

INFLUÊNCIA DA GRANULOMETRIA DAS PARTÍCULAS SOBRE O COMPORTAMENTO
HIDRODINÂMICO DE LEITOS FLUIDIZADOS

João Luís Monney de Sá Paiva

Dissertação apresentada à Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade de Coimbra



para obtenção do grau de Doutor em Ciências da Engenharia Mecânica

Ano de apresentação e defesa
2001

«Levanto os meus olhos para as montanhas;
De onde há-de vir o meu socorro?»

Salmo 121
Cântico dos degraus

Ao meu pai.

RESUMO

Foi estudado o comportamento hidrodinâmico de um leito fluidizado à escala laboratorial, com 10 cm de diâmetro interior e 1,5 m de altura. O fluido utilizado foi o ar atmosférico, nas condições de pressão e temperatura ambientes existentes no laboratório. As medições efectuadas incidiram sobre a perda de carga, quer para o conjunto do leito, quer para uma sucessão de fatias em que tinha sido dividido. Foi possível conhecer a evolução da pressão ao longo do leito, para diferentes situações de escoamento distribuídas por uma gama de velocidades superficiais que tiveram como valor máximo 2,3 m/s. Utilizaram-se três distribuições de tamanhos de partículas esféricas de sílica, como resultado de um processo de obtenção de lotes por calibração, correspondendo aos intervalos 355-425, 600-710 e 850-1000 μm , partículas que se situam nos Grupos B, B/D e D da classificação de Geldart, respectivamente. O presente estudo envolveu igualmente a utilização de diferentes tipos de placas distribuidoras, a saber, cerâmica porosa, malha metálica e perspex perfurado, num total de oito combinações, a que corresponderam perdas de carga variando entre 0,05 e 350 kPa.

Foi desenvolvido um modelo matemático visando representar a evolução da perda de carga no interior do leito. Este modelo, utilizando diferentes correlações para estimar o caudal de curto-circuito às bolhas, constituiu a base para a análise da influência dos distribuidores na qualidade de fluidização. Esta foi definida como o quociente entre o valor medido da perda de carga do leito e um valor de referência, a perda de carga calculada, corrigida pela fracção ou porosidade das bolhas. Concluiu-se que a influência dos distribuidores se faz sentir de um modo mais destacado, e não linear, nas primeiras camadas, correspondentes ao fundo do leito. Essa influência vai-se atenuando à medida que nos aproximamos da superfície livre. Igualmente se concluiu que os distribuidores com maior secção livre de passagem causam uma maior perda de carga no interior do leito, particularmente no fundo, sucedendo o contrário com os distribuidores de menor secção livre de passagem.

Foi analisada a transição entre os regimes borbulhante e turbulento, para os diferentes tamanhos de partículas utilizados. Foi obtida uma correlação eficiente para a definição das condições de transição, que incorpora os efeitos do tipo de distribuidor utilizado. Finalmente, foi proposto um modelo matemático simples que permite determinar o valor da velocidade superficial de transição em função da porosidade global do leito.

ABSTRACT

The hydrodynamic behavior of a fluidized bed was studied on a laboratorial scale, with 10 cm internal diameter and 1,5 m of height. The fluidizing medium used was atmospheric air, at ambient temperature and pressure conditions existing in the laboratory. The measurements performed concerned the pressure drop, either for the whole bed, either for a succession of slices in which the bed had been divided. It was possible to know the evolution of the pressure along the bed for different flow situations, distributed by a range of superficial velocities, with a maximum of 2.3 m/s. Three size distributions of silica spherical particles were used, as a result of a process of calibration, corresponding to the intervals 355-425, 600-710 and 850-1000 μm , particles that belong in Groups B, B/D and D of the Geldart classification, respectively. The present study involved the use of different types of plate distributors, porous ceramic, metallic mesh and perforated perspex, in a total of eight combinations, with pressure drops ranging from 0.05 to 350 kPa.

A mathematical model was developed aiming at representing the evolution of the internal bed pressure drop. This model, using different correlations to evaluate the short circuit flow to the bubbles, constituted the basis for the analysis of the influence of the distributors in the fluidization quality. This quality was defined as the ratio between the measured value of the bed pressure drop and a reference value, the calculated pressure drop corrected by the fraction of bubbles. It was concluded that the influence of the distributors is more apparent, though not linear, in the first layers, corresponding to the bottom of the bed. That influence attenuates as the free surface approaches. Also, the distributors with larger open section cause a larger pressure drop inside the bed, particularly in the bottom, the contrary occurring with the distributors of smaller open section.

The transition from bubbling to turbulent regimes was analyzed for the different sizes of particles used. An efficient correlation for the definition of the transition conditions was obtained, that incorporates the effects of the type of distributor employed. Finally, a simple mathematical model that allows determining the value of the superficial velocity of transition in function of the global porosity of the bed was deduced.

RÉSUMÉ

Le comportement hydrodynamique d'un lit fluidisé a été étudié sur une échelle laboratoriale, ayant 10 centimètres de diamètre intérieur et 1,5 m de hauteur. Le moyen de fluidization utilisé était l'air atmosphérique, à température et pression ambiante existant dans le laboratoire. Les mesures effectuées ont concerné la perte de charge, non seulement pour la totalité du lit, comme pour une succession de tranches dans ce que le lit avait été divisé. Il était possible de connaître l'évolution de la pression le long du lit, pour différentes situations d'écoulement distribuées par une gamme de vitesses superficielles, avec un maximum de 2,3 m/s. Trois distributions de tailles de particules sphériques en silice ont été utilisées, par suite d'un processus de calibrage, correspondant aux intervalles 355-425, 600-710 et 850-1000 μm , particules appartenant aux Groupes B, B/D et D de la classification de Geldart, respectivement. L'étude présente a impliqué l'usage de différents types de plaques de distribution, céramique poreuse, maille métallique et perspex perforé, dans un total de huit combinaisons, avec des pertes de charge à travers les distributeurs qui s'étalent 0,05 à 350 kPa.

Un modèle mathématique fut développé avec le but de représenter l'évolution de la perte de charge à l'intérieur du lit fluidisé. Ce modèle utilise plusieurs corrélations pour évaluer le courant de court-circuit aux bulles et a constitué la base pour l'analyse de l'influence des distributeurs dans la qualité de la fluidization. Celle-ci fut définie comme la proportion entre la valeur mesurée de la perte de charge du lit et une valeur de référence, la perte de charge calculée, corrigée par la fraction de bulles. On a conclu que l'influence des distributeurs est plus évidente, pourtant pas linéaire, dans les premières couches, correspondant au fond du lit. Cette influence s'atténue à mesure que la surface libre s'approche. Aussi, les distributeurs avec la plus grande section libre de passage provoquent une plus grande perte de charge à l'intérieur du lit, en particulier dans le fond, le contraire arrivant avec les distributeurs de section libre plus réduite.

La transition de régime bouillonnant/turbulent a été analysée pour les différentes dimensions de particules employées. Une corrélation efficace permettant la définition des conditions de transition a été obtenue, incorporant les effets du type de distributeur utilisé. Finalement, un modèle mathématique simple est proposé permettant la détermination de la valeur de la vitesse superficielle de transition en fonction de la porosité globale du lit.

ZUSAMMENFASSUNG

Das hydrodynamik-Verhalten eines Flüssigkeit-Bettes wurde auf einem laboratorial-Maßstab studiert, mit 10 cm innerer Durchmesser und 1,5 m von Höhe. Der Flüssigkeit mittler benutzte, war atmosphärische Luft, bei Umgebungs Temperatur und Druck-Ausfall, die im Laboratorium existieren. Die Maße traten der Druck-Tropfen, entweder für das ganze Bett, betroffen auf entweder für eine Folge von Scheiben, in denen das Bett geteilt worden war. Es war möglich, die Evolution des Druckes am Bett zu wissen, denn andere Strömung-Situationen verteilten neben einer Auswahl oberflächlicher Geschwindigkeiten, mit einem Maximum von 2.3 m/s. Drei Größe-Verteilungen von silica, die kugelförmige Teilchen benutzt wurden, als ein Ergebnis von einem Prozeß von Kalibrieren, die zu den Intervallen 355-425, 600-710 und 850-1000 μm korrespondieren, Teilchen, in denen gehören, gruppieren B, B/D und D der Geldart Einteilung, beziehungsweise. Das gegenwärtige Studium brachte die Verwendung von anderen Arten von Teller-Verteilern, poröser keramischer, metallischer Masche und perforiert perspex, in einer Gesamtsumme von acht Kombinationen, mit sich, mit Druck-Tropfen, die von 0,05 bis 350 kPa schwanken.

Ein mathematisches Modell, das bei richtete, um das Verhalten des Bettes darzustellen, wurde entwickelt. Dieses Modell benutzt andere Wechselbeziehungen, um die Kurzschluß-Strömung zu den Blasen einzuschätzen und bildete die Basis für die Analyse vom Einfluß der Verteiler in der fluidization-Qualität. Dies wurde als das Verhältnis zwischen dem gemessenen Wert vom Bett-Druck-Tropfen und einem Hinweis-Wert, der kalkuliert Druck-Tropfen, der vom Bruch von Blasen korrigiert wird, definiert. Es wurde geschlossen, daß der Einfluß der Verteiler offener ist, obwohl nicht linear, in den ersten Schichten, das Entsprechen dem Boden des Bettes. Dieser Einfluß verdünnt als die freie Oberfläche, wird genähert. Auch, die Verteiler mit größerer offener Teil-Ursache ein größerer Druck-Tropfen im Bett, insbesondere im Boden, das gegensätzliche Vorkommen mit den Verteilern kleineren offenen Teiles.

Der Übergang vom Sprudeln zu turbulenten Regimen wurde für die anderen gebrauchten Größen von Teilchen analysiert. Eine tüchtige Wechselbeziehung für die Definition der Übergang-Zustände wurde erhalten, daß integriert die Wirkungen von der Art von Verteiler, die benutzt werden. Schließlich wurde ein einfacher Ausdruck, der erlaubt, um den Wert von der oberflächlichen Geschwindigkeit von Übergang in Funktion von der globalen Porosität des Bettes zu bestimmen, gefolgert.

PREFÁCIO

«O que penso eu do mundo?
Sei lá o que penso do mundo!
Se eu adoecesse pensaria nisso.»

O guardador de rebanhos
Alberto Caeiro, 1914

Como é habitual, reserva-se esta zona prévia da apresentação do trabalho para dar expressão à frase “no man is an island”. Consensual, é numa altura de balanço que mais significado traduz, especialmente quando tudo parece estreitar para a assunção de um trabalho individual. E traduz então o sentimento de que, ao longo de vários anos de ostracismo voluntário, a vida permaneceu, apesar de tudo, povoada (e até invadida) pelas mais variadas presenças.

Os meus primeiros agradecimentos são devidos ao Prof. Carlos Manuel Coutinho Tavares de Pinho, pela forma amiga como lidou e orientou as minhas (muitas) in experiências e (algumas) impaciências. Sobretudo quando julgava que iria mudar o mundo “as we know it”. A minha admiração vinha do domínio da Termodinâmica e do prazer pela experimentação; estendeu-

-se aos conhecimentos fundamentais da mecânica e à instrumentalização da matemática, envoltos numa qualificação democrática da ciência e longe da pose dos figurões. Partilhámos ao longo destes anos de trabalho um fascínio pela investigação aplicada ao movimento de rotação de sistemas orgânicos no continente sul-americano, que espero se mantenha no futuro. Se para isso for preciso saltar uns quantos fins-de-semana, paciência, porque “grave, grave, é casar e ...”.

A minha casa é a sua casa.

Agradeço igualmente ao Prof. António Rui de Almeida Figueiredo pela simpatia, boa disposição e disponibilidade. A mesma simpatia, boa disposição e disponibilidade que havia manifestado quando professor de Mecânica dos Fluidos, há já vinte e quatro anos atrás, e que permaneceram intactas. Utilizou-as para exprimir de um modo oriental as suas opiniões sobre as minhas liberalidades ‘paperianas’. Espero ainda, um dia, vir a ser capaz de apreciar as locomotivas pelas rodas.

Sou credor do José Eduardo pela permanente disposição em resolver problemas eléctricos e digitais, fora de horas, e pela disponibilidade em preparar cursos intensivos de electrónica aplicada a sistemas de aquisição de dados e a instrumentação que avaria aos sábados à tarde; do Fernando Duarte, pelo pragmatismo temporal- ‘depois digo-te alguma coisa’- que sempre me deixou a ideia de que ia haver uma solução para o meu caso insolúvel; do José Gaspar, pela atenção logarítmica com que ouvia os meus dilemas mecânico-existenciais; do José Manuel, pelas objecções hiperestáticas às minhas dissertações; do Abel Oliveira, pela resiliência de que deu mostras ao lidar com os embates do dia-a-dia; do Paulo Coelho e do Miguel Coutinho, pelas revisões sem quartel ou abrigo das incertezas da vida. Acabando o reportório hiperbólico (é a última), agradeço a todos os colegas o apreço que sinto ter recebido. Espero ser capaz da mesma disponibilidade no futuro.

Uma nota de agradecimento para o António, com quem, passando pela Sibéria, tenho partilhado uma amizade e momentos de reflexão sobre o mundo e as pessoas que nele vivem, sem ter tido necessidade de adoecer. Também devo um agradecimento especial ao Alfredo, mentor do lago e dos laboratórios de gestão, pioneiros em experiências de visualização da passagem do tempo, e ao Fernando, cujo radicalismo verbal mais não é do que um modo de ocultar as suas (e as minhas) perplexidades com a natureza humana. Agradeço ainda o apoio da Escola Superior de Tecnologia de Viseu, onde gosto de trabalhar e a que tenho orgulho de pertencer, por todas as facilidades concedidas na realização deste trabalho, nas pessoas do Fernando Sebastião, Rogério Matias e Paulo Mendes.

Finalmente, ao Pedro, à Inês e à Mariana, que sempre souberam que havia “(...) coisas mais importantes para fazer”, e à Isabel (*malgré qui...*), exprimo os meus mais profundos sentimentos.

A todos, incluindo os que não mencionei expressamente, agradeço a paciência, uma virtude da amizade cultivada.

ÍNDICE

RESUMO	5
PREFÁCIO	9
ÍNDICE	11
LISTA DE FIGURAS	15
LISTA DE TABELAS	22
LISTA DE SÍMBOLOS	25
SÍMBOLOS	25
SÍMBOLOS GREGOS	27
NÚMEROS ADIMENSIONAIS	28
SUBSCRITOS	28
SUPERESCRITOS	28
1 INTRODUÇÃO	29
2 GENERALIDADES SOBRE O COMPORTAMENTO DINÂMICO DE LEITOS FLUIDIZADOS	33
2.1 INTRODUÇÃO	33
2.2 COMPORTAMENTO DINÂMICO DE LEITOS FLUIDIZADOS- PERSPECTIVA DESCRITIVA	34
2.3 NOÇÕES BÁSICAS	36
2.3.1 EQUAÇÕES PARA ESCOAMENTOS EM LEITOS FLUIDIZADOS	36
2.3.1.1 O ponto de fluidização incipiente	37
2.3.1.2 A fluidização na fase densa	39
2.3.1.2.1 Comportamento das bolhas	40
2.3.1.2.2 Comportamento da fase densa	44
2.4 CLASSIFICAÇÃO DE PARTÍCULAS EM FLUIDIZAÇÃO.	48
2.4.1 GRUPO C	49
2.4.2 GRUPO A	51
2.4.3 GRUPO B	52
2.4.4 GRUPO D	53
2.4.5 FRONTEIRA CA	55
2.4.6 FRONTEIRA AB	56
2.4.7 FRONTEIRA BD	59
2.5 ESTABELECIMENTO DE REGIMES EM FUNÇÃO DO TIPO DE PARTÍCULAS E CARACTERIZAÇÃO DE PADRÕES DE ESCOAMENTO.	60
2.5.1 FLUIDIZAÇÃO BORBULHANTE	65
2.5.1.1 Comportamento de bolhas isoladas	65
2.5.1.1.1 escoamento em torno de bolhas singulares	66
O modelo de Davidson	66

2.5.1.1.2 Bolhas rápidas e bolhas lentas	68
Bolhas lentas ($U_{br} < U_f$)	68
Bolhas estáticas ($U_{br} = U_f$)	68
Bolhas rápidas ($U_{br} > U_f$)	68
2.5.1.1.3 Outros modelos	69
2.5.1.1.4 Comparação dos modelos com os resultados experimentais	70
2.5.1.2 Comportamento de bolhas múltiplas	71
2.5.1.2.1 Formação (bolhas e jactos)	71
Bolhas	71
Bolhas- região de entrada no leito	73
Jactos	76
2.5.1.2.2 Diâmetro	78
2.5.1.2.3 Coalescência	80
2.5.1.2.4 Quebra	80
2.5.1.2.5 Velocidade de subida	83
2.5.1.3 Distribuição de caudais pelas fases	84
2.5.1.3.1 Modelos de escoamento	86
O modelo de Lockett <i>et al.</i> (1967)	86
O modelo de Kunii e Levenspiel (1969)	88
O modelo de Kunii e Levenspiel (1991)	89
2.5.2 FLUIDIZAÇÃO COM BOLHAS TUBULARES	95

3 DESCRIÇÃO DA INSTALAÇÃO E METODOLOGIA EXPERIMENTAL **97**

3.1 INTRODUÇÃO	97
3.2 DESCRIÇÃO DA INSTALAÇÃO	100
3.2.1 LEITO PRINCIPAL	100
3.2.2 BATERIA DE PLACAS-ORIFÍCIO	102
3.2.3 PLACAS DISTRIBUIDORAS	103
3.2.4 SISTEMA DE AQUISIÇÃO DE DADOS	106
3.2.5 LEITOS SECUNDÁRIOS	107
3.3 METODOLOGIA EXPERIMENTAL	109
3.3.1 MEDIÇÃO DE TEMPERATURA, PRESSÃO ATMOSFÉRICA E HUMIDADE RELATIVA	109
3.3.2 MEDIÇÃO E VARIAÇÃO DOS CAUDAIS DE AR	109
3.3.3 OBTENÇÃO DE LOTES DE PARTÍCULAS E DETERMINAÇÃO DE DIÂMETROS MÉDIOS	109
3.3.4 DETERMINAÇÃO DA MASSA VOLÚMICA E DA POROSIDADE	113
3.3.5 MEDIÇÃO DA VARIAÇÃO DA PRESSÃO NO INTERIOR DO LEITO	114

4 EVOLUÇÃO DA PRESSÃO AO LONGO DO LEITO **115**

4.1 INTRODUÇÃO	115
4.2 RESULTADOS EXPERIMENTAIS	118
4.3 PRIMEIRA APROXIMAÇÃO- POROSIDADE CONSTANTE AO LONGO DA FASE DENSA	121
4.3.1 O MODELO BIFÁSICO MODIFICADO	123
4.3.2 RESULTADOS E CONCLUSÕES	131
4.4 SEGUNDA APROXIMAÇÃO- POROSIDADE VARIÁVEL AO LONGO DA FASE DENSA	137
4.4.1 O MODELO DE TRANSPORTE INCIPIENTE	138
4.4.2 RESULTADOS E CONCLUSÕES	143

5 INFLUÊNCIA DOS DISTRIBUIDORES NA QUALIDADE DE FLUIDIZAÇÃO **149**

5.1 INTRODUÇÃO	149
5.2 RESULTADOS EXPERIMENTAIS	153
5.3 A INFLUÊNCIA DOS DISTRIBUIDORES NO COMPORTAMENTO DO LEITO	165
5.3.1 BREVE REVISÃO DE ALGUNS MODELOS DE ESCOAMENTO BIFÁSICO	165
5.3.2 A CORRELAÇÃO β_1 (K1)	173
5.3.3 RESULTADOS DA UTILIZAÇÃO DA CORRELAÇÃO β_1	180

5.3.4 A CORRELAÇÃO β_2 (K2)	184
5.3.5 RESULTADOS DA UTILIZAÇÃO DA CORRELAÇÃO β_2	185
5.3.6 ANÁLISE DOS RESULTADOS DA APLICAÇÃO DAS CORRELAÇÕES β_1 E β_2 NOS VALORES DE ΔP^*	189
5.3.7 DISCUSSÃO DOS VALORES DE δ RESULTANTES DOS DADOS EXPERIMENTAIS, PARA $\Delta P^* = 1$	192
5.3.8 DETERMINAÇÃO DE VALORES DE ΔP^* COM BASE EM OUTROS MODELOS (WWK1 E LIN2K1)	202
5.3.9 ANÁLISE DA INFLUÊNCIA DOS VÁRIOS TIPOS DE DISTRIBUIDORES NA QUALIDADE DA FLUIDIZAÇÃO OBTIDA COM OS DIFERENTES TAMANHOS DE PARTÍCULAS UTILIZADOS	210
5.4 CONCLUSÕES	213
5.4.1 SOBRE A INFLUÊNCIA NA QUALIDADE DE FLUIDIZAÇÃO	213
5.4.2 SOBRE OS LIMITES DE APLICABILIDADE DOS MODELOS BIFÁSICOS	215
6 INFLUÊNCIA DOS DISTRIBUIDORES NA TRANSIÇÃO BORBULHANTE/ TURBULENTO	217
6.1 INTRODUÇÃO	217
6.2 O FUNDO DO LEITO	219
6.2.1 APRESENTAÇÃO E ANÁLISE DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS	220
6.2.2 CONCLUSÕES RELATIVAMENTE AO COMPORTAMENTO DO FUNDO DO LEITO	226
6.3 A TRANSIÇÃO EM FUNÇÃO DA VELOCIDADE MÍNIMA DE FLUIDIZAÇÃO	227
6.4 A TRANSIÇÃO EM FUNÇÃO DA VELOCIDADE TERMINAL, CONSIDERANDO CONSTANTE A POROSIDADE DA FASE DENSA	231
6.4.1 ANÁLISE	231
6.4.2 RESULTADOS E SÍNTESE	236
6.5 FLUTUAÇÕES DA POROSIDADE DA FASE DENSA	243
6.5.1 UTILIZAÇÃO DO MODELO DE WERTHER E WEIN	244
6.5.2 CONCLUSÕES SOBRE AS FLUTUAÇÕES DA POROSIDADE DA FASE DENSA	246
6.6 A TRANSIÇÃO DE REGIME BORBULHANTE PARA TURBULENTO EM FUNÇÃO DA VELOCIDADE TERMINAL, ADMITINDO POROSIDADE VARIÁVEL NA FASE DENSA	246
6.7 CONCLUSÕES	253
7 CONCLUSÕES	255
REFERÊNCIAS	259
ANEXO A1	269
ANEXO A2	277
ANEXO A3	283
ANEXO A4	287
A.4.1 INTRODUÇÃO	287
A.4.1 INCERTEZAS ASSOCIADAS ÀS MEDIÇÕES DE PERDA DE CARGA	288
A.4.2 INCERTEZAS ASSOCIADAS ÀS MEDIÇÕES DE PRESSÃO ATMOSFÉRICA E TEMPERATURA AMBIENTE	293
A.4.3 INCERTEZAS ASSOCIADAS ÀS MEDIÇÕES DE DIÂMETROS	293
A.4.4 INCERTEZAS ASSOCIADAS ÀS MEDIÇÕES DE VELOCIDADE	294
A.4.5 INCERTEZAS INERENTES À PERDA DE CARGA ADIMENSIONAL ΔP^*	295
A.4.5 INCERTEZAS INERENTES AOS QUOCIENTES U_c/U_{MF} E U_c/U_{RELT}	298
ANEXO A5	301
A.5.1 INTRODUÇÃO	301
A.5.2 OS VALORES DE δ CALCULADOS PELAS CORRELAÇÕES ‘WWK1’ E ‘LIN2K1’ E OS VALORES RESULTANTES DE δ^*	301

A.5.3 O MODELO ΔP^+	308
A.5.4 CORRELAÇÕES 'K31', 'K32', 'K41' E 'K42' PARA A DETERMINAÇÃO DE δ E VALORES DE ΔP^+ CORRESPONDENTES	310
A.5.5 DETERMINAÇÃO DE ΔP^+ , E VALORES CORRESPONDENTES DE δ^+ , COM BASE EM WERTHER E WEIN (1994), 'WW2', E 'LIN2K1'	337
A.5.6 DETERMINAÇÃO DE δ_{TOTAL}	351
ANEXO A6	355

LISTA DE FIGURAS

Fig. 2. 1- Variação da pressão no interior do leito com a velocidade superficial do gás.	38
Fig. 2. 2- Forma de uma nuvem envolvendo uma bolha bi-dimensional num leito fluidizado, tal como observada por Rowe <i>et al.</i> (1964), com $\alpha= 2,5$	41
Fig. 2. 3- Forças que actuam nos elementos de fluido que saem da bolha e entram na fase densa (Geldart, 1986)	43
Fig. 2. 4- Modos de passagem do gás pelas bolhas.	43
Fig. 2. 5- O modelo bifásico de distribuição do gás pelas fases.	45
Fig. 2. 6- Variação de Y , Eq. (2. 19), com a pressão e a velocidade do gás ($d_p= 0,5$ mm, $\rho_p= 2500$ kg/m ³ , $H_{mf}= 0,71$ m, $T= 20$ °C e $\phi= 1$)(Cai <i>et al.</i> , 1993).....	48
Fig. 2. 7- Diagrama simplificado para a classificação de partículas, em função do seu comportamento na fluidização em ar às condições normais de pressão e temperatura (Geldart, 1973).	49
Fig. 2. 8- Expansão de um leito de partículas do Grupo C (Geldart, 1986).....	50
Fig. 2. 9- Expansão de um leito de partículas do Grupo A (Geldart, 1986).	51
Fig. 2. 10- Curvas de esvaziamento típicas dos Grupos A, B e C (Geldart, 1986).....	52
Fig. 2. 11- Regimes e padrões de escoamento em fluidização na fase densa: (a) borbulhante, (b) bolhas tubulares, (c) turbulenta, (d) em jorro e (e) em canais.	61
Fig. 2. 12- Diagrama de regimes para sistemas de fluidização, segundo o tipo de partículas e de velocidades superficiais utilizadas (Grace, 1986; as letras 'T' indicam o início da fluidização turbulenta, de acordo com medições de Lanneau, 1960, Kehoe e Davidson, 1971, Carotenuto <i>et al.</i> , 1974, Staub e Canada, 1978, Turner, 1978, Avidan, 1980, Li e Kwauk, 1980, e Abed, 1984).	63
Fig. 2. 13- Variações dos regimes de fluidização com o aumento da velocidade, para os vários grupos de partículas (Kunii e Levenspiel, 1991).	63
Fig. 2. 14- Variações dos regimes de fluidização com o aumento da velocidade, para os vários tipos de partículas (Fan e Zhu, 1998).....	64
Fig. 2. 15- Modelo de bolha com calote esférica com raio R_n	65
Fig. 2. 16- Bolha lenta, $U_{br} < U_f$	68
Fig. 2. 17- Bolha rápida, $U_{br} > U_f$	69
Fig. 2. 18- Distribuição de pressões na vizinhança de uma bolha tridimensional em movimento ascensional (Stewart, 1968).....	71
Fig. 2. 19- Padrões de formação de bolhas imediatamente acima do distribuidor (Kunii e Levenspiel, 1991): (a) placa porosa; (b) placa com um orifício alimentado separadamente; (c) placa perfurada.	73
Fig. 2. 20- Padrões de formação de bolhas imediatamente acima do distribuidor de um leito mantido nas condições de fluidização incipiente. (a) Velocidades relativamente baixas (Massimilla <i>et al.</i> , 1985); (b) para velocidades elevadas no orifício ($U_{or}=120$ m/s) há lugar à formação de jactos (Yates <i>et al.</i> , 1986).....	75
Fig. 2. 21- Padrões de formação de bolhas imediatamente acima do distribuidor de um leito mantido nas condições de fluidização incipiente. (a) Velocidades relativamente baixas (Massimilla <i>et al.</i> , 1985); (b) para velocidades elevadas no orifício ($U_{or}=120$ m/s) há lugar à formação de jactos (Yates <i>et al.</i> , 1986).....	75
Fig. 2. 22- Coalescência de bolhas: $V_c > V_1 + V_2$ (Clift e Grace, 1985).....	80
Fig. 2. 23- Padrões de escoamento no interior e exterior de uma bolha estacionária (Rose, 1961 e McWilliam, 1961).....	81
Fig. 2. 24- Quebra de bolhas: $V_1 + V_2 < V_i$ (Grace e Venta, 1973).	82
Fig. 2. 25- Distribuição das velocidades pelas fases.....	84
Fig. 2. 26- O modelo bifásico.	85
Fig. 2. 27- Distribuição de caudais segundo a Eq. (2. 69), numa secção do leito com bolhas.	87
Fig. 2. 28- O modelo Kunii e Levenspiel (1991).....	92
Fig. 2. 29- Fracção da esteira em bolhas tridimensionais, em condições normais de pressão e temperatura; obtida a partir de fotografias por raios X por Rowe e Partridge (1965).	94
Fig. 3. 1- Esquema de conjunto da instalação.	98
Fig. 3. 2- Tipos de distribuidores utilizados: em malha metálica (a), em cerâmica porosa (b) e em perspex (c).	99
Fig. 3. 3- Vista geral da instalação experimental.	100
Fig. 3. 4- Definição axial da colocação das tomas de pressão.	101
Fig. 3. 5- Disposição angular das tomas de pressão, em cada nível.	102
Fig. 3. 6- Vista da bateria de placas-orifício.....	103
Fig. 3. 7- Orifícios em distribuidores de placas perfuradas.	103

Fig. 3. 8- Estimativa do número de orifícios do distribuidor em malha metálica: a tracejado ‘p0x’, seguido, por ordem crescente de A_0 , de ‘p1x’ a traço ponto, e assim sucessivamente, até ‘ker’, a ponteados (ver Tab. 3.2).....	105
Fig. 3. 9- Representação dos leitos secundários.....	108
Fig. 3. 10- Distribuição de tamanhos a partir dos lotes iniciais.....	110
Fig. 3. 11- Distribuição de frequências para partículas do intervalo 355/425 μm	111
Fig. 3. 12- Distribuição de frequências para partículas do intervalo 600/710 μm	111
Fig. 3. 13- Distribuição de frequências para partículas do intervalo 850/1000 μm	112
Fig. 4. 1- Variação da perda de pressão, ΔP , com a velocidade do fluido, U , para leito fixo e fluidizado (Kunii e Levenspiel, 1969).....	116
Fig. 4. 2- Variação da perda de pressão registada para todo o leito, ΔP_t , com a velocidade superficial do fluido, U_0 (partículas esféricas de sílica, intervalo 355/425 μm , distribuidor ‘p9x’ - vide Tab 3.2); linhas a tracejado adaptadas de Kunii e Levenspiel (1969, 1991) para leitos com presença de bolhas tubulares.	117
Fig. 4. 3- Variação da perda de pressão registada para todo o leito, ΔP_t , adimensionalizada com a perda de pressão nas condições de fluidização incipiente, $\Delta P_{t_{mf}}$, com a velocidade superficial do fluido, U_0	118
Fig. 4. 4- Perda de carga (por fatia) <i>versus</i> velocidade superficial, ballotinis 355-425 μm , distribuidor ‘p9x’.	119
Fig. 4. 5- Perda de carga (por fatia) <i>versus</i> velocidade superficial, ballotinis 600-710 μm , distribuidor ‘p9x’.	119
Fig. 4. 6- Perda de carga (por fatia) <i>versus</i> velocidade superficial, ballotinis 850-1000 μm , distribuidor ‘p9x’.	120
Fig. 4. 7- Perda de carga acumulada (por camada) <i>versus</i> velocidade superficial, ballotinis 355-425 μm , distribuidor ‘p9x’ (camadas: \square : fatia 1, \diamond : fatias 1+2, x: fatias 1+2+3, +: fatias 1+2+3+4, -: fatias 1+2+3+4+5).....	121
Fig. 4. 8- Perda de carga acumulada (por camada) <i>versus</i> velocidade superficial, ballotinis 600-710 μm , distribuidor ‘p9x’ (camadas: \square : fatia 1, \diamond : fatias 1+2, x: fatias 1+2+3, +: fatias 1+2+3+4, -: fatias 1+2+3+4+5).....	122
Fig. 4. 9- Perda de carga acumulada (por camada) <i>versus</i> velocidade superficial, ballotinis 850-1000 μm , distribuidor ‘p9x’ (camadas: \square : fatia 1, \diamond : fatias 1+2, x: fatias 1+2+3, +: fatias 1+2+3+4, -: fatias 1+2+3+4+5).....	122
Fig. 4. 10- Ajuste (linhas contínuas) obtido pelo modelo (Eq. (4. 14), primeira aproximação, aos valores de perda de carga acumulada (por camada) <i>versus</i> velocidade superficial, ballotinis 355/425 μm , distribuidor ‘p9x’.....	127
Fig. 4. 11- Valores da fracção de bolhas gerada pelo modelo, δ_{gers} , em primeira aproximação, comparados com os valores determinados experimentalmente, δ_{exp} (linha contínua), <i>versus</i> velocidade superficial, ballotinis 355-425 μm , distribuidor ‘p9x’ (camadas: \square : 1, \diamond : 1+2, x: 1+2+3, +: 1+2+3+4, -: 1+2+3+4+5).	128
Fig. 4. 12- Valores da fracção de bolhas gerada pelo modelo, δ_{gers} , em segunda aproximação, comparados com os valores determinados experimentalmente, δ_{exp} (linha contínua), <i>versus</i> velocidade superficial, ballotinis 355-425 μm , distribuidor ‘p9x’ (camadas: \square : 1, \diamond : 1+2, x: 1+2+3, +: 1+2+3+4, -: 1+2+3+4+5).	129
Fig. 4. 13- Ajuste (linhas contínuas) obtido pelo modelo (Eq. (4. 14), segunda aproximação, aos valores de perda de carga acumulada (por camada) <i>versus</i> velocidade superficial, ballotinis 355/425 μm , distribuidor ‘p9x’.....	129
Fig. 4. 14- Ajuste (linhas contínuas) obtido pelo modelo (Eq. (4. 19)) aos valores de perda de carga acumulada (por camada) <i>versus</i> velocidade superficial, ballotinis 355-425 μm , distribuidor ‘p9x’.....	131
Fig. 4. 15- Ajuste (linhas contínuas) obtido pelo modelo (Eq. (4. 19)) aos valores de perda de carga acumulada (por camada) <i>versus</i> velocidade superficial, ballotinis 600-710 μm , distribuidor ‘p9x’.....	132
Fig. 4. 16- Ajuste (linhas contínuas) obtido pelo modelo (Eq. (4. 19)) aos valores de perda de carga acumulada (por camada) <i>versus</i> velocidade superficial, ballotinis 850-1000 μm , distribuidor ‘p9x’.....	132
Fig. 4. 17- Erro cometido pelo ajuste do modelo (Eq. (4. 19)) <i>versus</i> velocidade superficial, ballotinis 355/425 μm , distribuidor ‘p9x’ (camadas: \square : 1, \diamond : 2, x: 3, +: 4, -: 5).....	135
Fig. 4. 18- Erro cometido pelo ajuste do modelo (Eq. (4. 19)) <i>versus</i> velocidade superficial, ballotinis 600/710 μm , distribuidor ‘p9x’ (camadas: \square : 1, \diamond : 2, x: 3, +: 4, -: 5).....	135
Fig. 4. 19- Erro cometido pelo ajuste do modelo (Eq. (4. 19)) <i>versus</i> velocidade superficial, ballotinis 850/1000 μm , distribuidor ‘p9x’ (camadas: \square : 1, \diamond : 2, x: 3, +: 4, -: 5).....	136
Fig. 4. 20- Variação do desvio padrão médio das medições de pressão, σ , com a velocidade superficial, U_0 , partículas no intervalo 355/425 μm , distribuidor ‘p9x’ (camadas: \square : 1, \diamond : 2, x: 3, +: 4, -: 5).	140
Fig. 4. 21- Variação do desvio padrão médio das medições de pressão, σ , com a velocidade superficial, U_0 , partículas no intervalo 600/710 μm , distribuidor ‘p9x’ (camadas: \square : 1, \diamond : 2, x: 3, +: 4, -: 5).	141

Fig. 4. 22- Variação do desvio padrão médio das medições de pressão, σ , com a velocidade superficial, U_0 , partículas no intervalo 850/1000 μm , distribuidor ‘p9x’ (camadas: \square : 1, \diamond : 2, x: 3, +: 4, -: 5).....	141
Fig. 4. 23- Ajuste (linhas a contínuo) da Eq. (4. 35) a dados experimentais, no intervalo 355/425 μm , <i>i. e.</i> , valores de velocidade superficial versus valores integrados de perda de carga por altura de leito, distribuidor ‘p9x’.....	144
Fig. 4. 24- Ajuste (linhas a contínuo) da Eq. (4. 35) a dados experimentais, no intervalo 600/710 μm , <i>i. e.</i> , valores de velocidade superficial versus valores integrados de perda de carga por altura de leito, distribuidor ‘p9x’.....	144
Fig. 4. 25- Ajuste (linhas a contínuo) da Eq. (4. 35) a dados experimentais, no intervalo 850/1000 μm , <i>i. e.</i> , valores de velocidade superficial versus valores integrados de perda de carga por altura de leito, distribuidor ‘p9x’.....	145
Fig. 4. 26- Erro cometido pelo ajuste do modelo (Eq. (4. 19) <i>versus</i> velocidade superficial, ballotinis 355/425 μm , distribuidor ‘p9x’ (camadas: \square : 1, \diamond : 2, x: 3, +: 4, -: 5).....	146
Fig. 4. 27- Erro cometido pelo ajuste do modelo (Eq. (4. 19)) <i>versus</i> velocidade superficial, ballotinis 600/710 μm , distribuidor ‘p9x’ (camadas: \square : 1, \diamond : 2, x: 3, +: 4, -: 5).....	146
Fig. 4. 28- Erro cometido pelo ajuste do modelo (Eq. (4. 19)) <i>versus</i> velocidade superficial, ballotinis 850/1000 μm , distribuidor ‘p9x’ (camadas: \square : 1, \diamond : 2, x: 3, +: 4, -: 5).....	147
Fig. 5. 1- Variação da perda de carga, ΔP_d (escala logarítmica), com a velocidade superficial do fluido, U_0 , para diferentes placas distribuidoras (\circ : ‘dyn’, \square : ‘p9x’, \diamond : ‘dyn’, \blacklozenge : ‘p4x’, x: ‘p3x’, \ast : ‘p2x’, +: ‘p1x’, -: ‘p0x’)......	153
Fig. 5. 2- Variação de ΔP_d da placa distribuidora ‘ker’ (cerâmica porosa) com a velocidade superficial U_0	154
Fig. 5. 3- Variação de ΔP_d da placa distribuidora ‘p9x’ (perspex perfurado) com a velocidade superficial U_0	154
Fig. 5. 4- Variação de ΔP_d da placa distribuidora ‘dyn’ (malha metálica) com a velocidade superficial U_0	155
Fig. 5. 5- Variação de ΔP_d da placa distribuidora ‘p4x’ (perspex perfurado) com a velocidade superficial U_0	155
Fig. 5. 6- Variação de ΔP_d da placa distribuidora ‘p3x’ (perspex perfurado) com a velocidade superficial U_0	155
Fig. 5. 7- Variação de ΔP_d da placa distribuidora ‘p2x’ (perspex perfurado) com a velocidade superficial U_0	156
Fig. 5. 8- Variação de ΔP_d da placa distribuidora ‘p1x’ (perspex perfurado) com a velocidade superficial U_0	156
Fig. 5. 9- Variação de ΔP_d da placa distribuidora ‘p0x’ (perspex perfurado) com a velocidade superficial U_0	156
Fig. 5. 10- Variação de ΔP_i , placa ‘ker’ (cerâmica porosa) com a velocidade superficial U_0 : (a) partículas 355/425 μm , (b) partículas 600/710 μm e (c) partículas 850/1000 μm	157
Fig. 5. 11- Variação de ΔP_i , placa ‘p9x’ (perspex perfurado) com a velocidade superficial U_0 : (a) partículas 355/425 μm , (b) partículas 600/710 μm e (c) partículas 850/1000 μm	158
Fig. 5. 12- Variação de ΔP_i , placa ‘dyn’ (malha metálica) com a velocidade superficial U_0 : (a) partículas 355/425 μm , (b) partículas 600/710 μm e (c) partículas 850/1000 μm	159
Fig. 5. 13- Variação de ΔP_i , placa ‘p4x’ (perspex perfurado) com a velocidade superficial U_0 : (a) partículas 355/425 μm , (b) partículas 600/710 μm e (c) partículas 850/1000 μm	160
Fig. 5. 14- Variação de ΔP_i , placa ‘p3x’ (perspex perfurado) com a velocidade superficial U_0 : (a) partículas 355/425 μm , (b) partículas 600/710 μm e (c) partículas 850/1000 μm	161
Fig. 5. 15- Variação de ΔP_i , placa p2x (perspex perfurado) com a velocidade superficial U_0 : (a) partículas 355/425 μm , (b) partículas 600/710 μm e (c) partículas 850/1000 μm	162
Fig. 5. 16- Variação de ΔP_i , placa p1x (perspex perfurado) com a velocidade superficial U_0 : (a) partículas 355/425 μm , (b) partículas 600/710 μm e (c) partículas 850/1000 μm	163
Fig. 5. 17- Variação de ΔP_i , placa p0x (perspex perfurado) com a velocidade superficial U_0 : (a) partículas 355/425 μm , (b) partículas 600/710 μm e (c) partículas 850/1000 μm	164
Fig. 5. 18- Fracção de bolhas δ para um distribuidor ‘p9x’, para as várias condições de distribuição de caudais pelas fases representadas pelas Eq.s (5.22), (5.23), (5.24), (5.26), (5.21) b3 para $m=1$ e β constante e igual a 3, (5.21) b30 para β constante e igual a 30, (5.28)a com K tomando o valor da Eq. (5.10), para partículas 355/425 e 850/1000 μm , e (5.28)b com K tomando o valor da Eq. (5.16), para partículas 355/425 e 850/1000 μm	172
Fig. 5. 19- Variação de β_1 com a razão U_0/U_{mf} , para $H_i= 0,05$ m, correspondente à 1ª camada.....	175
Fig. 5. 20- Variação de β_1 com a razão U_0/U_{mf} , para $H_i= 0,30$ m, correspondente à 6ª camada.....	175
Fig. 5. 21- Variação de δ_1 , Eq. (5. 38), com a razão U_0/U_{mf} , partículas 355/425 μm , distribuidor ‘p9x’.....	177
Fig. 5. 22- Variação de δ_1 , Eq. (5. 38), com a razão U_0/U_{mf} , partículas 600/710 μm , distribuidor ‘p9x’.....	178
Fig. 5. 23- Variação de δ_1 , Eq. (5. 38), com a razão U_0/U_{mf} , partículas 850/1000 μm , distribuidor ‘p9x’.....	178
Fig. 5. 24- Variação de ΔP^* , Eq. (5. 43), para 355/425 μm , correlação ‘ β_1^* ’.....	181
Fig. 5. 25- Variação de ΔP^* , Eq. (5. 43), para 600/710 μm , correlação ‘ β_1^* ’.....	182

Fig. 5. 26- Variação de ΔP^* , Eq. (5. 43), para 850/1000 μm , correlação ' β_1 '. 183

Fig. 5. 27- Variação de ΔP^* , Eq. (5. 48), para 355/425 μm , correlação ' β_2 '. 186

Fig. 5. 28- Variação de ΔP^* , Eq. (5. 48), para 600/710 μm , correlação ' β_2 '. 187

Fig. 5. 29- Variação de ΔP^* , Eq. (5. 48), para 850/1000 μm , correlação ' β_2 '. 188

Fig. 5. 30- Comparação entre os valores de δ_{mod} , correlação ' β_1 ', Eq. (5. 32), linhas a tracejado curto, e de δ^* , Eq. (5. 50), com a variação de U_0/U_{mf} , para 355/425 μm (\square : ker, \circ : p9x, +: dyn, *: p4x, \times : p3x, \diamond : p2x, \blacklozenge : p1x, -: p0x). 194

Fig. 5. 31- Comparação entre os valores de δ_{mod} , correlação ' β_1 ', Eq. (5. 32), linhas a tracejado curto, e de δ^* , Eq. (5. 50), com a variação de U_0/U_{mf} , para 600/710 μm (\square : ker, \circ : p9x, +: dyn, *: p4x, \times : p3x, \diamond : p2x, \blacklozenge : p1x, -: p0x). 195

Fig. 5. 32- Comparação entre os valores de δ_{mod} , correlação ' β_1 ', Eq. (5. 32), linhas a tracejado curto, e de δ^* , Eq. (5. 50), com a variação de U_0/U_{mf} , para 850/1000 μm (\square : ker, \circ : p9x, +: dyn, *: p4x, \times : p3x, \diamond : p2x, \blacklozenge : p1x, -: p0x). 196

Fig. 5. 33- Comparação entre os valores de δ_{mod} , correlação ' β_1 ', Eq. (5. 45), linhas a tracejado curto, e de δ^* , Eq. (5. 50), com a variação de U_0/U_{mf} , para 355/425 μm (\square : ker, \circ : p9x, +: dyn, *: p4x, \times : p3x, \diamond : p2x, \blacklozenge : p1x, -: p0x). 197

Fig. 5. 34- Comparação entre os valores de δ_{mod} , correlação ' β_1 ', Eq. (5. 45), linhas a tracejado curto, e de δ^* , Eq. (5. 50), com a variação de U_0/U_{mf} , para 600/710 μm (\square : ker, \circ : p9x, +: dyn, *: p4x, \times : p3x, \diamond : p2x, \blacklozenge : p1x, -: p0x). 198

Fig. 5. 35- Comparação entre os valores de δ_{mod} , correlação ' β_1 ', Eq. (5. 45), linhas a tracejado curto, e de δ^* , Eq. (5. 50), com a variação de U_0/U_{mf} , para 850/1000 μm (\square : ker, \circ : p9x, +: dyn, *: p4x, \times : p3x, \diamond : p2x, \blacklozenge : p1x, -: p0x). 199

Fig. 5. 36- Posição relativa entre os valores calculados e experimentais da perda de carga nas camadas, para duas situações extremas: fundo do leito e cima do leito. 201

Fig. 5. 37- Variação de ΔP^* , Eq. (5. 48), para 355/425 μm , modelo de Werther e Wein (1994), 'wwk1'. 203

Fig. 5. 38- Variação de ΔP^* , Eq. (5. 48), para 600/710 μm , mod. Werther e Wein (1994), 'wwk1'. 204

Fig. 5. 39- Variação de ΔP^* , Eq. (5. 48), para 850/1000 μm , mod. Werther e Wein (1994), 'wwk1'. 205

Fig. 5. 40- Variação de ΔP^* , Eq. (5. 48), para 355/425 μm , correlação 'lin2k1'. 208

Fig. 5. 41- Variação de ΔP^* , Eq. (5. 48), para 600/710 μm , correlação 'lin2k1'. 209

Fig. 5. 42- Variação de ΔP^* , Eq. (5. 48), para 850/1000 μm , correlação 'lin2k1'. 210

Fig. 6. 1- Evolução da concentração axial de sólidos, ε_s , para diferentes valores de U_0/U_{mf} (\square , traço contínuo: $U_0/U_{mf}=1$, \diamond , tracejado: 2, \blacklozenge , traço contínuo: 3, \times , tracejado: 4, \circ , traço contínuo: 5, \square , tracejado: 7, \diamond , traço contínuo: 10, \blacklozenge , tracejado: 13, \times , traço contínuo: 17, \circ , tracejado: 20). 222

Fig. 6. 2- Evolução da concentração axial de sólidos, ε_s , para diferentes valores de U_0/U_{mf} (\square , traço contínuo: $U_0/U_{mf}=1$, \diamond , tracejado: 2, \blacklozenge , traço contínuo: 3, \times , tracejado: 4, \circ , traço contínuo: 5, \square , tracejado: 7, \diamond , traço contínuo: 10, \blacklozenge , tracejado: 13, \times , traço contínuo: 17, \circ , tracejado: 20). 223

Fig. 6. 3- Concentração axial de sólidos, ε_s , no leito fluidizado, para diferentes razões U_0/U_{mf} (\square , 'ker', \circ , 'p9x', +, 'dyn', *, 'p4x', \times , 'p3x', \diamond , 'p2x', \blacklozenge , 'p1x', -, 'p0x'). 224

Fig. 6. 4- Concentração axial de sólidos, ε_s , no leito fluidizado, para diferentes razões U_0/U_{mf} (\square , 'ker', \circ , 'p9x', +, 'dyn', *, 'p4x', \times , 'p3x', \diamond , 'p2x', \blacklozenge , 'p1x', -, 'p0x'). 224

Fig. 6. 5- Concentração axial de sólidos, ε_s , no leito fluidizado, para diferentes razões U_0/U_{mf} (\square , 'ker', \circ , 'p9x', +, 'dyn', *, 'p4x', \times , 'p3x', \diamond , 'p2x', \blacklozenge , 'p1x', -, 'p0x'). 225

Fig. 6. 6- Concentração axial de sólidos, ε_s , no leito fluidizado, para diferentes razões U_0/U_{mf} (\square , 'ker', \circ , 'p9x', +, 'dyn', *, 'p4x', \times , 'p3x', \diamond , 'p2x', \blacklozenge , 'p1x', -, 'p0x'). 225

Fig. 6. 7- Concentração axial de sólidos, ε_s , no leito fluidizado, para diferentes razões U_0/U_{mf} (\square , 'ker', \circ , 'p9x', +, 'dyn', *, 'p4x', \times , 'p3x', \diamond , 'p2x', \blacklozenge , 'p1x', -, 'p0x'). 226

Fig. 6. 8- Desvio padrão normalizado das flutuações de pressão, σ' , versus U_0/U_{mf} ; da esquerda para a direita: 355/425, 600/710 e 850/1000 μm (\square : 'ker', \circ : 'p9x', \diamond : 'dyn', \times : 'p4x', +: 'p3x'). 228

Fig. 6. 9- Influência da variação da área da placa distribuidora por orifício, A_0 , com a velocidade superficial adimensionalizada, U_c/U_{mf} , 355/425 μm (\triangle - p3x, \times - p4x, \square - p9x, \circ - dyn, \diamond - ker). 229

Fig. 6. 10- Influência da variação da área da placa distribuidora por orifício, A_0 , com a velocidade superficial adimensionalizada, U_c/U_{mf} , 600/710 μm (\triangle - p3x, \times - p4x, \square - p9x, \circ - dyn, \diamond - ker). 230

Fig. 6. 11- Influência da variação da área da placa distribuidora por orifício, A_0 , com a velocidade superficial adimensionalizada, U_c/U_{mf} , 850/1000 μm (\triangle - p3x, \times - p4x, \square - p9x, \circ - dyn, \diamond - ker). 230

Fig. 6. 12- Esquema da forças actuando sobre uma partícula num leito em situação de (a) fluidização incipiente e totalmente fluidizado, em que as partículas junto à parede (b) sobem ou (c) descem. 232

