da inclinação em relação à horizontal sobre a velocidade superficial do gás que origina <i>flooding</i> para o sistema ar-água, numa conduta de secção rectangular (10×100 mm ²), para quatro velocidades superficiais da água (de Zapke and Kroger, 2000a).	185

Figura 2.56- (a) Definição da altura, H , e da largura, W , da conduta de secção rectangular; (b) altura equivalente do tubo (Zapke and Kroger, 2000a).	187
Figura 2.57- Velocidade de <i>flooding</i> do gás em função do número de Reynolds do líquido para três ângulos de inclinação em relação à horizontal, num tubo de 7 mm de diâmetro, para o sistema ar-água (Mouza <i>et al.</i> , 2002b).	188
Figura 2.58- Valores experimentais e previstos do coeficiente de dispersão (de Guedes de Carvalho <i>et al.</i> , 1993).	195
Figura 2.59- Padrão de escoamento à volta de um <i>slug</i> de gás a subir através de líquido estagnado numa coluna inclinada (de Campos, 1991).	196
Figura 2.60- Comprimento da esteira em função do volume do <i>slug</i> de gás para diferentes inclinações da coluna, onde a linha recta contínua representa o ajuste de todos os pontos na gama $6^\circ \leq \alpha \leq 60^\circ$ (de Campos, 1991).	197
Figura 2.61- Valores de $k_L A$ (para um <i>slug</i> de CO ₂ a subir em líquidos) previstos e experimentais numa coluna vertical de 32 mm de diâmetro interno (de Esteves and Guedes de Carvalho, 1993).	206
Figura 2.62- Valores de $k_L A$ (para um <i>slug</i> de CO ₂ a subir em água) previstos e experimentais numa coluna vertical de 52 mm de diâmetro interno (de Esteves and Guedes de Carvalho, 1993).	206
Figura 2.63- Efeito de (L_{TB}/D) em $K_L A$ para um <i>slug</i> de CO ₂ a subir em líquidos em colunas com vários diâmetros internos, (a) CO ₂ -água, (b) CO ₂ - glicerol (95%) (de Nigam <i>et al.</i> , 1995).	209