Fig. 6. 13- Evolução do expoente n (Eq. (6. 23) com a razão U_0/U_{mf} , partículas 355/425 μm (\square : ‘ker’, \circ : ‘p9x’, +: ‘dyn’, *: ‘p4x’, \times : ‘p3x’, \diamond : ‘p2x’, \blacklozenge : ‘p1x’, -: ‘p0x’, linha a tracejado: expoente obtido a partir de Khan and Richardson, 1989).....	237
Fig. 6. 14- Evolução do expoente n (Eq. (6. 23) com a razão U_0/U_{mf} , partículas 600/710 μm (\square : ‘ker’, \circ : ‘p9x’, +: ‘dyn’, *: ‘p4x’, \times : ‘p3x’, \diamond : ‘p2x’, \blacklozenge : ‘p1x’, -: ‘p0x’, linha a tracejado: expoente obtido a partir de Khan and Richardson, 1989).....	238
Fig. 6. 15- Evolução do expoente n (Eq. (6. 23) com a razão U_0/U_{mf} , partículas 850/1000 μm (\square : ‘ker’, \circ : ‘p9x’, +: ‘dyn’, *: ‘p4x’, \times : ‘p3x’, \diamond : ‘p2x’, \blacklozenge : ‘p1x’, -: ‘p0x’, linha a tracejado: expoente obtido a partir de Khan and Richardson, 1989).....	238
Fig. 6. 16- Comparação da evolução relativa da perda de carga no interior do leito fluidizado.....	239
Fig. 6. 17- Evolução do expoente n da Eq. (6. 23) e medições experimentais da perda de carga ΔP , partículas 355/425 μm , distribuidor ‘p9x’ (as linhas a tracejado representam os valores de n e de ΔP para $U_0/U_{mf}= 1$, n_{mf} e ΔP_{mf}).....	239
Fig. 6. 18- Evolução da velocidade terminal relativa, U_{relT} , Eq. (6. 18) para $n= n_{mf}$ at (U_0/U_{mf})>1, com U_0/U_{mf} (\bullet - 355/425, \square - 600/710, \diamond - 850/1000 μm)	240
Fig. 6. 19- Comparação entre os valores experimentais de U_c e os valores obtidos por meio da Eq. (6. 9), Cai <i>et al.</i> (1989) e da Eq. (6. 24), partículas 355/425 μm	241
Fig. 6. 20- Comparação entre os valores experimentais de U_c e os valores obtidos por meio da Eq. (6. 9), Cai <i>et al.</i> (1989) e da Eq. (6. 24), partículas 600/710 μm	242
Fig. 6. 21- Comparação entre os valores experimentais de U_c e os valores obtidos por meio da Eq. (6. 9), Cai <i>et al.</i> (1989) e da Eq. (6. 24), partículas 850/1000 μm	242
Fig. 6. 22- Evolução para diferentes valores de U_0/U_{mf} dos valores da fracção de bolhas, δ_{mod} (modelo de Werther e Wein, 1994, modificado, Eq. (6. 26)- linhas a tracejado) e dos valores correspondentes de δ^+ , experimentais, para os vários tipos de distribuidores utilizados (\square , ‘ker’, \circ , ‘p9x’, +, ‘dyn’, *, ‘p4x’, \times , ‘p3x’, \diamond , ‘p2x’, \blacklozenge , ‘p1x’, -, ‘p0x’).	244
Fig. 6. 23- Evolução da porosidades da emulsão, ε_e , Eq. (6. 29), para diferentes valores de U_0/U_{mf} (\square : 1ª camada, \diamond : 2ª camada, \blacklozenge : 3ª camada, +: 4ª camada, -: 5ª camada, \circ : 6ª camada)	245
Fig. 6. 27- Evolução da razão U_c/U_{relT} , para diferentes valores de porosidade ε , partículas 355/425 μm (linha a tracejado: Eq. (6. 55), \circ : valores experimentais)	252
Fig. 6. 28- Evolução da razão U_c/U_{relT} , para diferentes valores de porosidade ε , partículas 600/710 μm (linha a tracejado: Eq. (6. 55), \circ : valores experimentais)	252
Fig. 6. 29- Evolução da razão U_c/U_{relT} , para diferentes valores de porosidade ε , partículas 850/1000 μm (linha a tracejado: Eq. (6. 55), \circ : valores experimentais)	253
Fig. A1. 1- Esquema da instalação existente e utilizada para calibração segundo o método do deslocamento positivo.	269
Fig. A1. 2- Esquema da mistura do gás traçador com o ar e posterior análise.	270
Fig. A1. 3- Curva de calibração do medidor de caudal/placa-orifício com $\beta= 0,28$, utilizando o método da mistura gasosa (CO_2)- os vários símbolos correspondem a ensaios distintos, realizados em datas sucessivas; linha contínua- curva teórica.	271
Fig. A1. 4- Curva de calibração do medidor de caudal/placa-orifício com $\beta= 0,28$, utilizando o método do deslocamento positivo (H_2O) e da mistura gasosa (CO_2) - os vários símbolos correspondem a ensaios distintos, realizados em datas sucessivas; linha contínua- curva teórica.....	272
Fig. A1. 5- Curva de calibração do medidor de caudal/placa-orifício com $\beta= 0,49$, utilizando o método da mistura gasosa (CO_2) - os vários símbolos correspondem a ensaios distintos, realizados em datas sucessivas; linha contínua- curva teórica.	272
Fig. A1. 6- Curva de calibração do medidor de caudal/placa-orifício com $\beta= 0,49$, utilizando o método do deslocamento positivo (H_2O) e da mistura gasosa (CO_2 e O_2) - os vários símbolos correspondem a ensaios distintos, realizados em datas sucessivas; linha contínua- curva teórica.	273
Fig. A1. 7- Correlação aplicada aos pontos experimentais obtidos nos ensaios utilizando CO_2 como gás traçador, medidor de caudal/placa-orifício com $\beta= 0,28$	273
Fig. A1. 8- Correlação aplicada aos pontos experimentais obtidos nos ensaios utilizando CO_2 como gás traçador, medidor de caudal/placa-orifício com $\beta= 0,49$	274
Fig. A1. 9- Curva para obtenção de valores de velocidade superficial tendo por base as medições efectuadas com CO_2 , uma pressão atmosférica de 97000 Pa e uma temperatura ambiente de 15°C, placa com $\beta= 0,28$..	274
Fig. A1. 10- Curva para obtenção de valores de velocidade superficial tendo por base as medições efectuadas com CO_2 , uma pressão atmosférica de 97000 Pa e uma temperatura ambiente de 15°C, placa com $\beta= 0,49$..	275
Fig. A2. 1- Instalação de calibração dos transdutores de pressão.	277

Fig. A2. 2- Curva de calibração do transdutor de pressão Furness Control FCO15.....	278
Fig. A2. 3- Curvas de resposta em função do tempo (1 iteração= 1s) dos três transdutores de pressão Furness Control FCO15(a, b e c)	278
Fig. A2. 4- Curva de calibração do transdutor de pressão Furness Control FCO16.....	279
Fig. A2. 5- Curva de calibração do transdutor de pressão Furness Control FCO18.....	279
Fig. A2. 6- Curva de calibração do transdutor de pressão Lucas Schaevitz P3061.....	280
Fig. A2. 7- Curva de calibração do transdutor de pressão Lucas Schaevitz P3091.....	280
Fig. A2. 8- Curva de calibração do transdutor de pressão Klay Peramics CER 8000BRS (1).....	281
Fig. A2. 9- Curva de calibração do transdutor de pressão Klay Peramics CER 8000BRS (2).....	281
Fig. A2. 10- Curva de calibração do transdutor de pressão Omron E8A.	282
Fig. A4. 1- Variação da incerteza estatística da leitura de perda de carga da 6ª fatia dum leito de partículas 355/425 µm, em função da velocidade superficial, (valores em percentagem).	291
Fig. A4. 2- Variação da incerteza estatística da leitura de perda de carga num leito de partículas 355/425 µm, em função da velocidade superficial, valores em percentagem (□: 1ª fatia, ◇: 2ª fatia, ×: 3ª fatia, +: 4ª fatia, -: 5ª fatia).	291
Fig. A4. 3- Variação da incerteza estatística da leitura de perda de carga total dum leito de partículas 355/425 µm, em função da velocidade superficial, valores em percentagem.	292
Fig. A5.1- Comparação entre os valores de δ_{mod} , mod. Werther e Wein (1994), ‘wwk1’, Eq. (5. 18), linhas a tracejado curto, e de δ^* , Eq. (5. 49), com a variação de U_0/U_{mf} , para 355/425 µm (□: ker, ○: p9x, +: dyn, *: p4x, ×: p3x, ◇: p2x, ⚡: p1x, -: p0x).....	302
Fig. A5.2- Comparação entre os valores de δ_{mod} , mod. Werther e Wein (1994), ‘wwk1’, Eq. (5. 18), linhas a tracejado curto, e de δ^* , Eq. (5. 49), com a variação de U_0/U_{mf} , para 600/710 µm (□: ker, ○: p9x, +: dyn, *: p4x, ×: p3x, ◇: p2x, ⚡: p1x, -: p0x).....	303
Fig. A5.3- Comparação entre os valores de δ_{mod} , mod. Werther e Wein (1994), ‘wwk1’, Eq. (5. 18), linhas a tracejado curto, e de δ^* , Eq. (5. 49), com a variação de U_0/U_{mf} , para 850/1000 µm (□: ker, ○: p9x, +: dyn, *: p4x, ×: p3x, ◇: p2x, ⚡: p1x, -: p0x).....	304
Fig. A5.4- Comparação entre os valores de δ_{mod} , correlação ‘lin2k1’, Eq. (5. 54), linhas a tracejado curto, e de δ^* , Eq. (5. 49), com a variação de U_0/U_{mf} , para 355/425 µm (□: ker, ○: p9x, +: dyn, *: p4x, ×: p3x, ◇: p2x, ⚡: p1x, -: p0x).....	305
Fig. A5.5- Comparação entre os valores de δ_{mod} , correlação ‘lin2k1’, Eq. (5. 54), linhas a tracejado curto, e de δ^* , Eq. (5. 49), com a variação de U_0/U_{mf} , para 600/710 µm (□: ker, ○: p9x, +: dyn, *: p4x, ×: p3x, ◇: p2x, ⚡: p1x, -: p0x).....	306
Fig. A5.6- Comparação entre os valores de δ_{mod} , correlação ‘lin2k1’, Eq. (5. 54), linhas a tracejado curto, e de δ^* , Eq. (5. 49), com a variação de U_0/U_{mf} , para 850/1000 µm (□: ker, ○: p9x, +: dyn, *: p4x, ×: p3x, ◇: p2x, ⚡: p1x, -: p0x).....	307
Fig. A5.7- Comparação entre os valores de δ_{mod} , correlação ‘k31’, Eq.(5. 20), linhas a tracejado curto, e de δ^* , Eq.(A5.1. 7), com a variação de U_0/U_{mf} , para 355/425 µm (□: ker, ○: p9x, +: dyn, *: p4x, ×: p3x, ◇: p2x, ⚡: p1x, -: p0x).	312
Fig. A5.8- Comparação entre os valores de δ_{mod} , correlação ‘k31’, Eq.(5. 20), linhas a tracejado curto, e de δ^* , Eq.(A5.1. 7), com a variação de U_0/U_{mf} , para 600/710 µm (□: ker, ○: p9x, +: dyn, *: p4x, ×: p3x, ◇: p2x, ⚡: p1x, -: p0x).	313
Fig. A5.9- Comparação entre os valores de δ_{mod} , correlação ‘k31’, Eq.(5. 20), linhas a tracejado curto, e de δ^* , Eq.(A5.1. 7), com a variação de U_0/U_{mf} , para 850/1000 µm (□: ker, ○: p9x, +: dyn, *: p4x, ×: p3x, ◇: p2x, ⚡: p1x, -: p0x).	314
Fig. A5.10- Comparação entre os valores de δ_{mod} , correlação ‘k32’, Eq.(5. 20), linhas a tracejado curto, e de δ^* , Eq.(A5.1. 7), com a variação de U_0/U_{mf} , para 355/425 µm (□: ker, ○: p9x, +: dyn, *: p4x, ×: p3x, ◇: p2x, ⚡: p1x, -: p0x).	315
Fig. A5.11- Comparação entre os valores de δ_{mod} , correlação ‘k32’, Eq.(5. 20), linhas a tracejado curto, e de δ^* , Eq.(A5.1. 7), com a variação de U_0/U_{mf} , para 600/710 µm (□: ker, ○: p9x, +: dyn, *: p4x, ×: p3x, ◇: p2x, ⚡: p1x, -: p0x).	316
Fig. A5.12- Comparação entre os valores de δ_{mod} , correlação ‘k32’, Eq.(5. 20), linhas a tracejado curto, e de δ^* , Eq.(A5.1. 7), com a variação de U_0/U_{mf} , para 850/1000 µm (□: ker, ○: p9x, +: dyn, *: p4x, ×: p3x, ◇: p2x, ⚡: p1x, -: p0x).	317
Fig. A5.13- Comparação entre os valores de δ_{mod} , correlação ‘k41’, Eq.(5. 20), linhas a tracejado curto, e de δ^* , Eq.(A5.1. 7), com a variação de U_0/U_{mf} , para 355/425 µm (□: ker, ○: p9x, +: dyn, *: p4x, ×: p3x, ◇: p2x, ⚡: p1x, -: p0x).	318

Fig. A5.14- Comparação entre os valores de δ_{mod} , correlação ‘k41’, Eq.(5. 20), linhas a tracejado curto, e de δ^+ , Eq.(A5.1. 7), com a variação de U_0/U_{mf} , para 600/710 μm (\square : ker, \circ : p9x, +: dyn, *: p4x, \times : p3x, \diamond : p2x, $\text{\textcircled{R}}$: p1x, -: p0x).	319
Fig. A5.15- Comparação entre os valores de δ_{mod} , correlação ‘k41’, Eq.(5. 20), linhas a tracejado curto, e de δ^+ , Eq.(A5.1. 7), com a variação de U_0/U_{mf} , para 850/1000 μm (\square : ker, \circ : p9x, +: dyn, *: p4x, \times : p3x, \diamond : p2x, $\text{\textcircled{R}}$: p1x, -: p0x).	320
Fig. A5.16- Comparação entre os valores de δ_{mod} , correlação ‘k42’, Eq.(5. 20), linhas a tracejado curto, e de δ^+ , Eq.(A5.1. 7), com a variação de U_0/U_{mf} , para 355/425 μm (\square : ker, \circ : p9x, +: dyn, *: p4x, \times : p3x, \diamond : p2x, $\text{\textcircled{R}}$: p1x, -: p0x).	321
Fig. A5.17- Comparação entre os valores de δ_{mod} , correlação ‘k42’, Eq.(5. 20), linhas a tracejado curto, e de δ^+ , Eq.(A5.1. 7), com a variação de U_0/U_{mf} , para 600/710 μm (\square : ker, \circ : p9x, +: dyn, *: p4x, \times : p3x, \diamond : p2x, $\text{\textcircled{R}}$: p1x, -: p0x).	322
Fig. A5.18- Comparação entre os valores de δ_{mod} , correlação ‘k42’, Eq.(5. 20), linhas a tracejado curto, e de δ^+ , Eq.(A5.1. 7), com a variação de U_0/U_{mf} , para 850/1000 μm (\square : ker, \circ : p9x, +: dyn, *: p4x, \times : p3x, \diamond : p2x, $\text{\textcircled{R}}$: p1x, -: p0x).	323
Fig. A5.19- Variação de ΔP^+ , Eq.(A5.1. 5), para 355/425 μm , correlação ‘k31’.....	325
Fig. A5.20- Variação de ΔP^+ , Eq.(A5.1. 5), para 600/710 μm , correlação ‘k31’.....	326
Fig. A5.21- Variação de ΔP^+ , Eq.(A5.1. 5), para 850/1000 μm , correlação ‘k31’.....	327
Fig. A5.22- Variação de ΔP^+ , Eq.(A5.1. 5), para 355/425 μm , correlação ‘k32’.....	328
Fig. A5.23- Variação de ΔP^+ , Eq.(A5.1. 5), para 600/710 μm , correlação ‘k32’.....	329
Fig. A5.24- Variação de ΔP^+ , Eq.(A5.1. 5), para 850/1000 μm , correlação ‘k32’.....	330
Fig. A5.25- Variação de ΔP^+ , Eq.(A5.1. 5), para 355/425 μm , correlação ‘k41’.....	331
Fig. A5.26- Variação de ΔP^+ , Eq.(A5.1. 5), para 600/710 μm , correlação ‘k41’.....	332
Fig. A5.27- Variação de ΔP^+ , Eq.(A5.1. 5), para 850/1000 μm , correlação ‘k41’.....	333
Fig. A5.28- Variação de ΔP^+ , Eq.(A5.1. 5), para 355/425 μm , correlação ‘k42’.....	334
Fig. A5.29- Variação de ΔP^+ , Eq.(A5.1. 5), para 600/710 μm , correlação ‘k42’.....	335
Fig. A5.30- Variação de ΔP^+ , Eq.(A5.1. 5), para 850/1000 μm , correlação ‘k42’.....	336
Fig. A5.31- Variação de ΔP^+ , Eq.(A5.1. 5), para 355/425 μm , modelo de Werther e Wein (1994), ‘ww2’.....	338
Fig. A5.32- Variação de ΔP^+ , Eq.(A5.1. 5), para 600/710 μm , mod. Werther e Wein (1994), ‘ww2’.....	339
Fig. A5.33- Variação de ΔP^+ , Eq.(A5.1. 5), para 850/1000 μm , mod. Werther e Wein (1994), ‘ww2’.....	340
Fig. A5.34- Comparação entre os valores de δ_{mod} , mod. Werther e Wein (1994), ‘ww2’, Eq.(5. 18), linhas a tracejado curto, e de δ^+ , Eq.(A5.1. 7), com a variação de U_0/U_{mf} , para 355/425 μm (\square : ker, \circ : p9x, +: dyn, *: p4x, \times : p3x, \diamond : p2x, $\text{\textcircled{R}}$: p1x, -: p0x).	341
Fig. A5.35- Comparação entre os valores de δ_{mod} , mod. Werther e Wein (1994), ‘ww2’, Eq.(5. 18), linhas a tracejado curto, e de δ^+ , Eq.(A5.1. 7), com a variação de U_0/U_{mf} , para 600/710 μm (\square : ker, \circ : p9x, +: dyn, *: p4x, \times : p3x, \diamond : p2x, $\text{\textcircled{R}}$: p1x, -: p0x).	342
Fig. A5.36- Comparação entre os valores de δ_{mod} , mod. Werther e Wein (1994), ‘ww2’, Eq.(5. 18), linhas a tracejado curto, e de δ^+ , Eq.(A5.1. 7), com a variação de U_0/U_{mf} , para 850/1000 μm (\square : ker, \circ : p9x, +: dyn, *: p4x, \times : p3x, \diamond : p2x, $\text{\textcircled{R}}$: p1x, -: p0x).	343
Fig. A5.37- Comparação entre os valores de δ_{mod} , correlação ‘lin2k2’, Eq.(A5.1. 8), linhas a tracejado curto, e de δ^+ , Eq.(A5.1.7) com a variação de U_0/U_{mf} , para 355/425 μm (\square : ker, \circ : p9x, +: dyn, *: p4x, \times : p3x, \diamond : p2x, $\text{\textcircled{R}}$: p1x, -: p0x).	345
Fig. A5.38- Comparação entre os valores de δ_{mod} , correlação ‘lin2k2’, Eq.(A5.1. 8), linhas a tracejado curto, e de δ^+ , Eq.(A5.1.7) com a variação de U_0/U_{mf} , para 600/710 μm (\square : ker, \circ : p9x, +: dyn, *: p4x, \times : p3x, \diamond : p2x, $\text{\textcircled{R}}$: p1x, -: p0x).	346
Fig. A5.39- Comparação entre os valores de δ_{mod} , correlação ‘lin2k2’, Eq.(A5.1. 8), linhas a tracejado curto, e de δ^+ , Eq.(A5.1.7) com a variação de U_0/U_{mf} , para 850/1000 μm (\square : ker, \circ : p9x, +: dyn, *: p4x, \times : p3x, \diamond : p2x, $\text{\textcircled{R}}$: p1x, -: p0x).	347
Fig. A5.40- Variação de ΔP^+ , Eq.(A5.1. 5), para 355/425 μm , correlação ‘lin2k2’.....	348
Fig. A5.41- Variação de ΔP^+ , Eq.(A5.1. 5), para 600/710 μm , correlação ‘lin2k2’.....	349
Fig. A5.42- Variação de ΔP^+ , Eq.(A5.1. 5), para 850/1000 μm , correlação ‘lin2k2’.....	350
Fig. A5.43- Variação de δ_{exp} e δ_{mod} com a razão U_0/U_{mf} , partículas 355/425 μm , totalidade do leito (circunferências, valores experimentais, a vermelho com triângulos, a correlação ‘ β_2 ’, a cor-de-rosa tracejado, ‘k31’, a roxo, ‘k32’, losangos castanhos, ‘k41’, a cor-de-laranja com losangos, ‘k42’, a azul com traço curto, ‘ww2’, e a tracejado preto, ‘lin2k2’).	352
Fig. A5.44- Variação de δ_{exp} e δ_{mod} com a razão U_0/U_{mf} , partículas 600/710 μm , totalidade do leito (circunferências, valores experimentais, a vermelho com triângulos, a correlação ‘ β_2 ’, a cor-de-rosa	

tracejado, 'k31', a roxo, 'k32', losangos castanhos, 'k41', a cor-de-laranja com losangos, 'k42', a azul com traço curto, 'ww2', e a tracejado preto, 'lin2k2')..... 352

Fig. A5.45- Variação de δ_{exp} e δ_{mod} com a razão U_0/U_{mf} , partículas 850/1000 μm , totalidade do leito (circunferências, valores experimentais, a vermelho com triângulos, a correlação ' β_2 ', a cor-de-rosa tracejado, 'k31', a roxo, 'k32', losangos castanhos, 'k41', a cor-de-laranja com losangos, 'k42', a azul com traço curto, 'ww2', e a tracejado preto, 'lin2k2')..... 353

LISTA DE TABELAS

Tab. 2. 1- Exemplos de aplicação de Fluidização Gás- Sólido na Fase Densa..... 36

Tab. 2. 2- Resumo das propriedades dos Grupos de Geldart (Geldart, 1986) 54

Tab. 2. 3- Correlações mais comuns para determinação do tamanho das bolhas em leitos fluidizados 78

Tab. 3. 1- Distribuidores: dados sobre os orifícios..... 104

Tab. 3. 2Distribuidores: secção livre de passagem e velocidades máximas..... 105

Tab. 3. 3- Fontes de alimentação e transdutores de pressão utilizados..... 106

Tab. 3. 4- Diâmetros médios para os vários intervalos..... 112

Tab. 3. 5- Diâmetros médios para os vários intervalos..... 113

Tab. 3. 6- Massas volúmicas e porosidades para as amostras dos vários intervalos 113

Tab. 4. 1- Valores atribuídos aos parâmetros da Eq. (4. 14), intervalo 355/425 μm , primeira aproximação. 126

Tab. 4. 2- Valores atribuídos aos parâmetros da Eq. (4. 14), intervalo 355/425 μm , segunda aproximação. 128

Tab. 4. 3- Valores atribuídos aos parâmetros da Eq. (4. 19), intervalo 355/425 μm 133

Tab. 4. 4- Valores atribuídos aos parâmetros da Eq. (4. 19), intervalo 600/710 μm 133

Tab. 4. 5- Valores atribuídos aos parâmetros da Eq. (4. 19), intervalo 850/1000 μm 133

Tab. 4. 6- Valores do desvio médio χ (%), Eq. (4. 23)..... 137

Tab. 4. 7- Valores atribuídos aos parâmetros da Eq. (4. 35) 145

Tab. 4. 8- Valores do desvio médio χ (%), Eq. (4. 23)..... 147

Tab. 5. 1- Valores do desvio médio χ (%), Eq.(5. 49), distribuidor 'ker', β_1 - β_2 189

Tab. 5. 2 - Valores do desvio médio χ (%), Eq.(5. 49), distribuidor 'p9x', β_1 - β_2 190

Tab. 5. 3- Valores do desvio médio χ (%), Eq.(5. 49), distribuidor 'dyn', β_1 - β_2 190

Tab. 5. 4- Valores do desvio médio χ (%), Eq.(5. 49), distribuidor 'p4x', β_1 - β_2 190

Tab. 5. 5 - Valores do desvio médio χ (%), Eq.(5. 49), distribuidor 'p3x', β_1 - β_2 191

Tab. 5. 6- Valores do desvio médio χ (%), Eq.(5. 49), distribuidor 'p2x', β_1 - β_2 191

Tab. 5. 7 - Valores do desvio médio χ (%), Eq.(5. 49), distribuidor 'p1x', β_1 - β_2 191

Tab. 5. 8- Valores do desvio médio χ (%), Eq.(5. 49), distribuidor 'p0x', β_1 - β_2 192

Tab. 5. 9 - Parâmetros a utilizar na Eq. (5. 55)..... 206

Tab. 6. 1- Valores de φ para a Eq. (6. 10) 229

Tab. 6. 2- Valores de φ para a Eq. (6. 24) 236

Tab. 6. 3- Valores de U_0/U_{mf} em torno dos quais ocorre uma transição no índice de Richardson-Zaki e no valor normalizado do desvio padrão das flutuações de pressão, σ^* 241

Tab. A4. 1 – Valores da incerteza fixa associada à medição das perdas de carga. 289

Tab. A4. 2 – Valores da incerteza aleatória associada à medição 290

Tab. A4. 3 – Número de pontos por cada ensaio. 290

Tab. A4. 4 – Valores da incerteza aleatória e global associadas à medição da 293

Tab. A4. 5 – Valores da incerteza fixa, aleatória e global associadas à medição dos 294

Tab. A4. 6 – Valores das incertezas aleatórias P_{U_0}/U_0 294

Tab. A4. 7 – Incerteza global, absoluta e relativa, e suas componentes, para a perda de carga das 295

Tab. A4. 8 – Incerteza global, absoluta e relativa, e suas componentes, das velocidades U_0 e U_{mf} 295

Tab. A4. 9 – Significado das designações relativas ao parâmetro β 296

Tab. A4. 10 – Incerteza global, absoluta e relativa, e suas componentes, parâmetro β 296

Tab. A4. 11 – Incerteza global, absoluta e relativa, e suas componentes, da perda de carga adimensional 297

Tab. A4. 12 – Incerteza global, absoluta e relativa, e suas componentes, da perda de carga adimensional 297

Tab. A4. 13 – Incerteza global, absoluta e relativa, e suas componentes, da perda de carga adimensional	298
Tab. A4. 14 – Incerteza global, absoluta e relativa, e suas componentes, razão U_c/U_{mf}	298
Tab. A4. 15 – Incerteza global, absoluta e relativa, e suas componentes, razão U_c/U_{relT}	299
Tab. A5. 1- Parâmetros a utilizar na Eq. (A5.1. 6). k representa o factor de proporcionalidade para a mesma equação.	310
Tab. A5. 2- Parâmetros a utilizar na Eq. (A5.1. 8).	344

LISTA DE SÍMBOLOS

Símbolos

A	área da secção livre do leito, (m^2)
A_0	área do distribuidor por orifício, (m^2)
A_b	área da secção ocupada pelas bolhas, (m^2)
A_e	área da secção ocupada pela emulsão, (m^2)
A_l	área do leito, (m^2)
d_b	diâmetro de uma bolha, (m)
d_{bipc}	diâmetro inicial de uma bolha à saída de uma placa cerâmica porosa, (m)
d_{bipp}	diâmetro inicial de uma bolha à saída de uma placa perfurada, (m)
d_{bm}	diâmetro máximo de uma bolha, (m)
d_e	diâmetro volúmico equivalente de uma bolha, (m)
d_{eq0}	diâmetro volúmico equivalente de uma bolha, no momento em que se desprende o distribuidor, Eq. (2. 54), (m)
d_f	diâmetro frontal de uma bolha, (m)
d_i	diâmetros encontrados numa amostra, (m)
d_p	diâmetro de uma partícula, (m); diâmetro médio das partículas num dado intervalo, (m)
d_{pi}	média aritmética das aberturas das malhas de dois peneiros adjacentes, (m)
D	diâmetro, (m)
D_l	diâmetro interno do leito, (m)
f_{est}	razão entre o volume da esteira e o volume da bolha
f_{Ni}	frequência, por número, de um dado diâmetro d_i
F	força (N)
F_{45}	fracção de sólidos de diâmetro inferior a 45 μm
F_b	força de impulsão por unidade de volume do leito, (N/m^3)
F_D	força de arrasto por unidade de volume do leito, (N/m^3)
F_f	força de fricção por unidade de volume do leito, (N/m^3)
F_{fc}	força de fricção de grumos de partículas, por unidade de volume do leito, (N/m^3)
F_{fw}	força de fricção das partículas com as paredes, por unidade de volume do leito, (N/m^3)
F_g	força da gravidade por unidade de volume do leito, (N/m^3)
F_H	força de adesão transmitida num único contacto entre duas partículas adjacentes, (N)
g	aceleração da gravidade, (m/s^2)
H	altura do leito acima do distribuidor, (m)
H_{bt}	altura de avaliação de profundidade de leito, (m)
H_f	altura atingida pela superfície livre do leito fluidizado para um dado caudal de ar superior ao correspondente às condições de fluidização incipiente, (m)
H_i	altura do leito acima do distribuidor em situação de leito fixo, (m)
H_{mf}	altura da superfície livre do leito acima do distribuidor para as condições de mínima fluidização, (m)
I_r	incerteza global associada a um resultado ou a uma variável r
k	constante de proporcionalidade dependente da velocidade do escoamento, Eq. (2. 52); constante de proporcionalidade do modelo de Davidson, Eq.s (2. 71) e (5. 5); constante de proporcionalidade, Eq. (4. 7) e correlação, Eq. (4. 30)
k''	constante de proporcionalidade da Eq. (2. 97);
K	constante de proporcionalidade, Eq.(4. 6); constante de proporcionalidade dependente do tipo de orifício ou do tipo de distribuidor
K'	constante de proporcionalidade, Eq. (4. 5)
L_j	comprimento de um jacto, (m)
m	massa, (kg); parâmetro da Eq. (5. 6)
m_p	massa de partículas, (kg)
n	índice de Grace e Harrison, Eq. (2. 15); expoente de ajuste numérico da Eq. (4. 6); índice de Richardson e Zaki; índice de Khan e Richardson, Eq. (6. 25)
n_{mf}	índice de Richardson e Zaki quando $U_0 = U_{mf}$

N_{or}	número de orifícios do distribuidor
N_p	número de partículas
O	ordem de grandeza
P	pressão, (Pa)
Q_b	caudal volúmico de fluido que atravessa o leito sob a forma de bolhas, (m^3/s)
Q_{or}	caudal volúmico de fluido que atravessa um orifício dum distribuidor, (m^3/s)
Q_{or}^+	caudal volúmico adimensionalizado de fluido que atravessa um orifício dum distribuidor, Eq. (2. 50), (m^3/s)
r	raio de uma bolha (m); variável cuja incerteza se pretende determinar
R	raio interior do leito (m); razão de massas volúmicas, ρ_p/ρ_f
R_n	raio de curvatura do nariz de uma bolha esférica (m)
U	velocidade superficial, (m/s)
U_0	velocidade superficial na superfície livre do leito, (m/s)
U_b	velocidade de subida das bolhas, (m/s)
U_{ba}	velocidade absoluta de subida de uma bolha, (m/s)
U_{br}	velocidade relativa de subida de uma bolha isolada, (m/s)
U_{bt}	velocidade de subida de uma bolha tubular, (m/s)
$U_{bt\infty}$	velocidade de subida de uma bolha tubular isolada, (m/s)
U_c	velocidade superficial característica do início da transição entre o regime borbulhante e o regime turbulento, (m/s)
U_{cc}	velocidade superficial do fluido que atravessa as bolhas em curto-circuito, (m/s)
U_e	velocidade superficial do fluido na emulsão, (m/s)
U_f	velocidade intersticial do fluido na fase densa, (m/s)
U_{f0}	velocidade superficial do fluido a uma dada altura x , (m/s)
U_k	velocidade superficial característica do fim da transição entre o regime borbulhante e o regime turbulento, (m/s)
U_{mb}	velocidade mínima de borbulhamento, (m/s)
U_{mbt}	velocidade mínima para a existência de bolhas tubulares, (m/s)
U_{mf}	velocidade mínima de fluidização ou velocidade nas condições de fluidização incipiente, (m/s)
U_{or}	velocidade com que o fluido atravessa um orifício de um distribuidor, (m/s)
U_p	velocidade das partículas, (m/s)
U_{p0}	velocidade das partículas a uma dada altura x , (m/s)
U_{relT}	velocidade relativa terminal, (m/s)
U_T	velocidade terminal, (m/s)
U_{Xi}	incerteza absoluta na medição de uma variável X_i
V	volume, (m^3); volume de uma bolha em formação, Eq. (2. 48), (m^3)
V^+	volume adimensionalizado de uma bolha em formação, Eq. (2. 49), (m^3)
V_0	volume inicial de uma bolha à saída dum distribuidor, Eq. (2. 53), (m^3)
V_{1p}	volume de uma partícula, (m^3)
V_b	volume da bolha, (m^3); volume ocupado pelas bolhas no leito, (m^3), Eq. (2. 9)
V_d	volume ocupado pela fase densa, (m^3)
V_f	volume ocupado pelos espaços intersticiais, (m^3)
V_l	volume total do leito, (m^3)
V_n	volume da nuvem que envolve a bolha, (m^3)
V_p	volume ocupado pelas partículas, (m^3)
V_{pi}	volume de partículas existentes numa dada camada i , (m^3)
V_{rs}	volume do reservatório a montante do distribuidor, Eq. (2. 48), (m^3)
W	peso aparente do leito, (kg)
x	variável representando a distância entre o distribuidor e a superfície livre, (m)
x_i	variável representando a altura de uma dada camada i , (m)
X	fracção molar de um gás numa mistura; variável cuja incerteza se pretende determinar
y	comprimento médio de uma bolha, (m)
Y	razão entre o caudal de fluido que passa pelo leito sob a forma de bolhas e o caudal que passa pela fase densa, Eq. (2. 18)
Y_i	fracção mássica das partículas contidas num intervalo i

Símbolos Gregos

α	razão entre a velocidade das bolhas e a velocidade intersticial do fluido, Eq. (2. 7); parâmetro utilizado na Eq. (4. 16)
β	razão entre a quantidade de gás processada por uma bolha através da sua secção máxima e a quantidade de gás processada por uma secção equivalente da fase densa, no mesmo intervalo de tempo, Eq. (2. 17)
χ	desvio médio percentual, Eq. (4. 23)
δ	fracção de bolhas ou porosidade da fase de bolhas, Eq. (2. 65)
δ^*	fracção de bolhas equivalente, Eq. (5. 50)
δ^+	fracção de bolhas equivalente, Eq.s (6. 29) e (A5.1. 7)
δ_{exp}	fracção de bolhas medida experimentalmente
δ_{ger}	fracção de bolhas calculada pela Eq. (4. 13)
δ_{total}^*	fracção de bolhas relativa ao conjunto do leito, Eq. (A5.1. 9)
Δ	erro percentual, Eq. (4. 22)
ΔP	perda de carga, (Pa)
ΔP^*	perda de carga adimensionalizada, Eq. (5. 48)
ΔP^+	perda de carga adimensionalizada, Eq. (6. 7)
ΔP_d	perda de carga de um distribuidor, (Pa)
ΔP_{fw-fc}	perda de carga devida à diferença entre as forças de atrito entre as partículas e entre as partículas e as paredes e entre grumos de partículas, (Pa)
ΔP_{g-b}	perda de carga devida à diferença entre a gravidade e a impulsão exercidos sobre as partículas do leito, (Pa)
ΔP_i	perda de carga medida numa camada i , (Pa)
ΔP_j	perda de carga medida numa fatia j , (Pa)
ΔP_{mf}	perda de carga nas condições de mínima fluidização, (Pa)
ΔP_{mfi}	perda de carga nas condições de mínima fluidização medida numa camada i , (Pa)
ΔP_{p-l}	perda de carga devida à diferença entre o peso e a impulsão exercidos sobre as partículas do leito, (Pa)
ΔP_{sj}	perda de carga medida numa fatia j , (Pa)
ΔP_{Ti}	perda de carga devida ao transporte incipiente exercido sobre as partículas do leito, (Pa)
ΔP_T	perda de carga total do leito, (Pa)
ε	fracção de vazios ou porosidade
ε_b	fracção de vazios (ou porosidade) das bolhas emulsão, Eq.(2. 72)
ε_e	fracção de vazios (ou porosidade) da emulsão, Eq. (2. 64)
ε_{mb}	fracção de vazios ou porosidade nas condições de mínimo borbulhamento
ε_{mf}	fracção de vazios ou porosidade nas condições de mínima fluidização
ε_{mfi}	fracção de vazios (ou porosidade) numa determinada camada i , nas condições de mínima fluidização
ε_s	fracção de sólidos do leito, Eq. (6. 6)
γ	expoentes das Eq.s (5. 31) e (5. 44)
ϕ_s	esfericidade das partículas, razão entre a superfície de uma esfera e a superfície de uma partícula com o mesmo volume dessa esfera
φ	factor de proporcionalidade entre caudais da fase densa e das bolhas, Eq. (5. 16)
λ	factor representativo do efeito combinado do atrito entre as partículas e entre as partículas e a parede do leito, Eq. (4. 34)
λ_p	factor representativo do choque entre as partículas e as paredes do leito, Eq. (6. 48)
λ_z^*	factor de carga representativo do efeito de arrumação confinada das partículas
μ	viscosidade dinâmica, (kg/ms)
μ^+	viscosidade dinâmica adimensionalizada, Eq. (2. 51), (kg/ms)
ν	viscosidade cinemática, (m ² /s); factor dependente do diâmetro do leito, Eq. (5. 17)
θ	derivada parcial, Eq. (A4. 3)
ρ	massa volúmica, (kg/m ³)
ρ_e	massa volúmica aparente, Eq. (2. 46), (kg/m ³)
σ	desvio padrão médio das flutuações da medição da pressão no interior do leito
σ'	desvio padrão adimensionalizado, $\sigma/\sigma_{máx}$
$\sigma_{máx}$	desvio padrão máximo das flutuações da medição da pressão no interior do leito
Ω	razão entre o caudal de gás que passa pelas bolhas e o mesmo caudal esperado pela teoria bifásica, Eq. (2. 78)

Números Adimensionais

Ar	número de Arquimedes, $\rho_f(\rho_p - \rho_f)gd_p^3/\mu^2$
C_D	coeficiente de arrasto, $F_D/\rho U^2 A$
C_{Dc}	coeficiente de arrasto corrigido, $C_{Ds}\epsilon_{mf}^{-4,7}$
C_{Ds}	coeficiente de arrasto para uma partícula singular
Ga	número de Galileu, $\rho_f(\rho_p - \rho_f)gd_p^3/\mu^2$
Re	número de Reynolds, $\rho UD/\mu$
Re_{mf}	número de Reynolds nas condições de mínima fluidização, $\rho_f U_{mf} d_p/\mu$, Eq. (2. 30)
Re_p	número de Reynolds das partículas, $\rho_f U_{mf} d_p/\mu$, Eq. (2. 20)
Re_T	número de Reynolds terminal, $\rho_f U_T d_p/\mu$

Subscritos

0	relativo à superfície livre do leito
∞	região longínqua
atm	atmosférica
b	bolha
calc	calculado
d	dinâmico
e	emulsão; equivalente; estático
exp	experimental
f	fluido
i	camada
j	fatia
l	leito
max	máximo
mf	relativo às condições de mínima fluidização ou fluidização incipiente
or	relativo aos orifícios do distribuidor
p	relativo à partícula
t	total

Superescritos

*	relativo à adimensionalização da perda de carga em que o valor calculado tem por base um balanço de forças para as condições de fluidização incipiente
+	relativo à adimensionalização da perda de carga em que o valor calculado tem por base um balanço de forças para as condições de fluidização incipiente acrescido de uma estimativa do arrasto sobre grumos de partículas
ˆ	relativo à normalização do desvio padrão com recurso ao valor máximo de uma dada experiência; relativo à totalidade do leito

1 INTRODUÇÃO

«Quando tratardes do escoamento da água, não esqueçais de invocar primeiro a experiência e depois a razão.»

Leonardo da Vinci

Caderno de notas

Os escoamentos bifásicos existem, quer na natureza, quer numa série de instalações de utilização industrial. O interesse de que se revestem não se limita ao campo académico, sendo encontrados numa grande variedade de aplicações de engenharia, colocando grandes desafios quer a investigadores, quer a técnicos. Dada a sua complexidade, e apesar dos importantes avanços já realizados, os esforços para a compreensão fundamental do comportamento e dos mecanismos que regem este tipo de escoamentos, terão de ser vistos numa perspectiva de aperfeiçoamento contínuo.

A fluidização é um caso particular dos escoamento bifásicos. É uma operação que consiste na suspensão ou no transporte de sólidos por meio de líquidos ou de gases. A forma de aplicação mais habitual à engenharia é a dos leitos fluidizados, reservatórios onde se colocam as partículas e que depois irão ser atravessados por um fluido. São utilizados num sem número de processos: gaseificação de coque, carvão e outros resíduos sólidos, produção de gasolina, granulação por solidificação de fluidos, revestimento plástico de metais, secagem de sólidos, crescimento de partículas, adsorção, reacções de síntese, combustão, incineração, etc. O conhecimento científico produzido sobre a fluidização é recente. Embora fosse utilizada desde o séc. XVII, o seu desenvolvimento só se registou a partir da década de 1940, com a utilização de leitos fluidizados na conversão do petróleo bruto em produtos refinados, operação que melhorou e economizou significativamente a produção de combustível naquela época. No âmbito mais específico da combustão, é com o primeiro choque petrolífero que se inicia um período de pesquisa particularmente activa nessa área, uma vez que a retoma da utilização do carvão encontrava aí um meio de queima atraente, fruto não apenas da especificidade do processo como

da versatilidade na utilização de variedades com baixo poder calorífico e altos teores em cinzas. No que respeita ao processo de combustão, a sua especificidade tem a ver com o facto de se dar a temperatura (quase) constante, na presença de gradientes de concentração de partículas e de gases relativamente baixos. Ou seja, o leito é praticamente isotérmico, com pequenas variações, quer da concentração de combustível, quer da concentração dos gases, o que ocasiona condições adequadas a um melhor controlo das reacções químicas que se pretendem desenvolver. No entanto, as flutuações de densidade global do leito causadas pelo aparecimento de bolhas, de vazios e da aglomeração de partículas, permitem que o fluido utilizado no processo possa atravessar o leito em curto-circuito utilizando esses caminhos preferenciais. Num processo de combustão em que o leito fluidizado se caracteriza pela presença de duas fases, uma é a correspondente à emulsão partículas/gás, e a outra é constituída pelo caudal de gás em excesso da primeira, que atravessa o leito na forma de bolhas, razão pela qual se utiliza a designação borbulhante para aquele regime. O processo de queima dependendo do tamanho das partículas de combustível, vai fazer com que estas e os inertes do leito constituam um conjunto de granulometria variável, com grande influência no desempenho hidrodinâmico da totalidade do leito. No caso de leitos mais homogéneos, em termos de fases, como é o caso dos leitos operando a velocidades mais elevadas, em regime turbulento, as bolhas perdem a sua identidade. Para lá do aumento global da porosidade, ao rebentarem aglomerados de partículas, espalhando-se, ao atingirem a superfície livre do leito, constitui-se uma zona suplementar de elevada porosidade em que, existindo um bom contacto gás-sólido, se possibilita uma conversão adicional de reagentes. Em todos os casos, o comportamento hidrodinâmico do leito representa um factor importante no desempenho do processo de combustão.

A investigação científica realizada tem-se debruçado, entre outros, sobre o desenvolvimento de modelos de reactores, sobre a distribuição espacial das temperaturas e das concentrações de gases e de sólidos, sobre técnicas e métodos de detecção e diagnóstico e, de um modo geral, sobre o aperfeiçoamento da compreensão do comportamento hidrodinâmico, por forma a permitir o desenvolvimento de melhores projectos e a definição de melhores condições de operação das unidades industriais.

Os objectivos estabelecidos para o presente trabalho foram definidos na sequência de actividades de investigação anteriormente realizadas, no âmbito da combustão de resíduos lenhosos num leito fluidizado industrial. Dessa experiência tinham ressaltado os problemas relacionados com a desfluidização do leito, provocados pela aglomeração inesperada das partículas durante o funcionamento prolongado da unidade. Pretendeu-se então adquirir um melhor conhecimento sobre os factores que influenciavam o desempenho hidrodinâmico, no

sentido de assegurar que um leito estivesse dotado de condições iniciais adequadas, nomeadamente quanto ao tamanho médio das suas partículas e ao tipo e características do distribuidor, que, em conjunto com a gama de velocidades em que iria operar, lhe permitissem manter um estado generalizado de fluidização durante o período de funcionamento. Haverá certamente outros factores a ter em consideração, para lá dos agora mencionados, como sejam os que se prendem com uma distribuição de tamanhos mais alargada, com a existência de temperaturas elevadas no seu interior (ou até com pressões de funcionamento superiores à atmosférica), situações eventualmente mais próximas das condições de funcionamento esperadas para grande parte das unidades industriais instaladas, que ficam de fora do trabalho que seguidamente se apresenta. Este perfilha, no entanto, parte da convicção sobre a sua utilidade, no conhecimento relativamente generalizado de que testes realizados em modelos à escala, e funcionando à temperatura ambiente, têm servido de base à modelização do comportamento hidrodinâmico de unidades de grande porte, e espera ser de algum contributo nesse sentido.

2 GENERALIDADES SOBRE O COMPORTAMENTO DINÂMICO DE LEITOS FLUIDIZADOS

«Bajo los árboles ingleses medité en ese laberinto perdido: lo imaginé inviolado y perfecto en la cumbre secreta de una montaña, lo imaginé borrado por arrozales o debajo del agua, lo imaginé infinito, no ya de quioscos ochavados y de sendas que vuelven, sino de ríos y provincias y reinos... Pensé en un laberinto de laberintos, en un sinuoso laberinto creciente que abarcara el pasado y el porvenir y que implicara de algún modo los astros. Absorto en esas ilusorias imágenes, olvidé mi destino de perseguido.»

Jorge Luis Borges

El jardín de senderos que se bifurcan

Ficciones

2.1 Introdução

Neste capítulo descreve-se, de um modo sucinto, o estado actual do conhecimento teórico sobre a arte de transformar um conjunto inerte de partículas num meio vivo e agitado, fazendo-as levitar pela passagem de uma corrente de fluido.

Os sistemas de contacto gás-sólido podem classificar-se com base no estado que caracteriza o movimento das partículas sólidas. Num sistema que contenha uma dada quantidade de sólidos, um gás que os atravesse pode apenas percolar¹ através dos vazios existentes entre as partículas sólidas, mantendo-as estáticas nas suas posições. Mas também pode passar por esses vazios a uma velocidade tal que as partículas se agitem e eventualmente fiquem até suspensas. O

¹ A percolação consiste na lenta passagem de um fluido através de uma substância que possui uma série de orifícios ou canais de dimensões diminutas.

leito atingiu o estado de fluidização. Uma vez atingido este estado de suspensão, e para velocidades relativamente moderadas, o leito caracteriza-se como denso, uma vez que mantém características observáveis de alguma proximidade entre as suas partículas, independentemente de se encontrarem em circulação. Esta fase densa apenas é contrariada pela existência, à superfície, de alguns episódios de arrasto intermitente mais acentuado ou até de transporte para as imediações da superfície livre. Podem também distinguir-se bolhas, ou vazios individualizados com formas aproximadas de bolhas, no interior dessa fase densa. Ao aumentar-se a velocidade para valores mais elevados, o arrasto sobre as partículas acentua-se claramente e, quer as bolhas quer os vazios, vão perdendo definição das suas formas no interior do leito, da fase densa em particular. Os dois estados de fluidização descritos, sucessivamente, para velocidades crescentes, são designados por fluidização na fase densa. Continuando a aumentar a velocidade do gás, regista-se um aumento da força de arrasto sobre as partículas que se vai traduzir num transporte, inicialmente incipiente, de tal modo que os contornos da superfície da fase densa se começam a desvanecer. Até que se atinge um valor da velocidade para o qual o arrasto é completo, sendo as partículas arrastadas para fora do leito, que entretanto se tornou numa suspensão rarefeita gás-sólido. Para fazer face a esta perda de massa é necessário, quando se atinge e se trabalha nesta fase, proceder à re-alimentação de partículas sólidas, normalmente recuperadas por meio de ciclones, colocados na parte mais elevada do leito, e posteriormente reenviadas para uma zona próxima do distribuidor. A este estado é atribuída a designação de fluidização na fase rarefeita (ou diluída, ou ainda, circulante), também por oposição à noção anteriormente descrita de fase densa.

Leitos fluidizados em fase densa com bolhas, ou leitos borbulhantes, constituem uma boa parte das situações com interesse enquanto processos de operação com várias aplicações industriais.

2.2 Comportamento dinâmico de leitos fluidizados- perspectiva descritiva

Se em vez de deixarmos cair partículas as fizermos atravessar por um fluido em movimento, quando a força de arrasto equilibrar o peso daquelas, as partículas ficarão suspensas. Se as partículas e o fluido tiverem densidades de ordem de grandeza aproximada, pode obter-se um leito estável, sem que isso exclua o movimento incessante das partículas umas relativamente às outras. Se for possível seguir o movimento de uma destas partículas no meio das outras, verificar-se-á que ela se move um pouco como se de um fenómeno de agitação térmica se tratasse. Se o fluido for o ar, o leito assim fluidizado forma uma espécie de colchão deformável constituído

por partículas separadas umas das outras pelo efeito da circulação do fluido. Se se aumentar significativamente a velocidade do escoamento, o movimento das partículas tornar-se-á errático e poder-se-ão observar bolhas de fluido a subir pelo leito, como se houvesse duas fases em presença: uma constituída por fluido “puro” e outra constituída por fluido contendo partículas. Sendo o fluido puro menos denso do que o fluido com partículas, o movimento ascendente das bolhas faz lembrar o fenómeno da convecção. O leito fluidizado pode considerar-se como um novo estado da matéria. Ele é simultaneamente pouco denso, coerente e sem forma própria.

Genericamente o termo «leito» designa o volume que contém um número finito mas bastante elevado de partículas cuja interacção, e operações ocorrendo no seu interior, são objecto de análise. O modo como essas partículas são dispostas no interior do leito é aleatório, sempre que dele se faz uma utilização corrente, podendo, no entanto, proceder-se a um empilhamento determinado para fins de observação e estudo. Esse empilhamento será suportado por uma placa (cuja variedade mais simples consiste numa peça perfurada), designada por distribuidor, em referência à sua utilidade enquanto meio de distribuição, o mais homogénea possível, do fluido por toda a secção do leito onde se pretende que ocorra esse escoamento. Uma vez esse leito estabelecido, a passagem de uma corrente de fluido fará com que, a partir de uma dada velocidade, o arrasto exercido sobre as partículas as coloque em suspensão e faça com que também o conjunto sólido-fluido adquira um comportamento semelhante ao de um fluido. As suas principais características são:

- i) possibilidade de operação contínua e de transporte de sólidos para o interior e para o exterior do leito;
- ii) elevadas taxas de transferência de calor do leito de e para as superfícies nele imersas, e do gás para as partículas, que conduzem a uma rápida uniformização das temperaturas no interior do leito;
- iii) elevadas taxas de transferência de massa do gás para as partículas;
- iv) possibilidade de operação com vários tipos de partículas e com elevadas taxas de mistura de sólidos;
- v) simplicidade de configuração geométrica e boa adequação a operações em grande escala.

Na Tab. 2. 1 são descritos exemplos de aplicação de leitos fluidizados gás- sólido, operando na fase densa.

Tab. 2. 1- Exemplos de aplicação de Fluidização Gás- Sólido na Fase Densa

Operações Físicas	Tipos de Aplicações		
	Sínteses Químicas	Processos Metalúrgicos e Minerais	Outras Aplicações
Troca de calor- tratamentos térmicos de fibras têxteis, vidro e borracha	Síntese do anidrido ftálico	Processamento do urânio	Combustão de carvão
Mistura de sólidos e filtragem de poeiras	Síntese do acrilonitrilo	Redução do óxido de ferro	Gaseificação de carvão
Revestimento de pastilhas farmacêuticas e de partículas plásticas	Síntese do anidrido maleico	Pirólise do óleo de baleia	Catalisador fluidizado de 'cracking' ²
Secagem de sólidos	Síntese do etileno diclorídico	Oxidação de sulfitos dos minérios (níquel e zinco)	Regeneração de óleos
Adsorção de solventes	Processo de conversão de metanol em gasolina	Produção de silicone cristalino	Incineração de resíduos sólidos e líquidos
Solidificação e granulação	Síntese do acetato vinil	Produção de dióxido e de tetracloreto de titânio	Produção de cimento 'clinker' ³
Crescimento de partículas	Polimerização de oleofinos	Calcinação	Cultura de microorganismos
Banhos de temperatura constante	Produção de polietileno	Decomposição do carbonato de cálcio (CaCO ₃)	Tratamento de queimados

2.3 Noções básicas

2.3.1 Equações para escoamentos em leitos fluidizados

As equações para o escoamento através da partículas do leito em situação de fluidização, são directamente subsidiárias das equações obtidas para o leito fixo, por meio de processos dedutivos e de ajustes experimentais.

² 'Cracking' é a operação de conversão do petróleo cru/bruto em produtos refinados como a gasolina, o gasóleo e outros.

³ 'Clinker' é o termo adoptado para designar o resíduo da combustão do carvão, constituído por partículas duras e grosseiras, utilizado na produção de cimento.

2.3.1.1 O ponto de fluidização incipiente

Ponto de fluidização incipiente, ou ponto de mínima fluidização, é o estado atingido pelo leito, identificado pelo valor da velocidade superficial para o qual se dá a transição entre o estado de leito fixo e o de leito fluidizado. Esta transição é detectável pela observação do gradiente de pressões, dP/dH , e verifica-se quando este atinge um máximo nas imediações da evolução em leito fixo. Do princípio da conservação da energia, sabe-se que, na ausência de trabalho ou transferência de calor, para um escoamento isotérmico incompressível, a pressão é o resultado da adição da pressão termodinâmica com a componente dinâmica da energia, associada à velocidade do fluido, e com a componente estática, associada à altura. Não se considerando os aspectos microscópicos, teremos:

$$dP_t = dP_d + dP_e \tag{2.1}$$

ou seja,

$$\left(-\frac{dP_t}{dH}\right) = \left(-\frac{dP_d}{dH}\right) + \rho g \tag{2.2}$$

Tratando-se sistemas gás-sólido, o valor do peso volúmico do gás é muito reduzido quando comparado com o gradiente de pressões em presença no leito e pode ser desprezado. Pode assim relacionar-se a velocidade superficial, U_0 , com o gradiente de pressões, dP_t/dH . Para o caso de um leito composto por partículas uniformes, a evolução é semelhante à que se representa na Fig. 2. 1:

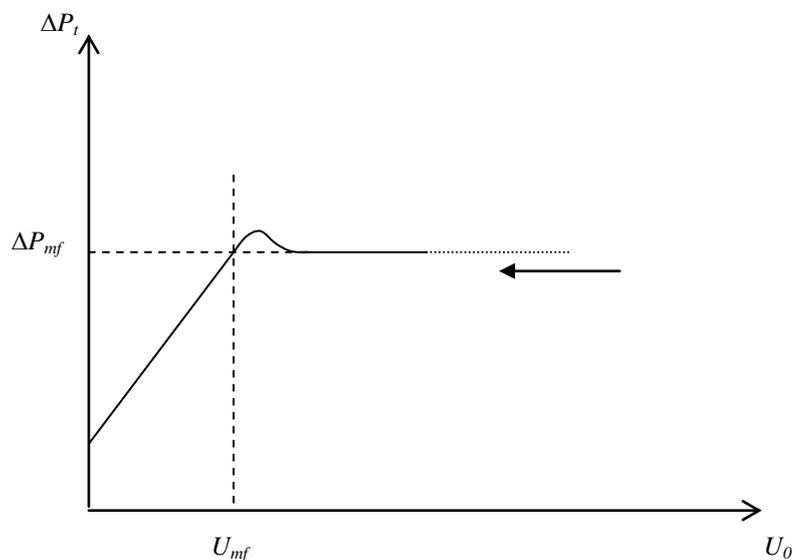


Fig. 2. 1- Variação da pressão no interior do leito com a velocidade superficial do gás.

De um ponto de vista de balanço às forças em presença no interior do leito atravessado por uma corrente de gás, quando se atinge o ponto de fluidização incipiente pode escrever-se:

$$\left(-\frac{dP_t}{dH}\right) = \left(-\frac{dP_d}{dH}\right) + \rho g \quad (2.3)$$

ou seja,

$$\left(\begin{array}{c} \text{área da secção} \\ \text{transversal} \\ \text{do leito} \end{array}\right) \left(\begin{array}{c} \text{perda de carga ao} \\ \text{longo do leito, avaliada} \\ \text{através da secção} \end{array}\right) = \left(\begin{array}{c} \text{fracção de} \\ \text{sólidos} \\ \text{no leito} \end{array}\right) \left(\begin{array}{c} \text{peso} \\ \text{volúmico} \\ \text{dos sólidos} \end{array}\right) \left(\begin{array}{c} \text{volume} \\ \text{do} \\ \text{leito} \end{array}\right) \quad (2.4)$$

Tomando agora A como área da secção transversal do leito, ε como a fracção de vazios (ou porosidade) e V_l como o volume total do leito, a Eq. (2. 4) fica:

$$-AdP_l = (1 - \varepsilon)(\rho_p - \rho_f)gdV_l \quad (2.5)$$

Quando se atinge o ponto de mínima fluidização, o espaçamento entre a partículas vai aumentar o valor da porosidade para ε_{mf} , e a variação de pressão em função da altura H do leito será:

$$\left(-\frac{dP}{dH}\right)_{mf} = (1 - \varepsilon_{mf})(\rho_p - \rho_f)g \quad (2.6)$$

em que H_{mf} é a altura atingida pela superfície livre do leito para as condições de mínima fluidização. Igualando a Eq. (2. 6) a uma expressão da perda de carga em leito fixo, como é o caso da equação de Ergun, pode obter-se uma expressão que permita conhecer U_{mf} (vide §2.4.6).

Assim, com recurso a expressões semi-empíricas, permite-se a obtenção de fórmulas, também semi-empíricas, úteis para a determinação de grandezas nem sempre directamente mensuráveis, como sejam a velocidade mínima de fluidização, U_{mf} , e a porosidade do leito nas mesmas condições, ε_{mf} .

2.3.1.2 A fluidização na fase densa

Conhecidas as propriedades físicas das partículas, ao ser atravessado por um fluido o leito pode manifestar diferentes comportamentos em função da velocidade estabelecida. Essa velocidade é normalmente medida com base na secção livre do leito, ou seja, na secção (geralmente uniforme) do recipiente que contém as partículas, sendo por isso designada de velocidade superficial, U_0 .

Podem então descrever-se, sucintamente, os seguintes comportamentos:

a) Enquanto a velocidade superficial é insuficiente para que o arrasto exercido sobre as partículas se traduza numa força superior ao seu peso, as partículas mantêm-se estáticas, ou seja, sem que haja alterações da sua posição. Diz-se então que o leito é fixo, a distância entre o distribuidor e a superfície é designada por altura H e a razão entre o volume deixado livre pelas partículas e o volume total por elas ocupado no leito chama-se, como se viu no parágrafo anterior, porosidade, e representa-se pelo símbolo ε (Geldart, 1986).

b) No momento em que a velocidade é suficiente para que a força de arrasto exercida iguale o peso do conjunto das partículas, diz-se que o leito está em condições de fluidização incipiente; a velocidade em causa designa-se por velocidade mínima de fluidização, U_{mf} . Neste ponto, as partículas apenas se movem o suficiente para se posicionarem de modo a oferecerem a menor resistência à passagem do fluido, pelo que, quer a altura quer a porosidade variam pouco; sendo habitual adoptar-se o índice atribuído à velocidade para as representar- H_{mf} e ε_{mf} - os seus valores são sensivelmente os mesmos dos do leito fixo, ou seja, $H_{mf} \approx H$ e $\varepsilon_{mf} \approx \varepsilon$ (Geldart, 1986);

c) Ao aumentar-se a velocidade para valores superiores ao da velocidade mínima de fluidização ($U_0 > U_{mf}$), verifica-se um aumento do volume, observável pelo crescimento da altura H . Em muitos leitos, este crescimento fica a dever-se ao aparecimento de bolhas, que representam a incapacidade do leito continuar a lidar com o aumento de velocidade apenas através dos interstícios das partículas, criando então espaços maiores e com uma identidade própria, por onde se vai escoar o gás em excesso. Verificam-se também, no entanto, situações em que, para tamanhos inferiores a 100 μm e massas volúmicas da ordem de 200 kg/m^3 , o

afastamento entre as partículas é uniforme e proporcional ao seu diâmetro, desconhecendo em tais condições o aparecimento de bolhas. A este tipo de leito designa-se por ‘particulado’, em contraste com a designação ‘borbulhante’ para o anterior (Geldart, 1986);

d) a velocidade superficial para a qual se regista o aparecimento de bolhas é designada por velocidade mínima de borbulhamento, U_{mb} , podendo quer coincidir com U_{mf} quer ocorrer para valores superiores àquele valor. Sendo muitas vezes inferior a U_{mf} , é normal considerar-se que $U_{mb}=U_{mf}$. Neste caso, o leito expande-se, aparentemente de um modo suave e homogéneo, até que pequenas bolhas começam a aparecer à superfície. Aumentando a velocidade verifica-se, inicialmente, um ligeiro aumento da altura do leito, seguido por uma diminuição. Bolhas relativamente grandes desagregam-se à superfície, periodicamente, provocando o rápido colapso do leito; este volta depois a expandir-se lentamente à medida que grupos de bolhas vão subindo, esvaziando novamente quando estas voltam a rebentar. É a esta velocidade, à qual as bolhas aparecem e desaparecem, que se chama velocidade mínima de borbulhamento U_{mb} (Geldart, 1986).

2.3.1.2.1 Comportamento das bolhas

Uma bolha num leito fluidizado é uma região em que essencialmente não existem partículas, apenas gás, e que sobe pelo leito acima. É limitada por uma superfície imaginária situada entre o gás limpo de partículas do seu interior e o conjunto de partículas em suspensão, ou emulsão, que a rodeia. As bolhas são responsáveis, nos leitos fluidizados, pelo curto-circuito do gás e pelas limitações ao contacto gás-sólidos. Por outro lado, criam alguma agitação durante a sua ascensão através do leito, que contaria aquele efeito. Não obstante existirem grandes semelhanças entre bolhas em leitos fluidizados e bolhas em líquidos, o movimento do gás nos dois casos é fundamentalmente diferente (Kunii e Levenspiel, 1969). Enquanto no interior de um líquido a bolha mantém o gás que transporta no seu interior, num leito fluidizado a fronteira da bolha é permeável e o gás circula através dela, entrando pelo fundo e saindo pelo topo. Supondo que uma bolha se desloca a uma velocidade constante U_b , a circulação de gás entre o topo e a base, através da fase densa, vai depender da razão entre a velocidade a que a bolha se desloca e a velocidade intersticial do gás na sua vizinhança, U_f :

$$\alpha = \frac{U_b}{U_f} \quad (2.7)$$

Se α for maior que 1, vai haver recirculação; a região que envolve a bolha e onde se dá a recirculação do gás é designada por nuvem (*vide* §2.5.1.2.1).

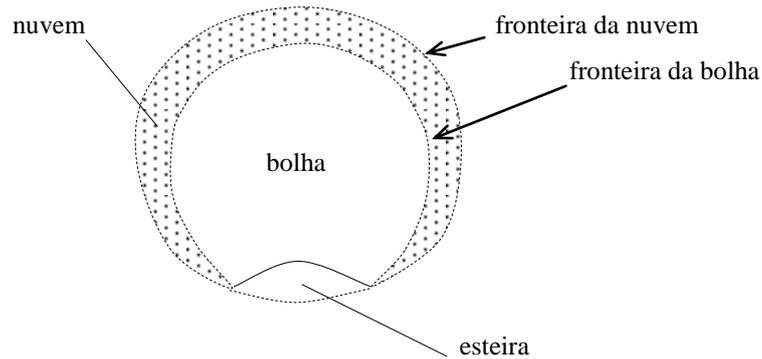


Fig. 2. 2- Forma de uma nuvem envolvendo uma bolha bi-dimensional num leito fluidizado, tal como observada por Rowe *et al.* (1964), com $\alpha=2,5$.

Davidson e Harrison (1963) modelizaram a nuvem de uma bolha esférica de volume V_b como tendo uma fronteira esférica, com o mesmo centro e com um volume V_n igual a:

$$V_n = V_b \frac{3}{\alpha - 1} \quad (2.8)$$

o que é o mesmo que:

$$V_n = \frac{\pi}{2} \frac{d_b^3}{\alpha - 1} \quad (2.9)$$

Murray (1965) desenvolveu uma análise alternativa que conduziu a nuvens não-esféricas, de menores dimensões, e com o respectivo centro de massa situado acima do centro da (suposta) bolha esférica.

Partridge e Rowe (1966) obtiveram uma correlação para este modelo:

$$V_n = V_b \frac{1,17}{\alpha - 1} \tag{2. 10}$$

ou seja,

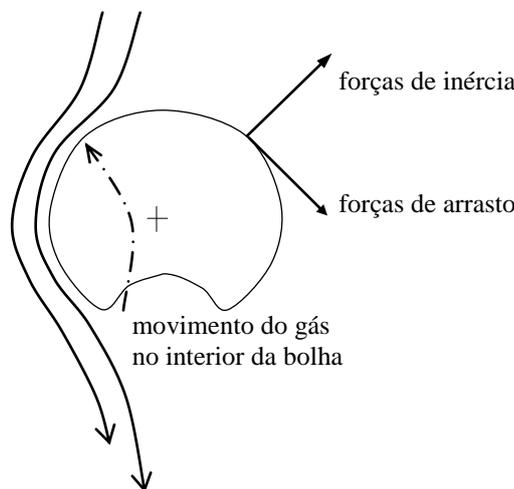
$$V_n = \frac{0,195\pi d_b^3}{\alpha - 1} \tag{2. 11}$$

que produz um melhor ajuste aos resultados experimentais de Rowe et al. (1964) e Anwer e Pyle (1974). Como se deduz da Eq. (2. 11), o tamanho da nuvem em volta da bolha está dependente do diâmetro das partículas que constituem o leito, uma vez que α se define em função da velocidade intersticial e esta é função da porosidade da fase densa, que por sua vez varia com o diâmetro das partículas. Se α for menor que 1, o gás que sai do topo da bolha não vai recircular, curto-circuitando, através das bolhas, o caminho ascensional ao longo do leito.

Todas as teorias sugerem que a velocidade de curto-circuito do gás no tecto da bolha seja proporcional à velocidade intersticial do gás na fase densa, U_f , havendo mesmo casos em que se toma a velocidade no tecto igual à velocidade intersticial (Arastoopour e Gidaspow, 1979).

Particularmente em Davidson e Harrison (1963), foi determinada uma constante que representa a razão entre a quantidade de gás processado pela bolha através da sua secção máxima e a quantidade de gás processado por uma secção equivalente da fase densa, no mesmo intervalo de tempo, que adiante será designada por β (§2.3.3.2.2), Eq. (2. 17). Essa constante toma o valor 2 para leitos bidimensionais e 3 para leitos tridimensionais.

O gás que sai da bolha para a fase densa vai encontrar partículas que se estão a mover tangencialmente à superfície da bolha, com velocidades da ordem de U_b , velocidade essa que vai diminuir à medida que nos afastamos da dita superfície (ver Fig. 2. 3).



linhas de corrente dos sólidos

Fig. 2. 3- Forças que actuam nos elementos de fluido que saem da bolha e entram na fase densa (Geldart, 1986)

Desse modo, as forças que actuam num elemento de fluido são forças de inércia resultantes da velocidade com que o gás atravessa a fronteira da bolha, velocidade essa da ordem de U_{mf} , e forças de arrasto provocado pelas partículas que se movem em linhas de corrente tangenciais à fronteira da bolha, com uma velocidade da ordem de U_b .

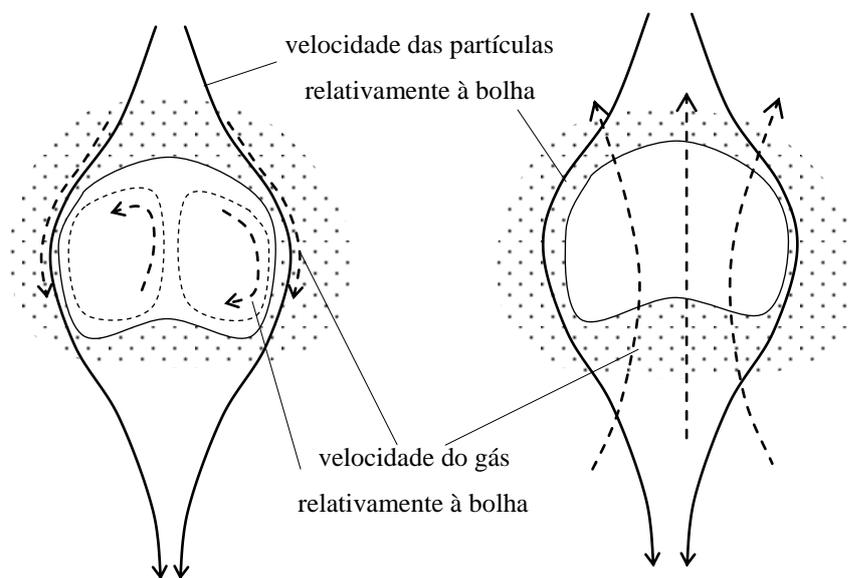


Fig. 2. 4- Modos de passagem do gás pelas bolhas.

Se a velocidade intersticial U_f for muito menor que U_b , o que equivale a valores de α elevados, as partículas próximas da bolha arrastam o gás em volta da sua superfície segundo trajectórias apertadas, o que resulta na formação de uma nuvem fina de partículas. À medida que U_f vai aumentando (o que equivale a uma diminuição de α), o gás vai penetrando cada vez mais no interior da fase densa, sem que o arrasto exercido pelas partículas seja capaz de alterar a sua direcção, daí resultando uma nuvem espessa. Para valores suficientemente elevados de U_f , o gás entra e sai da bolha sem nunca chegar a recircular no seu interior.

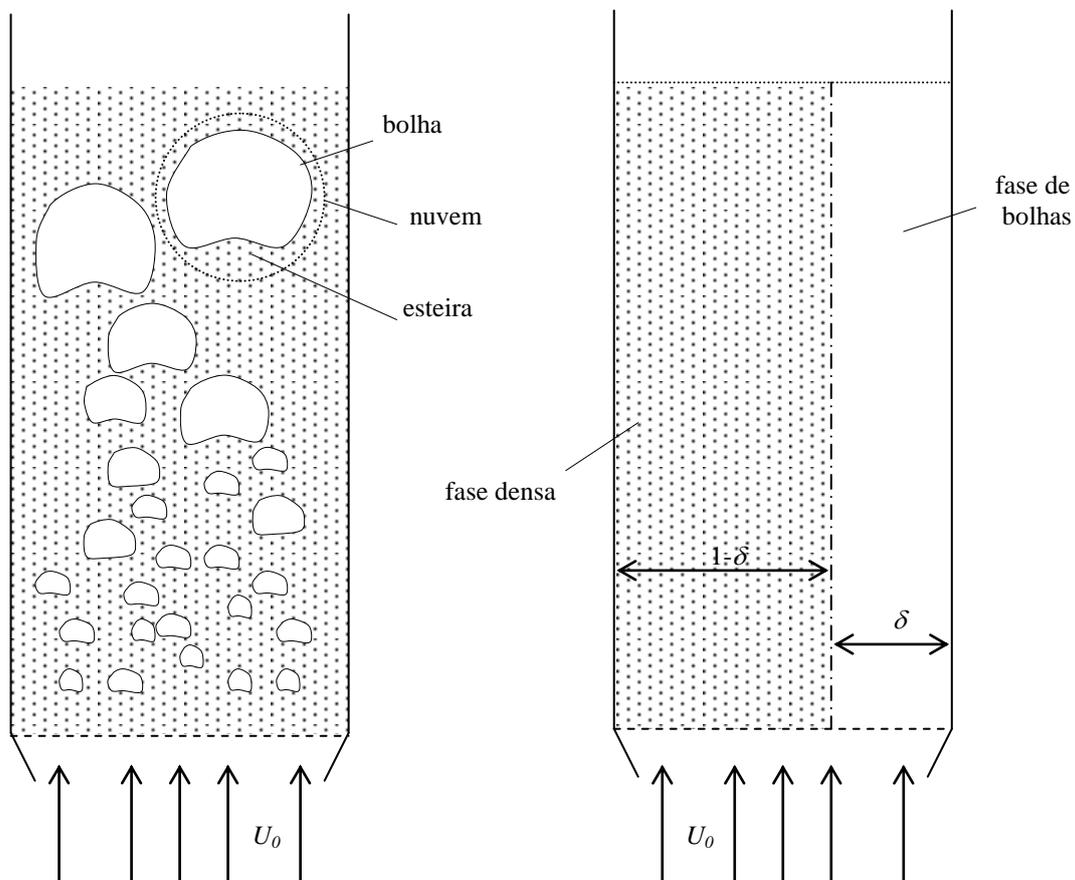
Kunii e Levenspiel (1969) fazem uma descrição completa dos modos de curto-circuito do gás pelas bolhas (*vide* §2.5.1.2.2), classificando-as em bolhas estacionárias, lentas, rápidas e muito rápidas, sempre que o quociente entre a velocidade da bolha, U_b , e a velocidade intersticial do gás, U_f , é zero, um, sensivelmente maior que um ou significativamente maior que 100.

2.3.1.2.2 Comportamento da fase densa

O modelo de fluidização borbulhante ou agregativa, que está por trás do que ficou exposto no ponto anterior, é habitualmente designado por modelo bifásico. É estabelecido considerando o leito constituído por partículas que permitem o aparecimento de bolhas a partir da velocidade mínima de fluidização, dividindo-o em dois sub-sistemas:

- a) o primeiro, consistindo numa fase densa ou particulada, ou ainda designada por emulsão, em que as variações de caudal são inexistentes a partir do momento em que se ultrapassa o ponto de mínima fluidização;
- b) o segundo, sob a forma de bolhas, por onde passará todo o gás em excesso do que atravessa a fase particulada, a que se dá o nome de fase de bolhas ou borbulhante.

O modelo mais simples foi apresentado por Toomey e Johnstone (1952). Estes autores propuseram que as velocidades fossem expressas numa base superficial, ou seja, considerando como se, de cada vez, o caudal volúmico fosse atravessar uma secção equivalente à superfície livre do leito.



(a) (b)

Fig. 2. 5- O modelo bifásico de distribuição do gás pelas fases.

Segundo esta teoria, as velocidades correspondentes, numa base superficial, da fase de bolhas, U_b , e da emulsão, U_{em} , distribuir-se-ão então do seguinte modo:

$$U_0 = U_b \delta + U_e (1 - \delta) \quad (2. 12)$$

em que δ representa a razão entre o volume ocupado pelas bolhas e o volume total do leito. Exprimindo U_e como U_{mf} e U_b como $(U_0 - U_{mf})$, ter-se-á então, como se pretende representar na Fig. 2. 5(b), uma divisão do caudal de gás que faz com que, num leito de secção A , uma parte passe pela emulsão (entre as partículas da fase densa) e outra, considerada estanque relativamente a esta, sob a forma de um *continuum* de bolhas, Q_b :

$$Q_b = (U_0 - U_{mf}) A \quad (2. 13)$$

A sustentação deste modelo é antiga e considerável. Teve as suas raízes nos trabalhos experimentais de Morse e Ballou (1951), que utilizaram nas suas medições o método de sonda capacitiva, de Toomey e Johnstone (1952), que utilizaram raios gama, de Yasui e Joanhson (1958), que recorreram à análise da transmissão da luz, de Dotson (1959), com sondas capacitivas, de Baumgarten e Pigford (1960), por observação visual, e ainda de Romero e Joanhson (1962). Foi definitivamente estabelecido por Davidson e Harrison (1963), com as ressalvas de deficiente aplicação em leitos com canais, com jorros ou em situações próximas do transporte pneumático. O postulado que está na base do que ficou conhecida como a ‘Teoria bifásica da fluidização’ estabelece que:

$$\frac{Q_b}{A} = U_0 - U_{mf} \quad (2. 14)$$

A Eq. (2. 14) constitui uma estimativa, globalmente sobreavaliada, da quantidade de gás que passa sob a forma de bolhas (*vide* §2.5.1.3.1). Dependendo do tipo de função corrente utilizada na caracterização do escoamento, teoricamente o caudal invisível de gás que curto-circuita a emulsão através das bolhas variará entre 0,5 e $4U_{mf}$ (Davidson e Harrison, 1963; Partridge e Rowe, 1966); para além disto, há evidências experimentais que demonstram que o caudal que passa na emulsão é superior a U_{mf} (Clift e Grace, 1985, Grace e Clift, 1974). Sendo

que o gás pode atravessar uma secção horizontal do leito por meio de vários mecanismos, como sejam:

- i) transporte no interior das bolhas, normalmente designado por caudal visível;
- ii) passagem através das bolhas, ou curto-circuito às bolhas;
- iii) passagem através dos interstícios da fase densa ou emulsão;
- iv) transporte nos espaços vazios que se movem com as partículas.

As discrepâncias entre os vários autores de modelos provém da ênfase que colocam em cada um deles. Assim, Lockett *et al.* (1967) atribui a redução do caudal volúmico visível das bolhas ao factor ii). Se se considerar que esse valor, num escoamento em curto-circuito relativamente às bolhas, é $(1+n)U_{mf}$, estar-se-á em presença da teoria bifásica modificada (Grace e Harrison, 1969) em que:

$$\frac{Q_b}{A} = U_0 - (1 + n\delta)U_{mf} \quad (2.15)$$

sendo n um coeficiente de ajuste e δ a fracção volúmica das bolhas. Aproximações alternativas, como sejam a de Rowe *et al.* (1978), consideram por sua vez que é o factor iii) o responsável pelo caudal em falta. Se se ignorar o factor iv), um balanço ao gás permite obter (Grace e Clift, 1974, Valenzuela e Glicksman, 1981):

$$\frac{Q_b}{A} = U_0 - [(1 - \delta)\bar{U}_e + \delta\bar{U}_{cc}] \quad (2.16)$$

onde \bar{U}_e é a velocidade média (em função do tempo) e superficial do gás na fase densa ou emulsão, distinta de U_f por ser na base superficial, e de U_{mf}/ϵ_{mf} se não se aceitar que a fase densa se mantenha nas condições de fluidização incipiente, quer do ponto de vista da porosidade quer da velocidade, e \bar{U}_{cc} a velocidade média (também temporal e não espacial) do gás que curto-circuita as bolhas. Valenzuela e Glicksman (1981) demonstraram que \bar{U}_e dependia apenas da distribuição de porosidade da fase densa, pelo que não havia necessidade de distinguir entre bolhas lentas e bolhas rápidas. O modelo de Davidson previa um valor constante para a razão entre as velocidades de \bar{U}_{cc} e \bar{U}_e :

$$\beta = \frac{\bar{U}_{cc}}{\bar{U}_e} \quad (2.17)$$

igual a dois para leitos bidimensionais e três para leitos tridimensionais. Esta razão é superior a estes valores em diversas circunstâncias, nomeadamente:

- i) em bolhas alongadas verticalmente;
- ii) em grupos regulares de bolhas, por oposição a uma só bolha;
- iii) na presença de escoamentos preferenciais de bolhas;
- iv) para um par de bolhas (quase) alinhadas verticalmente;
- v) numa bolha que se encontre logo após o distribuidor ou muito próxima da superfície livre do leito;
- vi) em bolhas cujas dimensões verticais sejam da ordem de grandeza da altura do leito.

Existirá uma redução daquela razão em situações contrárias, embora o efeitos no sentido do aumento pareçam ser mais significativas (Clift e Grace, 1985). Particularmente a interacção entre as bolhas, as cadeias e os efeitos da superfície que levam a um aumento da porosidade global do leito, diminuindo assim o caudal visível que passa pelas bolhas.

Peters *et al.* (1982) modificaram a Eq. (2. 13) por forma permitir um melhor ajuste à redução referida do caudal de bolhas:

$$Q_b = Y(U_0 - U_{mf})A \quad (2. 18)$$

Podem obter-se, valores de Y através da seguinte correlação (Geldart, 1986):

$$Y = \frac{2,27}{Ar^{0,21}} \quad (2. 19)$$

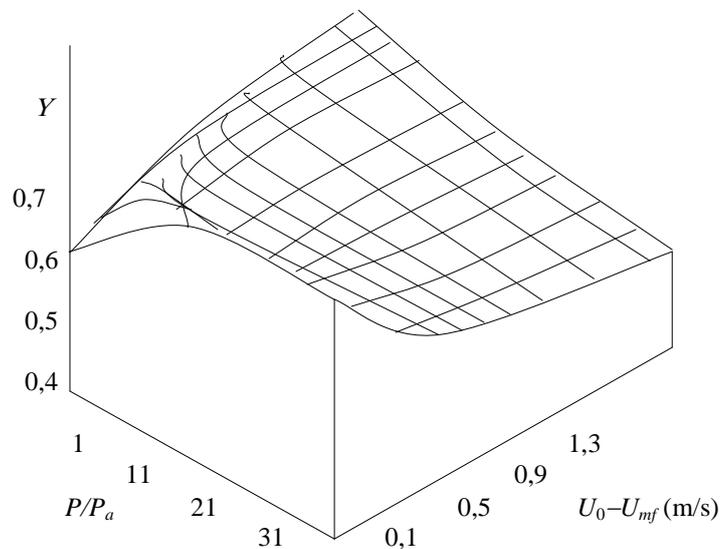


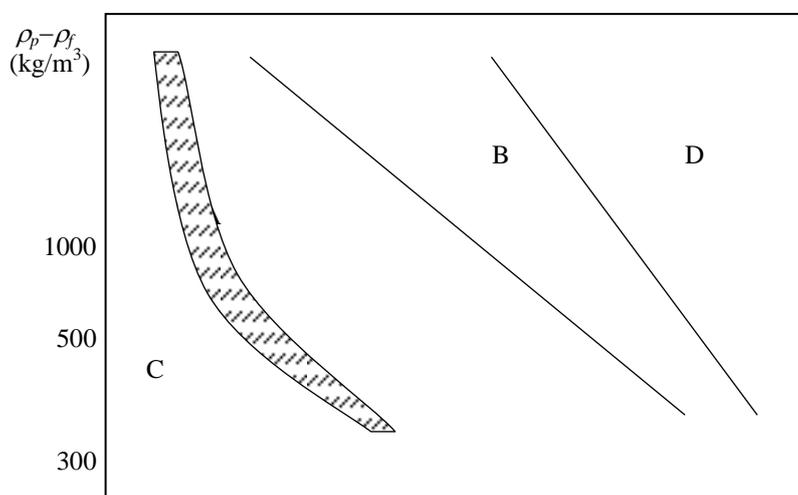
Fig. 2. 6- Variação de Y , Eq. (2. 19), com a pressão e a velocidade do gás ($d_p= 0,5$ mm, $\rho_p= 2500$ kg/m³, $H_{mf}= 0,71$ m, $T= 20$ °C e $\phi= 1$), Cai *et al.* (1993).

A Fig. 2. 6 representa a variação de Y com a velocidade do gás e a pressão, dando uma imagem do desvio da distribuição de gás entre as fases relativamente à teoria bifásica. Por ali se pode verificar que esse desvio é tanto mais importante quanto maior a pressão e a velocidade do escoamento, ou seja, para maiores pressões e velocidades maior a quantidade de gás que vai passar pela emulsão, relativamente ao postulado pela teoria bifásica da fluidização. Assim, o desvio entre o caudal previsto pela Eq. (2. 14) e os resultados experimentais, resulta de uma combinação de ambos os factores, intersticial e de curto-circuito, sem que esta explicação tenha, até à data, levado a uma determinação imediata e precisa do caudal de gás que passa pelas bolhas, Q_b .

2.4 Classificação de partículas em fluidização.

As partículas podem ser classificadas em quatro grupos, A (arejadas), B (borbulhantes), C (coesivas) e D (grosseiras), conforme a classificação estabelecida por Geldart (1973), que as ordenou em função do seu comportamento quando sujeitas a uma situação de fluidização. Para isso, foram caracterizadas em termos da diferença entre a respectiva massa volúmica e a massa volúmica do gás que com elas contacta, $(\rho_p - \rho_f)$, e do diâmetro correspondente, d_p .

Tal como se descreve em Geldart (1973), a obtenção das curvas indicadas genericamente na Fig. 2. 7 foi realizada empiricamente, para situações de fluidização com ar à pressão atmosférica e à temperatura normal. Este diagrama tem sido objecto, não obstante, de uma intensiva utilização, particularmente no campo da investigação e desenvolvimento, sendo referência obrigatória em todos os trabalhos que utilizem modos de fluidização gás-sólido.



20 50 100 500 1000
 d_p (μm)

Fig. 2. 7- Diagrama simplificado para a classificação de partículas, em função do seu comportamento na fluidização em ar às condições normais de pressão e temperatura (Geldart, 1973).

A sua principal virtude está no facto de permitir uma identificação expedita do conjunto de características relevantes para a fluidização de qualquer tipo de partículas, nas condições referidas. Há no entanto outras variáveis que podem alterar a linha de demarcação dos vários grupos, como sejam o tipo de gás utilizado, que faz variar as forças de contacto entre as partículas e alterar a sua natureza coesiva, em virtude da diferente adsorção dos gases pelas partículas, bem como a velocidade (que, como se observará mais adiante, foi considerada por Grace, 1984). A temperatura e a pressão são igualmente susceptíveis de alterar significativamente a linha de fronteira entre os grupos (também já analisados por Grace, 1986).

2.4.1 Grupo C

As partículas de menores dimensões ($d_p < 20 \mu\text{m}$), são habitualmente coesivas e constituem o Grupo C. São partículas difíceis de fluidizar em condições ‘normais’; a tendência é para subirem como um pistão, em leitos de diâmetro reduzido, ou para criarem canais que, uma vez estabelecidos, se tornam zonas de escoamento preferencial vertical ou transversal, que se estendem desde o distribuidor até à superfície, e por onde o gás vai passar sem provocar grandes perturbações no resto do leito, facto que constitui a sua principal característica. Isto acontece pelo facto de as forças entre as partículas- forças de van der Waals, forças de capilaridade e forças electrostáticas- serem superiores à força que o gás exerce sobre elas.

Ao fluidizarem, as partículas deste grupo são sensíveis à dureza (materiais moles deformam mais facilmente, oferecendo uma maior superfície de contacto e favorecendo, deste modo, o contacto entre as partículas), à condutibilidade eléctrica, às propriedades magnéticas, às asperezas da superfície e ao teor de humidade, bem como às propriedades do gás. Formas muito irregulares são assim um factor de peso no mau comportamento destas partículas em leitos fluidizados. Uma vez conseguida a fluidização, o aumento da altura do leito é significativo. A perda de carga através do leito é, no conjunto das velocidades disponíveis, inferior ao valor teórico esperado (calculado pelo quociente entre o peso do leito e a sua secção), podendo atingir metade

desse valor, o que se justifica pela formação de escoamentos preferenciais através dos canais que aparecem no interior do leito.

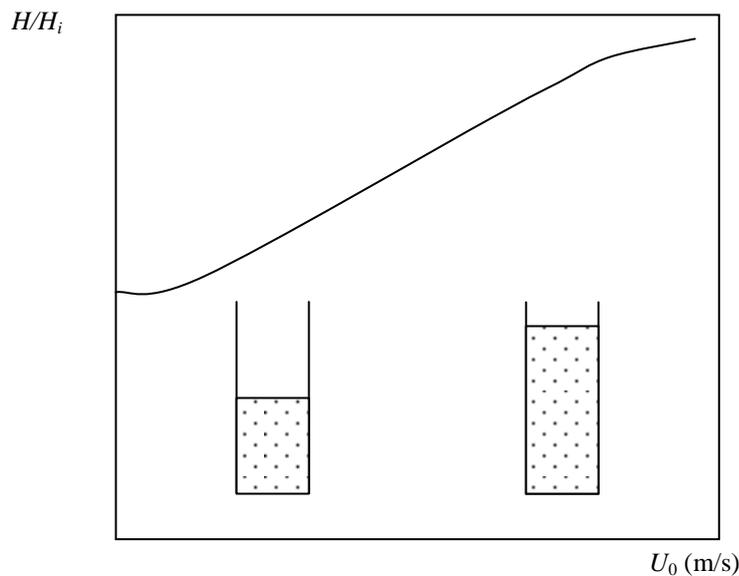
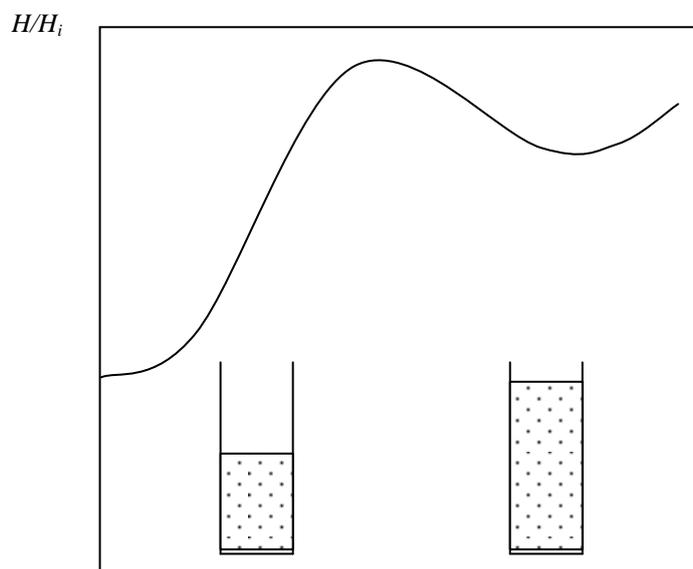


Fig. 2. 8- Expansão de um leito de partículas do Grupo C (Geldart, 1986).

A mistura é assim deficiente e a transferência de calor entre uma superfície e o leito é muito pobre quando comparada com outros grupos, em particular com o Grupos A e B. Pode facilitar-se a fluidização utilizando agitadores ou vibradores, que quebram a estabilidade dos canais.



U_0 (m/s)

Fig. 2. 9- Expansão de um leito de partículas do Grupo A (Geldart, 1986).

As partículas porosas têm tendencialmente uma má condutibilidade, pelo que a aglomeração pode ocorrer devido à criação de cargas electrostáticas elevadas. Este efeito pode ser atenuado humidificando o gás à entrada (Klinzing, 1981), tendo em atenção que, para partículas não-porosas, humidificar para lá dos 65% pode aumentar a coesão, devido à deposição de uma película líquida, mantendo um fio de terra no interior do leito ou tornando as paredes do equipamento condutoras, revestindo-as interiormente com uma fina película de óxido de estanho (Geldart, 1986).

2.4.2 Grupo A

É com partículas do Grupo A que opera a maior parte dos leitos fluidizados comerciais utilizados em reactores catalíticos, estudados extensivamente por Rietma (1984) e Donsi *et al.* (1975). Os seus trabalhos permitiram demonstrar que as forças interpartículas eram significativas mesmo quando se tratava de catalisadores de ‘cracking’, partículas características deste grupo. Estes leitos expandem-se significativamente entre as velocidades U_{mf} e U_{mb} , uma vez que estas partículas são ainda um pouco coesivas. À medida que a velocidade aumenta para lá de U_{mb} , a passagem de cada bolha quebra o frágil equilíbrio em que se encontrava a fase densa expandida; esta, ao ceder, leva a uma redução da altura do leito.

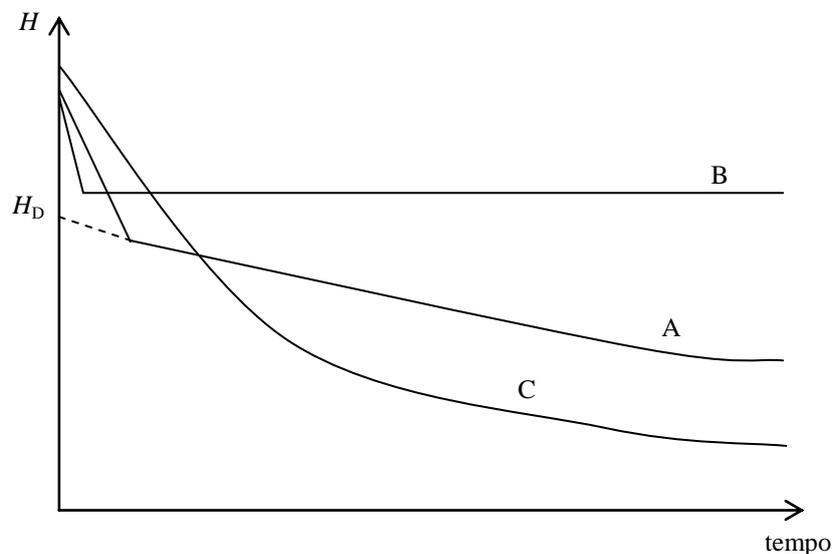


Fig. 2. 10- Curvas de esvaziamento típicas dos Grupos A, B e C (Geldart, 1986).

A porosidade da fase densa poderá eventualmente tomar um valor constante entre ϵ_{mf} e ϵ_{mb} , a porosidade da fase densa para $U_0 = U_{mb}$. A partir de 6 m/s a velocidade produz um aumento nítido do volume do leito. Pode cortar-se bruscamente a alimentação de gás, fazendo com que o leito se esvazie, diminuindo lentamente de altura a uma velocidade comparável à velocidade do gás na fase densa em regime borbulhante (0,1 a 0,6 m/s); isto faz com que este tipo de partículas seja facilmente fluidizável e transportável através de circunvoluções e também muito utilizado em enchimentos a partir de descargas de silos (Geldart e Williams, 1985).

As partículas pertencentes a este grupo têm tamanhos situados na gama 30-100 μm , e fluidizam com facilidade dada a influência significativa das forças hidrodinâmicas. No entanto, como não deixam de se fazer sentir as forças interpartículas, a sua operação pode resultar em regimes de fluidização quer particulada quer borbulhante.

Verifica-se um transporte de massa no interior do leito (semelhante à convecção em líquidos), mesmo quando são poucas as bolhas presentes. Este movimento de massa produz uma mistura rápida e faz com que a superfície do leito se assemelhe a um líquido em ebulição. Quando o regime é borbulhante, existirá um tamanho máximo do diâmetro da bolha para o qual se manterá a sua estabilidade, devido à frequência elevada com que parecem quebrar e, seguidamente, coalescer. O tamanho é função do diâmetro médio das partículas, da fracção destas inferior a 45 μm , da pressão e da temperatura. A troca de gás entre a fase densa e as bolhas é intensa, provavelmente devido à frequência de quebra e coalescência. Todas as bolhas sobem mais rapidamente do que o gás que se escoia intersticialmente mas, em leitos borbulhantes, a velocidade das bolhas mais pequenas ($d_b < 4 \text{ cm}$) aparenta um valor independente do seu diâmetro, sugerindo que é a circulação convectiva o mecanismo que controla a velocidade de subida. Quando a combinação da velocidade e do diâmetro do leito o permite, as bolhas tubulares produzidas são axissimétricas; para velocidades superficiais entre 0,5 e 1,5 m/s, quer o escoamento borbulhante quer o regime de bolhas tubulares desaparecem, registando-se uma transição para um regime com características de transporte. A partir deste ponto, o aumento de velocidade acompanhado de re-alimentação do leito, leva ao regime de fluidização rápida (Geldart, 1986).

2.4.3 Grupo B

No Grupo B não existe possibilidade de obtenção de regimes particulados (Fan e Zhu, 1998), ou seja, as forças interparticulares são desprezáveis, pelo que, com o aumento de veloci-

dade do escoamento, acima das condições de fluidização incipiente, há sempre lugar ao aparecimento de bolhas. Neste caso, U_{mf} iguala U_{mb} . Tipicamente, pertencem a este grupo as partículas que se inserem nos seguintes intervalos:

$$30 \mu\text{m} < d_p < 500 \mu\text{m}, \text{ quando, respectivamente, } 4000 > \rho_p > 500 \text{ kg/m}^3$$

$$100 \mu\text{m} < d_p < 1000 \mu\text{m}, \text{ quando, respectivamente, } 1000 > \rho_p > 300 \text{ kg/m}^3$$

A expansão do leito será moderada e este cederá rapidamente logo que o fornecimento de gás seja interrompido (ver Fig. 2. 10). Quando não há a presença de bolhas há pouca ou nenhuma circulação de sólidos. As bolhas que estoiram à superfície do leito são identificáveis individualmente. A maior parte sobe a velocidades superiores à do escoamento intersticial do gás e o seu tamanho aumenta à medida que se vai subindo no leito e que se vai aumentando a velocidade, a partir de $(U_0 - U_{mf})$; a coalescência é o mecanismo dominante durante a fase borbulhante. Neste grupo de partículas não parece existir um tamanho estável para as bolhas. Quando se comparam leitos com a mesma altura e o mesmo valor de $(U_0 - U_{mf})$, o tamanho das bolhas é independente quer do diâmetro médio das partículas quer da distribuição de tamanhos. A mistura é reduzida pois é baixa a transferência de massa entre as fases. Quando surgem, as bolhas tubulares são inicialmente axisimétricas. O aumento de velocidade faz com que a quantidade crescente das bolhas em ascensão se vá desviando do eixo do leito, encostando-se à parede do mesmo. A transição para o regime de transporte dar-se-á entre 1 e 3 m/s (Geldart, 1986).

2.4.4 Grupo D

As partículas mais densas e de maiores dimensões pertencem ao Grupo D. Todas as bolhas, com excepção das maiores, sobem mais lentamente do que o gás no escoamento intersticial. O gás em excesso passa então pelo interior das bolhas, entrando pela base e saindo pelo cima, criando um modo de transferência de massa diferente do observado para os Grupos A e B. A velocidade na fase densa é elevada e a mistura de sólidos é relativamente pobre. Em consequência, a mistura a montante na fase densa resulta pouco significativa. Em casos de distribuição de tamanhos alargada, é provável que ocorra segregação das partículas maiores, mesmo quando as velocidades são elevadas. O valor do número de Reynolds das partículas, Re_p , assim definido,

$$Re_p = \frac{\rho_f U_{mf} d_p}{\mu}$$

(2. 20)

podendo ser elevado (> 1000), explica o motivo pelo qual, com partículas de certos materiais, se verifica um certo desgaste por atrito e a consequente rápida elutriação dos finos produzidos.

Perto do distribuidor aparecem vazios horizontais. Se se tratar de uma coluna estreita, estes vazios podem estender-se a toda a secção e provocar um escoamento tipo pistão que termina quando as bolhas tubulares rebentam perto da superfície do leito; em colunas de maiores dimensões, estes vazios dividem-se em bolhas que parecem crescer sem coalescência, ganhando gás que retiram à fase densa na vizinhança. A quebra das bolhas tubulares estará consumada quando se atingirem os 3 m/s, e com ela estar-se-á em pleno regime turbulento (Geldart, 1986). O tamanho das bolhas é semelhante ao das do Grupo B, para as mesmas alturas e os mesmos valores de $(U_0 - U_{mf})$. Quando o distribuidor possui apenas um orifício, colocado no eixo do leito, é possível criar leitos em jorro mesmo quando a altura é apreciável.

A Tab. 2. 2 apresenta uma síntese das várias propriedades e características das partículas descritas para os quatro grupos de Geldart.

Tab. 2. 2- Resumo das propriedades dos Grupos de Geldart (Geldart, 1986)

Grupo		C	A	B	D
Características		Coesivas, difíceis de fluidizar	Gama de fluidização com ausência de bolhas	Bolhas aparecem com U_{mf}	Sólidos grosseiros
Propriedades	Tipo de sólidos	Farinha, cimento	Catalizador de 'cracking'	Areia de construção, sal de mesa	Cal esmagada, grãos de café
1.	Expansão do leito	Reduzida quando surgem canais, elevada quando fluidizada	Elevada	Moderada	Baixa
2.	Taxa de arejamento	Exponencial (inicialmente rápida)	Baixa, linear	Rápida	Rápida
3.	Bolhas	Inexistência de bolhas; canais e fissuras	Domínio da quebra e da coalescência; existência de tamanho máximo; esteira extensa	Sem limitação de tamanho	Tamanho máximo desconhecido; esteira reduzida
4.	Mistura de sólidos	Muito baixa	Alta	Moderada	Baixa
5.	Contra mistura de gás	Muito baixo	Alto	Moderada	Baixa
6.	Bolhas tubulares	Bolhas tubulares sólidas	Axisimétricas	Axisimétricas, assimétricas	Bolhas tubulares sólidas, de parede e

					vazios horizontais
7.	Fluidização em jorro	Não	Apenas em leitos muito rasos	Apenas em leitos rasos	Sempre, mesmo em leitos profundos

Tab. 2. 2 (cont.) - Resumo das propriedades dos Grupos de Geldart (Geldart, 1986)

Grupo		C	A	B	D
Efeitos nas propriedades 1. a 7. de:	Diâmetro médio das partículas (no interior do grupo)	Coessão aumenta com a diminuição de d_p	Propriedades aumentam com a diminuição do tamanho	Propriedades aumentam com a diminuição do tamanho	Desconhecidos
	Distribuição de tamanhos	Desconhecida	Aumentam aumentando a fracção inferior a 45 μm	Nenhuns	Aumenta a segregação
	Aumento da pressão, da temperatura, da viscosidade e da densidade	Provavelmente aumentam (Grace, 1994, Kunii e Levenspiel, 1991)	Aumentam	Incertos	Incertos

2.4.5 Fronteira CA

No que respeita às fronteiras que demarcam os vários grupos, Molerus (1982) propôs um critério semi-empírico de demarcação entre os grupos C e A. Este critério resultou de um balanço feito entre as forças de coessão e as forças hidrodinâmicas, estabelecendo que as partículas pertencerão ao Grupo C se:

$$\left[\frac{(\rho_p - \rho_f) d_p^3 g}{F_H} \right]_{CA} < 10^{-3} \quad (2. 21)$$

em que F_H é a força de adesão transmitida num único contacto entre duas partículas adjacentes. A sua grandeza depende da geometria da superfície das partículas em contacto, da dureza do material e do tipo de forças dominantes- forças de van der Walls, de capilaridade ou de adsorsão do

gás- e ainda segundo Molerus (1982) pode tomar valores entre $8,8 \cdot 10^{-8}$ N (para materiais duros) e $3,7 \cdot 10^{-7}$ N (para materiais macios).

Com os mesmos pressupostos, Wong (1983) estabeleceu um critério semelhante para a inclusão de partículas no Grupo C:

$$\left[\frac{\rho_f^{0,06} d_p^2 \mu^{0,653}}{F_H} \right]_{CA} < 2,72 \cdot 10^{-6} \quad (2. 22)$$

Ambas as equações indicam que, com o aumento de F_H , ou seja, com uma diminuição da dureza dos sólidos, o grupo C se estende para partículas maiores. É o significado da área a tracejado da Fig. 2. 7, uma vez que partículas de baixa densidade, como os plásticos, tendem a ser macios, enquanto que materiais de densidade elevada, como os metais, tendem a ser duros.

2.4.6 Fronteira AB

A principal diferença entre os Grupos A e B tem a ver com o aparecimento (ou não) de bolhas para valores de velocidade iguais a, ou próximos de, U_{mf} (se se registar um grande aumento de volume antes do aparecimento das bolhas, as partículas pertencerão ao Grupo A), ou seja:

$$\frac{U_{mb}}{U_{mf}} \geq 1 \quad (2. 23)$$

A perda de carga dum leito fluidizado pode ser estimada, para valores de U_0 próximos de U_{mf} , pelo quociente entre o peso das partículas e a secção do volume em que se encontram confinadas:

$$\Delta P_{mf} = \frac{m_p g}{A} \quad (2. 24)$$

Na impossibilidade de determinar a massa de partículas, m_p , que se encontra no leito, ou tendo em conta a facilidade em medir a altura H deste, entrando em linha de conta com a impulsão, a Eq. (2. 24) pode escrever-se:

$$\frac{\Delta P_{mf}}{H} = (\rho_p - \rho_f)g(1 - \varepsilon_{mf}) \quad (2. 25)$$

Se tomarmos a equação de Ergun (1952), com uma correcção ao grau de esfericidade das partículas, ϕ_s ,

$$\frac{\Delta P}{H} = 150 \frac{(1 - \varepsilon)^2}{\varepsilon^3} \frac{\mu U_0}{(\phi_s d_p)^2} + 1,75 \frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon^3} \frac{\rho_f U_0^2}{\phi_s d_p} \quad (2. 26)$$

e rearranjarmos igualando-a à Eq. (2. 25), simplificando obtém-se:

$$\frac{\rho_f (\phi_s d_p)^3 (\rho_p - \rho_f)g}{\mu^2} = 150 \frac{(1 - \varepsilon_{mf})}{\varepsilon_{mf}^3} \frac{\rho_f (\phi_s d_p)}{\mu} U_{mf} + 1,75 \frac{1}{\varepsilon_{mf}^3} \left(\frac{\rho_f \phi_s d_p}{\mu} \right)^2 U_{mf}^2 \quad (2. 27)$$

onde se tomam para as variáveis da velocidade e da porosidade os valores que estas assumem no ponto de mínima fluidização.

As variáveis do primeiro membro da Eq. (2. 27) representam um grupo adimensional conhecido por número de Arquimedes, Ar,

$$Ar = \frac{\rho_f (\rho_p - \rho_f)g d_p^3}{\mu_f^2} \quad (2. 28)$$

ou, para outros autores, por número de Galileu, Ga. Trabalhando a partir de dados experimentais, Wen e Yu (1966a) correlacionaram as constantes da Eq. (2. 27) com as porosidades e obtiveram:

$$Ar = 1650 Re_{mf} + 24,5 Re_{mf}^2 \quad (2. 29)$$

em que o número de Reynolds para as condições de mínima fluidização, Re_{mf} , foi definido do mesmo modo que Re_p , Eq. (2. 20), ou seja:

$$Re_{mf} = \frac{\rho_f U_{mf} d_p}{\mu} \quad (2. 30)$$

Geldart (1986) rearranjou a Eq. (2. 29), por forma a obter um meio de determinação de U_{mf} para partículas de diâmetro superior a 100 μm :

$$U_{mf} = \frac{\mu}{\rho_f d_p} \left[(1135,7 + 0,0408 Ar)^{\frac{1}{3}} - 33,7 \right] \quad (2. 31)$$

Para partículas com diâmetro inferior a 100 μm , a equação seguinte, conhecida como a equação de Baeyens (Geldart e Abrahamsen, 1981):

$$U_{mf} = \frac{(\rho_p - \rho_f)^{0,934} g^{0,934} d_p^{1,8}}{1111 \mu^{0,87} \rho_f^{0,066}} \quad (2. 32)$$

dá um excelente ajuste aos dados experimentais de Geldart e Abrahamsen (1981). Os mesmos autores (Geldart e Abrahamsen, 1980) correlacionaram dados experimentais com as propriedades do gás e das partículas de modo a obter uma expressão para a velocidade mínima de borbulhamento, U_{mb} :

$$U_{mb} = 2,07 e^{0,716F} \frac{d_p \rho_f^{0,06}}{\mu^{0,347}} \quad (2. 33)$$

em que F representa a fracção de sólidos de diâmetro inferior a 45 μm .

Substituindo as Eqs (2. 32) e (2. 33) em (2. 23) obtém-se:

$$\frac{2300 \rho_f^{0,126} \mu^{0,523} e^{0,716F}}{d_p^{0,8} g^{0,934} (\rho_p - \rho_f)^{0,934}} \geq 1 \quad (2. 34)$$

Para ar nas condições normais de pressão e temperatura, se fizermos $F=0,1$ e desprezarmos ρ_f relativamente a ρ_p , a Eq. (2. 34) reduz-se a:

$$[\rho_p^{0,934} d_p^{0,8}]_{AB} \leq 1$$

(2. 35)

onde o subscrito AB representa a linha de demarcação entre os Grupos A e B; a Eq. (2. 35), quando representada no gráfico da Fig. 2. 7, coincide com a linha de demarcação entre os referidos grupos. Com resultados idênticos e para as mesmas condições, Geldart (1973) sugeriu a seguinte correlação:

$$[(\rho_p - \rho_f)^{1,17} d_p]_{AB} = 0,906 \quad (2. 36)$$

Se se mantiverem constantes as propriedades físicas das partículas, a Eq. (2. 34) indica que, para um aumento de temperatura ou de pressão, ou para uma alteração das propriedades do gás que conduzam a um aumento do produto $\rho_f^{0,126} \mu^{0,523}$, U_{mb} se vai afastar cada vez mais de U_{mf} .

Também a Eq. (2. 36) pode ser modificada de modo a possibilitar a sua aplicação a pressões e temperaturas mais elevadas, bem como a outros gases, de acordo com a seguinte equação proposta por Grace (1986):

$$Ar_{AB} = 1,03 \cdot 10^6 \left(\frac{\rho_p - \rho_f}{\rho_f} \right)^{-1,275} \quad (2. 37)$$

2.4.7 Fronteira BD

Um dos critérios que podem ser utilizados para a determinação da fronteira entre as partículas dos grupos B e D baseia-se no modo como se faz o curto-circuito do gás à fase densa.

Em sistemas que utilizam partículas de pequenas dimensões, só as bolhas mais pequenas se deslocam mais lentamente do que o gás do escoamento intersticial. Em todas as outras bolhas, portanto, o gás tende a ficar no seu interior. Em sistemas constituídos por partículas de maiores dimensões, só as bolhas maiores possuem uma velocidade superior à velocidade intersticial do gás. Todas as outras bolhas são lentas quando comparadas com o gás que as rodeia e que, em virtude disso, as vai atravessar, curto-circuitando o trajecto no interior da fase densa, ao entrar pelo fundo da bolha e saindo pelo topo. É lícito pensar-se que, em sistemas com partículas dos Grupos B e D, se está perante um *continuum*, devido ao facto de o curto-circuito do gás depender não apenas de U_{mf} mas também da velocidade das bolhas e, portanto, do seu tamanho.

O tamanho das bolhas depende da quantidade de gás em excesso da que passa na fase densa e da altura a que se encontram do distribuidor; assim, num leito fluidizado de grandes di-

mensões, com uma profundidade significativa, perto do distribuidor vai haver bolhas pequenas deslocando-se lentamente (a menor velocidade do que U_f), enquanto que longe do distribuidor as bolhas vão ser maiores e mais rápidas. De um modo mais simples, escolhendo um tamanho de bolha pode determinar-se a combinação entre o diâmetro da partícula e a sua densidade que faça com que as bolhas de diâmetro inferior ao escolhido subam mais rapidamente do que U_f .

Foi com base neste pressuposto que, para o estabelecimento da fronteira entre os Grupos B e D, Grace (1986) considerou como características determinantes o comportamento das bolhas, quer para as partículas do Grupo B, em que a velocidade de ascensão daquelas é superior à velocidade intersticial do gás,

$$U_{bB} > U_f \tag{2.38}$$

quer para as partículas do Grupo D, em que sucede o contrário:

$$U_{bD} < U_f \tag{2.39}$$

Igualando a velocidade de subida das bolhas e a velocidade intersticial do gás, Grace (1986) obteve a seguinte expressão para a transição B-D, para $(\rho_p - \rho_f) / \rho_f > 219$:

$$Ar_{BD} = 1,581 \cdot 10^7 \frac{\frac{\rho_f}{\rho_p - \rho_f}}{\left(1 - \frac{219\rho_f}{\rho_p - \rho_f}\right)^2} \tag{2.40}$$

2.5 Estabelecimento de regimes em função do tipo de partículas e caracterização de padrões de escoamento.

A classificação de regimes na fase densa baseia-se no comportamento das bolhas. É habitual incluir-se na fluidização na fase densa a fluidização particulada ou suave, a borbulhante ou agregativa e a turbulenta. Uma abordagem mais genérica incluirá também nesta classificação os regimes (ou modos de operação) de bolhas tubulares, de fluidização em jorro e em canais.

No regime particulado os limites são a velocidade mínima de fluidização e a velocidade mínima de borbulhamento. Neste regime todo o gás passa pelos espaços intersticiais entre as partículas fluidizadas sem que se cheguem a formar bolhas. É apenas possível atingir este regime

quando se utilizam partículas do Grupo A numa gama de velocidades bem determinada. Para partículas grosseiras (Grupos B e D), as bolhas surgem logo que se atinge U_{mf} . Estas induzem um movimento vigoroso das partículas, dando-se quer a coalescência quer a quebra das bolhas. À medida que se aumenta a velocidade, a tendência para a coalescência acentua-se. Nesta fase é visível a distinção entre a fase densa e a fase de bolhas. O regime turbulento atinge-se quando a velocidade do gás faz com que o regime borbulhante desapareça, dando lugar a uma mistura mais rarefeita devido à redução acentuada da presença de bolhas grandes. Esta redução traduz a influência, agora determinante, da quebra das bolhas. A fase densa e a fase de bolhas não se distinguem, a suspensão passa a aparentar grande uniformidade e a superfície do leito torna-se difusa.

Quando o leito tem um diâmetro reduzido (e/ou uma razão altura/diâmetro baixa), o crescimento das bolhas faz com que atinjam, a dada altura, uma dimensão da ordem do diâmetro do leito. Estar-se-á então numa fase designada por regime (ou modo de operação) de bolhas tubulares, que constitui um caso particular do regime borbulhante. Também aqui, aumentando a velocidade, a quebra das bolhas tubulares conduzirá ao regime turbulento.

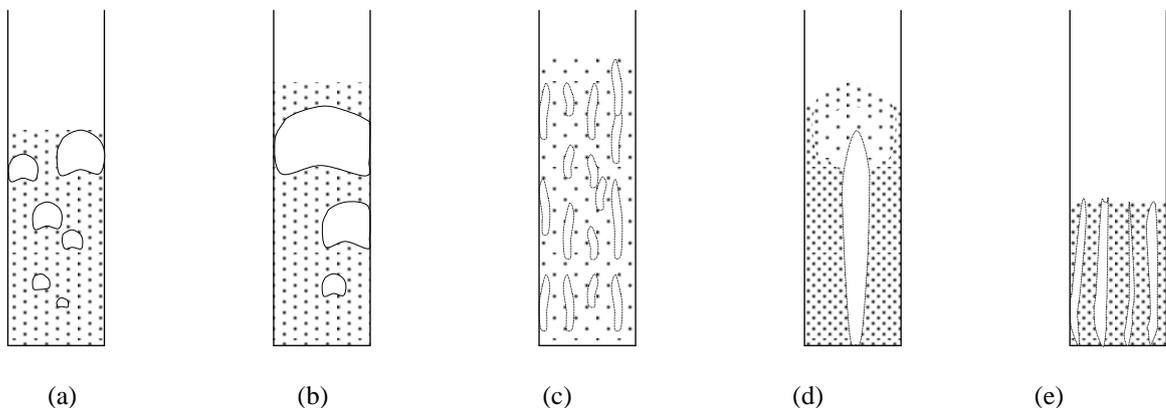


Fig. 2. 11- Regimes e padrões de escoamento em fluidização na fase densa: (a) borbulhante, (b) bolhas tubulares, (c) turbulenta, (d) em jorro e (e) em canais.

Noutras situações, características de leitos constituídos por partículas do Grupo D, a injeção do gás é feita segundo a vertical através de um orifício de dimensões reduzidas. Se a velocidade resultante for elevada, o jacto que se forma terá um comprimento apreciável, podendo produzir um arrasto através de toda a altura do leito e criando uma zona de escoamento axial muito diluída onde as partículas são transportadas até à superfície livre do leito. Este movimento ascendente é compensado pelo retorno das partículas pelo espaço anelar envolvendo o jorro, limitado pelas paredes do leito, criando-se assim um padrão de circulação de sólidos cujas linhas

principais são relativamente bem definidas quando comparado com o regime borbulhante ou turbulento.

O estabelecimento de canais, zonas de escoamento preferencial que empobrecem ou anulam a qualidade de fluidização do restante volume do leito, é característico de partículas do Grupo C. Neste grupo as forças interpartículas são importantes e provocam efeitos de agregação que resultam na formação de canais que se estendem do distribuidor até à superfície do leito.

Como complemento ao diagrama de Geldart, Grace (1986) propôs um outro diagrama referente às fases ou regimes de fluidização, baseando-se num trabalho anterior de Reh (1968). Inclui as contribuições de van Deemter (1980), Horio *et al.* (1986) e Čatipović (1978), e permite uma primeira identificação dos resultados combinados entre as velocidades do gás e as propriedades das partículas. Esta relação é expressa através do número de Arquimedes, Ar , e de uma razão Re/C_D .

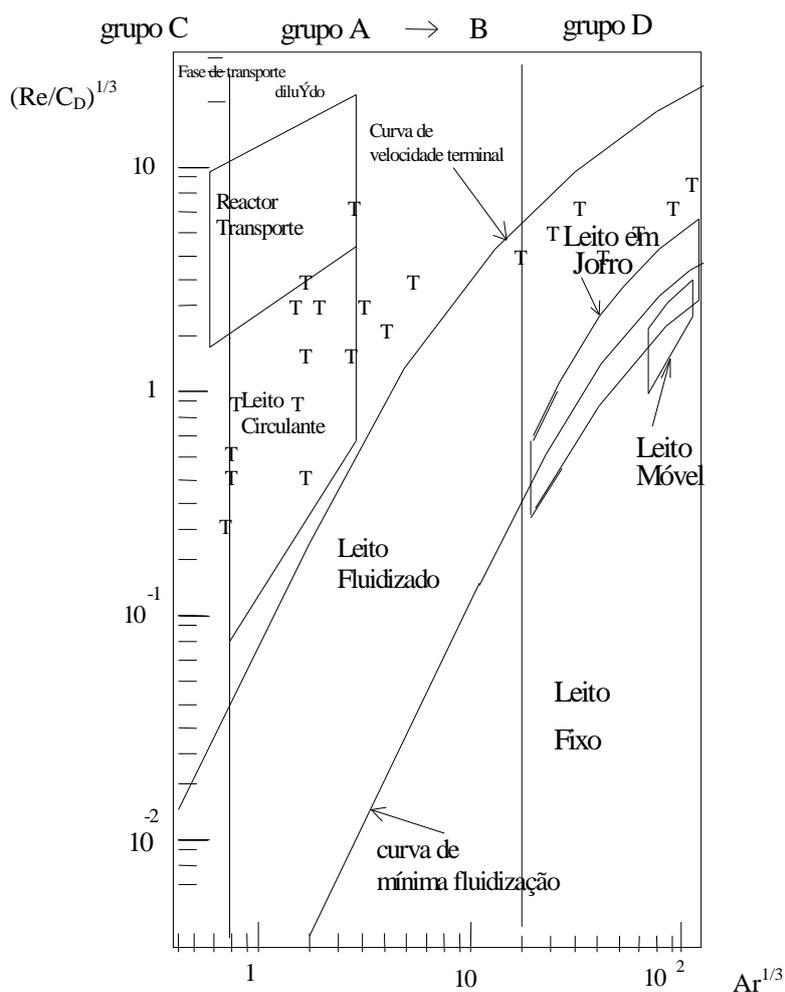


Fig. 2. 12- Diagrama de regimes para sistemas de fluidização, segundo o tipo de partículas e de velocidades superficiais utilizadas (Grace, 1986; as letras ‘T’ indicam o início da fluidização turbulenta, de acordo com medições de Lanneau, 1960, Kehoe e Davidson, 1971, Carotenuto *et al.*, 1974, Staub e Canada, 1978, Turner, 1978, Avidan, 1980, Li e Kwauk, 1980, e Abed, 1984).

As alterações no modo de contacto gás-sólido, para os quatro grupos de partículas, com o aumento de velocidade, estão também esquematizadas por Kunii e Levenspiel (1991) de um modo bastante compreensível na Fig. 2. 13:

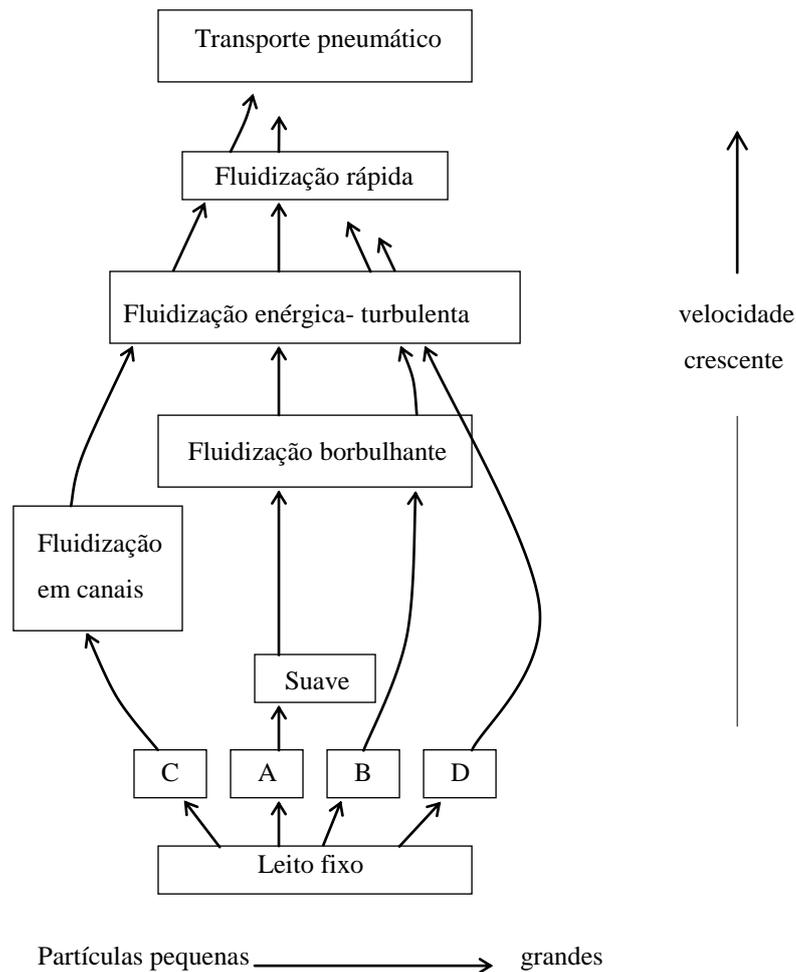


Fig. 2. 13- Variações dos regimes de fluidização com o aumento da velocidade, para os vários grupos de partículas (Kunii e Levenspiel, 1991).

Ou por Fan e Zhu (1998):

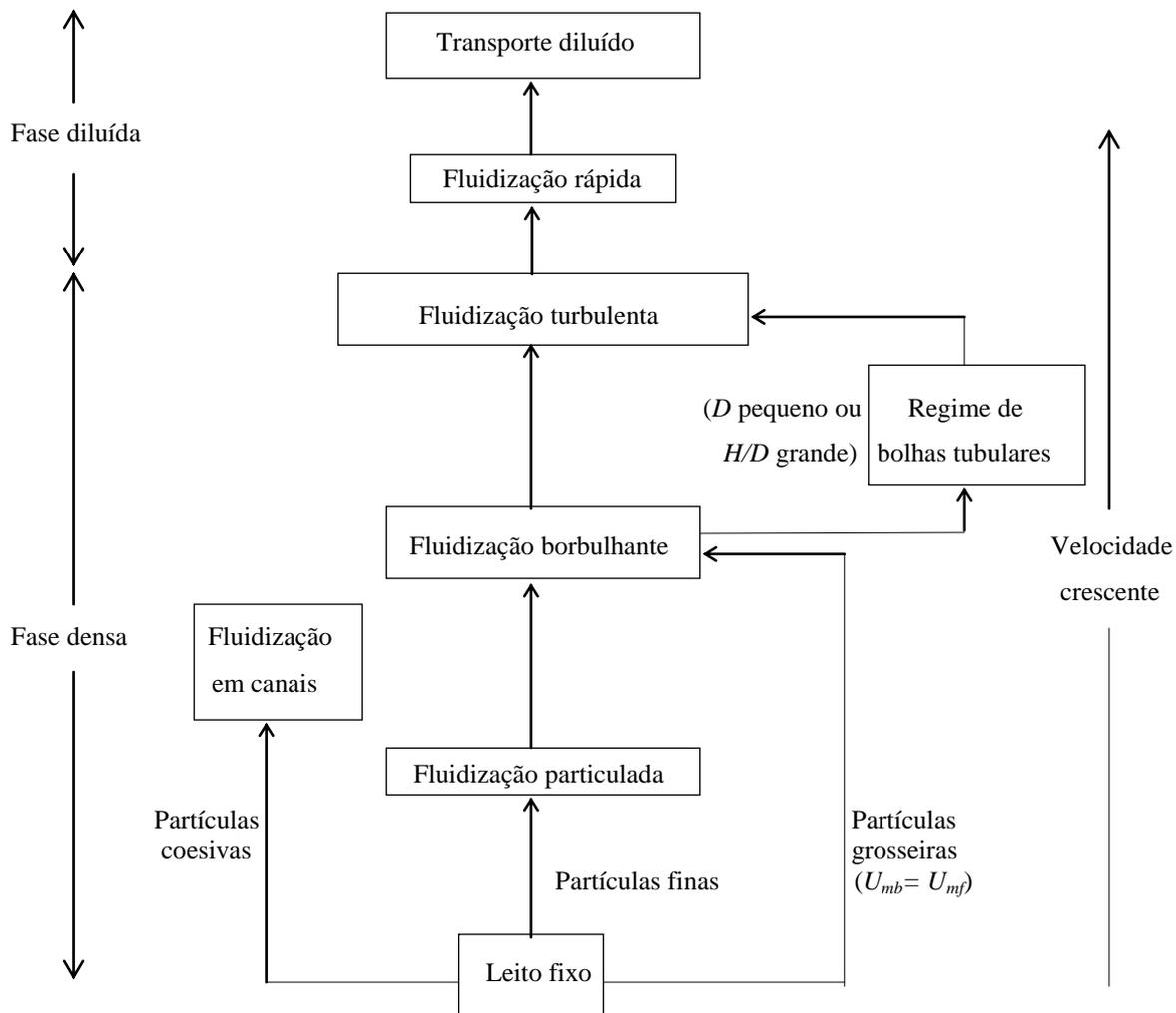


Fig. 2. 14- Variações dos regimes de fluidização com o aumento da velocidade, para os vários tipos de partículas (Fan e Zhu,1998).

Apesar de toda a investigação realizada, ainda não é possível estender automaticamente as teorias desenvolvidas com base num tipo de partículas a outros grupos. Em segundo lugar, embora os ensaios atmosféricos a frio sejam importantes, a influência da pressão e da

temperatura podem alterar, de um modo determinante, o tipo de comportamento das partículas, sobretudo quando se encontram na proximidade de uma fronteira entre grupos.

2.5.1 Fluidização borbulhante

2.5.1.1 Comportamento de bolhas isoladas

O comportamento de uma emulsão gás-sólido é semelhante em muitos aspectos ao de um líquido onde há gás a borbulhar. As semelhanças existem na forma das bolhas, quase esféricas quando pequenas, achatando-se à medida que vão crescendo, na velocidade de subida (as mais pequenas são mais lentas), na coalescência e nos efeitos provocados pela presença das paredes do leito/recipiente.

Davies e Taylor (1950) descreveram a velocidade de subida de uma bolha isolada num meio líquido infinito (para afastar os efeitos de parede) por meio de uma relação simples com o seu diâmetro:

$$U_{br} = \frac{2}{3} \sqrt{gR_n} \quad (2.41)$$

em que R_n é o raio de curvatura do nariz da bolha, suposta esférica.

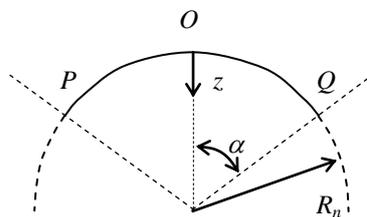


Fig. 2. 15- Modelo de bolha com calote esférica com raio R_n .

Posteriormente, experiências efectuadas por Davidson *et al.* (1959), Harrison e Leung (1962), Reuter (1963), Rowe *et al.* (1965) e Toei *et al.* (1965) permitiram a obtenção de uma expressão mais aproximada:

$$U_{br} = 0,711\sqrt{gd_b} \tag{2.42}$$

em que d_b é o diâmetro da esfera com o mesmo volume da bolha de calote esférica. Não tendo sido contabilizados os efeitos de parede, considera-se uma limitação na sua aplicação em termos de diâmetro do leito, D_l , de tal modo que:

$$\frac{d_b}{D_l} < 0,125 \tag{2.43}$$

Já Wallis (1969) tomou aqueles efeitos em consideração, chegando à expressão:

$$U_{br} = 0,711\sqrt{gd_b} \left(1,2e^{-1,49\frac{d_b}{D_l}} \right) \tag{2.44}$$

com uma limitação na aplicação da expressão no intervalo:

$$0,125 < \frac{d_b}{D_l} < 0,6 \tag{2.45}$$

2.5.1.1.1 Escoamento em torno de bolhas singulares

O modelo de Davidson

A importância do modelo de Davidson e Harrison (1963) permanece indiscutível, passadas quase quatro décadas sobre a sua publicação, quer pelo carácter pioneiro, quer pela

elegância e simplicidade. E é concerteza esta última que faz com que continue sendo utilizado como base para a aproximação ao fenómeno da fluidização na fase densa.

O problema em consideração é o do movimento de um fluido invíscido incompressível, que se escoia numa corrente uniforme com a velocidade U , ao longo de uma esfera. O movimento é definido por dois princípios físicos, a saber:

i) a equação da continuidade, obtida a partir de um balanço de massa a um elemento fixo no espaço, e,

ii) o pressuposto de que o fluido em consideração tem viscosidade zero, o que faz com que cada elemento de fluido esteja livre de tensões de corte e, assim, não possa adquirir velocidade angular (designando-se o escoamento de irrotacional).

O modelo foi desenvolvido para leitos de duas e três dimensões, e leva em consideração o movimento dos sólidos, o movimento do fluido e a distribuição de pressões na vizinhança da bolha. Baseia-se nos seguintes postulados:

1. Uma bolha de gás não contém sólidos no seu interior e possui uma forma circular.
2. À medida que a bolha sobe, as partículas do leito afastam-se, como se se tratasse de um fluido incompressível e invíscido, de massa volúmica aparente, ρ_e , igual a:

$$\rho_e = \overline{\rho_p + \rho_f} = \rho_p(1 - \varepsilon_{mf}) + \rho_f \varepsilon_{mf} \quad (2.46)$$

3. O fluido escoia-se através da fase densa como se de um fluido viscoso incompressível se tratasse. A velocidade relativa entre o gás e as partículas respeita a lei de D'Arcy, pelo que:

$$(U_f - U_p)_x = -K \frac{\partial P}{\partial x} \quad (2.47)$$

São ainda consideradas as seguintes condições fronteira:

- i) longe da bolha o gradiente de pressões não é perturbado, sendo obtido por meio da Eq. (2.47);
- ii) a pressão no interior da bolha é constante.

2.5.1.1.2 Bolhas rápidas e bolhas lentas

Esta dependência linear, estabelecida pelo modelo de Davidson, entre as linhas de corrente do gás no interior e em torno das bolhas, e as velocidades intersticial da emulsão e relativa de subida da bolha, leva a que se definam vários padrões de escoamento, traduzidos pela caracterização relativa das bolhas nas seguintes situações:

Bolhas lentas ($U_{br} < U_f$)

Neste caso, o gás desloca-se nos interstícios entre as partículas a uma velocidade superior à velocidade de subida da bolha. Isto faz com que o gás utilize a bolha como um caminho de menor resistência à sua passagem, curto-circuitando a fase densa ao entrar pelo fundo da bolha e ao sair pelo topo.

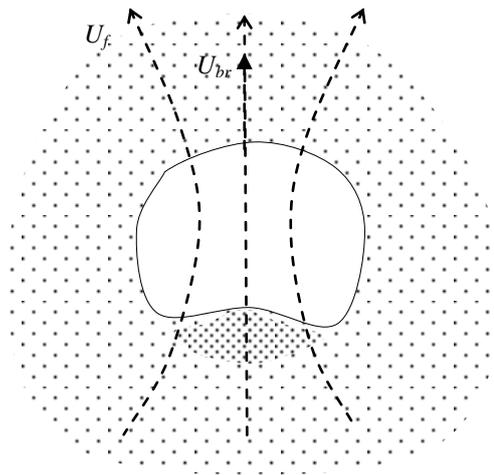


Fig. 2. 16- Bolha lenta, $U_{br} < U_f$.

Bolhas estáticas ($U_{br} = U_f$)

O gás desloca-se com a bolha. Da análise das Eqs. (2.65) ou (2.67) percebe-se que, nesta situação, as bolhas vão estar envolvidas por nuvens muito espessas. Não há movimento relativo entre as bolhas e o gás, sendo o percurso deste semelhante ao descrito seguidamente para o caso das bolhas rápidas

Bolhas rápidas ($U_{br} > U_f$)

O gás desloca-se agora a uma velocidade intersticial inferior à velocidade de subida da bolha. Também nesta situação entra pelo fundo da bolha e sai pelo topo. Contudo, ao sair para a fase densa, vai encontrar um meio em que a velocidade é menor, atrasando-se assim

relativamente à bolha, é aspirado e reentra pela zona da esteira para o fundo da bolha. É a esta região em torno da bolha, correspondente ao percurso em que se dá a recirculação do gás, composta por uma mistura de gás e partículas de densidade aparente inferior à da fase densa, que se chama a nuvem. O restante gás existente no leito não se mistura com o que circula em torno da bolha rápida, antes se desviando à medida que ela vai passando. A espessura de uma nuvem de uma bolha rápida vai diminuindo à medida que aumenta a velocidade da bolha, como se viu anteriormente, Eqs. (2. 9) ou (2. 11), o que faz com que o gás passe em parte pela bolha, em parte pela nuvem.

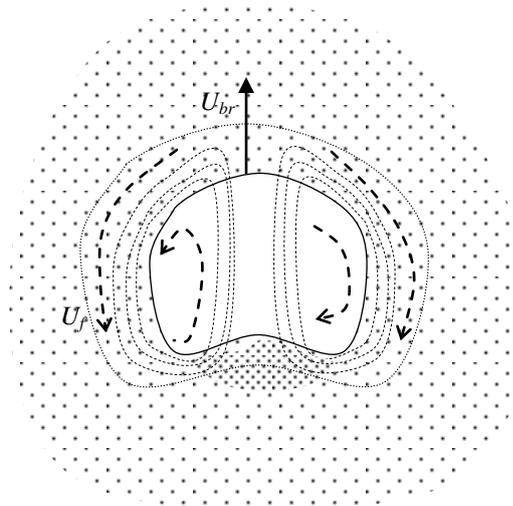


Fig. 2. 17- Bolha rápida, $U_{br} > U_f$.

Quando a velocidade da bolha é significativamente maior do que a velocidade intersticial, a espessura da nuvem torna-se de tal modo reduzida que se pode considerar que a quase totalidade do gás se move no interior da bolha.

Quando sucede o contrário, ou seja, quando é a velocidade intersticial que é significativamente superior à velocidade da bolha, a bolha resultante não possui nuvem, ou melhor, já não faz sentido falar em nuvem, sendo então a bolha atravessada pelo gás da emulsão, como se representa na Fig. 2. 16.

Bolhas com nuvens são típicas de partículas dos Grupos A e B. Leitos com partículas do Grupo D possuem bolhas sem nuvens.

2.5.1.1.3 Outros modelos

Estabelecendo postulados semelhantes aos do modelo de Davidson, Colins (1965) e Stewart (1968) utilizaram bolhas em forma de rim, com uma redução no volume da base correspondente à esteira. Jackson (1963) manteve a forma esférica mas permitiu que a porosidade da emulsão variasse. O mesmo aconteceu com o modelo desenvolvido por Murray (1965).

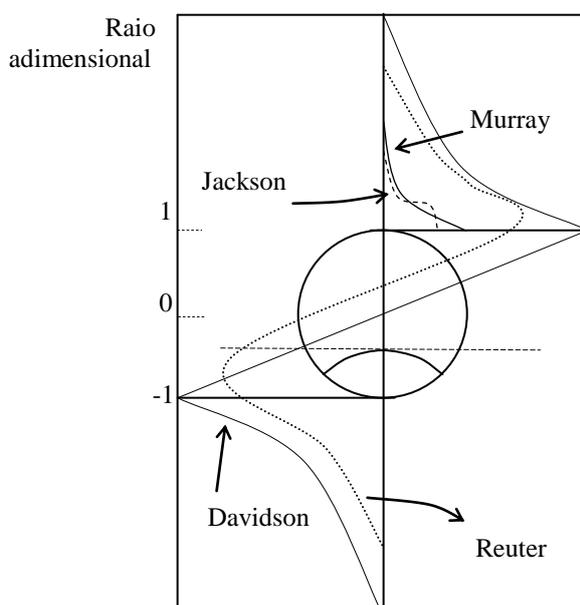
2.5.1.1.4 Comparação dos modelos com os resultados experimentais

A existência de uma nuvem envolvendo as bolhas rápidas foi confirmada por Rowe *et al.* (1964) através de fotografias de bolhas de dióxido de azoto num leito bidimensional. A forma desvia-se da prevista no modelo de Davidson na base da bolha. Para as bolhas lentas, as mesmas fotografias de Rowe *et al.* (1964) confirmam a inexistência de nuvem e a passagem de gás.

Quanto à espessura da nuvem, os resultados experimentais obtidos por Lignola *et al.* (1983) e Hatano e Ishida (1984) na medição da zona do nariz da bolha, revelam uma dispersão demasiado elevado para que se possam obter conclusões sobre qual o modelo que melhor se ajusta aos dados. O modelo de Davidson, no entanto, produz uma espessura muito superior às medições efectuadas relativamente aos outros modelos.

Quanto à presença de sólidos no interior das bolhas, que o modelo de Davidson postulou como inexistente, Toei *et al.* (1965), Hiraki *et al.* (1965) e Kobayashi *et al.* (1965) encontraram de 0,2 a 1 % de sólidos por volume.

A distribuição de pressões calculada a partir do modelo de Davidson está representada na Fig. 2. 18, sendo bastante aproximada aos resultados obtidos experimentalmente por Reuter (1963a, b).



-1 0 +1
Diferença de pressão adimensional

Fig. 2. 18- Distribuição de pressões na vizinhança de uma bolha tridimensional em movimento ascensional (Stewart, 1968).

O perfil indica um máximo da pressão na zona do nariz e um mínimo na base, na zona da esteira. É esta pressão baixa que promove a coalescência das bolhas, ao aspirar as bolhas mais pequenas que se aproximam da zona da esteira. O facto de o modelo de Davidson considerar as bolhas esféricas, distante da forma de rim observada, representa a sua principal dificuldade no ajuste da pressão prevista nesta zona da esteira. Para além destes factores, apresenta uma vantagem esmagadora sobre os outros modelos: a simplicidade.

2.5.1.2 Comportamento de bolhas múltiplas

2.5.1.2.1 Formação (bolhas e jactos)

Bolhas

Uma explicação para a origem das bolhas em leitos fluidizados foi inicialmente abordada por Rice e Wilhelm (1958). Eles demonstraram que a superfície inferior dum leito, se suportado apenas por uma corrente de gás, é instável. A sua análise previa que uma perturbação nessa superfície de suporte teria tendência a crescer, sendo função da massa volúmica e da viscosidade, efectivas, da emulsão.

Podem considerar-se duas situações tipo para a formação das bolhas: pressão constante e caudal constante. Ao formar-se uma bolha na extremidade superior de um orifício, a pressão no seu interior vai diminuindo à medida que a bolha vai crescendo. Essa redução da pressão deve-se quer à deslocação do seu centro de massa para cima, quer à redução da pressão capilar, $2\sigma_{sup}/r$, sendo σ_{sup} a tensão superficial e r o raio.

Devido às flutuações de pressão, fruto da intermitência/frequência de formação das bolhas, o caudal de gás vai variar. Se a queda de pressão entre a zona de aproximação ao distribuidor e o orifício for muito elevada, as flutuações de pressão devido à formação das bolhas serão de uma ordem de grandeza muito inferior à da perda de carga do distribuidor. Nesse caso o caudal pode considerar-se constante. Se o volume do “reservatório” situado a montante do distribuidor for suficientemente elevado quando comparado com o volume das bolhas que se estão a formar, estaremos perante o outro caso limite, o de pressão constante.

Existem vários modelos que pretendem descrever o processo de formação das bolhas, tendo todos eles partido da observação de uma sucessão de acontecimentos, muitas vezes registados fotograficamente, para procurarem uma explicação. Todos dependem igualmente de um balanço de forças para previsão de um ou mais estados da formação das bolhas. Uma divisão importante surge, no entanto, quando se trata de definir um único mecanismo, pelo qual a bolha cresce suavemente até se desprender do orifício (o que acontece quando a sua base deixa o orifício ou quando a impulsão se torna superior às forças que a retêm), ou dois mecanismos, em que se presume que há uma alteração a partir do momento em que a bolha se desprende, e passa a ser alimentada por uma língua de gás que se estende desde o orifício que a originou.

A formação das bolhas é então um fenómeno de relativa complexidade. Para condições intermédias, ou seja, que nem são de pressão nem de caudal constante, o volume de uma bolha em formação será função dos seguintes factores,

$$V = f(\bar{Q}_{or}, d_{or}, \rho, \mu, \sigma_{sup}, \rho_p, \mu_p, K, V_{rs}, g, H) \quad (2.48)$$

em que \bar{Q}_{or} representa o caudal volúmico médio através dos orifícios, K uma constante que vai depender do tipo de orifício, V_{rs} o volume do reservatório a montante do distribuidor e H a altura do leito.

Não considerando nem as propriedades da fase sólida nem variações dos valores de K , V_{rs} e H para condições de caudal volúmico Q_{or} constante, a Eq. (2.48) pode rescrever-se em termos de um volume de bolha adimensionalizado, V^+ :

$$V^+ = f(Q_{or}^+, \mu^+) \quad (2.49)$$

em que Q_{or}^+ é o caudal volúmico adimensionalizado,

$$Q_{or}^+ = \left(\frac{\rho}{d_{or} \sigma_{sup}} \right)^{\frac{5}{6}} g^{\frac{1}{3}} Q_{or} \quad (2.50)$$

μ^+ uma viscosidade adimensional,

$$\mu^+ = \frac{\mu}{\sqrt{\rho d_{or} \sigma_{sup}}} \quad (2.51)$$

Ao tratarem a fase densa como um fluido incompressível e invíscido, Davidson e Schüler (1960) chegaram a uma expressão para o volume inicial da bolha,

$$V_+ = k(Q_{or}^+)^{\frac{6}{5}} \quad (2.52)$$

com k a tomar um valor de 1,378 para velocidades elevadas de fluidos pouco viscosos e 6,48 para velocidades intermédias de fluidos viscosos, sendo que nesta expressão não se verifica uma dependência explícita do diâmetro do orifício, d_{or} .

Bolhas- região de entrada no leito

Placas porosas

Para um caudal de gás uniforme, forma-se uma zona de expansão gás-sólido muito instável logo após o distribuidor. A separação entre a emulsão e as inúmeras pequenas bolhas que imediatamente se formam tem lugar poucos milímetros após o distribuidor. Ao subirem no leito, estas bolhas rapidamente crescem e coalescem (Werther, 1978), tal como representado na Fig. 2. 19(a).

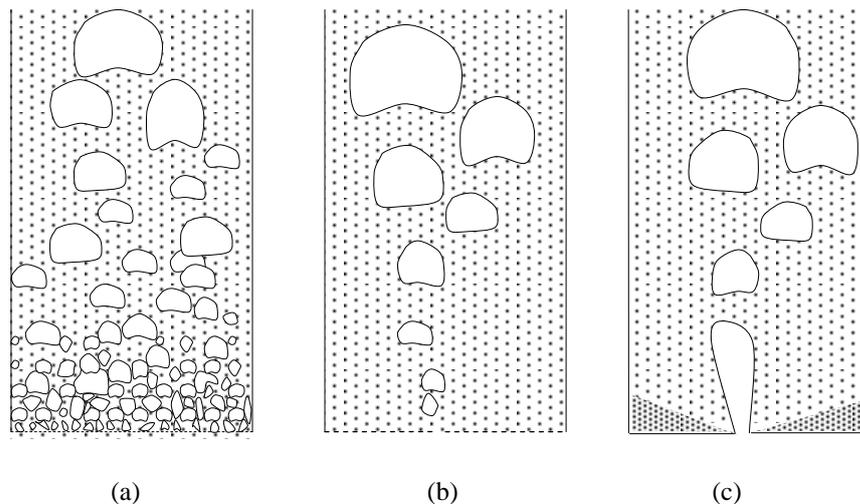


Fig. 2. 19- Padrões de formação de bolhas imediatamente acima do distribuidor (Kunii e Levenspiel, 1991): (a) placa porosa; (b) placa com um orifício alimentado separadamente; (c) placa perfurada.

O mesmo leito, mantido agora em condições de fluidização incipiente, revelará um comportamento semelhante ao representado na Fig. 2. 19(b) se se introduzir uma quantidade de gás adicional através de um único orifício.

Placas perfuradas

Utilizando este tipo de distribuidor haverá lugar à formação de jactos, tal como representado na Fig. 2. 19(c). A diferença mais sensível entre esta situação e a anterior (Fig. 2. 19(b)),

para lá da presença dos jactos, reside na existência, de uma camada não-uniforme de partículas que se mantêm fixas nos intervalos dos orifícios. Esta situação foi estudada por Wen *et al.* (1978), tendo concluído que ela se reduz com o aumento da velocidade do gás, do tamanho das partículas e do diâmetro dos orifícios, bem como com a redução do espaço entre eles.

O volume inicial da bolha, V_0 , é obtido a partir da Eq. (2. 52). Sob uma forma dimensional (Davidson e Schüler (1960), fica:

$$V_0 = kQ_{or}^{\frac{6}{5}}g^{-\frac{3}{5}} \tag{2. 53}$$

Na Eq. (2. 53), k é um coeficiente que depende do tipo de distribuidor, tendo sido atribuído por Davidson e Schüler (1960) um valor de 1,378 para o caso de um único orifício numa placa plana, para as condições anteriormente referidas relativamente à Eq. (2. 52).

Esta abordagem parte do princípio de que todo o gás que entra no leito irá formar bolhas. Na realidade, o volume das bolhas é inferior ao valor V_0 calculado pela Eq. (2. 53), como resultado de uma ‘fuga’ de caudal para a fase densa, sendo o erro daí resultante particularmente significativo para valores iguais ou inferiores a $2 \times 10^{-5} \text{ m}^3/\text{s}$ (Nguyen e Leung, 1972). Os mesmos autores investigaram esta situação no sentido de saber qual a distribuição do gás à saída do orifício, ou seja, qual fracção do gás que efectivamente vai fazer parte da bolha e, por exclusão, qual a fracção que vai entrar na emulsão. Obtiveram um valor de 0,53 para aquela razão. Posteriormente, Yates *et al.* (1984 e 1986), trabalhando com leitos de partículas dos Grupos A e B, obtiveram valores de 0,36 e 0,79, a distâncias do distribuidor de 10 e 25 cm, respectivamente. Assim, 10 cm acima do distribuidor apenas cerca de um terço do gás que passa pelo orifício do distribuidor num dado instante vai atravessar o leito no interior duma bolha, enquanto os dois terços restantes vão passar pela fase densa, aumentando a porosidade da emulsão, ε_{mf} (Kunii e Levenspiel, 1991). À medida que estas bolhas sobem e coalescem, crescendo, parte deste gás que ‘esteve’ na emulsão volta para a bolha (*vide* Fig. 2. 20).

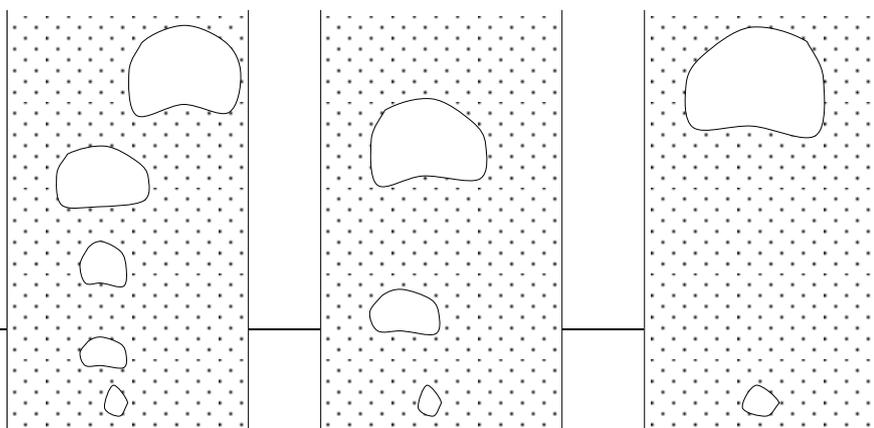


Fig. 2. 20- Padrões de formação de bolhas imediatamente acima do distribuidor de um leito mantido nas condições de fluidização incipiente, velocidades relativamente baixas no orifício (Massimilla *et al.*, 1985).

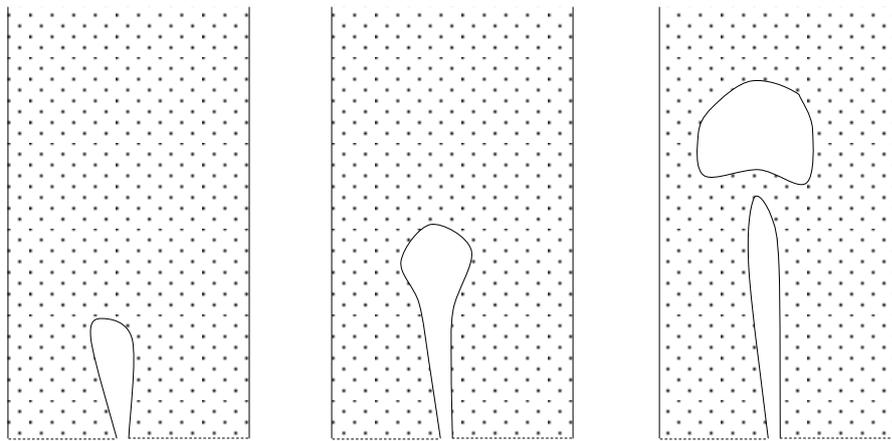


Fig. 2. 21- Padrões de formação de bolhas imediatamente acima do distribuidor de um leito mantido nas condições de fluidização incipiente, velocidades elevadas no orifício ($U_{or}=120$ m/s) havendo lugar à formação de jactos (Yates *et al.*, 1986).

As medições realizadas a 25 cm de altura indicaram que a quantidade de gás que passou no orifício já aumentou a sua integração na bolha, elevando para cerca de três quartos a percentagem do caudal de bolhas que atravessa o leito (Sit, 1986). Aumentando os caudais, vão-se formar bolhas maiores. A distância entre bolhas sucessivas vai portanto diminuir, facilitando uma coalescência precoce e conduzindo ao aparecimento de penachos ou jactos (*vide* Fig. 2. 21). Nestas situações devem utilizar-se as equações semi-empíricas de Clift, Grace e Weber (1978). Para a maior parte das aplicações, os valores aproximados fornecidos pela Eq. (2. 53) são suficientes, mesmo quando se trate de situações de pressão constante, em que as bolhas tendem a ser de tamanho superior às criadas sob condições de caudal constante (Clift, Grace e Weber, 1978).

A Eq. (2. 53) pode ser escrita em termos de diâmetro (de bolha) volúmico equivalente, fazendo $Q_{or}= A_0(U_0-U_{mf})$, ou seja, substituindo a expressão do caudal volúmico que passa no orifício pelo caudal em excesso relativamente ao caudal necessário para manter o leito nas condições de mínima fluidização (*vide* § 2.5.1.3.5 e 2.5.1.4), que passa através de cada orifício:

$$d_{eq0} = 1,378 \left[A_0 (U_0 - U_{mf}) \right]^{\frac{2}{5}} g^{-\frac{1}{5}} \quad (2.54)$$

Esta equação constitui a base de partida de todas as expressões semi-empíricas para determinação de diâmetros de bolhas provenientes de distribuidores com múltiplos orifícios (*vide* §2.5.1.3.2), uma vez que A_0 representa a área do distribuidor por orifício, ou seja,

$$A_0 = \frac{A}{N_{or}} \quad (2.55)$$

em que N_{or} representa o número de orifícios do distribuidor.

Jactos

Após passar pelo orifício dum distribuidor, o gás pode formar um jacto da extremidade do qual se vão desprender as bolhas ou formar bolhas imediatamente. A ocorrência de uma ou outra situação vai depender de diversos factores, em particular do tipo de partículas do leito, das condições hidrodinâmicas existentes em torno do orifício, do diâmetro deste e da presença de obstáculos no interior do leito (Clift *et al.*, 1978, Massimilla, 1985, Clift, 1986). Em particular Rowe *et al.*, (1979), mostraram que, quando um gás é introduzido através de um orifício vertical num leito de partículas em condições de mínima fluidização, formam-se imediatamente bolhas na sua extremidade. Mas o caso mais comum é o de introdução de gás num leito, até aí, inerte. E nessa situação forma-se um jacto inicial. Esse jacto é instável, e quando o caudal de gás é cerca de três vezes superior ao caudal necessário à fluidização de leito, o jacto pode dar lugar a uma corrente de bolhas rápidas, que se desprendem então junto ao orifício (Clift, 1986).

Quer a presença de gás à saída do orifício seja constante ou não, as velocidades médias quer do gás quer das partículas, nessa zona, são bastante mais elevadas do que as que existem no resto do leito. E é aí que reside a importância prática da presença dos jactos, uma vez que as superfícies colocadas na proximidade vão estar sujeitas a uma erosão mais rápida, definindo assim um mínimo para a altura a que podem (ou devem) ser colocadas. A determinação do comprimento do jacto, L_j , proveniente de um único orifício, entendida como a distância média entre a extremidade do orifício e a ponta do espaço criado, quando entra verticalmente num leito frio, pode ser obtida através da correlação de Yang e Keairns (1978):

$$L_j = 6,5d_{or} \sqrt{\left(\frac{\rho_f}{\rho_p - \rho_f}\right) \frac{U_{or}^2}{gd_{or}}} \quad (2.56)$$

para $50 < d_p < 3800 \mu\text{m}$ e $20 < \rho_p < 11750 \text{ kg/m}^3$, sendo d_{or} o diâmetro do orifício, d_p o diâmetro médio das partículas, U_{or} a velocidade com que o gás o vai atravessar e ρ_p e ρ_f as massas volúmicas das partículas e do gás, respectivamente.

Para jactos provenientes de placas com orifícios múltiplos, pode utilizar-se a correlação de Yang e Keairns (1979):

$$L_j = 15d_{or} \left[\left(\frac{\rho_f}{\rho_p - \rho_f}\right) \frac{U_{or}^2}{gd_{or}} \right]^{0,187} \quad (2.57)$$

válida para $50 < d_p < 830 \mu\text{m}$ e $1000 < \rho_p < 2635 \text{ kg/m}^3$.

Para temperaturas mais elevadas, os resultados de Ghadiri e Clift (1980) validaram, com algumas reservas, (segundo os próprios por escassez de dados), a correlação de Merry (1975):

$$L_j = 5,2d_{or} \left(\frac{\rho_f d_{or}}{\rho_p d_p}\right)^{0,3} \left[1,3 \left(\frac{U_{or}^2}{gd_{or}}\right)^{0,2} - 1 \right] \quad (2.58)$$

Para o caso de jactos horizontais, existe uma outra correlação de Merry (1971):

$$L_j = 5,25d_{or} \left\{ \frac{\rho_f d_p}{\rho_p d_{or}} \left[\frac{\rho_{f\text{approx}} U_{or}^2}{\rho_p d_p g(1 - \varepsilon_{mf})} \right]^2 \right\}^{0,2} - 4,5 \quad (2.59)$$

em que $\rho_{f\text{approx}}$ é a massa volúmica do gás na zona imediatamente antes do distribuidor, sendo este o valor de utilização mais curial nas Eqs. (2.56), (2.57) e (2.58), sempre que se preveja que vai ser diferente do de ρ_f . Estas equações representam correlações desenvolvidas a partir de leitos de partículas dos Grupos A e B.

De um modo geral, as bolhas forma-se em leitos de partículas pequenas, Grupos A e B (Rowe *et al.*, 1979), e os jactos com partículas do Grupo D, sempre que o leito não está

completamente fluidizado ou quando a presença de obstáculos internos perturbam o escoamento (Massimilla, 1985).

2.5.1.2.2 Diâmetro

Existem várias correlações semi-empíricas que permitem estimar o tamanho das bolhas que se formam à saída dos distribuidores com mais do que um orifício. Uma lista das correlações mais comuns encontra-se na Tab. 2. 3.

Tab. 2. 3- Correlações mais comuns para determinação do tamanho das bolhas em leitos fluidizados

Autor(es)	Correlação	Observações
Yasui e Johanson (1958)	$y = 0,33 \rho_p d_p \left(\frac{U_0}{U_{mf}} - 1 \right)^{0,63} H$	y representa o comprimento médio da bolha, medido com uma sonda; a correlação baseou-se nos trabalhos experimentais dos autores, em que utilizaram uma grande variedade de partículas
Park <i>et al.</i> (1969)	$y = 3,33 \times 10^4 d_p^{1,5} \left(\frac{U_0}{U_{mf}} - 1 \right)^{0,77} H$	<i>Idem</i> para o significado de y; desenvolvida para os resultados experimentais dos autores, sem que reclamem para esta correlação uma aplicação generalizada
Kato e Wen (1969)	$d_e = 0,14 \rho_p d_p \left(\frac{U_0}{U_{mf}} \right) H + d_{eq0}$	d_{eq0} é o diâmetro equivalente, inicial, de uma bolha esférica à saída do distribuidor; esta correlação baseou-se nas medições experimentais de Kobayashi <i>et al.</i> (1965), realizadas num leito de 100 mm de diâmetro, em que grande parte dos dados se referem a bolhas tubulares
Geldart (1972)	$d_f = 1,43 [A_0 (U_0 - U_{mf})]^{0,4} g^{-0,2} + 2,05 (U_0 - U_{mf})^{0,94} H$	d_f representa o diâmetro frontal da bolha; baseia-se em trabalho experimental do próprio autor e em utilização de muitos dados experimentais retirados da literatura

Mori e Wen (1975)

$$d_b = d_{bm} - (d_{bm} - d_{bi})e^{\left(-0,3\frac{H}{D}\right)}$$

$$d_{bm} = 1,49\left[D^2(U_0 - U_{mf})\right]^{\frac{2}{5}}$$

$$d_{bi\text{pp}} = 1,38g^{-\frac{1}{5}}\left[A_0(U_0 - U_{mf})\right]^{\frac{2}{5}}$$

$$d_{bi\text{pc}} = 0,376(U_0 - U_{mf})^2$$

esta correlação é válida para $U_0 - U_{mf} < 0,48$ m/s, $0,3\text{m} < D < 1,3\text{m}$ e $60\mu\text{m} < d_p < 450\mu\text{m}$; nela, d_{bm} representa o diâmetro máximo da bolha, $d_{bi\text{pp}}$ é o diâmetro inicial da bolha à saída de um distribuidor do tipo placa perfurada, e $d_{bi\text{pc}}$ é o diâmetro inicial da bolha à saída de um distribuidor do tipo placa cerâmica porosa; A_0 representa o quociente entre a área da secção livre do leito e o número de orifícios existentes no distribuidor

Tab. 2.3 (cont.) - Correlações mais comuns para determinação do tamanho das bolhas em leitos fluidizados

Autor(es)	Correlação	Observações
Yacono (1975)	$d_f = 0,38H^{0,75}(U_0 - U_{mf})^{0,41}$	correlação baseada em medições feitas pelo autor por meio de raios-X; o distribuidor utilizado era uma placa cerâmica porosa
Rowe (1976)	$d_f = (U_0 - U_{mf})^{\frac{1}{2}}(H - H_0)^{\frac{3}{4}}g^{-\frac{1}{4}}$	correlação baseada em medições feitas pelo autor por meio de raios-X e em análise de dados experimentais da literatura; H_0 é uma constante característica do distribuidor, tomando o valor zero para placas cerâmicas porosas
Werther (1976)	$d_e = 0,00853\left[1 + 27,2(U_0 - U_{mf})\right]^{\frac{1}{3}}(1 + 6,84H)^{1,21}$	correlação baseada nos trabalhos experimentais do autor e nos de Rowe e Everett (1972); em ambas as situações foram utilizadas placas cerâmica porosas como distribuidores
Darton <i>et al.</i> (1977)	$d_b = 0,54(U_0 - U_{mf})^{\frac{2}{5}}(H + 4\sqrt{A_0})^{\frac{4}{5}}g^{-\frac{1}{5}}$	correlação baseada em análise de dados experimentais da literatura; A_0 representa o quociente entre a área da secção livre do leito e o número de orifícios existentes no distribuidor
Cai <i>et al.</i> (1994)	$d_b = 0,38H^{0,8}\left(\frac{P}{P_{atm}}\right)^{0,06}(U_0 - U_{mf})^{0,42}e^{k\text{BD}}$	esta correlação foi estabelecida a partir de trabalho experimental realizado para condições de pressão de $0,1\text{ MPa} < P < 7,1\text{ MPa}$, quer em regime borbulhante quer em regime turbulento; cobre as gamas de fluidização para partículas do grupo B e a zona inferior do Grupo D $k\text{BD} = -1,4 \times 10^{-4}\left(\frac{P}{P_{atm}}\right)^2 - 0,25(U_0 - U_{mf})^2$

$$-0,1 \frac{P}{P_{atm}} (U_0 - U_{mf})$$

2.5.1.2.3 Coalescência

O comportamento das bolhas num leito de bolhas múltiplas é diferente do de num de bolhas isoladas. Na proximidade umas das outras, aquelas que se posicionam na esteira de outras bolhas vão ser aspiradas, dado o mínimo valor de pressão que aí existe, dando-se então a coalescência das duas. Quando isto acontece, o volume resultante poderá ser superior do que a simples soma dos volumes das (duas) bolhas que coalesceram (Clift e Grace, 1985).

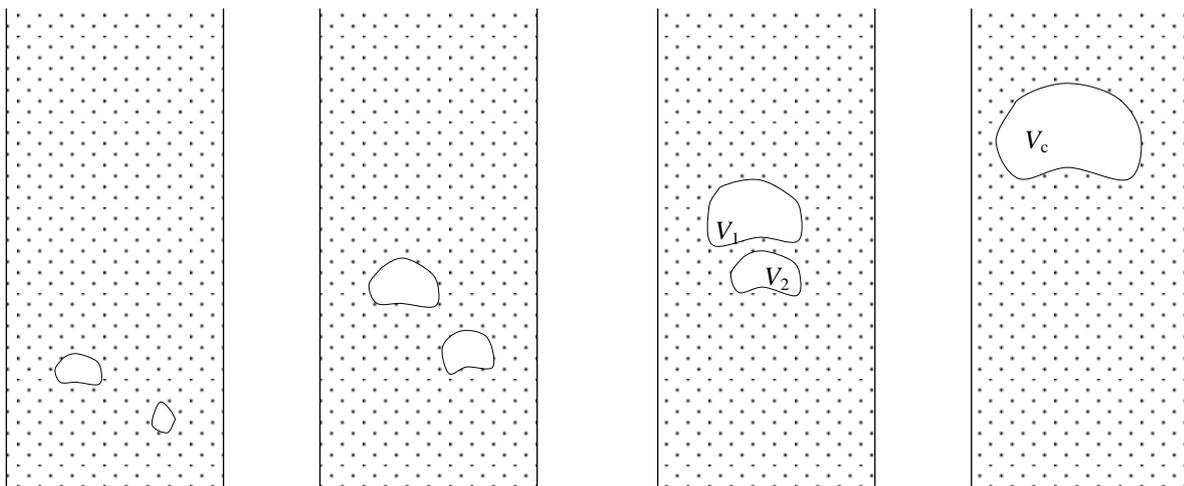


Fig. 2. 22- Coalescência de bolhas: $V_c > V_1 + V_2$ (Clift e Grace, 1985).

2.5.1.2.4 Quebra

As observações realizadas por de Kock (1961), com leitos de esferas de chumbo fluidizados quer com água quer com ar, foram registadas através de fotografias de injeção de bolhas de ar. A formação das bolhas mostrou um comportamento agregativo do leito para as duas situações, sendo as bolhas instáveis para o caso da água, parecendo quebrar devido à sucção de partículas para a zona da esteira, mas estáveis no caso do ar.

À medida que a bolha de gás sobe num líquido, a tensão de corte exercida pelo líquido sobre o gás induz uma movimentação do gás no interior da bolha, com um tipo de circulação próximo do indicado na Fig. 2. 23, para uma bolha com tecto em forma de calote esférica.

Um tipo de circulação semelhante foi obtido por Rose (1961) e McWilliam (1961) através de um difusor por onde passava água e que criava uma fina película de líquido com uma forma de calote esférica. As velocidades do ar foram medidas na face interna desta “bolha” aproximada, por meio de um anemómetro.

Na Fig. 2. 23 a bolha representada é estacionária, enquanto as partículas sólidas descem em volta dela, ao longo da calote. Supõe-se que os efeitos produzidos pelas tensões de corte num sistema fluido-fluido tenham a mesma natureza do efeito da circulação das partículas em torno duma bolha num leito gás-sólido.

A taxa de circulação que se estabelece no interior da bolha estará desse modo relacionada com a velocidade máxima da corrente de partículas que passam junto a ela, ou seja, com a velocidade de ascensão da bolha, U_b .

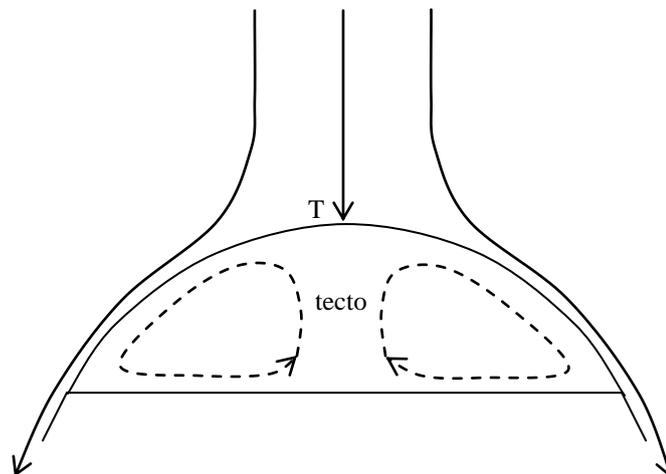


Fig. 2. 23- Padrões de escoamento no interior e exterior de uma bolha estacionária (Rose, 1961 e McWilliam, 1961).

Faltaria ainda levar em conta com as situações em que o gás atravessa a bolha. Neste caso, as experiências realizadas por Davidson e Harrison (1963) indicam que a velocidade do gás que atravessa a bolha (no ponto T da Fig. 2. 23) é da mesma ordem de grandeza de U_b , (Davidson e Harrison, 1963, pág 84, a velocidade de subida da bolha ou U_{mf} , Arastoopour e Gidaspow, 1985, a velocidade do gás na emulsão circundante).

Segundo Clift, Grace e Weber (1978) a quebra das bolhas pode ser causada pela propagação de instabilidades em meios estagnados, por ressonância das oscilações das próprias bolhas,

por gradientes de velocidade existentes na sua superfície, ou ainda pela existência em torno daquelas de escoamentos turbulentos. O processo de quebra tem início com um pequeno entalhe na fronteira superior, como resultado duma determinada instabilidade (*vide* Fig. 2. 24). Análogamente, quando uma bolha quebra, o volume total das novas bolhas resultantes pode ser inferior ao volume da bolha mãe original (Grace e Venta, 1973).

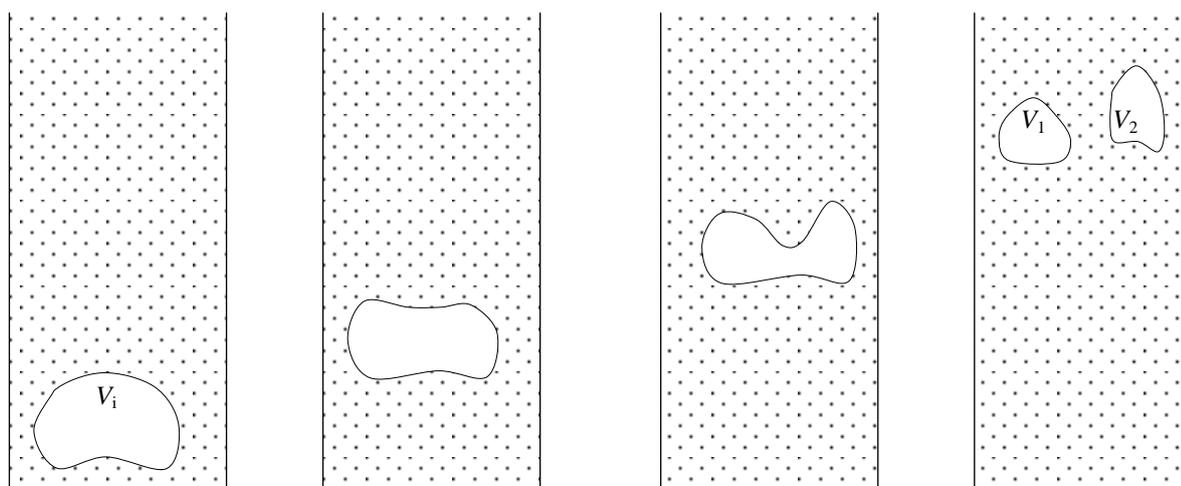


Fig. 2. 24- Quebra de bolhas: $V_1+V_2<V_i$ (Grace e Venta, 1973).

A manutenção da estabilidade da bolha está intimamente ligada à taxa de crescimento da perturbação na mesma bolha (Clift *et al.*, 1974). Essa taxa de crescimento aumenta com a diminuição da viscosidade cinemática do meio gás-sólido que envolve a bolha, pelo que num meio com baixa viscosidade as bolhas serão pequenas. Estão nestas condições as partículas do Grupo A. As partículas do Grupo D irão, por sua vez, possibilitar o crescimento estável das bolhas, permitindo que se atinjam tamanhos demasiado elevados, incomportáveis nas instalações habituais de fluidização gás-sólido (Clift, 1986). O máximo tamanho estável das bolhas em leitos de partículas do Grupo B está situado entre os tamanhos dos Grupos A e D. É habitual considerar-se a inexistência de um limite para o tamanho de bolhas em leitos de partículas dos Grupos B e D.

2.5.1.2.5 Velocidade de subida

Tal como foi já abordado em 2.3.3.2.2, o modelo de duas fases introduzido por Toomey e Johnston (1952) assume que todo o gás em excesso do que é necessário para manter a fase densa ou emulsão nas condições de fluidização incipiente, passa no leito sob a forma de bolhas. Imagine-se então um leito nas condições de mínima fluidização. Se se aumentar subitamente a velocidade de U_{mf} para U_0 , uma nuvem de bolhas formar-se-á e começará a subir pelo leito (acima). Essa nuvem corresponderá a um volume que é introduzido no leito, obrigando o seu nível a subir (o nível da emulsão) a uma velocidade que designaremos por U' (que corresponderá ao volume de gás que entrou, num dado intervalo de tempo dt : $V = \int U' A dt$).

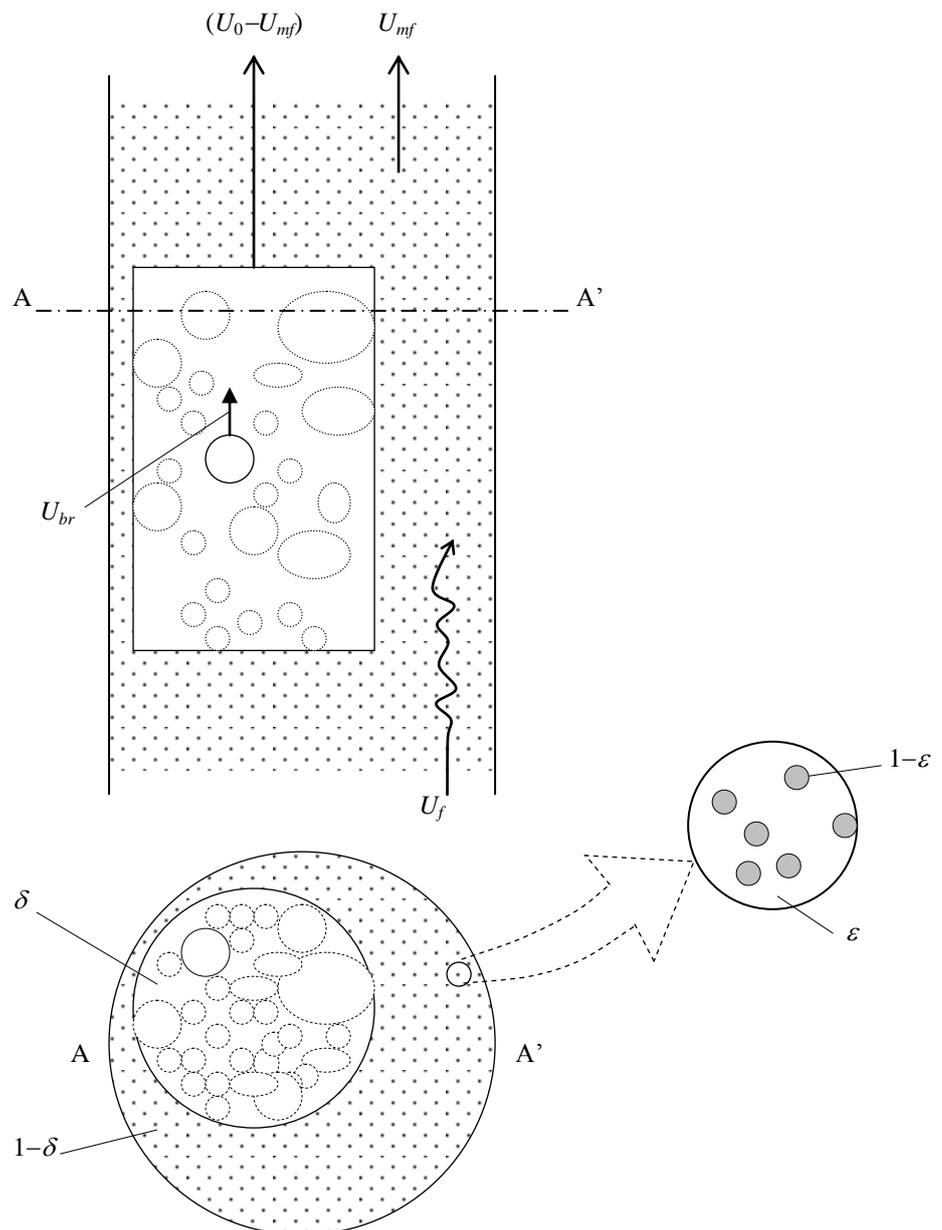


Fig. 2. 25- Distribuição das velocidades pelas fases.

Durante esse intervalo de tempo, uma bolha que estivesse a subir no leito à velocidade U_{br} , iria receber uma “ajuda” por parte dessa emulsão circundante que a estaria a empurrar à sua frente. A sua velocidade absoluta, durante esse intervalo dt , seria então:

$$U_{ba} = U_{br} + U' \tag{2. 60}$$

Num leito borbulhante, a velocidade média absoluta de subida das bolhas é descrita por Davidson e Harrison (1963) como:

$$U_{ba} = U_{br} + (U_0 - U_{mf}) \tag{2. 61}$$

ou seja, é igual à velocidade relativa de subida de uma bolha isolada num meio gás-sólido infinito, quando se realiza uma introdução contínua gás e o conjunto da fase de bolhas se desloca à velocidade $(U_0 - U_{mf})$ ou seja, é igual à velocidade relativa de subida de uma bolha isolada num meio gás-sólido infinito, acrescida da velocidade $(U_0 - U_{mf})$ que quantifica os efeitos produzidos pelas restantes múltiplas bolhas que constituem a fase/meio envolvente.

2.5.1.3 Distribuição de caudais pelas fases

Considere-se esquematicamente o seguinte escoamento em paralelo:

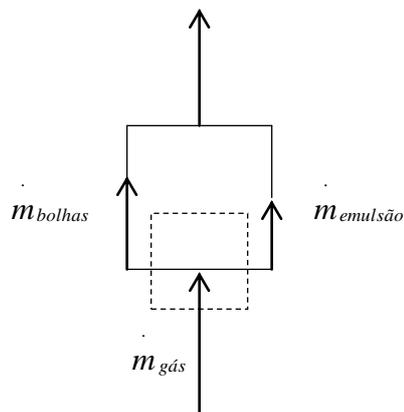


Fig. 2. 26- O modelo bifásico.

Um dado caudal mássico de gás, à chegada ao leito dividir-se-á na soma de dois caudais: o do gás que passa através das partículas agregadas, a fase densa ou emulsão, e o do gás que passará nas bolhas e/ou através delas, a fase de bolhas ou borbulhante:

$$\dot{m}_{\text{gás}} = \dot{m}_{\text{emulsão}} + \dot{m}_{\text{bolhas}} \quad (2. 62)$$

o que é o mesmo que, para fluidos incompressíveis,

$$U_0 A_l = U_e A_e + U_b A_b \quad (2. 63)$$

em que o índice e respeita ao escoamento intersticial na emulsão e o índice b ao escoamento relativo às bolhas.

Lembrando que a porosidade da fase densa ou emulsão, ε_e , se define como a razão entre o volume ocupado pelos interstícios, V_f , e o espaço total, V_d , ocupado pela fase densa (ou seja, volume dos interstícios mais volume das partículas):

$$\varepsilon_e = \frac{V_f}{V_d} \quad (2. 64)$$

e que a porosidade da fase borbulhante, ou das bolhas, é a razão entre o volume por elas ocupado, V_b , e o volume total do leito, V_l ,

$$\delta = \frac{V_b}{V_l} \quad (2. 65)$$

a Eq. (2. 63) fica:

$$U_0 = (1 - \delta)\varepsilon_e U_f + \delta U_b \quad (2. 66)$$

o que significa que estamos a considerar que a velocidade na emulsão, numa base superficial, U_e , é igual ao produto da velocidade intersticial, U_f , pela porosidade da emulsão, ε_e .

Se considerarmos que a velocidade intersticial, no interior da emulsão, U_f , (numa base intersticial, portanto) pode ser representada como o quociente entre a velocidade mínima de fluidização, U_{mf} , e a porosidade da fase densa, ε_e , isso equivale a dizer que a velocidade na emulsão pode ser representada pela velocidade mínima de fluidização (ambas na base superficial A_0), pelo que a Eq. (2. 66) pode escrever-se:

$$U_0 = U_{mf}(1 - \delta) + U_b \delta \quad (2. 67)$$

Resolvendo esta equação em ordem à fracção de bolhas, δ , teremos:

$$\delta = \frac{U_0 - U_{mf}}{U_b - U_{mf}} \quad (2. 68)$$

2.5.1.3.1 Modelos de escoamento

O modelo de Lockett *et al.* (1967)

Este modelo é directamente subsidiário do modelo de Davidson e Harrison (1963). Da autoria de Lockett, Davidson e Harrison, foi concebido como um refinamento à forma inicial, simples, da teoria das duas fases, por força do reconhecimento de que o modelo original conduzia a valores demasiado elevados para o caudal ‘visível’ de gás que passa pelas bolhas, Q_b , (Davidson e Harrison, 1966).

Os autores, face às dificuldades encontradas na medição da velocidade mínima de fluidização e do caudal total de gás imputável às bolhas, adoptaram não obstante o que consideraram uma análise menos rigorosa realizada por Partridge e Rowe (1966), e consideraram o caudal associado às bolhas, quer na situação em que aquelas se encontrem no meio de uma corrente de outras bolhas, quer quando se trate de uma única bolha isolada em ascensão num leito amplo, como sendo o mesmo. Assim, equacionando o caudal que entra na base do leito com o que atravessa uma dada secção do leito borbulhante, estes pressupostos permitiram estabelecer que

$$U_0 A_l = (1 - \delta) A_l U_{mf} + Q_b + \delta A_l \beta U_{mf} \quad (2.69)$$

onde βU_{mf} representa o caudal de gás que curto-circuita uma bolha, através da sua secção máxima. Dos três termos do segundo membro da Eq. (2.69), o primeiro contabiliza o caudal que passa através da fase densa, particulada, o segundo o caudal ‘visível’, ou seja, o caudal de gás que passa com as bolhas, no seu interior, e o terceiro a fracção ‘invisível’ que passa através das bolhas.

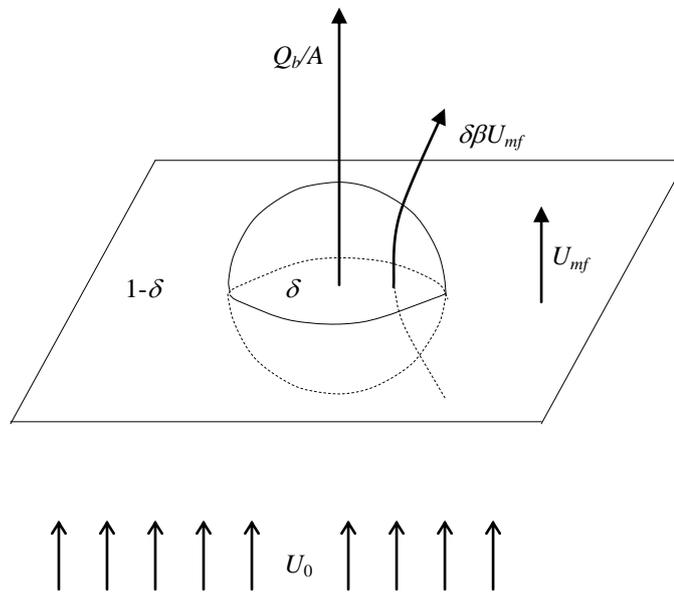


Fig. 2. 27- Distribuição de caudais segundo a Eq. (2.69), numa secção do leito com bolhas.

A Eq. (2.69) pode simplificar-se de modo a obter

$$U_0 = k U_{mf} + \frac{Q_b}{A_l} \quad (2.70)$$

em que a constante k é igual à unidade, para o caso mais simples correspondente ao modelo original de Davidson e Harrison (1963) e

$$k = 1 + \delta(\beta - 1) \tag{2. 71}$$

para uma matriz regular de bolhas ascendendo num leito tridimensional, onde, de acordo com o modelo de Davidson, β tomará o valor constante de 3 (Davidson e Harrison, 1963). Este valor revelou-se, não obstante, insuficiente, quando comparado com os resultados experimentais de Grace e Harrison (1969).

Grace e Clift (1974), trabalhando os dados experimentais de 14 autores, encontraram valores de k variando entre 0,7 para partículas de coque, 0,8 e 18 para esferas de vidro, e 27 para partículas de catalisador de ‘cracking’, o que equivale a valores de β variando entre -0,2, -7, 57 e 141 respectivamente, para porosidades correspondentes da fase de bolhas da ordem de 0,0375, 0,16, 0,303 e 0,186.

O modelo de Kunii e Levenspiel (1969)

Pensado para a fase de bolhas dum leito na fase densa, este modelo foi apresentado por Kunii e Levenspiel (1968a) e baseia-se no modelo de Davidson apresentado em §2.5.1.2.1. Nele o leito é visto de acordo com os seguintes pressupostos:

1. Na vizinhança de uma qualquer das bolhas ascendentes, o escoamento é aproximado pelo modelo de Davidson, distinguindo-se as bolhas lentas das bolhas rápidas envoltas em nuvens.

2. As bolhas formam-se junto ao distribuidor, pequenas inicialmente; seguidamente coalescem, crescem portanto, e aumentam de velocidade à medida que sobem/progridem no leito. Para cada nível atingido, as bolhas terão, *grosso modo*, o mesmo tamanho. Os estados por que passam são os seguintes:

i) bolhas pequenas, coalescendo com elevada frequência imediatamente acima do distribuidor;

ii) bolhas de tamanho médio, envoltas por nuvens de partículas, deslocando-se a velocidades superiores à velocidade intersticial que se verifica na emulsão;

iii) bolhas grandes, com nuvens finas de partículas podendo ou não ser consideradas, deslocando-se a velocidades muito superiores à velocidade intersticial da emulsão.

3. A velocidade de subida de um conjunto de bolhas relaciona-se com a velocidade de subida de uma bolha isolada através da Eq. (2. 61).

4. Quer para a totalidade do leito, quer para uma dada camada sob análise, o tamanho das bolhas considera-se constante, no conjunto do leito ou na camada respectiva. (Este

pressuposto era justificado pelo facto de, desconhecendo-se ainda em definitivo a cinética das bolhas, existirem evidências que levavam a crer que a maior parte do crescimento se dava junto à placa distribuidora, sendo o tamanho inicial dependente do tipo de distribuidor utilizado. Acrescia ainda o facto de, numa perspectiva de utilização industrial, muitos dos leitos existentes estarem equipados com dispositivos de controlo do tamanho das bolhas.)

5. Não obstante existirem pequenas quantidades de partículas no interior das bolhas, considera-se que a porosidade das bolhas é de 100%, ou seja,

$$\varepsilon_b = 1 \quad (2. 72)$$

6. Em consequência, a relação entre a porosidade da fase de bolhas, δ , a porosidade da emulsão, ε_e , e a porosidade média do leito, ε , é

$$\varepsilon = \delta + (1 - \delta)\varepsilon_e \quad (2. 73)$$

sendo que se considera não cometer um erro significativo ao fazer $\varepsilon_e = \varepsilon_{mf}$, pelo que esta aproximação é assumida pelo modelo.

7. Por seu lado, a relação entre o caudal total e o caudal que passa pelas duas fases é

$$U_0 = \delta(U_{ba} + \beta U_{mf}) + (1 - \delta)U_{mf} \quad (2. 74)$$

onde β tem o mesmo significado que na Eq. (2. 70). Esta relação é semelhante à do modelo de Lockett *et al.* desde que, na Eq. (2. 70), se introduza a correcção de Dry *et al.* (1983), fazendo:

$$\frac{Q_b}{A_l} = \delta U_{ba} = \delta(U_0 - U_{mf}) \quad (2. 75)$$

O modelo de Kunii e Levenspiel (1991)

É uma evolução do modelo de 1969, em que a divisão do leito em duas fases, mantendo-se a emulsão no estado incipiente, quase estática, apenas se desviando um pouco para o lado para

deixar passar as bolhas, é contestada. O trabalho desde então desenvolvido fez ressaltar algumas incongruências, nomeadamente no que respeita a:

- i) o caudal de bolhas não ser dado por $(U_0 - U_{mf})$;
- ii) a porosidade da emulsão, ε_e , não se manter num valor próximo de ε_{mf} para valores de $U_0 > U_{mf}$;
- iii) a emulsão não se manter estagnada, antes desenvolvendo padrões de correntes de escoamento no seu interior, provocados pela ascensão não-uniforme das bolhas.

Este modelo tenta incorporar o conhecimento que entretanto foi sendo adquirindo no que respeita ao crescimento das bolhas ao longo da sua ascensão, do efeito da esteira no transporte das partículas, na fase de bolhas, do movimento ascendente ou descendente do gás, e descendente dos sólidos, na emulsão, sobretudo no âmbito da influência resultante nos leitos de partículas organizados segundo a classificação dos grupos de Geldart.

No que respeita ao movimento da emulsão, Werther e Molerus (1973), utilizando um distribuidor poroso com uma perda de carga elevada, que deveria ter assegurado um escoamento uniforme, encontraram um padrão de escoamento em que os sólidos desciam junto à parede iniciando-se junto ao distribuidor. Mais acima no leito, este movimento deslocava-se para o eixo do leito. Trabalhando com leitos de partículas do Grupo B, Whitehead (1985), Yamazaki *et al.* (1986) e Lin *et al.* (1985) encontraram padrões de escoamento semelhantes, com a descida de sólidos no centro de leitos rasos para velocidades baixas, transformando-se em subida de sólidos com o aumento da velocidade. Com partículas do grupo A, Tsutsui *et al.* (1980) encontraram padrões de escoamento mais complexos da emulsão, com movimentos quer ascendentes quer descendentes de sólidos no centro do leito. Para partículas do Grupo D, Geldart e Cranfield (1972) detectaram a formação de cavidades lenticulares horizontais junto ao distribuidor, que davam origem a bolhas relativamente esféricas (o que indiciava a quase inexistência de esteira), que subiam no leito sem qualquer caminho preferencial. Canada *et al.* (1978), Geldart *et al.* (1978) e Miller *et al.* (1981) utilizaram velocidades e pressões elevadas, provavelmente próximas do regime de bolhas tubulares ou do regime turbulento, tendo encontrado bolhas que coalesciam dando origem a vazios de dimensões significativas, provocando grandes oscilações no leito.

No que respeita à variação da porosidade da emulsão ou fase densa, ε_e , anteriormente considerada constante e igual ao valor nas condições de fluidização incipiente, ε_{mf} , foi verificado por Abrahamsen e Geldart (1980) que variava com U_0 . O mesmo acontecia com a velocidade do

gás na emulsão, U_e . Estes autores relacionaram estas grandezas por meio da Eq. (2. 76) para leitos de sólidos dos grupos A e da fronteira AB:

$$\left(\frac{\varepsilon_e}{\varepsilon_{mf}}\right)^3 \left(\frac{1-\varepsilon_{mf}}{1-\varepsilon_e}\right) = \left(\frac{U_e}{U_{mf}}\right)^{0,7} \quad (2. 76)$$

Para leitos de partículas de maiores dimensões, Hilligardt e Werther (1983) concluíram que U_e era superior a U_{mf} e dependente de U_0 , de acordo com:

$$\frac{U_f - U_{mf}}{U_0 - U_{mf}} = \frac{1}{3} \quad (2. 77)$$

Glicksman *et al.* (1987) estimaram, especificamente para partículas do Grupo D, que cerca de 45 % do caudal esperado de bolhas passava de facto pela emulsão.

Definindo a razão Ω como o quociente entre o caudal de gás medido que passa pelas bolhas, Q_{mb} , e o caudal esperado pela teoria bifásica, Q_b ,

$$\Omega = \frac{Q_{mb}}{(U_0 - U_{mf})A_t} \quad (2. 78)$$

Hilligardt e Werther (1986a) verificaram que Ω variava com a altura do leito e que, para alturas iguais ao diâmetro, tomava valores de 0,8, 0,65 e 0,26 para partículas dos grupos A, B e D, respectivamente, sem dependência dos diâmetros destas.

Retendo apenas os aspectos aerodinâmicos, o modelo de Kunii e Levenspiel (1991) mantém que a velocidade de uma bolha singular, relativamente à emulsão, é dada pela Eq. (2. 61). Para leitos de dimensões reduzidas, utilizando partículas dos grupos A e B, e quaisquer que sejam as dimensões para partículas do grupo D, dada a quase inexistência de escoamentos preferenciais provocados pelas bolhas múltiplas, utiliza a Eq. (2. 79):

$$U_{ba} = U_{br} + (U_0 - U_{mf}) \tag{2.79}$$

Para leitos de grandes dimensões ($D_l \leq 1$ m) se compostos por partículas do Grupo A, adota a Eq. (2.80):

$$U_{ba} = U_{br} + 1,55[(U_0 - U_{mf}) + 14,1(d_b + 0,005)D_l^{0,32}] \tag{2.80}$$

Se as partículas pertencerem ao Grupo B, a Eq. (2.81):

$$U_{ba} = U_{br} + 1,6[(U_0 - U_{mf}) + 1,13d_b^{0,5}]D_l^{1,35} \tag{2.81}$$

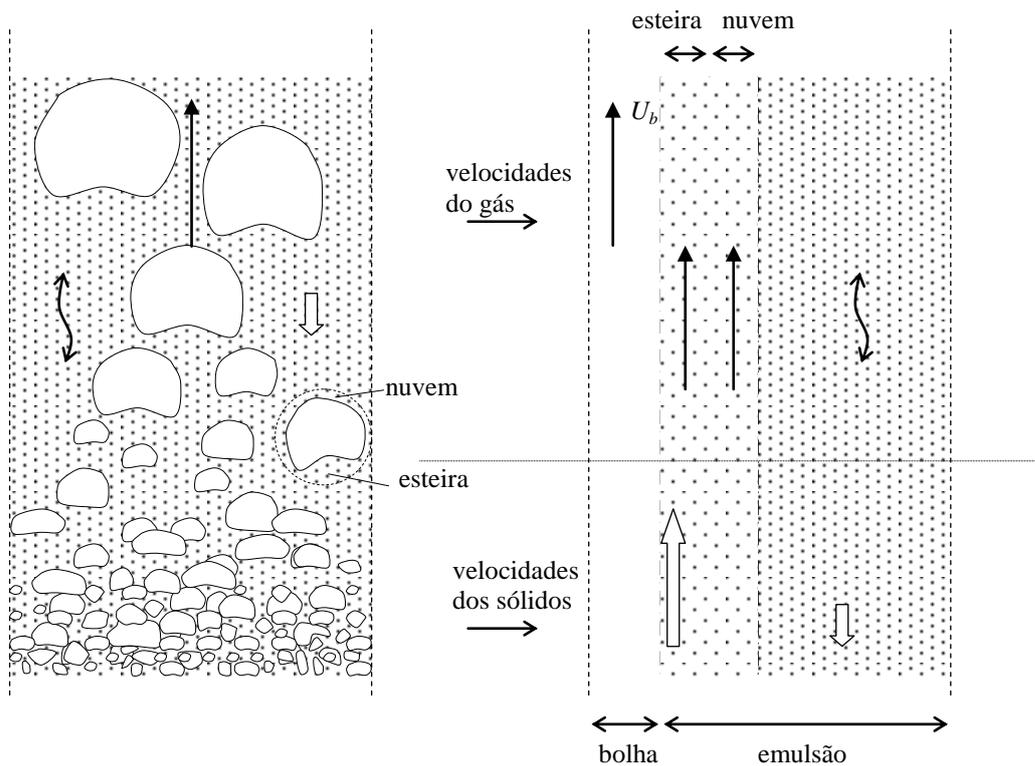


Fig. 2.28- O modelo Kunii e Levenspiel (1991)

Este modelo estabelece a seguinte fracção de bolhas,

$$\delta = \frac{U_0 - U_{mf}}{U_{br} + 3U_{mf}} \quad (2. 82)$$

para bolhas lentas ($U_{br} < U_f$). Para bolhas intermédias, com nuvens espessas ($U_{mf}/\varepsilon_{mf} < U_{br} < 5U_{mf}/\varepsilon_{mf}$),

$$\delta = \frac{U_0 - U_{mf}}{U_{br} + U_{mf}} \quad (2. 83)$$

se $U_{br} \cong U_{mf}/\varepsilon_{mf}$. Para $U_{br} \cong 5U_{mf}/\varepsilon_{mf}$, a fracção de bolhas passa a ser:

$$\delta = \frac{U_0 - U_{mf}}{U_{br}} \quad (2. 84)$$

Para bolhas rápidas, ou seja, para velocidades $U_{ba} > 5U_{mf}/\varepsilon_{mf}$, e nuvens finas ou inexistentes:

$$\delta = \frac{U_0 - U_{mf}}{U_{br} - U_{mf}} \quad (2. 85)$$

Finalmente, para leitos vigorosamente agitados, onde $U_0 \gg U_{mf}$,

$$\delta = \frac{U_0}{U_{br}} \quad (2. 86)$$

A velocidade de subida das partículas da esteira é

$$U_{p,esteira} = U_{br} \quad (2. 87)$$

e aplica-se a leitos com grande agitação, incluindo os que apresentam significativos escoamentos preferenciais causados pela ascensão não-uniforme das bolhas. Em pequenos leitos de partículas do Grupo A e em quaisquer leitos com partículas do Grupo B, em que aqueles padrões de

escoamento causados pelas bolhas podem ser desprezados, a velocidade das partículas sólidas na emulsão (que pode ser positiva ou negativa, convencionando-se positiva se descenderem) é obtida através de:

$$U_{p,descendente} = \frac{f_{est} \delta U_{br}}{1 - \delta(1 + f_{est})} \quad (2.88)$$

em que f_{est} representa a fração volúmica da esteira relativamente à bolha, e é encontrada para algumas situações, a partir da Fig. 2. 29, obtida por Rowe e Partridge (1965):

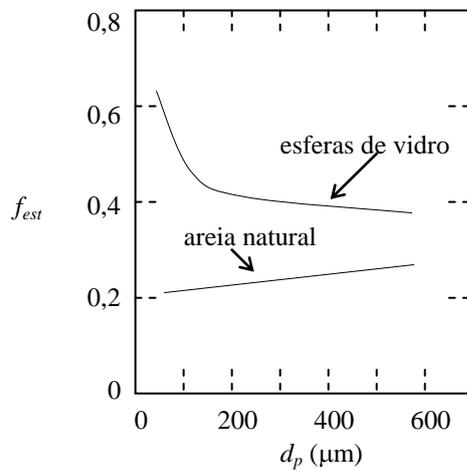


Fig. 2. 29- Fração da esteira em bolhas tridimensionais, em condições normais de pressão e temperatura; obtida a partir de fotografias por raios X por Rowe e Partridge (1965).

A velocidade de subida do gás na emulsão, U_e :

$$U_f = \frac{U_{mf}}{\epsilon_{mf}} - U_{p,descendente} \quad (2.89)$$

As expressões acima mostram que, num leito intensamente agitado, o gás na emulsão começa a ser arrastado para baixo quando se atinge

$$\frac{U_{br}}{U_{mf}} > \frac{1 - \delta(1 + f_{est})}{f_{est} \epsilon_{mf} \delta} \quad (2.90)$$

Dependendo do tamanho das bolhas e da natureza precisa das partículas que compõem o leite, esta inversão de escoamento ocorrerá para caudais da ordem de:

$$\frac{U_0}{U_{mf}} = 6...20 \quad (2.91)$$

Por último, conhecendo a porosidade da emulsão, ε_e , deve-se utilizá-la em vez de ε_{mf} . Para partículas do Grupo A, se se conhecerem as condições de mínimo borbulhamento, e não se conhecer ε_e , dever-se-á substituir U_{mf} por U_{mb} e ε_{mf} por ε_{mb} nas expressões precedentes.

2.5.2 Fluidização com bolhas tubulares

Haverá lugar ao aparecimento de bolhas tubulares sempre que um leite seja suficientemente alto ou suficientemente estreito, de modo a que o crescimento das bolhas não tenha outra limitação que não seja o efeito confinante exercido pelas paredes (*vide* §2.5.1.3.4). Quanto ao diâmetro, Stewart e Davidson (1967) deduziram que se formarão bolhas tubulares em leitos profundos com diâmetros D se se verificar a condição

$$\frac{U_0 - U_{mf}}{0,35\sqrt{gD_l}} > 0,2 \quad (2.92)$$

Quanto à quantificação do que deve entender-se por um leite ‘profundo’, poder-se-á obter um valor para essa profundidade, H_{bt} , a partir do modelo proposto em Darton *et al.* (1977):

$$\frac{H_{bt}}{D_l} > 3,5 \left(1 - \frac{1}{\sqrt{N_0}} \right) \quad (2.93)$$

Segundo estes autores, em conclusão, é necessário que se satisfaçam simultaneamente as condições definidas pelas Eqs. (2.92) e (2.93) para que haja lugar ao aparecimento de bolhas tubulares. Por seu lado, Bayens e Geldart (1974) estabelecem a profundidade mínima do leite onde ocorrerá o aparecimento de bolhas tubulares como sendo igual ao valor de H_{bt} :

$$H_{bt} = 1,34D_l^{0,175} \quad (2.94)$$

Esta correlação aplica-se para $0,05 < D_l < 0,3$ m, $850 < \rho_p < 2800$ kg/m³ e $0,055 < d_p < 3,38$ μ m. Nestas condições, a velocidade mínima para a existência de bolhas tubulares, U_{mbt} , pode ser estimada a partir da Eq. (2.92), fazendo $U_0 = U_{mbt}$, ou seja:

$$U_{mbt} = U_{mf} + 0,07\sqrt{gD_l} \quad (2.95)$$

Uma bolha tubular isolada terá uma velocidade de ascensão no leito, $U_{bt\infty}$, dada por Hovmand e Davidson (1971):

$$U_{bt\infty} = 0,35\sqrt{gD_l} \quad (2.96)$$

Para uma introdução contínua de gás no leito, Stewart e Davidson (1965, 1967) consideraram que o gás em excesso de U_{mf} empurraria as bolhas tubulares ou as fatias de partículas leito acima a uma velocidade U_{bt} igual a

$$U_{bt} = k''(U_0 - U_{mf}) + 0,35\sqrt{gD_l} \quad (2.97)$$

tendo Ormiston *et al.* (1965) confrontado esta equação com resultados de experiências e concluído que a constante k'' tomaria o valor da unidade.

3 DESCRIÇÃO DA INSTALAÇÃO E METODOLOGIA EXPERIMENTAL

«(...) the improvers of the mechanical arts were neglected by biographers and historians, from a mistaken prejudice against practice, as being inferior in dignity to contemplation; and even in the case of men such as Archyatas and Archimedes, who combined practical skill with scientific knowledge, the records of their labours that have reached our time give but vague and imperfect accounts of their mechanical inventions, which are treated as matters of trifling importance in comparison with their philosophical speculations.»

W. J. M. Rankine, 1859

A Manual of the Steam Engine and Other
Prime Movers

3.1 Introdução

A instalação experimental utilizada na realização dos ensaios é constituída por um leito fluidizado construído com um tubo vertical em perspex, transparente, de 0,1 m de diâmetro interior, 3 mm de espessura de parede e 0,8 m de altura, que constitui o leito principal, seguido de uma segunda secção com 0,7 m de altura, a mesma espessura de parede mas com um diâmetro interno de 0,2 m, destinada à redução da velocidade do escoamento por forma a diminuir o transporte para fora da instalação.

O fluido utilizado é o ar atmosférico, em condições de pressão e temperatura ambientes no laboratório, medidas em cada ensaio através de um barómetro de coluna de mercúrio e dum termómetro analógico.

O caudal de ar de fluidização é medido por uma bateria de placas-orifício, ligadas, em paralelo, a manómetros de coluna de água e a transdutores diferenciais de pressão. Os valores produzidos por estes são enviados para um sistema de aquisição de dados, ligado a um computador pessoal que permite a visualização, em tempo real, dos valores adquiridos e o seu armazenamento em ficheiros., conforme se esquematiza na Fig. 3.1.

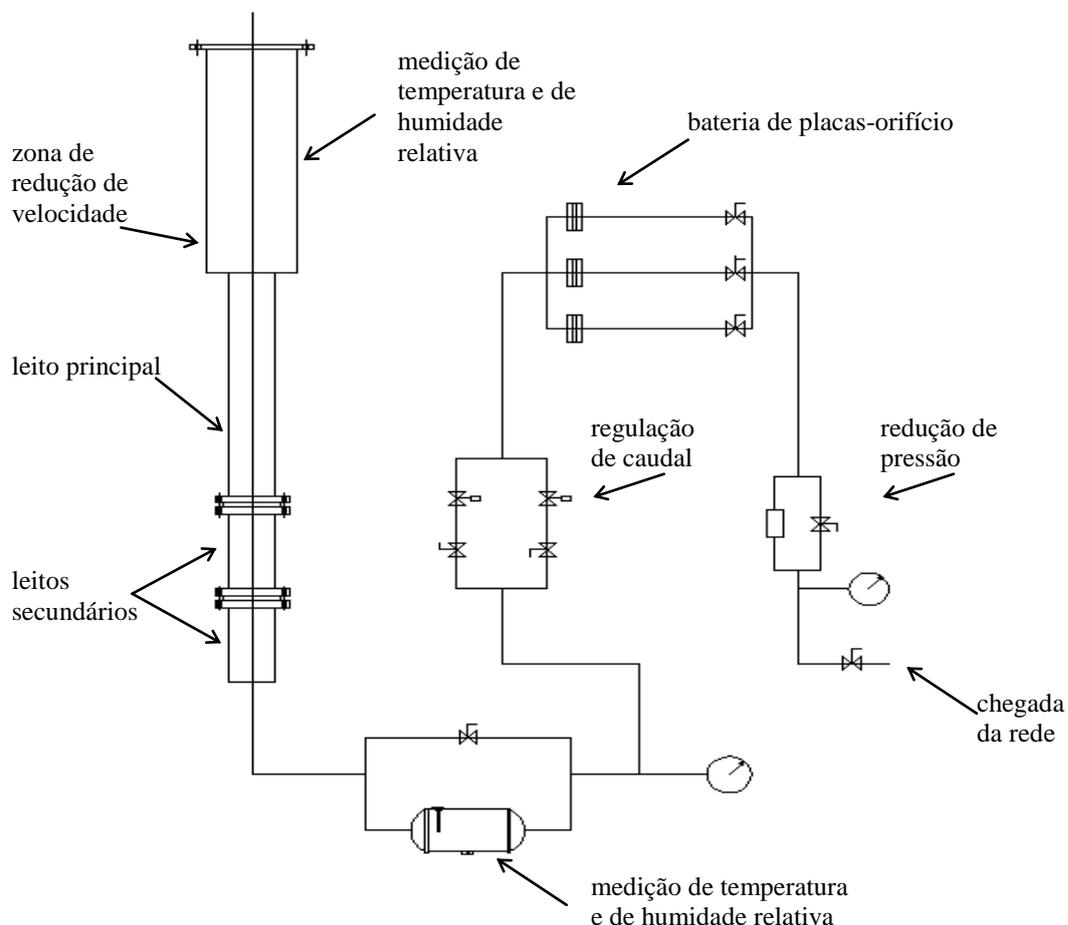


Fig. 3. 1- Esquema de conjunto da instalação.

As experiências foram realizadas com partículas esféricas de sílica, previamente peneiradas num sistema vibratório utilizando peneiros ASTM⁴, nos intervalos 355-425 µm, 600-710 µm e 850-1000 µm. A massa volúmica das partículas foi determinada experimentalmente por picnometria, tendo sido obtido um valor médio de 2498 kg/m³.

⁴ ASTM- Sociedade Americana para Testes e Materiais.

As velocidades superficiais utilizadas, calculadas com base no diâmetro interior do leito principal para as condições de pressão e temperatura normais referidas, estavam limitadas pela disponibilidade da rede, sendo de 2,3 m/s o valor máximo atingido.

A altura estática do leito foi de 0,25 e 0,30 m, medida acima do distribuidor, dependendo dos ensaios realizados.

Utilizaram-se vários tipos de distribuidores, em malha metálica, em material cerâmico poroso e em perspex, sendo estes últimos placas perfuradas com 50, 109, 199, 300, 386 e 948 orifícios de 0,3 mm de diâmetro, dispostos segundo um passo triangular uniforme, por forma a procurar conseguir uma distribuição uniforme de fluido a jusante (*vide* Tab.s 3.1 e 3.2). Para ajudar neste sentido foram colocados a montante do leito principal dois leitos fixos, designados por leitos secundários, com o mesmo diâmetro interior do leito principal e 0,3 m de altura cada, preenchidos com esferas de sílica de 20 e 3 mm, respectivamente, no sentido do escoamento.

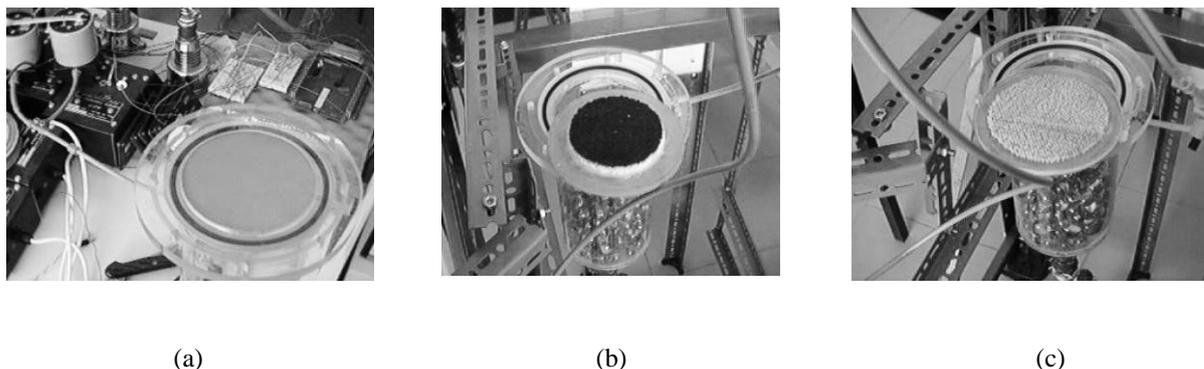


Fig. 3. 2- Tipos de distribuidores utilizados: em malha metálica (a), em cerâmica porosa (b) e em perspex (c).

As medições de pressão ao longo do leito foram realizadas a sete níveis diferentes, de 50 em 50 mm após o distribuidor, com três tomas de pressão em cada nível, igualmente afastadas de 120°, ligadas a transdutores e transdutores diferenciais de pressão, calibrados com manómetros de coluna de água.

Os ensaios de fluidização foram sempre realizados em desfluidização, com o leito anteriormente bem fluidizado, em condições estacionárias, durante períodos de 30 minutos. As velocidades utilizadas corresponderam a razões de velocidade superficial *versus* velocidade mínima de fluidização de 25 a 5:1, sendo que nos ensaios iniciais se realizaram registos incluindo a fase de leito fixo até caudais nulos.

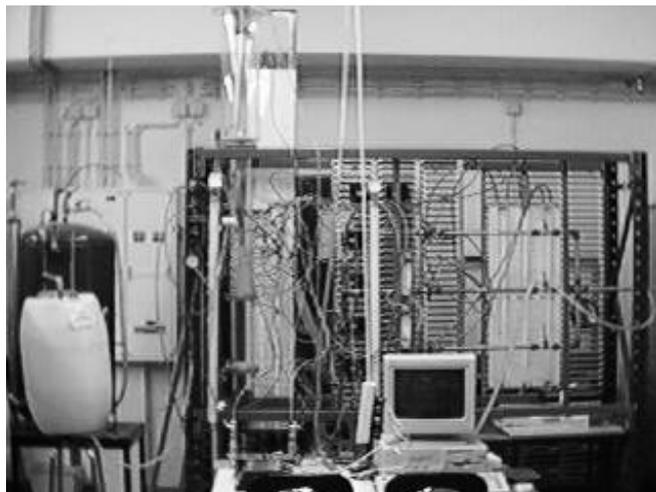


Fig. 3. 3- Vista geral da instalação experimental.

O sistema de aquisição de dados realizava leituras espaçadas de 200 ms, sendo com estes dados posteriormente determinado um valor médio para cada intervalo de um segundo. Os ficheiros assim constituídos eram objecto de um tratamento estatístico por forma a obter valores ponderados após a eliminação dos pontos duvidosos.

3.2 Descrição da instalação

3.2.1 Leito principal

O leito principal é circular, com um diâmetro interior de 0,1 m e uma altura livre de 0,8 m. O estudo foi realizado para alturas de leito fixo de 0,25 e 0,30 m, a que corresponderam disponibilidades adquiridas na medição da pressão estática por ligação a transdutores de pressão de pressão diferencial. Estes aparelhos faziam a medição das pressões através de orifícios de 0,3 mm, realizados na parede do leito. Foi decidido proceder à divisão do leito em fatias de 50 mm de altura cada, definindo-se assim camadas representando fatias sucessivamente acumuladas, sendo a primeira medida a partir da superfície superior do distribuidor, e assim por diante, como se representa na Fig. 3.4.

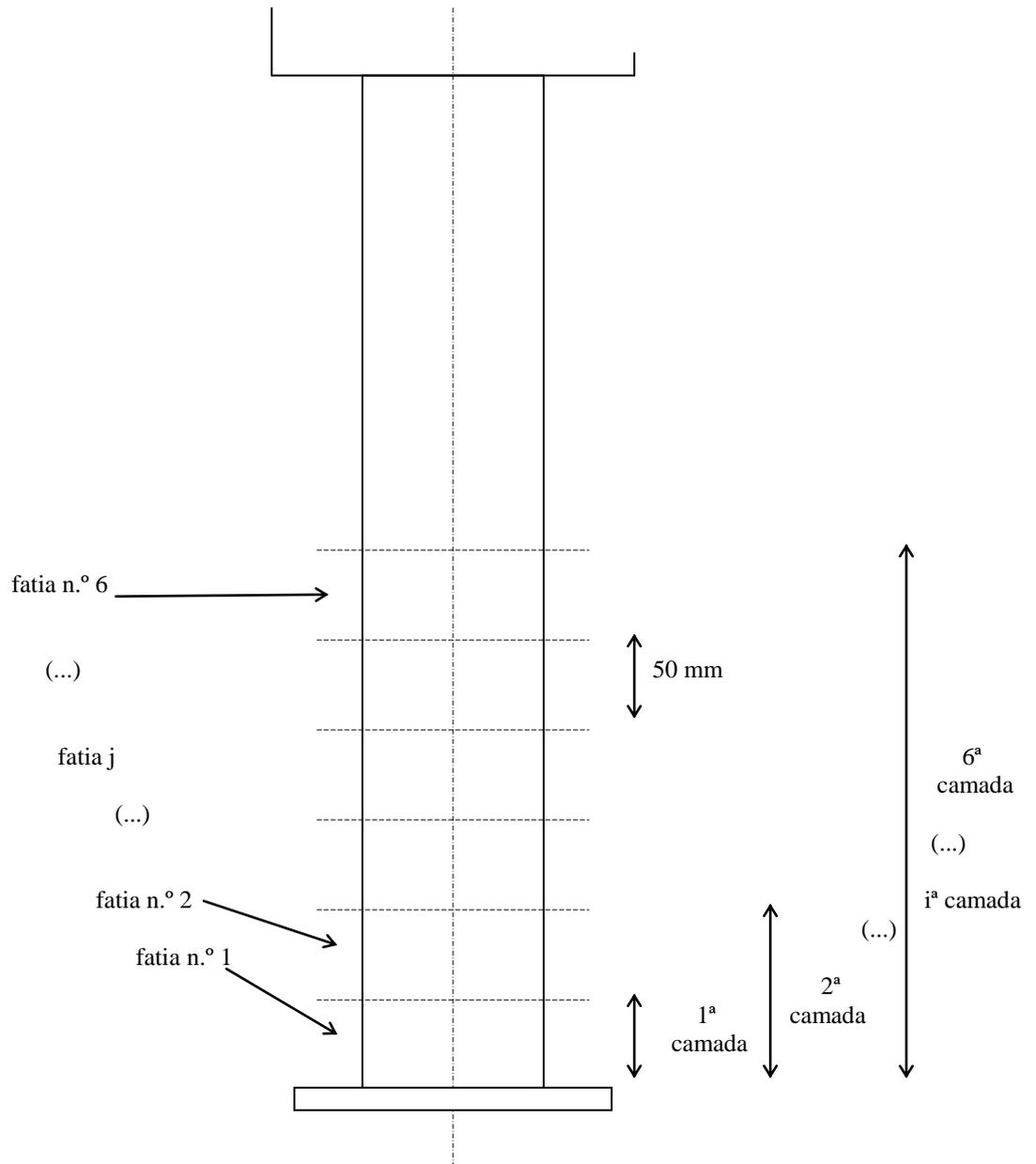


Fig. 3. 4- Definição axial da colocação das tomadas de pressão.

Por forma a obter um sinal o mais possível representativo da propriedade física que se estava a pretender medir, em cada nível foram realizados três orifícios, separados de 120° (Fig. 3.5).

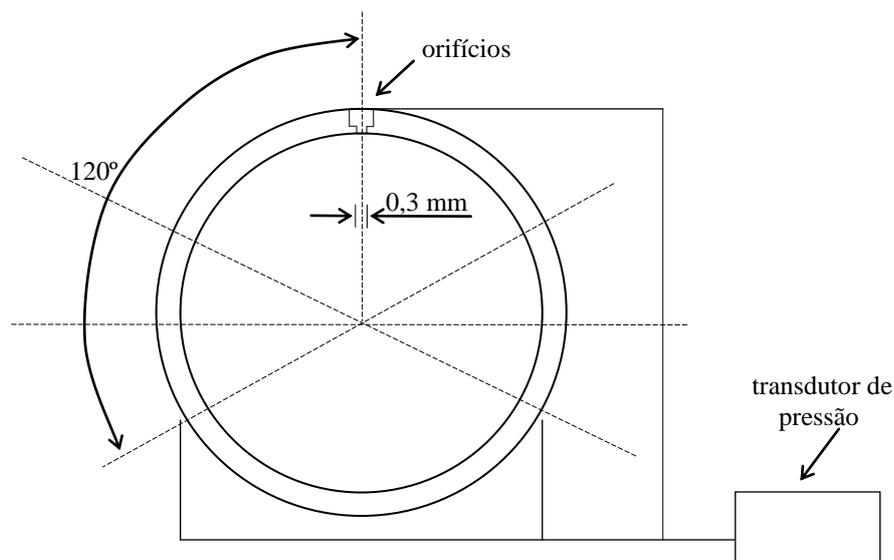


Fig. 3. 5- Disposição angular das tomas de pressão, em cada nível.

Cada conjunto de três orifícios era ligado entre si e posteriormente, em paralelo, a uma entrada de um transdutor de pressão, existindo um destes aparelhos por cada nível.

No interior do leito, e a uma cota superior a 300 mm, foi colocado um eléctrodo em cobre, de ligação à terra, para reduzir a acumulação de electricidade estática.

3.2.2 Bateria de placas-orifício

O caudal de gás era medido por meio de uma bateria de placas-orifício, de razões de diâmetro do orifício versus diâmetro interno da conduta em que estava colocadas, de 0,281, 0,411 e 0,497, que possibilitavam a obtenção de velocidades superficiais máximas de fluidização de, aproximadamente, 0,6, 1,2 e 2,3 m/s, respectivamente.

Na sua construção houve a preocupação de colocar as placas-orifício a cerca de 40 diâmetros a jusante da correspondente válvula de corte.

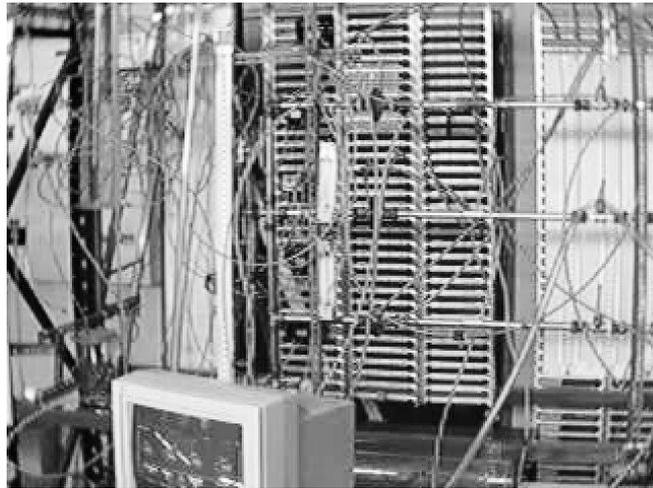


Fig. 3. 6- Vista da bateria de placas-orifício.

Cada placa orifício estava ligada em paralelo a um manómetro de coluna de água e a um transdutor diferencial de pressão. Este último, por sua vez, enviava um sinal para o sistema de aquisição de dados, o que possibilitava a observação (digital) dos valores de caudal/velocidade superficial do ar no monitor do computador.

3.2.3 Placas distribuidoras

Tal como mencionado em 3.1, foram utilizados três tipos de distribuidores, cujas características estão referidas na Tab. 3.1. As quedas de pressão registadas através das placas distribuidoras iam de 60 a 300 kPa, para velocidades superficiais de 0,1 a 2,3 m/s, em condições de pressão e temperatura normais. Nos distribuidores de placas perfuradas, o orifícios forma efectuados de acordo com a Fig. 3.7.

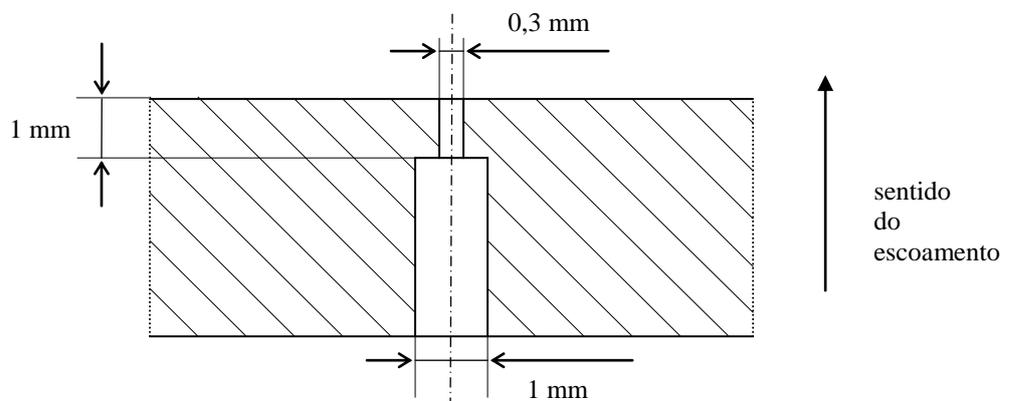


Fig. 3. 7- Orifícios em distribuidores de placas perfuradas.

Tab. 3. 1- Distribuidores: dados sobre os orifícios (*O*- ordem de grandeza).

Tipo	Referência do distribuidor	Espessura da placa (mm)	Número de orifícios N_{or}	Diâmetro dos orifícios d_{or} (mm)
Placa perfurada, orifícios dispostos segundo passo triangular (ref. ^a p#x)	p0x	5	50	0,3
	p1x	5	109	0,3
	p2x	5	199	0,3
	p3x	5	300	0,3
	p4x	5	386	0,3
	p9x	5	948	0,3
Malha metálica (ref. ^a dyn)	dyn	3		<i>O</i> 0,3
Cerâmica porosa (ref. ^a ker)	Ker	10		<i>O</i> 0,3

Pela sua natureza, o distribuidor em malha metálica não permitia uma determinação imediata de uma dimensão de orifício. A malha metálica é entrelaçada e constituída por duas camadas sobrepostas. Decidiu-se então calcular um diâmetro de valor equivalente a um orifício circular de tal modo que, através de uma correlação estabelecida a partir dos dados obtidos para a perda de carga registada nos outros distribuidores, situasse os valores da área de distribuidor por número de orifício, A_0 (vide Eq. 2. 98), dentro da gama de valores definidas para o conjunto dos restantes distribuidores, tal como está representado na Fig. 3.8. O valor calculado para o número equivalente de orifícios é então o único valor, para um diâmetro da ordem de 0,3 mm, que permite aos pontos situados na Fig. 3.8, representados a negrito para as velocidades superficiais no leito de 0,2, 0,5, 1,0 e 1,5 m/s, manter a correlação com um coeficiente de 0,99 para a totalidade das velocidades superficiais utilizadas neste ajuste.

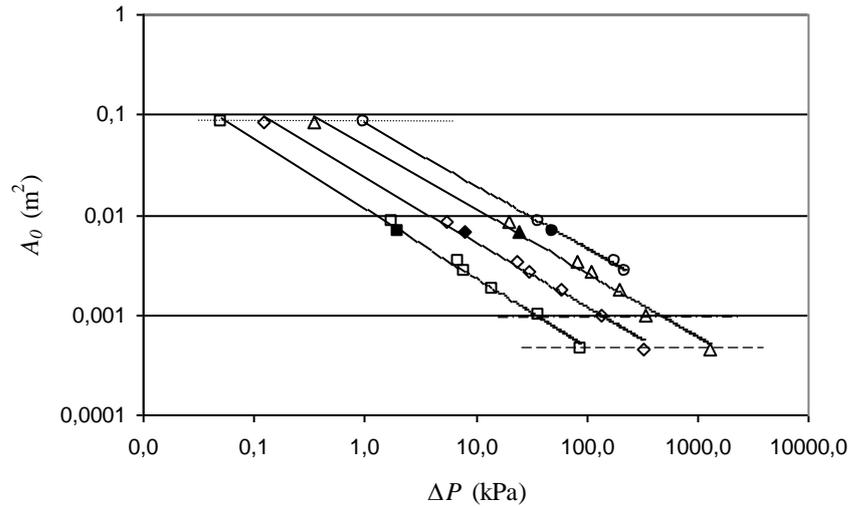


Fig. 3. 8- Estimativa do número de orifícios do distribuidor em malha metálica: a tracejado ‘p0x’, seguido, por ordem crescente de A_0 , de ‘p1x’ a traço ponto, e assim sucessivamente, até ‘ker’, a ponteados (ver Tab. 3.2). ($U_0= 0,2$ -□, $0,5$ -◇, $1,0$ -△ and $1,5$ m/s -○)

Os valores das velocidades superficiais máximas permitidas por cada distribuidor bem como a percentagem de área livre de passagem constam da Tab. 3.2.

Tab. 3. 2- Distribuidores: secção livre de passagem e velocidades máximas.

Tipo	Referência do distribuidor	Área de passagem (%)	Velocidade superficial máxima U_0 (m/s)
Placa perfurada, orifícios dispostos segundo passo triangular (ref. ^a p#x)	p0x	0,045	0,6
	p1x	0,098	1,0
	p2x	0,179	1,2
	p3x	0,270	1,7
	p4x	0,347	2,0
	p9x	0,853	2,2
Malha metálica (ref. ^a dyn)	Dyn	0,675	2,2
Cerâmica porosa (ref. ^a ker)	Ker	8,482	2,3

3.2.4 Sistema de aquisição de dados

O sistema de aquisição de dados é composto por uma série de transdutores de pressão, alimentados por fontes Furness Control MO177 (Tab. 3.3). Os sinais produzidos eram enviados por condutores eléctricos que se encontravam ligados a uma placa de terminais. Esta placa, por sua vez, estava ligada a uma placa de conversão analógico-digital Aioad16, por sua vez conectada a uma porta de um computador tipo 486.

O funcionamento do sistema de aquisição está dependente de um programa elaborado para o efeito, escrito em linguagem C, que poderá consultar-se no Anexo 6. A sua função consiste em ler os sinais recebidos nos canais de entrada, seleccionar as leituras dentro de um intervalo de tempo a determinar no início do funcionamento, realizar uma média aritmética dessas leituras e enviar o resultado, quer para o monitor do computador, quer para um ficheiro de texto, criado também durante os procedimentos iniciais após a definição de uma designação para um dado ensaio. O programa permite ainda realizar a atribuição de cada canal a um determinado tipo de sensor, cujas características foram previamente introduzidas num outro ficheiro de texto, actualizável independentemente.

Tab. 3. 3- Fontes de alimentação e transdutores de pressão utilizados

	referência	gama	precisão	histerese	linearidade
Fontes de alimentação	Furness Control MO177	± 15 VCC	-	-	-
Transdutor	Klay- Peramic CER8000 BRS	0...0,1 bar	$\pm 0,2$ % (gama ajustada)	-	-
	Omron E8A	0...5 kg/cm ²	± 1 % do fundo da escala	$\pm 0,5$ % do fundo da escala	± 1 % do fundo da escala
	Itise SCX15AN	0...120 kPa	-	-	-
	Keller PAA-23	0...0,2 bar	$\pm 0,1$ % do fundo da escala	-	< 0,28 % de toda a escala

Tab. 3.3 (cont.)- Fontes de alimentação e transdutores de pressão utilizados

	referência	gama	precisão	histerese	linearidade
Transdutor	Lucas Schaevitz P3061	0...15 psi	$\pm 0,5$ % da escala	$< \pm 0,5$ % de toda a escala	$< \pm 0,5$ % de toda a escala
	Lucas Schaevitz P3091	0...1 bar	$\pm 0,5$ % da escala	$< \pm 0,5$ % de toda a escala	$< \pm 0,5$ % de toda a escala
	FCO34-15	0...100 mmca	$\pm 1,5$ % da escala	$< \pm 0,2$ %	$< \pm 0,2$ %
	FCO34-16	0...250 mmca	$\pm 1,5$ % da escala	$< \pm 0,2$ %	$< \pm 0,2$ %
	FCO34-18	0..1000 mmca	$\pm 1,5$ % da escala	$< \pm 0,2$ %	$< \pm 0,2$ %
Termómetro	Rotronic SA PT100	0...100 °C	$\pm < 0,5$ %	-	$> 0,1$ °C
Higrómetro	Rotronic CK 90	0...100 %	± 1 % a 25 °C	-	$\pm 0,6$ %

Durante os ensaios foi utilizada uma frequência de amostra de 5 Hz, tendo sido tomadas uma média de 1000 amostras para cada espectro. Estes valores foram então ponderados por forma a obter dados representando médias aritméticas realizadas sobre intervalos de tempo de um segundo cada. Posteriormente, utilizando um outro programa escrito em linguagem Pascal, trabalhando sobre os ficheiros produzidos pelo sistema de aquisição de dados, os pontos obtidos foram definidos para cada posição da válvula de agulha correspondente a um determinado caudal, após terem sido eliminados os pontos duvidosos pelo critério de Chauvenet (Holman, 1994).

3.2.5 Leitos secundários

O leitos secundários foram inicialmente construídos em perspex, mas, após vários acidentes provocados por sobrepressões, foram alterados para tubo de aço, o que permitiu trabalhar com segurança a pressões mais elevadas. São dois, de diâmetro interior igual ao do leito principal, com uma altura de 30 cm o primeiro, cheio com esferas de sílica de 20 mm de diâmetro até 10 cm de altura; o segundo, com 50 cm de altura, estava cheio com esferas de sílica de 3 mm até 10 cm de altura. O primeiro leito secundário, o primeiro após a linha de rede de ar comprimido, estava munido de um deflector à entrada. O leito seguinte tinha um distribuidor em

tecido. Este último, o leito secundário com esferas de 3 mm, mantinha-se fixo para as velocidades utilizadas.

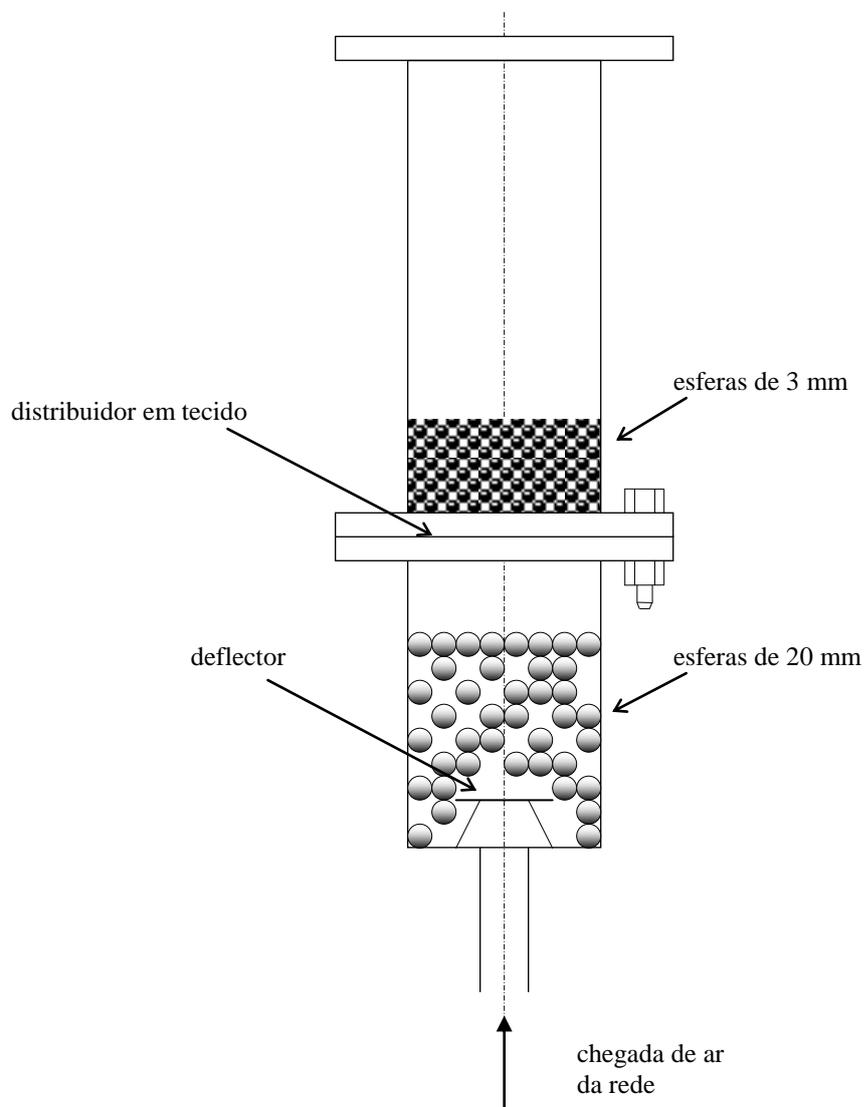


Fig. 3. 9- Representação dos leitos secundários.

O efeito pretendido com a colocação destes leitos a montante da instalação experimental, era a maior uniformização possível do escoamento à chegada ao distribuidor do leito principal, por forma a atingir-se o melhor possível o objectivo para o qual o distribuidor é colocado numa instalação de fluidização: a distribuição uniforme de gás através de toda a sua secção.

3.3 Metodologia experimental

3.3.1 Medição de temperatura, pressão atmosférica e humidade relativa

A medição da temperatura ambiente era realizada através de um termómetro Arno Amarell G10504, com uma gama de medição de -10 a 50°C e uma resolução de 1°C , enquanto a medição da temperatura do ar à chegada ao leito era efectuada através de um termopar Rotronic PTC SA 100.

A pressão atmosférica era medida através de um barómetro aneróide Wissen Z641200, regularmente aferido por meio de um barómetro de Torricelli.

A humidade relativa era medida por meio de uma sonda Rotronic CK90 (ver Tab. 3.3).

3.3.2 Medição e variação dos caudais de ar

Como referido no ponto 3.2.2, os caudais de ar eram medidos através de três placas-orifício, dispostas em paralelo de modo a permitir, quando necessário, a sua utilização simultânea, possibilitando gamas de medição de 0 a 0,0055, 0 a 0,011 e 0 a 0,02 kg/s, cada, respectivamente.

A variação de caudal era conseguida por meio da regulação de válvulas de agulha colocadas a jusante da bateria de placas-orifício, acompanhada da rectificação da pressão, sempre que necessário, através do redutor de pressão colocado à chegada da rede, por forma a manter a pressão na chegada à instalação, no valor de referência utilizado a quando da calibração das placas.

A leitura dos valores era realizada quer por observação da variação de pressão registada pelos manómetros de coluna de água ligados a cada uma das três placas, quer por observação do monitor onde o valor lido pelo transdutor diferencial era colocado.

3.3.3 Obtenção de lotes de partículas e determinação de diâmetros médios

As partículas de sílica (vulgarmente designadas por ‘ballotinis’) foram adquiridas em dois lotes de 25 kg cada, com uma distribuição de tamanhos que variava entre os 180 e os 1410 μm . Foram peneiradas em fracções de 2 kg durante três horas cada, com limpeza de peneiros de 20 em 20 minutos, num aparelho Retsch AS200 Control, com uma amplitude de vibração de 1,5

mm e uma intermitência de 10 s. As amostras foram pesadas numa balança Precisa 6200D, com uma resolução de um miligrama.

Uma distribuição tipo dos resultados de calibração é apresentada na Fig. 3.10:

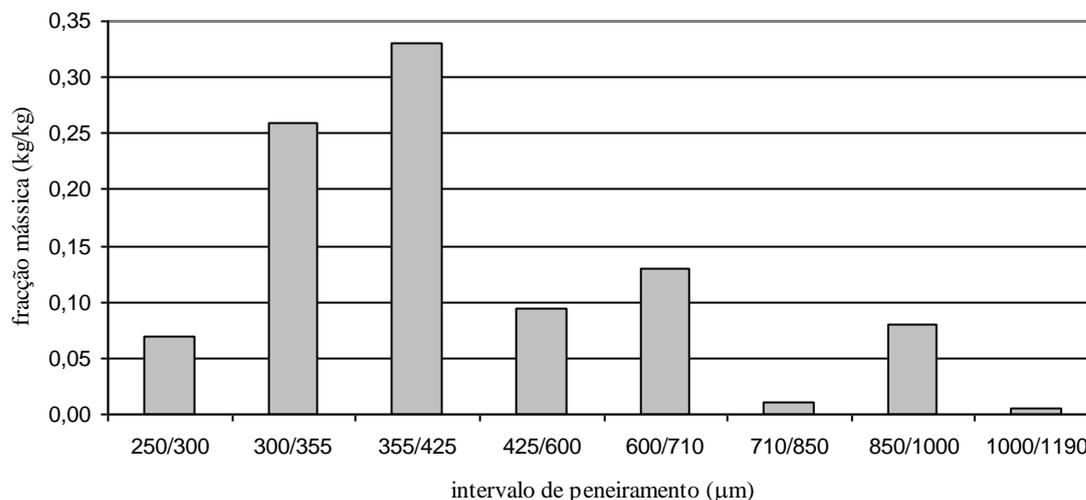


Fig. 3. 10- Distribuição de tamanhos a partir dos lotes iniciais.

As quantidades encontradas nos tamanhos <180, 180/250, 1190/1410 e >1410 µm, eram desprezáveis. Uma vez realizada esta primeira selecção, foram escolhidos dois tamanhos de referência para utilização nos ensaios: 355/425 e 600/710 µm. Posteriormente adicionou-se mais um intervalo, 850/1000 µm. Os testes realizados para cada um dos três intervalos seleccionados, respectivamente os intervalos 355/425, 600/710 e 850/1000 µm, com o objectivo de determinar um diâmetro médio para cada um, foram executados de acordo com os seguintes procedimentos:

1. Por amostragem de quartilhos seleccionaram-se duas amostras, de cerca de 500 g cada, representativas de cada um dos lotes.
2. As amostras foram secas em estufa a uma temperatura entre 105 e 110 °C.
3. Por amostragem aleatória seleccionaram-se 50 g de cada uma delas.
4. Foram escolhidos os peneiros Retsch 1190, 1000, 850, 710, 600, 425, 355, 300 e 250 µm, tendo sido colocados em série decrescente de tamanho de abertura sobre o aparelho vibratório, após se ter verificado que não existia qualquer tipo de humidade ou outra substância sobre as suas superfícies, podendo considerar-se completamente secos.
5. Cada a amostra foi colocada no topo da respectiva bateria de peneiros, distribuindo-se por toda a superfície do peneiro. O aparelho foi ligado com uma frequência de 2,5 Hz e uma amplitude de 1,5 mm, sendo a bateria rodada cerca de 60° ao fim de cada minuto de

vibração. A operação foi realizada até que não mais do que 0,05 g passasse pelo peneiro correspondente ao tamanho desejado, no fim de cada minuto de operação contínua. De cada vez que se retirava o material, os peneiros eram escovados na face inferior de modo a que nenhuma partícula ficasse encravada nas suas malhas.

6. A pesagem era realizada ao miligrama.

7. Tal como estabelecem as normas ASTM D1214, estes resultados foram comparados com processos manuais. As partículas foram contadas e medidas, uma a uma, com um micrómetro electrónico ref^a Fowler Ultra Cal3, com uma resolução de 10 μm , sendo anotadas as suas frequências neste intervalos. As Fig.s 3.11, 3.12 e 3.13 apresentam valores em percentagem, sendo que para o intervalo 355/425 μm o conjunto foi de 424 partículas, para o 600/710, 474 e para o 850/1000, 587.

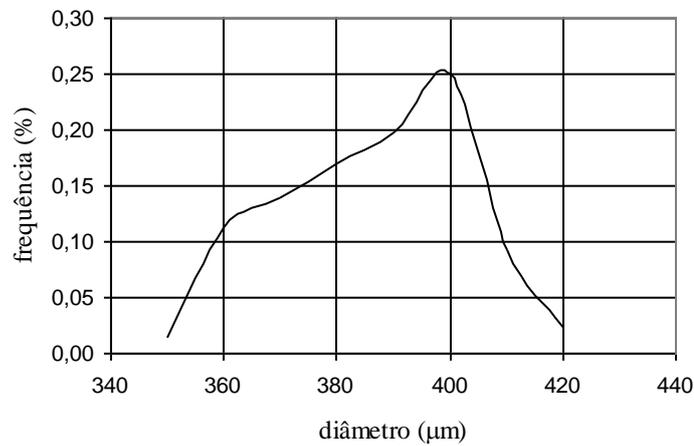


Fig. 3. 11- Distribuição de frequências para partículas do intervalo 355/425 μm .

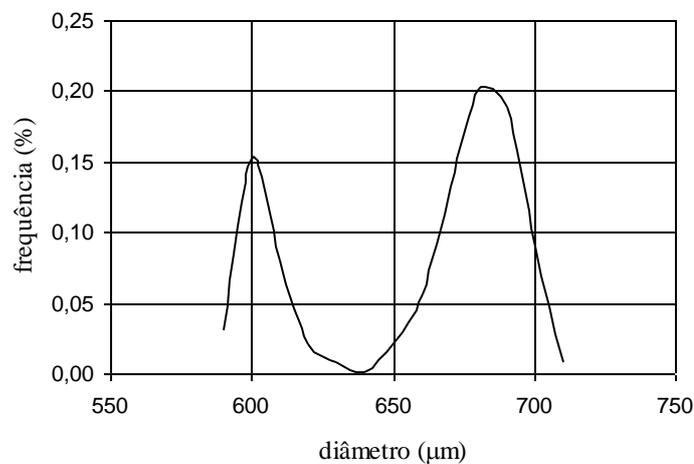


Fig. 3. 12- Distribuição de frequências para partículas do intervalo 600/710 μm .

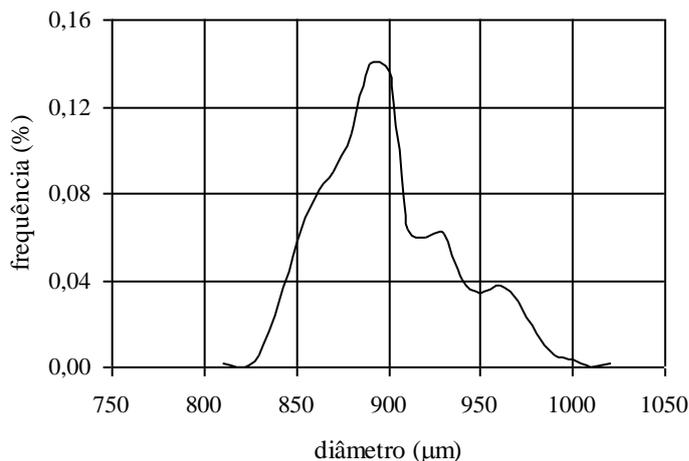


Fig. 3. 13- Distribuição de frequências para partículas do intervalo 850/1000 µm.

O diâmetro médio volume/superfície d_p , ou seja, o diâmetro de uma partícula que tenha uma razão volume/superfície igual à razão média volume/superfície das partículas que constituem a amostra, foi calculado por meio de (Kunii e Levenspiel, 1991):

$$d_p = \frac{1}{\sum_i \frac{Y_i}{d_{pi}}} \tag{3. 1}$$

em que Y_i representa a fracção mássica das partículas contidas no intervalo i e d_{pi} a média aritmética das aberturas das malhas de dois peneiros adjacentes. Uma vez que não havia peneiros disponíveis de dimensões inferiores aos atrás indicados (e representados na Fig. 3.10), os valores obtidos são os correspondentes às médias aritméticas dos referidos intervalos e são os constantes da Tab. 3.4.

Tab. 3. 4- Diâmetros médios para os vários intervalos, Eq. (3. 1)

Intervalo (µm)	Diâmetro médio (µm)
355/425	390
600/710	655
850/1000	925

Os valores adoptados são os correspondentes aos diâmetros determinados a partir do procedimento manual de contagem e foram calculados com base numa média aritmética, utilizando a Eq. (3. 2) :

$$d_p = \frac{\sum_i d_i f_{Ni}}{\sum_i f_{Ni}} \quad (3. 2)$$

em que d_i representa os diâmetros encontrados na amostra e f_{Ni} a respectiva frequência por número, tendo sido obtidos os seguintes valores:

Tab. 3. 5- Diâmetros médios para os vários intervalos, Eq. (3. 2)

Intervalo (µm)	Diâmetro médio (µm)
355/425	387
600/710	651
850/1000	941

3.3.4 Determinação da massa volúmica e da porosidade

A massa volúmica ρ foi determinada por picnometria, para cada uma das amostras obtidas pelo processo descrito em §3.3.4, e a partir daqueles resultados foi determinada a porosidade ε . Os valores obtidos constam da Tab. 3.6.

Tab. 3. 6- Massas volúmicas e porosidades para as amostras dos vários intervalos

Intervalos (µm)	Massa volúmica aparente (kg/m ³)	Massa volúmica real (kg/m ³)	Porosidade (-)
355/425	1403	2498	0,4384
600/710	1432	2498	0,4267
850/1000	1440	2498	0,4235

3.3.5 Medição da variação da pressão no interior do leito

Os ensaios foram realizados com o objectivo de conhecer a evolução da pressão no interior do leito, ao longo deste, em várias situações experimentais em que variaram quer a composição do leito de partículas, quer as placas distribuidoras do leito principal, quer, obviamente, as velocidades superficiais de escoamento. Estas situaram-se entre 0,1 e 2,3 m/s, a pressão e temperatura normais, a que correspondiam razões de U_0/U_{mf} de 1 até 20. Os ensaios foram sempre realizados em desfluidização, por forma a prevenir o aparecimento de histereses resultantes de encravamento entre as partículas.

O início da aquisição de dados dava-se após a instalação ter estado durante cerca de meia hora em funcionamento. Eram registados os valores da temperatura, da humidade relativa e da pressão atmosférica, no início do ensaio, e mais tarde verificado o seu valor por comparação com os valores existentes no final. O sistema de aquisição era iniciado cerca de 15 minutos após o início de funcionamento da instalação, procedendo-se à selecção dos intervalos de tempo das médias de valores, à definição da designação do ficheiro de dados e à definição do endereço das saídas do sistema, ou seja, à escolha dos transdutores de pressão que iriam ser utilizados nas medições. Verificavam-se os ‘zeros’ de cada um, tendo sido regularmente calibrados por colocação em paralelo quer de manómetros de coluna de água quer de aparelhos idênticos. Eram igualmente realizadas trocas de aparelhos num mesmo endereço, para avaliar a forma como os sinais se repetiam, ou não, nas mesmas condições. As medições de caudal por variação de pressão nas placas-orifício estavam, em permanência, calibradas por manómetros de coluna de água. A realização de ensaios, quer com diferentes placas distribuidoras quer com diferentes composições de leito, foi efectuada um mínimo de três vezes não consecutivas.

Conhecidas as propriedades da amostra utilizada no leito, era definida uma série de valores de velocidade superficial para os quais se pretendia conhecer o comportamento do leito. Esses valores correspondiam a razões U_0/U_{mf} , terminando o ensaio quando se atingiam valores deste quociente inferiores à unidade, detectável quer por observação directa quer por observação dos valores de caudal de ar que atravessavam o leito.

Em cada um dos pontos eram realizadas cerca de 60 médias, sendo o seu valor superior sempre que se estivesse a analisar o que se supusesse ser um ponto de transição. Os pontos obtidos pelo sistema durante o regime transiente de mudança de uma posição de caudal para outra eram posteriormente eliminados com recurso ao critério de Chauvenet (Holman, 1994). Como resultado, cada espectro era sempre representativo de um mínimo de 1000 pontos.

4 EVOLUÇÃO DA PRESSÃO AO LONGO DO LEITO

«At 2 hours 20 minutes it was at 200° (F); and at 2 hours 30 minutes it ACTUALLY BOILED!

It would be difficult to describe the surprise and astonishment expressed by the countenances of the bystanders, on seeing so large a quantity of cold water heated, and actually made to boil, without any fire.

Though there was, in fact, nothing that could justly be considered as surprising in this event, yet I acknowledge fairly that it afforded me a degree of childish pleasure, which, were I ambitious of the reputation of a grave philosopher, I ought most certainly rather to hide than to discover.»

Benjamim Rumford, 1798

An inquiry concerning the source of heat which is excited by friction

4.1 Introdução

Tal como foi referido no § 2.3.3.1, existe um ponto no processo de fluidização em que as partículas estão apenas suspensas no gás ascendente, sem abandonarem as suas posições relativas, em que as forças de fricção entre as partículas e o fluido são equilibradas pelo peso daquelas, em que a componente vertical das forças de compressão entre as partículas desaparece devido ao aumento da porosidade, relativamente à situação de leito fixo, e em que a variação de pressão iguala o peso do fluido e das partículas por área da secção de leito correspondente.

A permanência deste balanço de forças através do leito fluidizado impõe então que a perda de pressão do fluido, ao atravessar o leito de partículas, se mantenha igual ao peso

aparente das partículas, W , por unidade de área do leito (Fig. 4. 1), para lá do ponto de fluidização incipiente.

Para um leito de partículas de massa volúmica ρ_p , fluidizado por um fluido de massa volúmica ρ_f para formar um leito fluidizado de altura H com uma porosidade ε , num recipiente com uma secção transversal A , essa perda de pressão será

$$\Delta P = \frac{(\rho_p - \rho_f)HA(1 - \varepsilon)g}{A} \quad (4. 1)$$

A variação da perda de pressão do fluido através do leito com a sua velocidade superficial teria em princípio o andamento representado na Fig. 4. 1.

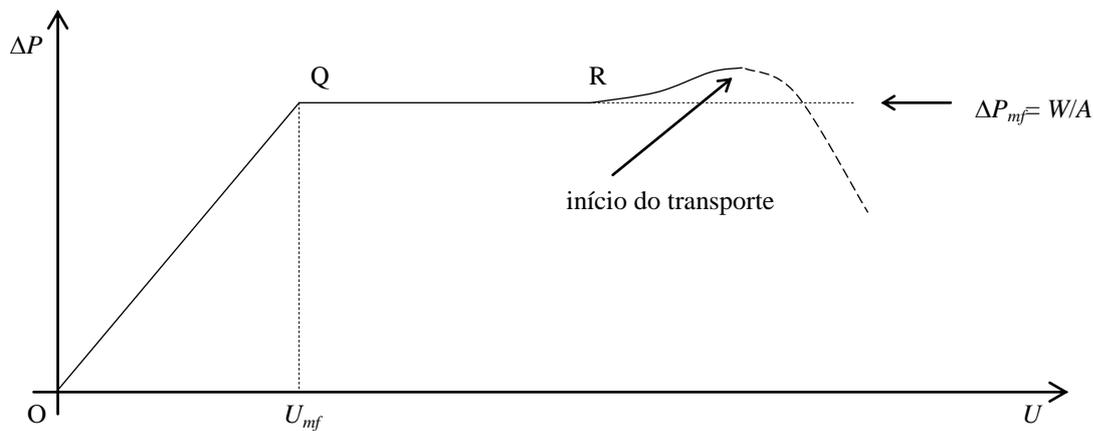


Fig. 4. 1- Variação da perda de pressão, ΔP , com a velocidade do fluido, U , para leito fixo e fluidizado (Kunii e Levenspiel, 1969).

Relativamente a esta figura, a região correspondente à linha OQ é a que diz respeito ao leito fixo. Aqui as partículas sólidas não se movimentam, sendo constante o espaçamento entre elas. A perda de carga com a velocidade do fluido é descrita pela equação de Carman-Kozeny (Kozeny, 1927) para o regime laminar e pela equação de Ergun (Ergun, 1952) para o caso geral.

A região QR corresponde ao leito fluidizado, e é a essa região que se aplica a Eq. (4. 1).

De acordo com essa equação, esperar-se-ia que ΔP se mantivesse constante, e é de facto isso que vemos sempre que na literatura esta matéria é abordada.

Verifica-se, no entanto, que as medições efectuadas revelam uma redução consistente do valor da perda de carga através do leito, entendida quer enquanto perda de carga por fatia estática

do leito, tal como descrita em §3.2.1 (Fig. 3. 4), quer enquanto perda de carga de todo o leito. Esta situação, embora susceptível de ser considerada como característica da presença de bolhas tubulares, não respeita directamente o pressuposto resultante da observação experimental (Kunii e Levenspiel, 1969) da existência de um valor central, em torno do qual as flutuações se vão amplificando, correspondente ao quociente entre o peso aparente das partículas e a secção transversal do leito. Particularmente, Fan e Zhu (1998) indicam um aumento da perda de carga total do leito onde ocorre a presença de bolhas tubulares, como resultado do forte aumento da fricção entre as partículas e as paredes do leito e da transferência de quantidade de movimento do gás para as partículas. Também não se verificam quaisquer dos critérios estabelecidos por Stewart e Davidson (1967) e Bayens e Geldart (1974), expressos nas Eq.s (2. 92) a (2. 94).

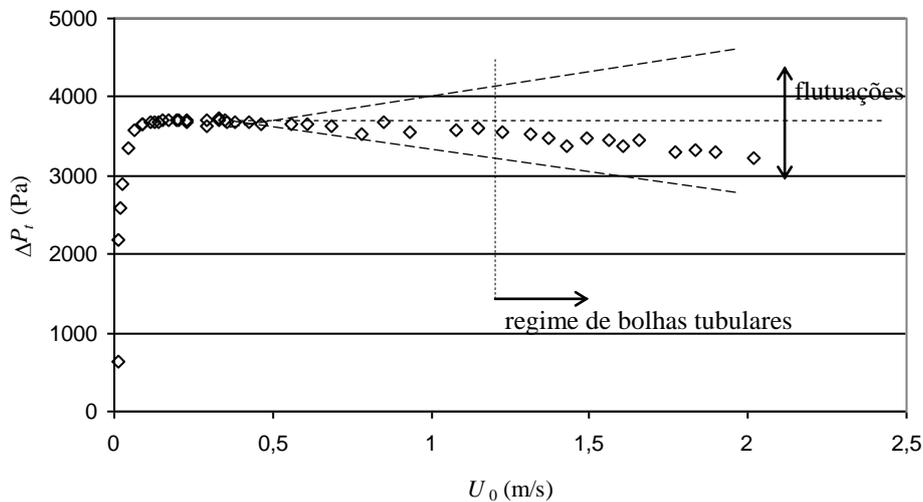


Fig. 4. 2- Variação da perda de pressão registada para todo o leito, ΔP_t , com a velocidade superficial do fluido, U_0 (partículas esféricas de sílica, intervalo 355/425 μm , distribuidor 'p9x' - vide Tab 3.2); linhas a tracejado adaptadas de Kunii e Levenspiel (1969, 1991) para leitos com presença de bolhas tubulares.

A constatação da referida redução da perda de carga é mais sensível para as partículas de menor diâmetro, nomeadamente as pertencendo aos intervalos 355/425 e 600/710 μm , e mais atenuada para o tamanho maior (850/1000 μm), como pode observar-se pela Fig. 4. 3.

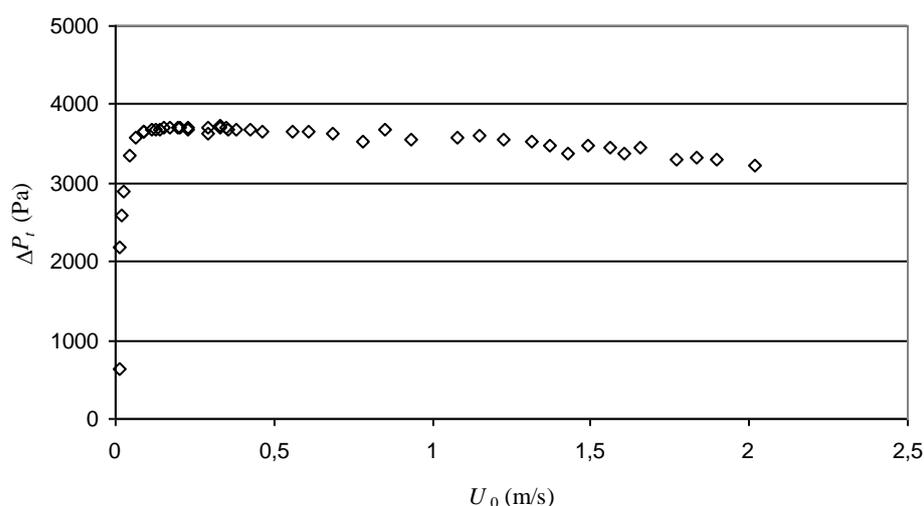


Fig. 4. 3- Variação da perda de pressão registrada para todo o leito, ΔP_t , adimensionalizada com a perda de pressão nas condições de fluidização incipiente, $\Delta P_{t_{mf}}$, com a velocidade superficial do fluido, U_0 . (partículas esféricas de sílica, distribuidor 'p9x', ◇- 355/425, □- 600/170, △- 850/1000 μm).

Esta tendência é globalmente independente do tipo de distribuidor utilizado, sendo a influência deste factor analisada em maior detalhe no capítulo seguinte.

4.2 Resultados experimentais

Apresenta-se agora uma série de resultados experimentais da evolução com o caudal de gás de fluidização, da perda de carga pelas diversas fatias que compõem o leito. Com esta aproximação ao tratamento dos resultados experimentais tentou-se ir mais longe na compreensão dos fenómenos que levavam à redução efectiva da perda de carga no leito com o crescimento da velocidade de fluidização. As curvas de variação da perda de carga com o caudal de ar foram obtidas para cada uma das três distribuições de tamanhos das partículas utilizadas e para os vários tipos de placas distribuidoras.

São apresentados em seguida, a título de exemplo, para as distribuições de tamanhos 355/425, 600/710 e 850/1000 mm, para um distribuidor de placa perfurada, no caso o distribuidor 'p9x', construído em perspex com 948 orifícios de 0,3 mm (ver Cap. 3, Tabs. 3.1 e 3.2), sendo que os outros distribuidores provocam globalmente um mesmo comportamento hidrodinâmico dos leitos estudados e que as diferenças entre eles serão analisadas

posteriormente, no âmbito do estudo da influência do tipo de distribuidor no aparecimento e definição de regimes de escoamento, em particular os regimes borbulhante e turbulento (*vide* Cap. 5).

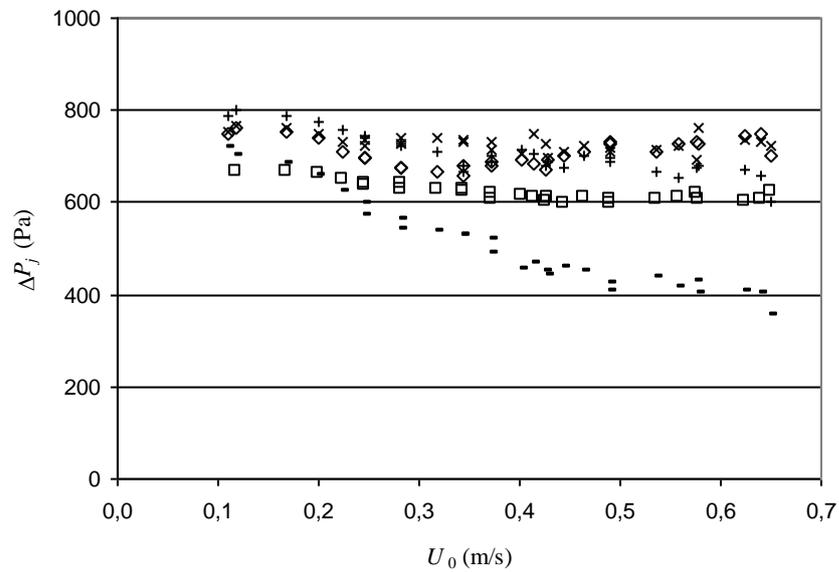


Fig. 4. 4- Perda de carga (por fatia) *versus* velocidade superficial, ballotinis 355-425 μm , distribuidor ‘p9x’.
(fatias: \square : 1, \diamond : 2, x: 3, +: 4, -: 5)

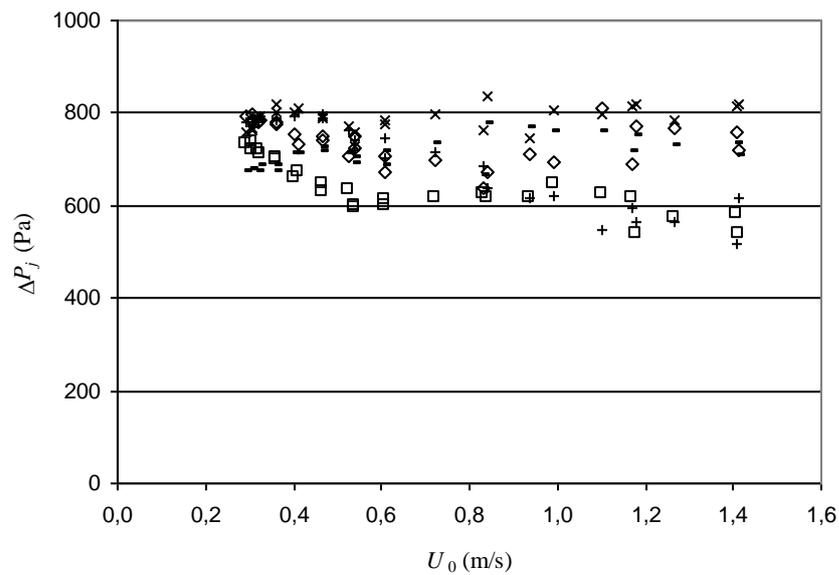


Fig. 4. 5- Perda de carga (por fatia) *versus* velocidade superficial, ballotinis 600-710 μm , distribuidor ‘p9x’.
(fatias: \square : 1, \diamond : 2, x: 3, +: 4, -: 5)

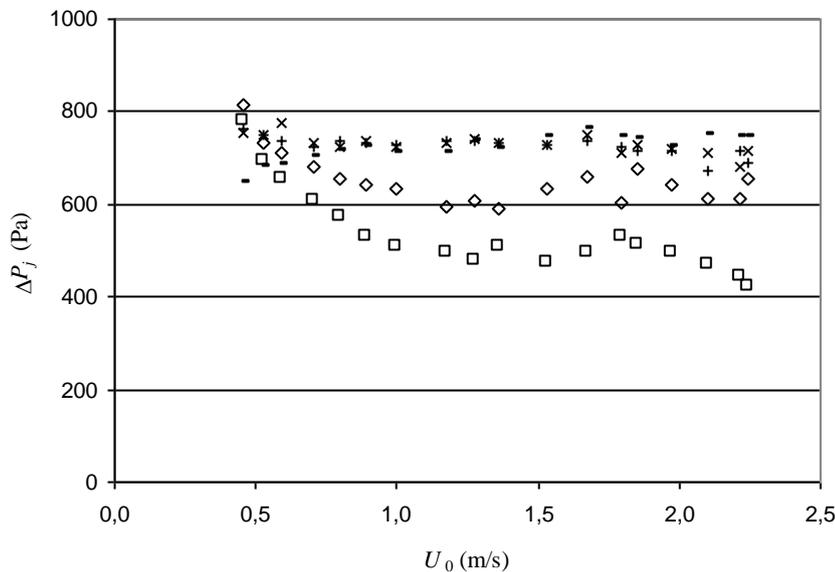


Fig. 4. 6- Perda de carga (por fatia) *versus* velocidade superficial, ballotinis 850-1000 μm, distribuidor ‘p9x’.
(fatias: □: 1, ◇: 2, x: 3, +: 4, -: 5)

Como comentários gerais a estes valores dir-se-á que:

1º- Regista-se uma menor perda de carga do que a esperada teoricamente, sendo que o valor médio representa cerca de 80 % do valor teórico. É evidente que parte da discrepância total pode ser motivada por imprecisões na quantificação da porosidade do empilhamento verificado nas diversas fatias.

2º- A posição relativa das diversas camadas é deveras interessante. Note-se que na primeira camada a perda de carga é nitidamente inferior ao valor das restantes, pois aí a rarefação das partículas é maior devido aos jactos formados à saída do distribuidor. Também, nos gráficos apresentados, a quinta camada é atípica pois, se a ruptura das bolhas, ao atingirem a superfície livre do leito, faz com que a porosidade seja mais elevada (as partículas são espalhadas e atiradas para fora do leito com as explosões das bolhas), ocasionando perdas de carga mais baixas, há igualmente situações em que este comportamento das curvas de evolução da perda de carga já se não verifica.

4.3 Primeira aproximação- porosidade constante ao longo da fase densa

Trabalhando com as gamas de tamanhos 355-425, 600-710 e 850-1000 μm , para velocidades superficiais máximas de 0,7 e 1,4 m/s, respectivamente, as curvas obtidas para a variação de pressão com a velocidade superficial do escoamento das Fig. 4. 4, Fig. 4. 5 e Fig. 4. 6, apresentam os valores acumulados de cada camada, a saber, a camada 1 coincidindo com a fatia 1, a camada 2 correspondendo à altura de leito que vai desde o distribuidor até à superfície da fatia 2, ou seja, correspondente à soma das perdas de carga registadas nas fatias 1 e 2, e assim sucessivamente até à camada 5, correspondendo à soma das fatias 1, 2, 3, 4 e 5.

Em termos de valores acumulados, a análise dos resultados experimentais fica facilitada, dado que cada curva se destaca numa posição própria, no interior do gráfico, deixando de haver sobreposições com outras curvas. É agora mais facilmente reconhecível que a perda de carga acumulada é inferior ao valor teórico correspondente ao peso aparente do leito.

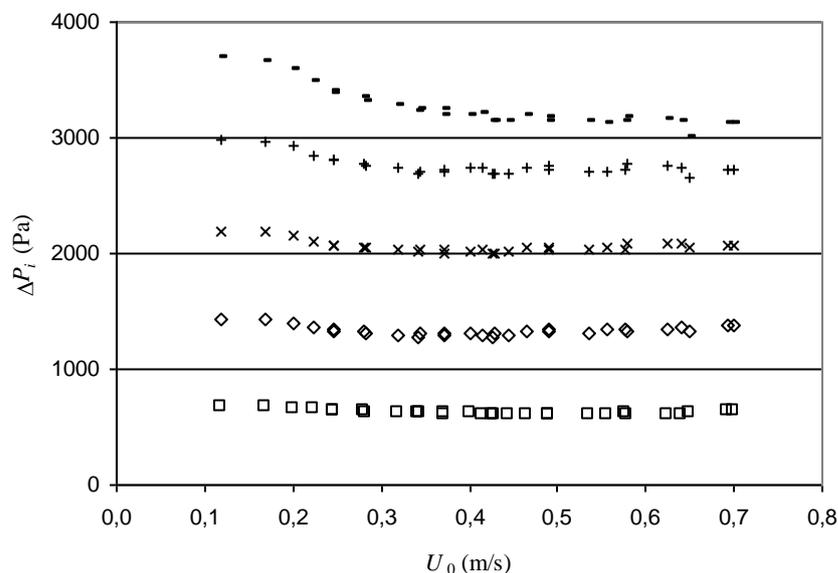


Fig. 4. 7- Perda de carga acumulada (por camada) *versus* velocidade superficial, ballotinis 355-425 μm , distribuidor 'p9x' (camadas: \square : fatia 1, \diamond : fatias 1+2, \times : fatias 1+2+3, $+$: fatias 1+2+3+4, $-$: fatias 1+2+3+4+5).

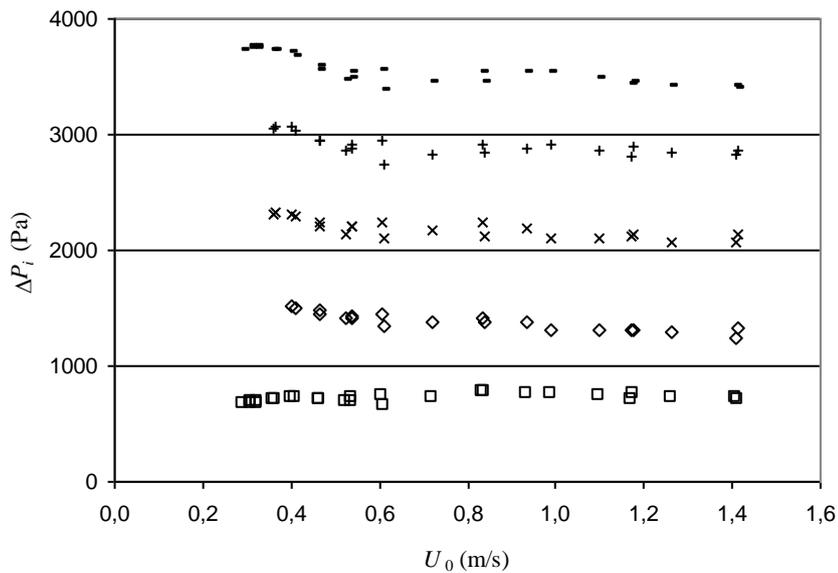


Fig. 4. 8- Perda de carga acumulada (por camada) *versus* velocidade superficial, ballotinis 600-710 μm , distribuidor 'p9x' (camadas: □: fatia 1, ◇: fatias 1+2, x: fatias 1+2+3, +: fatias 1+2+3+4, -: fatias 1+2+3+4+5).

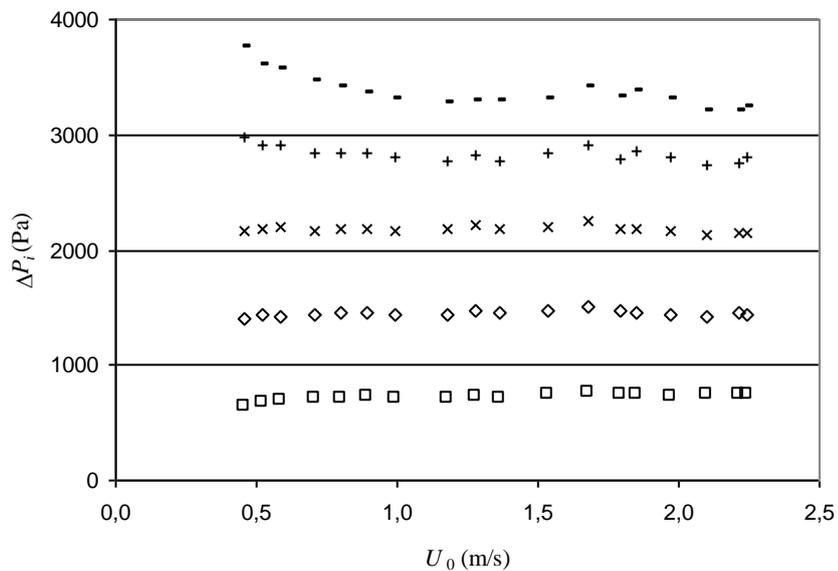


Fig. 4. 9- Perda de carga acumulada (por camada) *versus* velocidade superficial, ballotinis 850-1000 μm , distribuidor 'p9x' (camadas: □: fatia 1, ◇: fatias 1+2, x: fatias 1+2+3, +: fatias 1+2+3+4, -: fatias 1+2+3+4+5).

Para cada caso experimental considerado, apresenta-se o valor da perda de carga determinado através da Eq. (4. 2). Da comparação entre o valor correspondente ao peso aparente acumulado e os valores medidos para a perda de carga, constata-se que o valor real é nitidamente

inferior ao esperado teoricamente para uma situação de leito fluidizado. Esta expectativa radica na suposição, que habitualmente se toma por facto, de que ao ser necessário suspender a totalidade das partículas que constituem o leito para haver fluidização, a energia que se utiliza nesse efeito vai ser cedida, no mesmo valor, pelo fluido no momento em que o atravessa, sendo que esta redução é obtida através da medição da pressão estática a montante e a jusante do leito.

4.3.1 O modelo bifásico modificado

É o mesmo balanço de forças que conduziu à Eq. (4. 1) que, uma vez atingido o ponto de mínima fluidização ou de fluidização incipiente, permite escrever a Eq. (4. 2),

$$\Delta P = (\rho_p - \rho_f)(1 - \varepsilon_{mf})H_{mf}g \quad (4. 2)$$

na qual H_{mf} é a altura do leito nas condições de mínima fluidização e ε_{mf} a porosidade para as mesmas condições de escoamento.

Rearranjando e partindo do pressuposto de que a fase densa ou emulsão se mantém nas condições de fluidização incipiente para valores de velocidade para lá de U_{mf} , chega-se a:

$$\Delta P = (\rho_p - \rho_f)(1 - \varepsilon_{mf})gH_f \quad (4. 3)$$

sendo agora H_f a altura atingida pelo leito para um qualquer caudal de ar, igualmente medido desde o distribuidor até à superfície livre do leito. Esta igualdade, experimentalmente verificada por inúmeros autores para essas condições, é habitualmente considerada como constituindo a condição fundamental da fluidização (Couderc, 1985).

A maior parte das modelizações ao comportamento hidrodinâmico dos leitos fluidizados, leva em conta a subida das bolhas no leito, com base no conhecimento que dela existe a partir da ascensão de uma bolha isolada. A base do modelo de Toomey e Johnstone (1952), popularizado por Davidson e Harrison (1963), estabelecia que todo o gás em excesso do necessário para manter o leito nas condições de fluidização incipiente, deveria atravessar o leito sob a forma de bolhas:

$$\frac{Q_b}{A_l} = U_0 - U_{mf} \quad (4. 4)$$

em que Q_b é o caudal volúmico que passa através das bolhas, A_l a área da secção transversal do leito e U_0 a velocidade superficial do escoamento. Sendo o objectivo destes modelos simular o comportamento de leitos normais, ou seja, onde distribuidores vulgares produzem continuamente uma corrente de múltiplas bolhas, Davidson e Harrison (1963) estabeleceram que a velocidade relativa entre a fase densa ou emulsão e a fase de bolhas não seria afectada pela interacção entre bolhas vizinhas, pelo que esta velocidade poderia tomar-se como sendo a velocidade de bolhas singulares que ascendessem em leitos nas condições de mínima fluidização, ou seja:

$$U_{br} = K' \sqrt{gd_b} \quad (4.5)$$

As velocidades de subida são, contudo, inferiores às previstas pela Eq. (4.5) (vide §2.5.1.2), quando se toma o valor de 0,711 para a constante K' . Para os grupos A e B de Geldart (1973), os valores a adoptar, segundo Davidson *et al.* (1977), variam entre 0,5 e 0,66.

Por outro lado, todas as correlações publicadas que pretendem calcular d_b , o diâmetro da esfera equivalente à bolha (vide Tab. 2.3), nomeadamente Rowe (1972), Werther (1976), Yacono (1975), Yasui e Johanson (1958), Park *et al.* (1969), Geldart (1972) e Darton *et al.* (1977), são sempre apresentadas na forma

$$d_b = K(U_0 - U_{mf})^n \quad (4.6)$$

em que K é uma constante numérica cujo valor depende da altura do leito H , do seu diâmetro interno, D , e do número de orifícios do distribuidor, e o expoente n é obtido por ajuste numérico, estando o seu valor, nas correlações referidas, situado entre 0,4 e 0,8.

Isto permite então concluir que a velocidade relativa de subida da bolha se possa exprimir na forma genérica

$$U_{br} = k(U_0 - U_{mf})^n \quad (4.7)$$

em que k terá de possuir o mesmo tipo de dependência de K .

Assim, como a velocidade absoluta de subida das bolhas em leitos fluidizados (Kunii e Levenspiel, 1969) é dada por

$$U_{ba} = U_0 - U_{mf} + U_{br} \quad (4.8)$$

podemos então afirmar que, de um modo mais generalista,

$$U_{ba} = U_0 - U_{mf} + k(U_0 - U_{mf})^n \quad (4.9)$$

Não obstante existirem evidências experimentais sobre a existência de pequenas quantidades de sólidos no interior das nuvens que envolvem as bolhas em leitos fluidizados borbulhantes (*vide* §2.5.1.4.1), ignorar-se-á a sua existência e tomar-se-á uma fracção de vazio das bolhas unitária, ou seja,

$$\varepsilon_b = 1 \quad (4.10)$$

Sendo δ a fracção volúmica das bolhas no leito, ela definir-se-á como:

$$\delta = \frac{V_b}{V_l} = 1 - \frac{H_{mf}}{H_f} \quad (4.11)$$

onde V_b é o volume ocupado pelas bolhas, V_l o volume ocupado pela fase densa e pelas bolhas, de todo o leito, H_f é a altura da superfície livre do leito para regimes correspondente a valores de $U_0 > U_{mf}$, e H_{mf} a mesma altura nas condições de fluidização incipiente.

Relembrando o que foi afirmado em §2.5.1.4.1, quando se analisou o modelo de escoamento de Kunii e Levenspiel (1969), a velocidade superficial (total), U_0 , correspondente ao caudal total, relaciona-se com a velocidade mínima de fluidização, U_{mf} , e com a velocidade absoluta, U_{ba} , através de:

$$U_0 = \delta(U_{ba} + \beta U_{mf}) + (1 - \delta)U_{mf} \quad (4.12)$$

Como pode observar-se nas Fig. 4. 7, Fig. 4. 8 e Fig. 4. 9, a perda de carga ao longo das várias camadas do leito, resultado da adição sucessiva das perdas de carga registadas para cada fatia, revela globalmente uma diminuição, à medida que a velocidade superficial do ar vai aumentando para lá das condições correspondentes ao ponto de mínima fluidização. Esta redução fica a dever-se ao decréscimo do número de partículas existentes nas fatias, com o aparecimento e crescimento das bolhas, o que se traduz numa redução da porosidade média do leito para essas condições progressivas de caudal.

Assim, não é mais adequado considerar o peso das partículas existentes numa dada região do leito, numa base volúmica, corrigida apenas pela porosidade da fase densa, devendo entrar-se com uma correcção extra tendo em conta o espaço ocupado pelas bolhas. Adoptando o pressuposto da teoria bifásica de que a fase densa mantém a sua identidade, introduzindo o aumento da fracção de bolhas nas sucessivas camadas do leito, obter-se-á a seguinte equação para a perda de carga (Paiva *et al.*, 1998):

$$\Delta P = (\rho_p - \rho_f)(1 - \varepsilon_{mf})Hg(1 - \delta) \tag{4.13}$$

em que H é a altura do leito considerada.

Combinando as Eqs. (4. 9), (4. 12) e (4. 13), e rearranjando, a perda de carga por camada torna-se igual a

$$\Delta P_i = (\rho_p - \rho_f)(1 - \varepsilon_{mf})H_i g \frac{\xi_i + U_{mf\bar{i}}}{\xi_i + U_0} \tag{4.14}$$

em que H_i é a altura da camada i , $U_{mf\bar{i}}$ é a velocidade mínima de fluidização para essa camada em consideração, e

$$\xi_i = (\beta_i - 2)U_{mf\bar{i}} + k_i(U_0 - U_{mf\bar{i}})^n \tag{4.15}$$

onde, por sua vez, β_i e k_i são os parâmetros correspondentes para aquela camada i .

Como em cada camada a porosidade do empilhamento varia e, mesmo numa situação de maior generalidade, pode haver um gradiente de temperaturas, é lógico que a velocidade mínima de fluidização tomará valores diferentes consoante a camada em consideração. A utilização de uma velocidade mínima de fluidização por camada, $U_{mf\bar{i}}$, fica assim justificada.

Utilizando os valores constantes na tabela seguinte (os mesmos que figuram na Tab. 4. 1, para que se permita uma comparação mais objectiva),

Tab. 4. 1- Valores atribuídos aos parâmetros da Eq. (4. 14), intervalo 355/425 μm , primeira aproximação.

Camadas i	fatias j	β	n	κ
1 ^a	1	4,0	1	0,80
2 ^a	1+2	4,0	1	0,70
3 ^a	1+2+3	4,0	1	1,00

4ª	1+2+3+4	4,0	1	1,00
5ª	1+2+3+4+5	4,0	1	0,40

a comparação entre os resultados da aplicação do modelo bifásico, Eq. (4. 14), e os dados experimentais, não se revela muito atraente. Com excepção do ponto de fluidização incipiente, onde a fracção de bolhas é igual a zero, os resultados calculados representam uma sensível (e crescente) subavaliação, quando comparados com os pontos homólogos da perda de carga obtidos por medição. Apenas se utilizaram velocidades superficiais acima de U_{mf} , uma vez que, abaixo desses valores, não existem bolhas no leito.

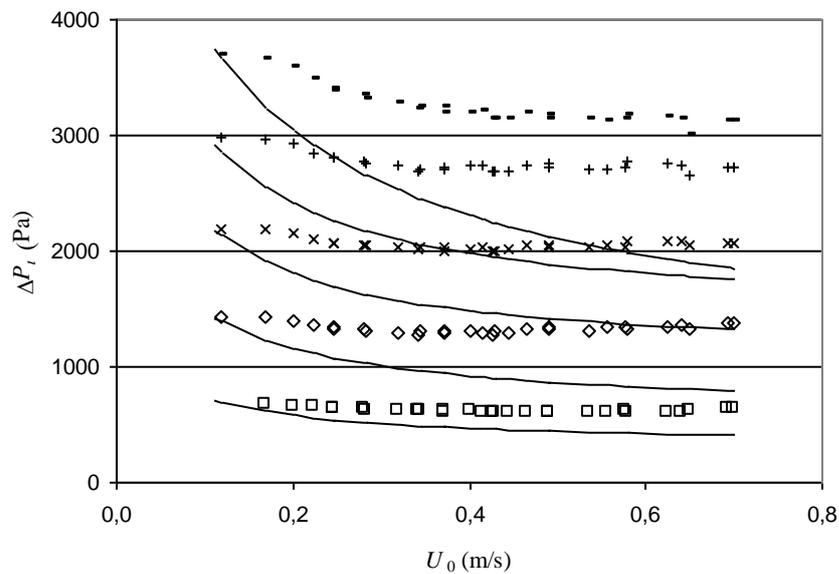


Fig. 4. 10- Ajuste (linhas contínuas) obtido pelo modelo, Eq. (4. 14), primeira aproximação, aos valores de perda de carga acumulada (por camada) versus velocidade superficial, ballotinis 355/425 μm , distribuidor 'p9x'.
(camadas: \square : 1, \diamond : 1+2, \times : 1+2+3, $+$: 1+2+3+4, $-$: 1+2+3+4+5)

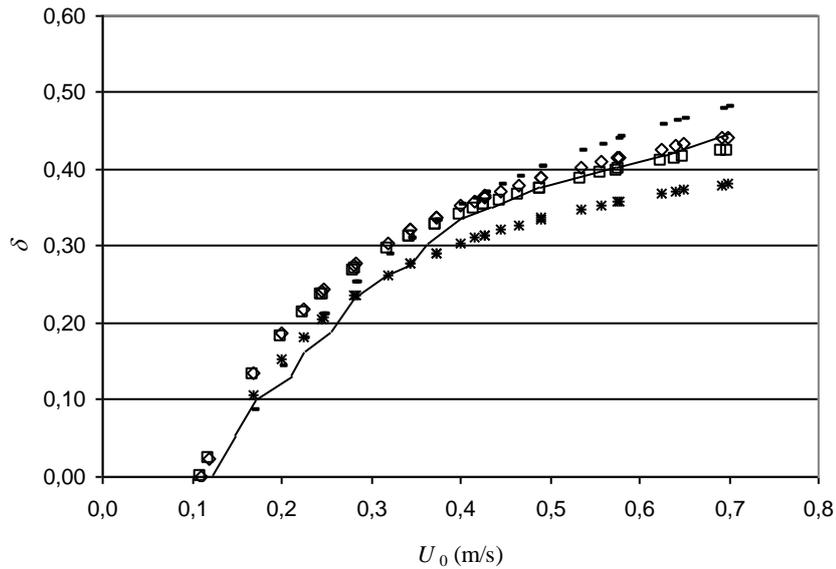


Fig. 4. 11- Valores da fracção de bolhas gerada pelo modelo, δ_{ger} , em primeira aproximação, comparados com os valores determinados experimentalmente, δ_{exp} (linha contínua), versus velocidade superficial, ballotinis 355-425 μm , distribuidor ‘p9x’ (camadas: \square : 1, \diamond : 1+2, \times : 1+2+3, $+$: 1+2+3+4, $-$: 1+2+3+4+5).

Poder-se-ia então pensar num melhor ajuste dos coeficientes da Tab. 4. 1, ou seja, em valores de β , n e k que conduzissem a valores de δ_{ger} mais próximos dos valores medidos. Estariam nesse caso os valores da Tab. 4. 2:

Tab. 4. 2- Valores atribuídos aos parâmetros da Eq. (4. 14), intervalo 355/425 μm , segunda aproximação.

camadas i	fatias j	β	n	κ
1 ^a	1	3	1,2	0,71
2 ^a	1+2	3	1,2	0,71
3 ^a	1+2+3	3	1,2	0,71
4 ^a	1+2+3+4	3	1,2	0,71
5 ^a	1+2+3+4+5	3	1,2	0,71

Os valores de δ_{ger} passariam a ser os que se podem observar na Fig. 4. 12, mais uma vez comparados com os valores medidos, δ_{exp} .

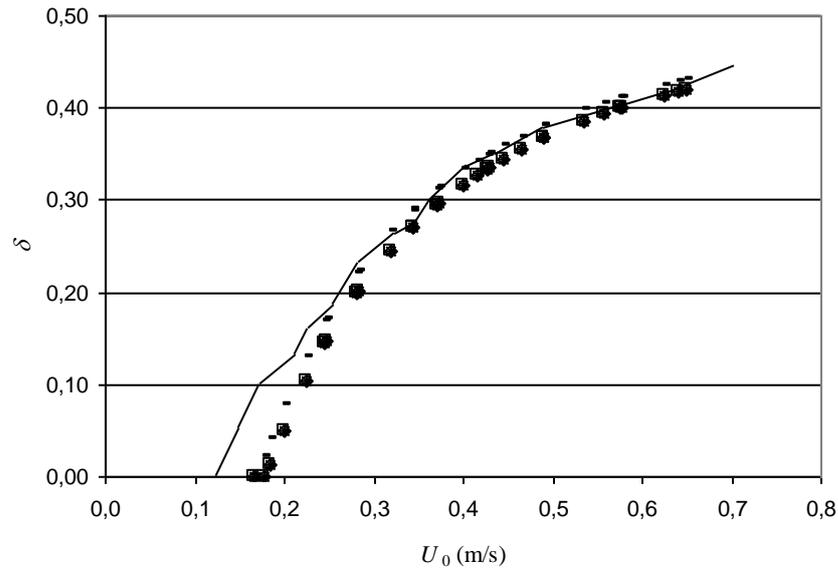


Fig. 4. 12- Valores da fracção de bolhas gerada pelo modelo, δ_{ger} , em segunda aproximação, comparados com os valores determinados experimentalmente, δ_{exp} (linha contínua), *versus* velocidade superficial, ballotinis 355-425 μm , distribuidor 'p9x' (camadas: \square : 1, \diamond : 1+2, x: 1+2+3, +: 1+2+3+4, -: 1+2+3+4+5).

No entanto, a Eq. (4. 14) continuaria a calcular valores da perda de carga bastante afastados da realidade, como pode ver-se pela Fig. 4. 13:

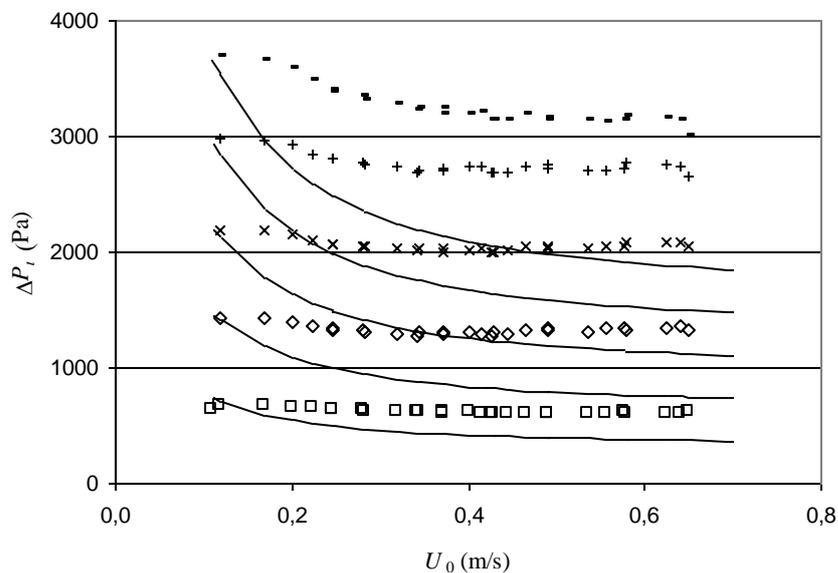


Fig. 4. 13- Ajuste (linhas contínuas) obtido pelo modelo, Eq. (4. 14), segunda aproximação, aos valores de perda de carga acumulada (por camada) *versus* velocidade superficial, ballotinis 355/425 μm , distribuidor 'p9x'.
(camadas: \square : 1, \diamond : 1+2, x: 1+2+3, +: 1+2+3+4, -: 1+2+3+4+5)

Procurando manter a simplicidade do modelo que se pretendeu desenvolver, representado pelo balanço de forças expresso no produto de factores do segundo membro da Eq. (4. 13), e não

havendo lugar a alteração de propriedades nem pretendendo alterar o pressuposto fundamental da teoria bifásica de uma porosidade da fase densa constante, restava procurar influir no que representava a influência da dinâmica da fase de bolhas.

Para o fazer de outro modo que não apenas alterando a estimativa da sua porosidade, procurou-se introduzir um parâmetro que actuasse como uma correcção à perda de carga que se pretendia calcular com mais precisão, englobando o que se suporia serem factores não contabilizados pelo modelo, como sejam o atrito entre as partículas, as modificações do coeficiente de arrasto ou a classe de partículas e o seu diâmetro. Isso foi feito ao modificar o factor que representava o aumento de porosidade da fase de bolhas, atribuindo-lhe uma forma mais elaborada, do tipo

$$\Delta P \propto \left(1 - \frac{\delta}{\alpha}\right) \quad (4.16)$$

Nesta relação, α é um parâmetro que vai permitir uma correcção da variação da perda de carga com a altura.

Definindo a perda de carga nas condições de mínima fluidização, para uma dada camada i , como

$$\Delta P_{mfi} = (\rho_p - \rho_f)(1 - \varepsilon_{mf})H_i g \quad (4.17)$$

pode rescrever-se a Eq. (4.13) inserindo o factor de proporcionalidade da Eq. (4.16) na Eq. (4.17), de modo a obter:

$$\Delta P_i = \Delta P_{mfi} \left\{ 1 - \frac{U_0 - U_{mfi}}{\alpha_i [k_i (U_0 - U_{mfi})^n + U_0 + (\beta_i - 2)U_{mfi}]} \right\} \quad (4.18)$$

Se se simplificar a Eq. (4.18), fazendo $n=1$, obter-se-á a seguinte expressão

$$\Delta P_i = \Delta P_{mfi} \frac{(M_i - 1)U_0 - (N_i - 1)U_{mfi}}{M_i U_0 - N_i U_{mfi}} \quad (4.19)$$

com

$$M_i = \alpha_i (k_i + 1)$$

(4. 20)

e

$$N_i = \alpha_i(k_i + 2 - \beta_i)$$

(4. 21)

4.3.2 Resultados e conclusões

A aplicação da Eq. (4. 19) aos dados obtidos nos ensaios que conduziram aos resultados constantes nas Fig. 4. 4, Fig. 4. 5 e Fig. 4. 6, está expresso nas linhas contínuas das Fig. 4. 9, Fig. 4. 14 e Fig. 4. 15 e representa um passo em frente relativamente aos resultados obtidos com a Eq. (4. 14). Mais uma vez apenas se utilizaram velocidades superficiais acima de U_{mf} .

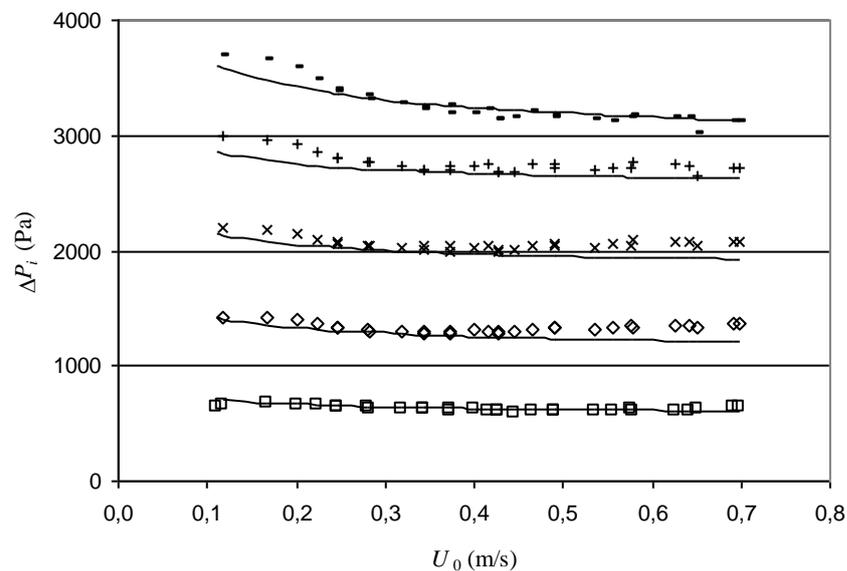


Fig. 4. 14- Ajuste (linhas contínuas) obtido pelo modelo, Eq. (4. 19), aos valores de perda de carga acumulada (por camada) versus velocidade superficial, ballotinis 355-425 μm , distribuidor 'p9x'.
(camadas: \square : 1, \diamond : 1+2, x: 1+2+3, +: 1+2+3+4, -: 1+2+3+4+5)

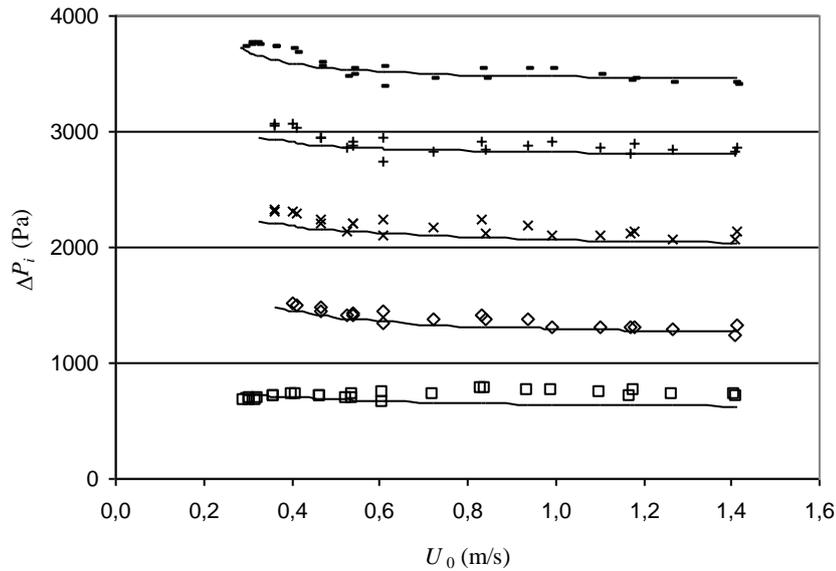


Fig. 4. 15- Ajuste (linhas contínuas) obtido pelo modelo, Eq. (4. 19), aos valores de perda de carga acumulada (por camada) *versus* velocidade superficial, ballotinis 600-710 μm , distribuidor 'p9x'.
(camadas: \square : 1, \diamond : 1+2, x: 1+2+3, +: 1+2+3+4, -: 1+2+3+4+5)

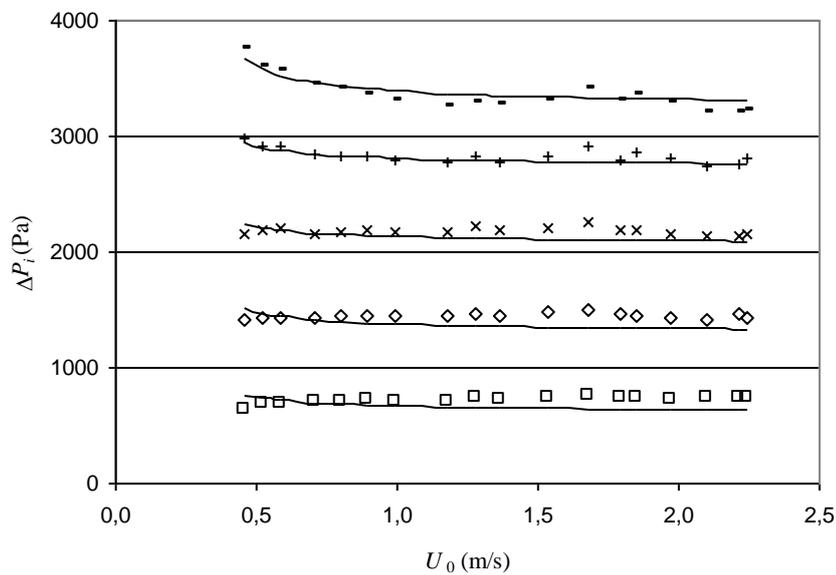


Fig. 4. 16- Ajuste (linhas contínuas) obtido pelo modelo, Eq. (4. 19), aos valores de perda de carga acumulada (por camada) *versus* velocidade superficial, ballotinis 850-1000 μm , distribuidor 'p9x'.
(camadas: \square : 1, \diamond : 1+2, x: 1+2+3, +: 1+2+3+4, -: 1+2+3+4+5)

Os valores utilizados para β situam-se numa gama de 2 a 4 e os de k de 0,4 a 3. As Tab. 4. 3, Tab. 4. 4 e Tab. 4. 5 contêm os valores numéricos atribuídos para a obtenção dos ajustes das Fig. 4. 14, Fig. 4. 15 e Fig. 4. 16. O expoente numérico n mantém um valor constante e igual à unidade, de acordo com o estabelecido na simplificação que deu origem à Eq. (4. 19).

Tab. 4. 3- Valores atribuídos aos parâmetros da Eq. (4. 19), intervalo 355/425 μm .

camadas i	fatias j	β	n	κ	α
1 ^a	1	4,0	1	0,80	3,0
2 ^a	1+2	4,0	1	0,70	3,0
3 ^a	1+2+3	4,0	1	1,00	4,0
4 ^a	1+2+3+4	4,0	1	1,00	5,0
5 ^a	1+2+3+4+5	4,0	1	0,40	4,0

Tab. 4. 4- Valores atribuídos aos parâmetros da Eq. (4. 19), intervalo 600/710 μm .

camadas i	fatias j	β	n	κ	α
1 ^a	1	3,5	1	0,60	3,0
2 ^a	1+2	2,5	1	0,90	3,0
3 ^a	1+2+3	3,5	1	1,50	4,0
4 ^a	1+2+3+4	3,5	1	2,50	5,0
5 ^a	1+2+3+4+5	2,5	1	2,00	5,0

Tab. 4. 5- Valores atribuídos aos parâmetros da Eq. (4. 19), intervalo 850/1000 μm .

camadas i	fatias j	β	n	κ	α
1 ^a	1	2,5	1	1,00	3,0
2 ^a	1+2	3,0	1	2,00	3,0

3 ^a	1+2+3	4,0	1	3,00	4,0
4 ^a	1+2+3+4	3,5	1	2,50	4,0
5 ^a	1+2+3+4+5	2,0	1	1,00	4,5

Tal como anteriormente referido (§ 4.2.1), o modelo assume uma porosidade constante para a fase densa, tendo sido utilizado um valor médio de 0,42 para todos os intervalos.

De um modo geral existe uma boa correlação entre os dados experimentais e o modelo para as partículas do Grupo B (intervalos 355/425 e 600/710 μm), com exceção da primeira camada onde a presença de jactos esconde o comportamento geral da perda de carga no fundo do leito. Para o leito de partículas do Grupo D (intervalo 850/1000 μm) a correlação, não sendo tão ajustada como nos casos precedentes, não deixa no entanto de seguir a tendência da evolução da perda de carga para os vários regimes.

Definindo um erro percentual, Δ , como

$$\Delta = \frac{|E_{jCALC} - E_{jEXP}|}{E_{jEXP}} \times 100 \quad (4. 22)$$

as figuras seguintes permitem avaliar a evolução de Δ com a velocidade superficial, para os três casos tratados (355/425, 600/710 e 850/1000 μm).

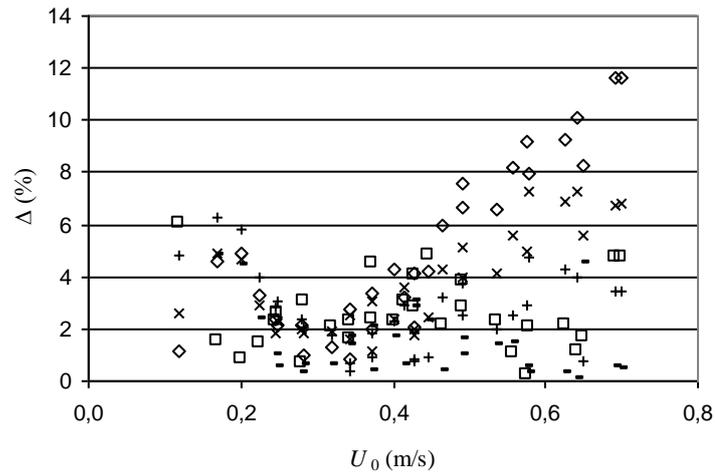


Fig. 4. 17- Erro cometido pelo ajuste do modelo, Eq. (4. 19), *versus* velocidade superficial, ballotinis 355/425 μm , distribuidor 'p9x' (camadas: \square : 1, \diamond : 2, x: 3, +: 4, -: 5).

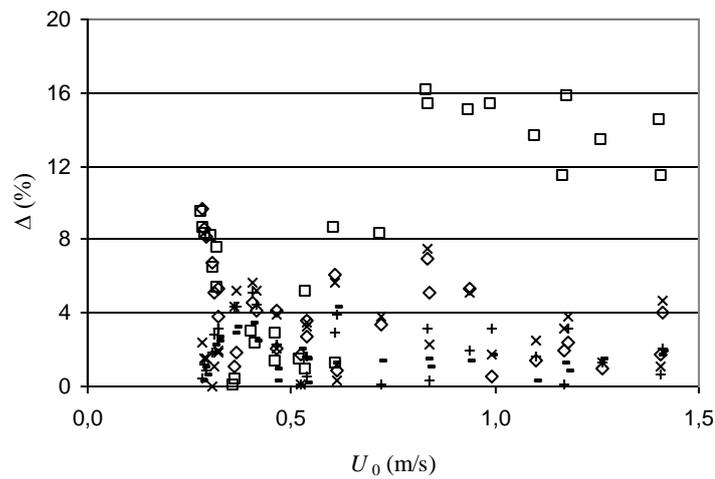


Fig. 4. 18- Erro cometido pelo ajuste do modelo, Eq. (4. 19), *versus* velocidade superficial, ballotinis 600/710 μm , distribuidor 'p9x' (camadas: \square : 1, \diamond : 2, x: 3, +: 4, -: 5).

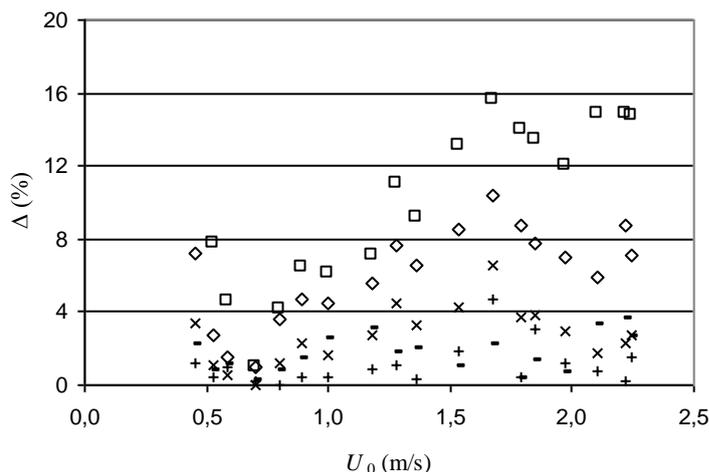


Fig. 4. 19- Erro cometido pelo ajuste do modelo, Eq. (4. 19), *versus* velocidade superficial, ballotinis 850/1000 μm , distribuidor ‘p9x’ (camadas: \square : 1, \diamond : 2, \times : 3, $+$: 4, $-$: 5).

Da comparação que se pretende efectuar com as figuras anteriores deve ressaltar-se, não obstante, o facto de que se o conjunto dos pontos é homólogo, uma vez que os limites do intervalo são coincidentes, o mesmo já não acontecer com cada ponto singular, uma vez que se na execução da integração numérica é possível (e normal) impor um passo constante, o mesmo já não acontece com a determinação dos pontos experimentais. Um valor mais rigoroso de comparação do conjunto dos pontos experimentais e do conjunto dos pontos gerados pelo modelo, constituindo uma medida objectiva da precisão dos ajustes realizados, pode ser avaliado por análise do desvio médio, em percentagem, dos valores do modelo relativamente aos dados experimentais. Esse desvio é definido por Wen e Chen (1982), como:

$$\chi = \sqrt{\frac{\sum_{j=1}^N \left(\frac{E_{jCALC} - E_{jEXP}}{E_{jEXP}} \right)^2}{N}} \times 100 \tag{4. 23}$$

A tabela seguinte indica os valores de χ correspondentes aos valores calculados, relativamente aos valores experimentais dos ensaios que originaram as Fig. 4. 14, Fig. 4. 15 e Fig. 4. 16.

Tab. 4. 6- Valores do desvio médio χ (%), Eq. (4. 23).

camadas	355/425 (μm)	600/710 (μm)	850/1000 (μm)
1ª	3,53	8,58	9,72
2ª	5,33	4,55	5,85
3ª	3,94	3,40	2,99
4ª	3,08	2,57	1,52
5ª	2,06	1,80	1,49

Em conclusão, dir-se-á que:

1. Os dados apresentados para a variação da perda de carga em cada fatia do leito são uma medida do aumento global da porosidade média do leito.

2. A perda de carga do escoamento bifásico é estimada baseada apenas em propriedades e velocidades mensuráveis, sendo a fracção de bolhas calculada a partir daquelas. A utilização da Eq. (4. 19) necessita do conhecimento da velocidade mínima de fluidização para cada camada, U_{mfi} . Embora existam muitos procedimentos para a determinação desta velocidade, uma combinação de métodos analíticos (ΔP versus U_0) e de observação directa do leito, parece ser a solução mais adequada.

3. O valor de δ é coerente com as medições experimentais de H_f , na gama de velocidades para as quais é lícito pretender reconhecer-se um limite superior do leito enquanto superfície relativamente definida. Os maus resultados da aplicação simples das Eq.s (4. 13) ou (4. 14) levam a concluir que a modelação da redução da perda de carga tem de ser realizada através da introdução de um factor α que contabilize o atrito entre as partículas, a complexidade do arrasto e a classe de partículas.

4. O modelo simples assim obtido apresenta um grau de precisão muito interessante, quando se pensar na margem de erro admissível para muitas das correlações existentes em fenómenos de transferência.

4.4 Segunda aproximação- porosidade variável ao longo da fase densa

Como foi abordado no ponto anterior, a constatação da existência de uma redução da razão entre a perda de carga por altura de leito com o aumento da velocidade superficial, para lá de U_{mf} , contrariava uma ideia genericamente aceite acerca de um valor constante daquela razão,

sendo que esse comportamento das sucessivas fatias (ou secções) do leito reflecte explicitamente o aumento da porosidade global do leito. O que seguidamente se expõe são os estudos realizados por forma a tentar avançar um pouco mais na compreensão da natureza física do que se considerou ser um fenómeno de redução global do arrasto, registado no interior do leito para velocidades superiores à velocidade mínima de fluidização, quer por via da interacção entre as partículas e entre as partículas e as paredes do leito, quer por via de flutuações na porosidade da fase densa.

Neste novo contexto foram então utilizados diferentes valores de ε_{mf} , ao longo das várias alturas do leito, aqui discretizadas em camadas. A porosidade da fase de bolhas ou fracção volúmica das bolhas, δ , continua a ser deduzida da teoria bifásica, incorporando explicitamente um modelo de crescimento das bolhas quer com a altura do leito, quer com o caudal em excesso do necessário para a fase densa. Isto é feito adoptando a correlação de Darton *et al.* (1977), já que esta tem resultados comprovados em inúmeras referências em literatura da especialidade, e introduz um factor que leva em linha de conta o tipo de distribuidor através do respectivo número de orifícios (factor que será analisado em mais detalhe no capítulo seguinte).

É ainda introduzido um factor de arrasto gás de fluidização/partículas, que pretende contabilizar a dissipação de energia na fase de transporte incipiente verificado sobre grupos de partículas, com alguma identidade no interior do leito. Isto completa o modelo apresentado seguidamente, que pretende cobrir uma gama de regimes de fluidização que vai da fase incipiente até ao início da transição para regime turbulento.

4.4.1 O modelo de transporte incipiente

Retomando a Eq. (4. 13), e substituindo, apenas por razões formais, H por x , teremos

$$\Delta P = (\rho_p - \rho_f)(1 - \varepsilon_{mf})g(1 - \delta)x \quad (4. 24)$$

pelo que a Eq. (4. 17) fica igualmente sob a forma:

$$\Delta P_{mfi} = (\rho_p - \rho_f)(1 - \varepsilon_{mf})x_i g \quad (4. 25)$$

Combinando estas duas equações, a perda de carga para uma dada camada i será então igual a:

$$\Delta P_i = \Delta P_{mfi}(1 - \delta) \quad (4.26)$$

Rescrevendo agora a Eq. (4.12) em função de δ , explicitando U_{ba} através da Eq. (4.9), fica:

$$\delta = \frac{U_0 - U_{mfi}}{k(U_0 - U_{mfi})^n + U_0 + (\beta - 2)U_{mfi}} \quad (4.27)$$

Nesta equação n tomará o valor de 0,2 se se adoptar para a velocidade relativa de subida de uma bolha,

$$U_{br} = 0,711\sqrt{gd_b} \quad (4.28)$$

e para o cálculo do diâmetro das bolhas a correlação de Darton *et al.* (1977), constante na Tab. 2.3,

$$d_b = 0,54(U_0 - U_{mf})^{0,4} (x + 4\sqrt{A_0})^{0,8} g^{-0,2} \quad (4.29)$$

o que permite explicitar o factor k da Eq. (4.27) como uma função de x ,

$$k = 0,523g^{0,4} \left(x + 2\sqrt{\frac{\pi D}{N_o}} \right)^{0,4} \quad (4.30)$$

em que N_o tem o mesmo significado que o referido no Cap. 2 (§ 2.5.1.3.1), ou seja, representa o número de orifícios do distribuidor.

À medida que a perda de carga através de fatias do leito com altura constante revela um decréscimo para sucessivos aumento de velocidade para lá de U_{mf} , dois fenómenos podem observar-se que influenciam cumulativamente este comportamento: um é a referida rarefacção de partículas no interior das fatias e o outro é o transporte incipiente que se começa a observar sobre as mesmas partículas à medida que as velocidades se aproximam de 2 a 3 vezes a velocidade mínima de fluidização, U_{mf} . Da literatura, a transição da fluidização borbulhante para a turbulenta é gradual e ocorre ao longo de uma gama de velocidades relativamente larga, dependendo a sua amplitude quer das propriedades das partículas constituintes do leito e das propriedades do gás, quer da dimensão das instalações em estudo. Esta transição tem sido

objecto de análise de um considerável número de investigadores, particularmente Lanneau (1960), Kehoe e Davidson (1971), Massimilla (1973), Yerushalmi *et al.* (1976, 1978), Cankurt e Yerushalmi (1978), Yerushalmi e Cankurt (1978), Turner (1978), Avidan and Yerushalmi (1982), Yerushalmi e Avidan (1985) e Rhodes e Geldart (1986). Yerushalmi e Avidan (1985), caracterizaram a transição para o regime turbulento através das velocidades de referência U_c e U_k . U_c é a velocidade para a qual a amplitude das flutuações de pressão tem um pico e U_k é a velocidade para a qual a mesma amplitude estabiliza. Estes dois valores são assim supostos marcar o início e o fim de uma zona de transição, estendendo-se sobre uma gama significativa de valores. Particularmente Canada *et al.* (1976) e Yerushalmi *et al.* (1976, 1978), que estudaram leitos com esferas em vidro de massas volúmicas entre 2420 e 2480 kg/m³, trabalhando a pressões de 1 a 10 atm e diâmetros médios de 157, 650 e 2600 µm, registaram um grande leque de valores de U_c , U_k e U_k/U_t , sendo U_t a velocidade terminal das partículas.

No presente estudo, as variações do desvio padrão médio das medições de pressão, σ , representado nas Fig. 4. 20, Fig. 4. 21 e Fig. 4. 22, para os leitos de partículas nos intervalos 355/425, 600/710 e 850/1000 µm, indiciam um pico para valores da velocidade superficial U_0 de 0,75, 1 e 1,6 m/s, respectivamente, a que correspondem valores de U_0/U_{mf} de, aproximadamente, 7, 4 e 3, sendo utilizado um distribuidor de placa perfurada com 948 orifícios, designado por ‘p9x’ (*vide* Cap. 3 para as características dos distribuidores e Cap. 5 para a influência destes no início da transição de regime borbulhante para turbulento).

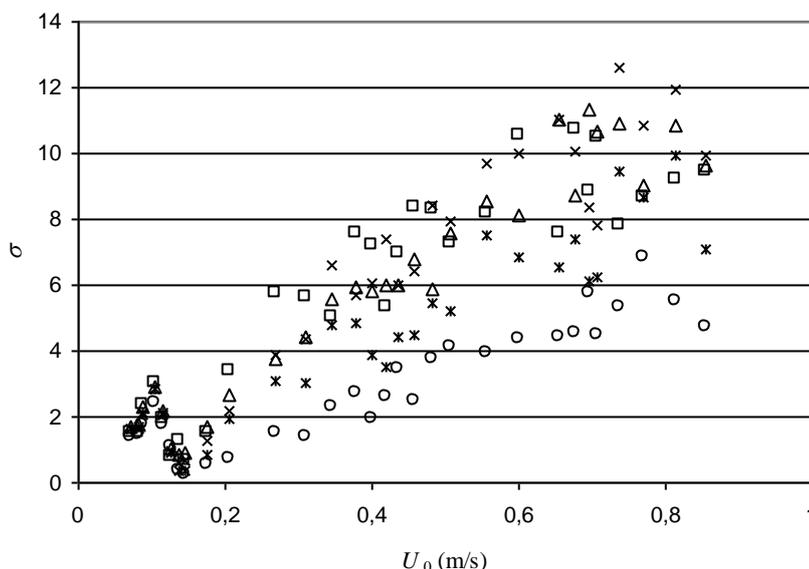


Fig. 4. 20- Variação do desvio padrão médio das medições de pressão, σ , com a velocidade superficial, U_0 , partículas no intervalo 355/425 µm, distribuidor ‘p9x’ (camadas: □: 1, ◇: 2, x: 3, +: 4, -: 5).

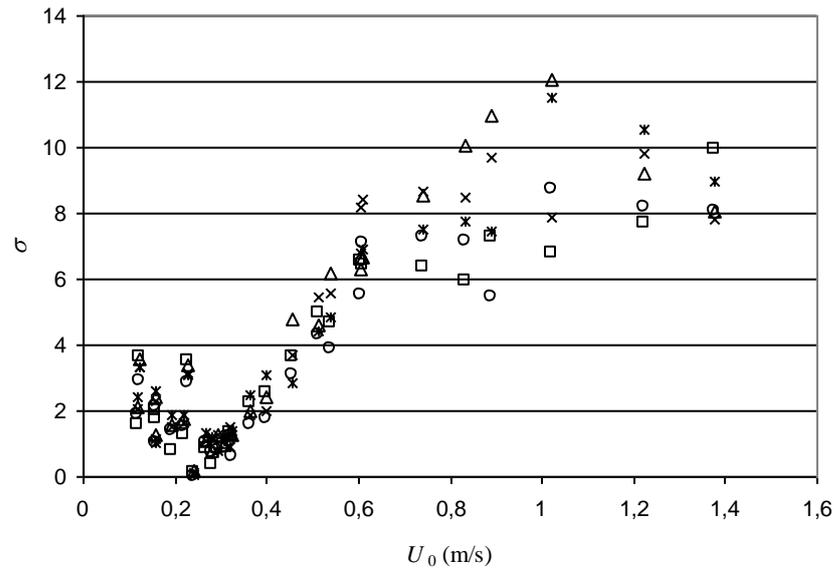


Fig. 4. 21- Variação do desvio padrão médio das medições de pressão, σ , com a velocidade superficial, U_0 , partículas no intervalo 600/710 μm , distribuidor 'p9x' (camadas: \square : 1, \diamond : 2, \times : 3, $+$: 4, $-$: 5).

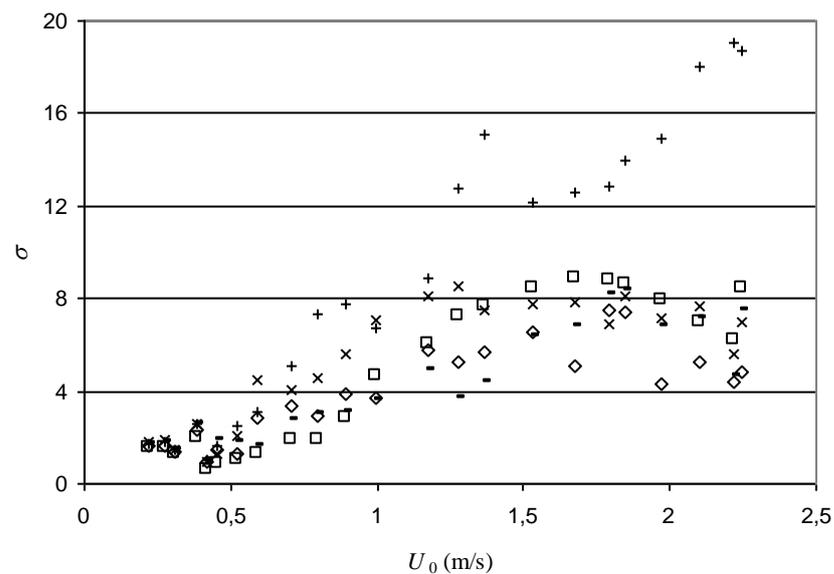


Fig. 4. 22- Variação do desvio padrão médio das medições de pressão, σ , com a velocidade superficial, U_0 , partículas no intervalo 850/1000 μm , distribuidor 'p9x' (camadas: \square : 1, \diamond : 2, \times : 3, $+$: 4, $-$: 5).

Kunii e Levenspiel (1991) sugerem que para partículas do Grupo A, U_k/U_t varie de 2 a 11, decrescendo para partículas de maiores dimensões, podendo ser inferior à unidade para os grupos Be D.

Mais recentemente, Bi e Grace (1995) propuseram um diagrama unificado para os regimes em leitos fluidizados gás-sólido, com pouca ou nenhuma perda/alimentação de

partículas. O diagrama baseou-se nos trabalhos experimentais de Grace (1986), Bi *et al.* (1993, 1995) e Bi e Grace (1994, 1995), e é função de dois grupos adimensionais, $Ar^{1/3}$ e $Re/Ar^{1/3}$ (em que $Re = \rho_f U_0 d_p / \mu$ e $Ar = \rho_f (\rho_p - \rho_f) g d_p^3 / \mu^2$, sendo μ a viscosidade do gás).

Naquele diagrama, o caso presente situa-se na zona de fronteira entre o regime borbulhante e o regime turbulento, variando os valores de $Ar^{1/3}$ entre 2,5 e 3, o que reforça a relação entre o decréscimo da perda de carga por altura do leito e o transporte incipiente das partículas que caracteriza o início da transição para o regime turbulento.

Assim, no pressuposto da existência desta alteração de regime, ainda que incipiente, propõe-se seguidamente modelizar a perda de carga global através de um balanço de forças que leve em conta os efeitos acumulados do peso menos a impulsão das partículas que se encontrem numa dada secção do leito, ΔP_{P-I} , e do transporte incipiente sobre elas exercido, ΔP_{Ti} :

$$\Delta P_T = \Delta P_{P-I} + \Delta P_{Ti} \quad (4.31)$$

O primeiro termo, ΔP_{P-I} , será afectado pelo aumento da fracção de bolhas nas fatias do leito, tal como se depreende da Eq. (4.26); quanto ao segundo termo, ΔP_{Ti} , vai ser necessário avaliar a grandeza de um coeficiente λ , que constituirá uma correcção destinada a tomar em consideração o efeito do arrasto sobre grumos de partículas. Assim:

$$\Delta P_T = (\rho_p - \rho_f) (1 - \varepsilon_{mf}) (1 - \delta) g x + \lambda \frac{1}{2} \rho_f (U_f - U_p)^2 N_p \quad (4.32)$$

em que U_f e U_p são as velocidades intersticial e das partículas, respectivamente, pelo que a diferença $U_f - U_p$ representará a velocidade de escorregamento das partículas incipientemente arrastadas; N_p é o número de partículas existentes numa dada camada i do leito, tal que

$$N_p = \frac{V_{pi}}{V_{1p}} \quad (4.33)$$

sendo V_{pi} o volume de partículas existente na camada i e V_{1p} o volume de uma partícula.

Quanto ao factor λ , representando aqui o efeito combinado do atrito entre as partículas e do atrito entre as partículas e a parede do leito, no coeficiente global de arrasto, apresenta-se uma correlação simples, função das velocidades superficial e mínima de fluidização (cujos resultados podem avaliar-se nas Fig. 4.23, Fig. 4.24 e Fig. 4.25):

$$\lambda = 1,5 \times 10^{-4} \left(\frac{U_0}{U_{mf}} \right)^{1,5} \quad (4.34)$$

Combinando as Eq. (4. 24), (4. 31) e (4. 32), e rescrevendo sob a forma diferencial, teremos (Paiva *et al.*, 1999):

$$\frac{dP}{dx} = \left[(\rho_p - \rho_f)g + \frac{3}{4} \lambda \left(\frac{U_{mf}}{\varepsilon_{mf}} - U_p \right)^2 \rho_f \frac{D^2}{d_p^3} \right] (1 - \varepsilon_{mf}) (1 - \delta) \quad (4.35)$$

A Eq. (4. 35) pode ser integrada numericamente entre zero e a altura da camada em consideração, partindo do princípio de que a velocidade de escorregamento é, *grosso modo*, a velocidade terminal de uma partícula isolada:

$$U_f - U_p \equiv U_t = \sqrt{\frac{4 \rho_p g d_p}{3 C_{Dc} \rho_f}} \quad (4.36)$$

Para isso necessita conhecer-se o coeficiente de arrasto corrigido, C_{Dc} , utilizando-se a correlação de Wen e Yu (1960) citada por Klinzing (1981) para uma nuvem de partículas:

$$C_{Dc} = C_{Ds} \varepsilon_{mf}^{-4,7} \quad (4.37)$$

em que C_{Ds} é o coeficiente de arrasto para uma partícula singular.

4.4.2 Resultados e conclusões

O resultado da integração da Eq. (4. 35) encontra-se comparado com os dados dos ensaios representados nas Fig. 4. 4, Fig. 4. 5 e Fig. 4. 6 nas figuras seguintes:

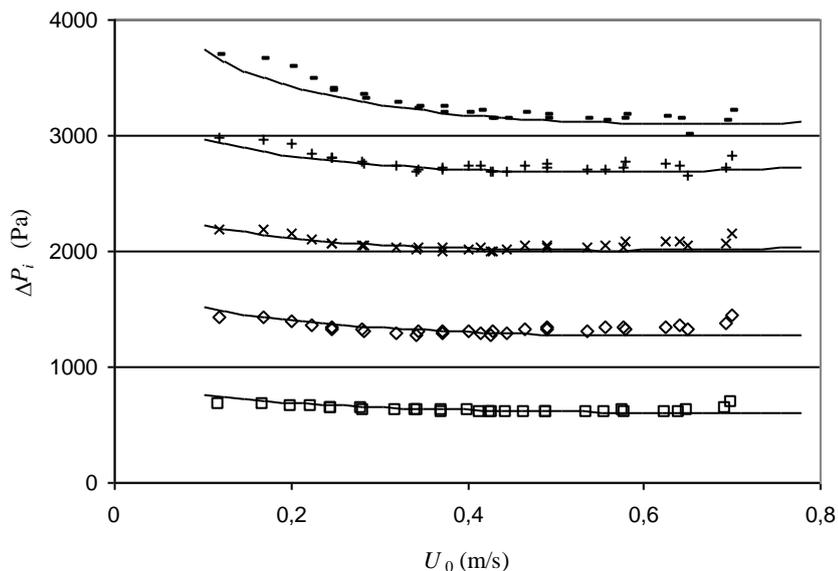


Fig. 4. 23- Ajuste (linhas a contínuo) da Eq. (4. 35) a dados experimentais, no intervalo 355/425 μm , *i. e.*, valores de velocidade superficial versus valores integrados de perda de carga por altura de leito, distribuidor ‘p9x’.
(camadas: \square : 1, \diamond : 2, x: 3, +: 4, -: 5)

De um modo geral há uma boa correlação entre os dados experimentais e os valores obtidos pela integração da Eq. (4. 35), com exceção, de novo, para a primeira camada, onde a presença de jactos e a sua influência sobre o fundo do leito mascaram o comportamento da perda de carga naquela região do leito.

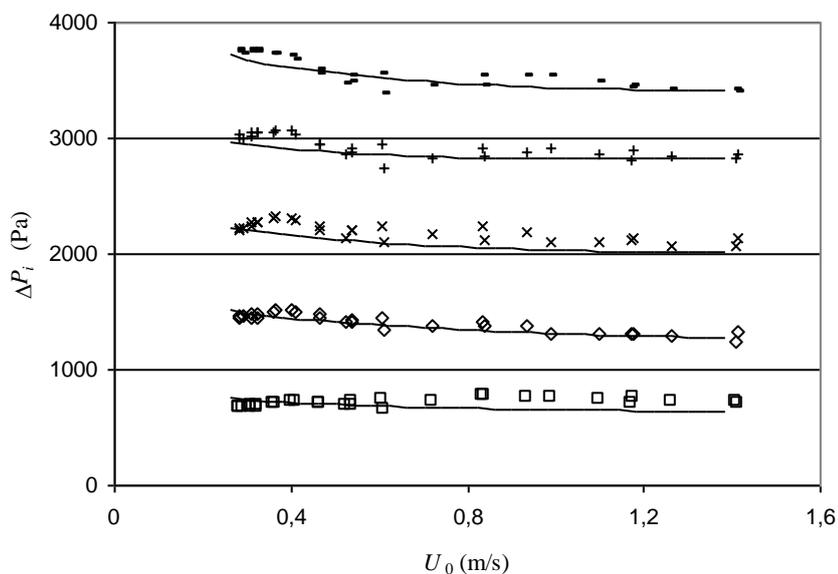


Fig. 4. 24- Ajuste (linhas a contínuo) da Eq. (4. 35) a dados experimentais, no intervalo 600/710 μm , *i. e.*, valores de velocidade superficial versus valores integrados de perda de carga por altura de leito, distribuidor ‘p9x’.
(camadas: \square : 1, \diamond : 2, x: 3, +: 4, -: 5)

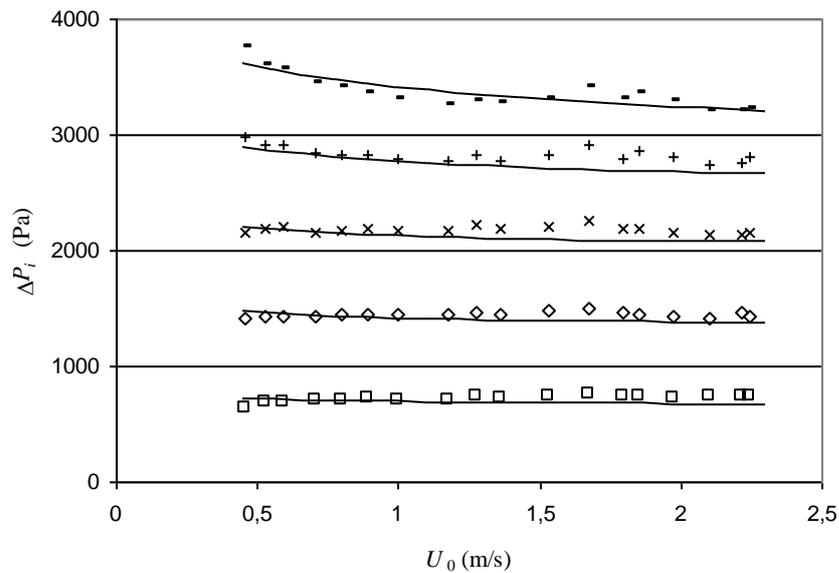


Fig. 4. 25- Ajuste (linhas a contínuo) da Eq. (4. 35) a dados experimentais, no intervalo 850/1000 μm , *i. e.*, valores de velocidade superficial versus valores integrados de perda de carga por altura de leito, distribuidor 'p9x'. (camadas: \square : 1, \diamond : 2, \times : 3, $+$: 4, $-$: 5)

As referências encontradas na literatura, nomeadamente Lewis (1949), Shanon (1961), Wen (1966) e Wilhelm (1948), indicam valores experimentais de ε_{mf} variando entre 0,36 e 0,46, para partículas esféricas, embora para as distribuições de tamanhos presente ela nunca possa ir além, fisicamente, de 0,4. Os valores utilizados na Eq. (4. 35), variando com a altura do leito, estão na Tab. 4. 7, e em particular no que respeita ao valor da porosidade da fase densa, a sua variação situa-se entre 0,41 e 0,44.

Tab. 4. 7- Valores atribuídos aos parâmetros da Eq. (4. 35)

		1ª camada	2ª camada	3ª camada	4ª camada	5ª camada
x_i (m)		0,05	0,10	0,15	0,20	0,25
355/425 (μm)	ε_{mf}	0,41	0,41	0,42	0,43	0,43
	β	6	7	10	10	7
600/710 (μm)	ε_{mf}	0,42	0,41	0,42	0,42	0,42
	β	10	9	12	16	13
850/1000 (μm)	ε_{mf}	0,43	0,42	0,42	0,43	0,44
	β	18	18	18	16	13

Retomando os critérios adotados em § 4.3.2, as variações do erro percentual Δ , Eq. (4.38), estão representados nas figuras seguintes, o que permite avaliar a sua evolução com a velocidade superficial, para os três casos tratados (355/425, 600/710 e 850/1000 μm).

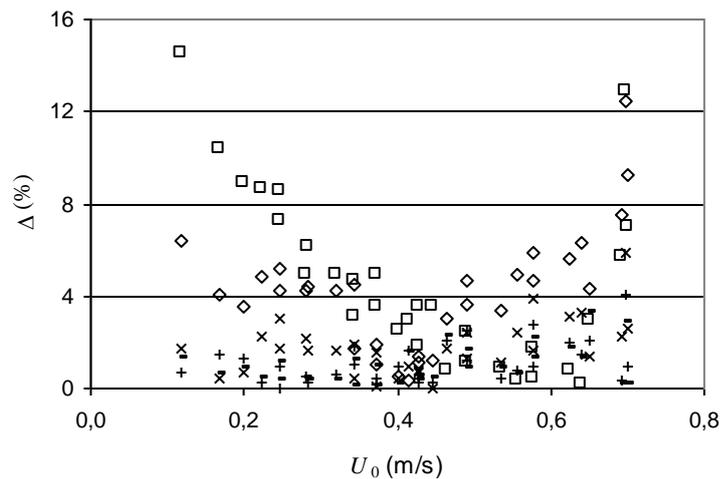


Fig. 4. 26- Erro cometido pelo ajuste do modelo, Eq. (4. 19), *versus* velocidade superficial, ballotinis 355/425 μm , distribuidor ‘p9x’ (camadas: \square : 1, \diamond : 2, x: 3, +: 4, -: 5).

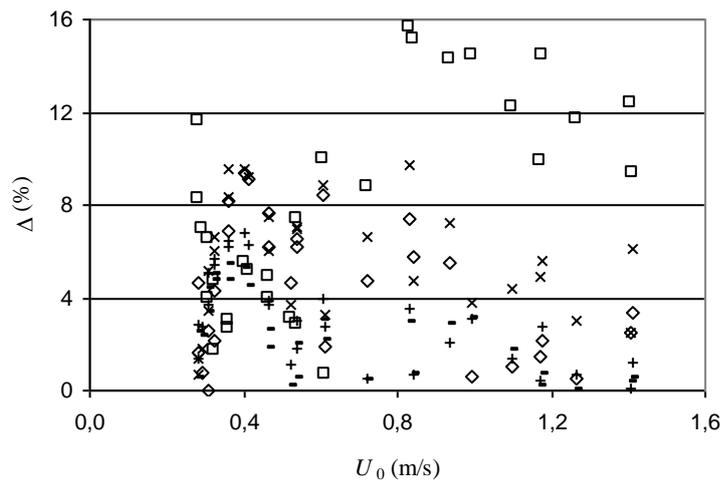


Fig. 4. 27- Erro cometido pelo ajuste do modelo, Eq. (4. 19), *versus* velocidade superficial, ballotinis 600/710 μm , distribuidor ‘p9x’ (camadas: \square : 1, \diamond : 2, x: 3, +: 4, -: 5).

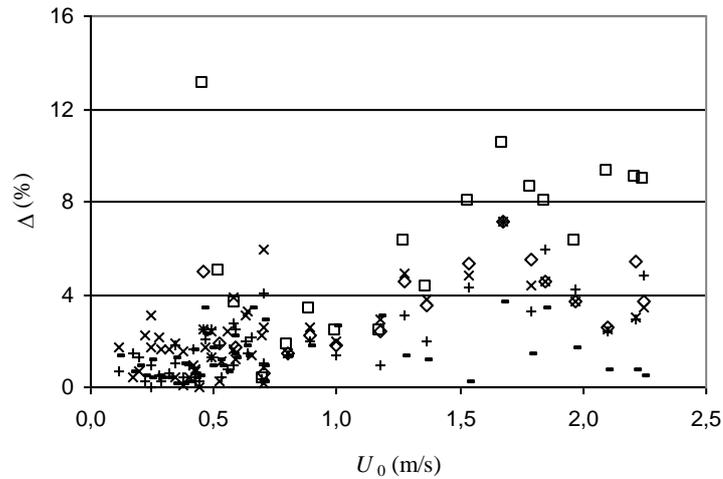


Fig. 4. 28- Erro cometido pelo ajuste do modelo, Eq. (4. 19), *versus* velocidade superficial, ballotinis 850/1000 μm , distribuidor 'p9x' (camadas: \square : 1, \diamond : 2, \times : 3, $+$: 4, $-$: 5).

Os resultados do cálculo do desvio médio, χ , em percentagem, dos valores do modelo relativamente aos dados experimentais, tal como atrás definido, Eq. (4. 39) (Wen e Chen, 1982), estão indicados na tabela seguinte (Tab. 4. 8):

Tab. 4. 8- Valores do desvio médio χ (%), Eq. (4. 23).

camadas	355/425 (μm)	600/710 (μm)	850/1000 (μm)
1ª	5,86	9,14	7,04
2ª	4,92	5,19	3,92
3ª	2,15	6,17	3,51
4ª	1,43	3,66	3,42
5ª	1,27	2,92	1,95

Como conclusões, poder-se-á dizer que:

1. O modelo da porosidade variável representa um passo em frente no sentido de uma aproximação mais física relativamente à redução aparente da queda de pressão em leitos

fluidizados operando em regimes borbulhantes e de transição para turbulento. Incorpora a necessidade sentida no ponto 4.2 de tomar em consideração a influência dos regimes em presença para as várias velocidades de escoamento no interior do leito, com uma atenção particular ao efeito de grupos de partículas agregadas em fase de transporte incipiente.

2. Para velocidades superficiais de 0,1 a 0,5 m/s, características de valores terminais para os intervalos 300/900 μm , foi definida uma correlação para a obtenção do coeficiente de atrito combinado entre as partículas e entre as partículas e as paredes do leito, que leva em conta quer os efeitos do transporte incipiente, quer das partículas agregadas.

5 INFLUÊNCIA DOS DISTRIBUIDORES NA QUALIDADE DE FLUIDIZAÇÃO

«When Bohr had given two of his lectures I dared once in a discussion to utter some criticism; I just mentioned some doubts, whether the formulae of Kramers which had been written on the blackboard could be exact; I knew from our discussions in Munich that we always get formulae which are half exact, which are partly right and partly not right so I felt that it was never too certain. Bohr was very kind and in spite of the fact that I was a very young student, asked me for a long walk on the Hainberg near Göttingen to discuss the problem. I feel it was then that I felt I really learned what it means to work on an entirely new field in theoretical physics. The first, for me quite shocking experience was that Bohr had calculated nothing. He had just guessed his results.»

Werner Heisenberg, 1968
From a life of physics-
Theory, criticism and a philosophy

5.1 Introdução

Pretende-se neste capítulo analisar a influência dos distribuidores na qualidade de fluidização, entendida como medida qualitativa (e comparativa) da uniformidade da dispersão do fluido e das partículas.

Na literatura, o termo ‘qualidade de fluidização’ tem sido muitas vezes utilizado genericamente. No entanto, a definição de ‘qualidade de fluidização’ não tem um carácter universal, nem sequer existe estabelecida enquanto tal. Há autores para quem qualidade é uma medida da proximidade do comportamento de um dado leito, avaliada através da variação da queda de pressão experimentada por um escoamento gasoso através desse leito, por comparação com o andamento de uma curva adimensionalizada pelo quociente entre o peso das partículas e a secção da instalação, que toma um valor unitário constante a partir de U_{mf} (Hiraki, citado por

Kunii e Levenspiel, 1969). Nesta linha, é frequente encontrarem-se definições pela negativa, ou seja, são dados exemplos de má qualidade de fluidização, como sejam os leitos com a presença de bolhas tubulares ou com escoamentos por canais, ou ainda, alertando-se para que, se as características das partículas se alterarem, isso poder conduzir a uma rápida deterioração da qualidade de fluidização (Geldart, 1986). Dutta e Dullea (1990) constituem uma excepção, ao definirem a ‘qualidade de fluidização’ como um quociente entre a perda de carga medida e o que consideram ser uma perda de carga ideal, calculada através da massa de partículas inicialmente colocadas no interior do leito, após o que realizam uma série de ensaios em que adicionam ao leito composto por partículas do Grupo C partículas de óxido de alumínio e dióxido de sílica, destinados a reduzir a coesão das partículas do leito inicial.

Para outros, qualidade é o grau de contacto gás-sólido que existe numa mistura (Fan e Zhu, 1998), o grau de interacção existente entre as duas fases dum leito fluidizado borbulhante (Nienow *et al.*, 1978) ou, mais genericamente, embora de carácter circular, o tamanho máximo das regiões segregadas numa mistura que fazem com que seja olhada com imperfeitamente misturada (Danckwerts, 1953, citado por Rhodes, 1998) ou a facilidade com que as partículas fluidizam (Kunii e Levenspiel, 1991).

Sendo de significativa importância para a indústria a capacidade de detecção de alterações no comportamento de instalações de fluidização, fruto da aglomeração inopinada de partículas ou de alterações na estabilidade das fases (Geldart e Buczek, 1989, Rowe *et al.*, 1978, Yang *et al.*, 1985, Zenz, 1957 e Jean *et al.*, 1992), a capacidade de reconhecer e monitorizar as alterações da qualidade da fluidização, reflexo do comportamento hidrodinâmico mais geral (ou global) do leito, tem sido feita quer através de estimativas do caudal de bolhas visível (Jean *et al.*, 1992) quer através de medidas de flutuação da pressão no leito. Esta última opção tem como principal atracção a facilidade da sua utilização, quer à escala laboratorial quer à escala industrial (Song *et al.*, 1984, Lee *et al.*, 1986, Chong *et al.*, 1987, Chyang *et al.*, 1989, Saxena e Rao, 1991, Dan e Holow, 1993, Saxena *et al.*, 1993, Saxena e Kasi, 1994, Brien *et al.*, 1997, Schouten e van den Bleek, 1998, van Ommen *et al.*, 1998, van Ommen *et al.*, 1999a, b, c, e). Particularmente Song *et al.* (1984), que utilizam este método como forma de detecção daquilo que designam por deterioração da ‘qualidade de fluidização’, definindo essa deterioração como o aparecimento de zonas não fluidizadas sobre o distribuidor, causa de aparecimento de pontos quentes em leitos a funcionar a temperatura elevada como resultado de uma sequência de sinterização e aglomeração de partículas. Chong *et al.* (1987), analisando a variância das flutuações dos valores da pressão diferencial utilizadas num sistema de controlo destinado a manter um leito fluidizado num estado muito próximo das condições de mínima fluidização, definiram um grau de ‘qualidade de

fluidização' do leito em função da proximidade com o estado incipiente, recorrendo à extracção de gás em várias zonas ao longo da coluna como forma de impedir a formação de bolhas. Dan e Holow (1993), observando a evolução de algumas propriedades características típicas do leito, consideraram que a 'qualidade de fluidização' se manteria desde que aquelas caíssem dentro de determinados limites, embora não os definissem nem indicassem a sensibilidade do método. Brien *et al.* (1997) analisaram as medições de pressão e de conductibilidade de leitos fluidizados gás-líquido-sólidos, utilizando a análise de Hunt (1951), caracterizaram um regime de 'boa' fluidização na ausência de situações de detecção de má distribuição de gás. Schouten e van den Bleek (1998) descreveram um método quantitativo de monitorização da 'qualidade de fluidização', baseado na comparação entre uma série de valores de uma dada variável (a pressão, por exemplo) obtida ao longo de um dado intervalo de tempo, e que se estabeleceu como representando uma qualidade óptima, com sucessivas séries de valores dessa mesma variável, permanentemente adquiridas durante a operação do leito. Estas últimas eram objecto de tratamento estatístico, espectral e caótico, de modo a possibilitar a antecipação de uma aglomeração de partículas. Como corolário definiram a 'qualidade de fluidização' numa instalação enquanto "estado do leito fluidizado que leva a uma mistura óptima do gás e das partículas através de todo o leito, possibilitando um fácil manuseamento do material do leito, uma estabilidade de distribuição de temperaturas, no interior do leito, e uma estabilidade da perda de carga média do leito". van Ommen *et al.* (1998) testaram a sensibilidade deste método, provocando variações na distribuição de tamanhos das partículas do leito. Finalmente, van Ommen *et al.* (1999), testaram variações de velocidade superficial para além de variações de distribuição de tamanhos, pelo mesmo método.

A presente fase do trabalho visa analisar a influência de diversos tipos de distribuidores (cerâmicos porosos, de malha metálica e placas de perspex perfuradas) sobre a qualidade de fluidização, entendida como o grau de proximidade do valor da perda de carga do leito ao valor que esta toma nas condições de fluidização mínima ou incipiente, que servirá de referência, para determinadas gamas de tamanhos de partículas e sob várias condições de funcionamento. A utilização de um valor corrigido da fracção volúmica das bolhas, δ , calculado com base num modelo bifásico modificado, exposto em §5.3.2, permite definir uma perda de carga adimensional, ΔP^* , que vai dar indicações sobre a variação da qualidade de fluidização atrás definida, ao longo do leito e para várias velocidades superficiais de fluidização. Adicionalmente, figurando em apêndice (Anexo 5), são utilizados outros modelos para a obtenção da fracção de bolhas e obtidos valores de uma outra perda de carga adimensional, ΔP^+ . Procurou-se, com os

diferentes valores assim determinados, despistar uma eventual influência dos modelos na análise da influência dos distribuidores no comportamento hidrodinâmico detectado para o leito.

A maior parte dos estudos consultados sobre este tema foi efectuada a velocidades de fluidização relativamente baixas (que se entende para valores de U_0-U_{mf} inferiores a 0,25 m/s) ou em situações de leitos rasos, ou seja, leitos em que a altura é inferior ao diâmetro (Chyang *et al.*, 1989). Kunii e Levenspiel (1969) recolheram informação sobre a perda de carga mínima que deveria existir através do distribuidor, para que fosse assegurada uma distribuição uniforme do escoamento. Não se distinguia, no entanto, o que se passava no seu interior, ou seja, se o comportamento avaliado era uniforme ao longo do leito ou se constituía um valor médio, uma vez que a análise era realizada globalmente.

No que respeita à influência do tipo de distribuidor, algumas investigações foram efectuadas para velocidades reduzidas ($U-U_{mf}<0,25$ m/s). Geldart e Kelsey (1968) alteraram a perda de carga do distribuidor, acrescentando camadas de materiais porosos à placa distribuidora, e concluíram que o tamanho das bolhas aumentava com a diminuição da perda de carga desde que esta fosse dez vezes inferior à perda de carga do leito, mantendo-se constante se fosse superior. Saxena *et al.*(1979) utilizaram várias gavetas a montante do distribuidor, o que lhes permitia fazer variar a área de passagem. Fan *et al.*(1981), utilizando placas perfuradas, variaram o diâmetro dos orifícios. Os dois últimos trabalhos mencionados mostraram haver um aumento do tamanho das bolhas com uma diminuição da perda de carga do distribuidor. Por último, Hatate *et al.* (1991), utilizaram diferentes distribuidores com diferentes números e diâmetros de orifícios, tendo encontrado o mesmo tamanho de bolhas para todos os casos testados.

Em face do exposto, define-se neste capítulo um outro critério de comparação entre os vários comportamentos dos leitos fluidizados observados, constituídos por diferentes tamanhos e utilizando diferentes distribuidores. Aceitando tratar-se de uma medida de qualidade ‘restrita’, ela permite uma aferição por meio do estabelecimento de um valor de referência. Tem as vantagens de permitir comparar distribuidores, tamanhos de partículas utilizados no leito e zonas homólogas no seu interior, de não distinguir para a sua aplicação ‘sub-regimes’ ou ‘condições de fluidização’ e de ser de simples utilização ao assentar em variáveis de fácil obtenção. É suportado por uma base experimental e pelo resultado de observações directas. Tem como desvantagens o basear-se num modelo (na forma ΔP_{P-I} ou $\Delta P_{P-I}+\Delta P_{Ti}$, segundo a simbologia do capítulo anterior, que será aqui retomada), que, como todos os modelos semi-empíricos, não pode aspirar a uma cobertura universal, o ter uma comprovação de aplicação circunscrita, com prova experimental, a uma gama de tamanhos e velocidades relativamente curta, e o de não existirem resultados que avaliem a sua aplicação a situações envolvendo instalações à escala industrial.

5.2 Resultados experimentais

As experiências realizadas envolveram dois estágios específicos. O primeiro disse respeito à medição da perda de carga através dos distribuidores: cada placa foi testada três vezes não-consecutivas, utilizando a instalação descrita no Cap. 3, § 3.2.5, na sua configuração mais robusta. A utilização de um conjunto de leitos primários mecanicamente mais resistentes, fabricados em tubo de aço, foi sobretudo necessária devido à procura de obtenção das curvas características para os distribuidores com uma reduzida secção livre de passagem, como são os casos dos distribuidores ‘p2x’, ‘p1x’ e, sobretudo, p0x’. Conduziram-se assim experiências onde se reduziu o mais possível a perda de pressão, situada na instalação, entre a saída da rede e a chegada ao leito. O objectivo era aproximar, em todos eles, dentro das condições disponíveis, a gama de caudais de gás utilizadas nas várias situações experimentais. Como pode ver-se pelas figuras seguintes, em especial a Fig. 5. 1, onde se registam a evolução das medições da perda de carga com a velocidade superficial, a placa ‘p0x’, com apenas 50 orifícios de 0,3 mm, limitou a velocidade superficial no leito a montante a 0,5 m/s, o que impediu a sua utilização em comparações para todos os tamanhos utilizados, em particular para o tamanho 850/1000 mm, onde a velocidade mínima de fluidização, U_{mf} , se aproxima daquele valor de U_0 .

A Fig. 5. 1, ao comparar os vários distribuidores utilizados, permite obter uma ideia quer da gama de velocidades superficiais admitidas pela instalação, quer da posição relativa de cada placa em função da perda de carga que provoca:

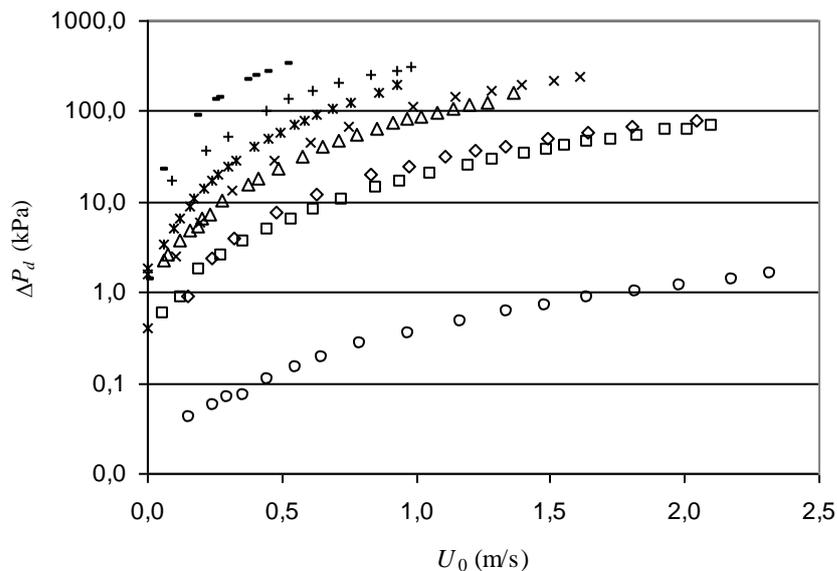


Fig. 5. 1- Variação da perda de carga, ΔP_d (escala logarítmica), com a velocidade superficial do fluido, U_0 , para diferentes placas distribuidoras (○: ‘dyn’, □: ‘p9x’, ◇: ‘dyn’, ⋈: ‘p4x’, ×: ‘p3x’, *: ‘p2x’, +: ‘p1x’, -: ‘p0x’).

Nas figuras seguintes, Fig. 5. 2 a Fig. 5. 9, são apresentadas as curvas individuais de perda de carga dos distribuidores, ΔP_d , versus velocidade superficial U_0 , para cada um dos distribuidores utilizados neste trabalho. Estas curvas dizem muito pouco da qualidade da fluidização encontrada em cada situação, mas resulta clara a dificuldade em assegurar caudais da mesma ordem de grandeza para toda a gama de distribuidores utilizados, sendo mesmo uma impossibilidade, com a instalação experimental que se possuía, alcançar valores superiores a, por exemplo, 0,5 m/s para a placa ‘p0x’, ou 1 m/s para a placa ‘p1x’.

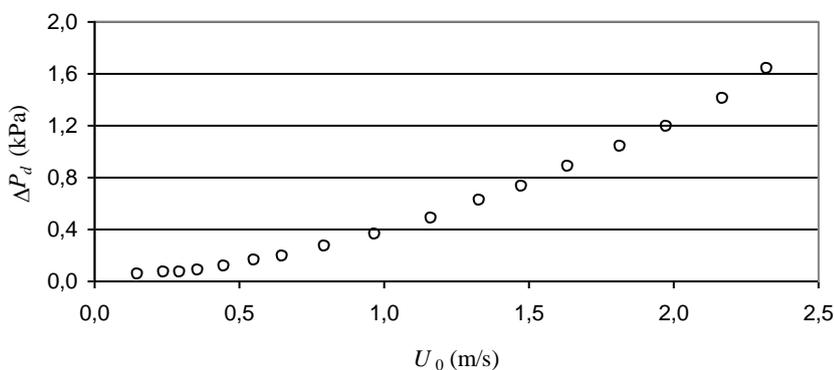


Fig. 5. 2- Variação de ΔP_d da placa distribuidora ‘ker’ (cerâmica porosa) com a velocidade superficial U_0 .

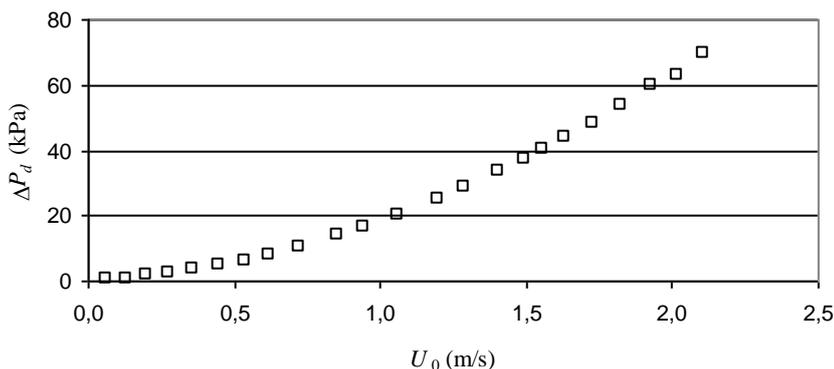


Fig. 5. 3- Variação de ΔP_d da placa distribuidora ‘p9x’ (perspex perfurado) com a velocidade superficial U_0 .

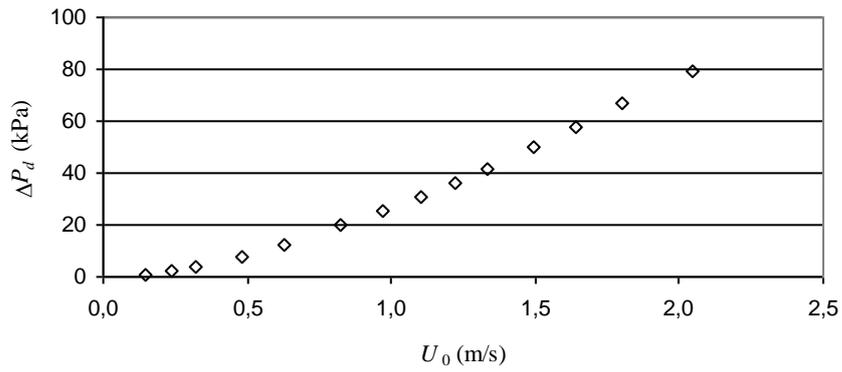


Fig. 5. 4- Variação de ΔP_d da placa distribuidora ‘dyn’ (malha metálica) com a velocidade superficial U_0 .

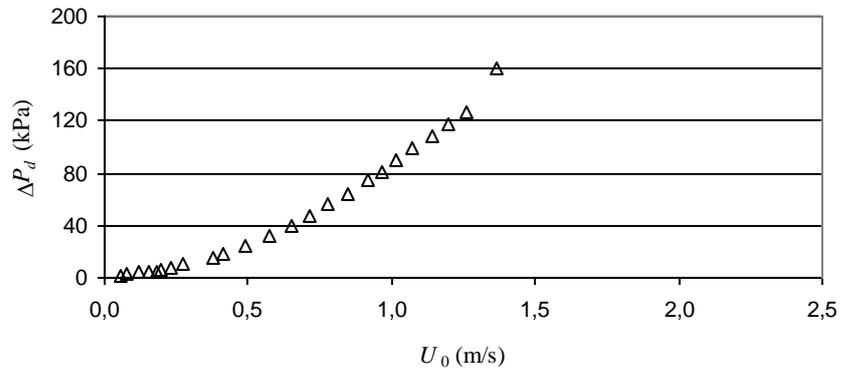


Fig. 5. 5- Variação de ΔP_d da placa distribuidora ‘p4x’ (perspex perfurado) com a velocidade superficial U_0 .

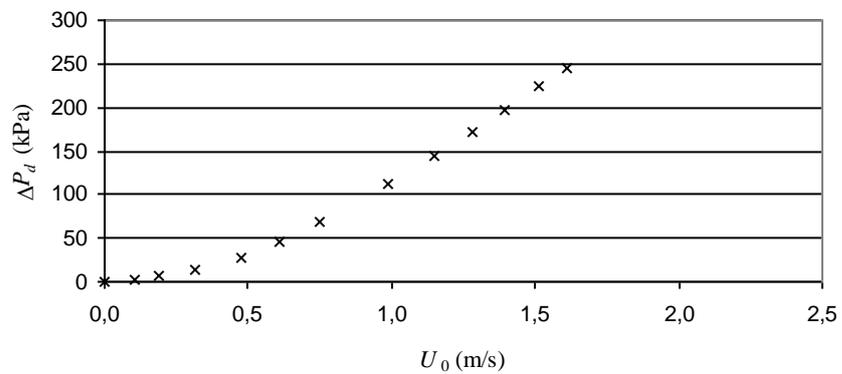


Fig. 5. 6- Variação de ΔP_d da placa distribuidora ‘p3x’ (perspex perfurado) com a velocidade superficial U_0 .

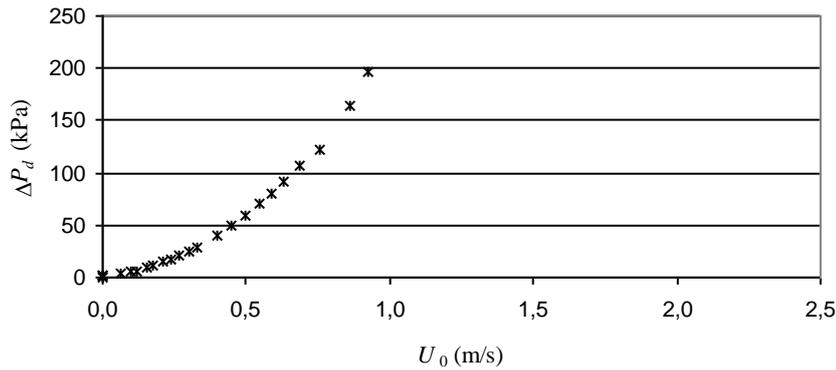


Fig. 5. 7- Variação de ΔP_d da placa distribuidora 'p2x' (perspex perfurado) com a velocidade superficial U_0 .

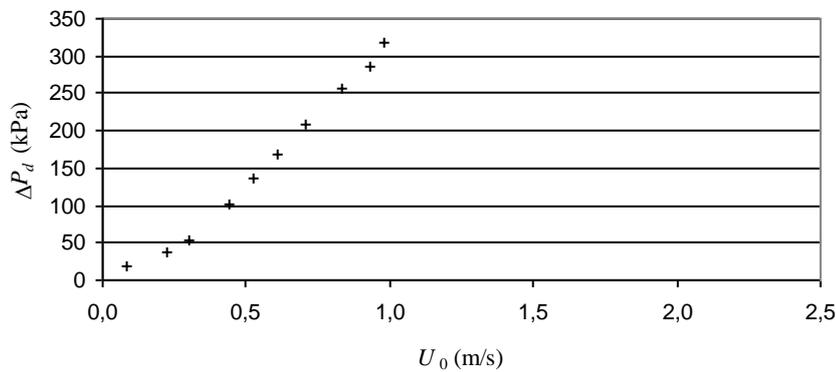


Fig. 5. 8- Variação de ΔP_d da placa distribuidora 'p1x' (perspex perfurado) com a velocidade superficial U_0 .

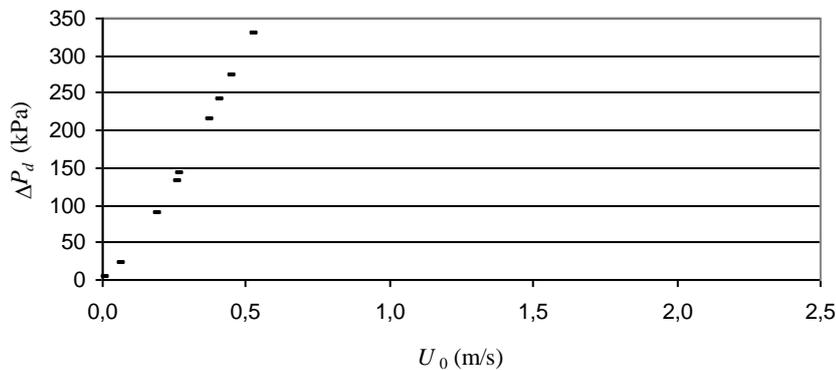


Fig. 5. 9- Variação de ΔP_d da placa distribuidora 'p0x' (perspex perfurado) com a velocidade superficial U_0 .

O estágio seguinte, na tentativa de obter informações práticas que permitissem o aquilatar das qualidades relativas dos distribuidores, disse respeito à medição da perda de carga para cada camada i do leito, entre a toma de pressão colocada ao nível da superfície superior do distribuidor e a toma correspondente ao cimo da camada em análise. Os resultados são apresentados nas figuras seguintes:

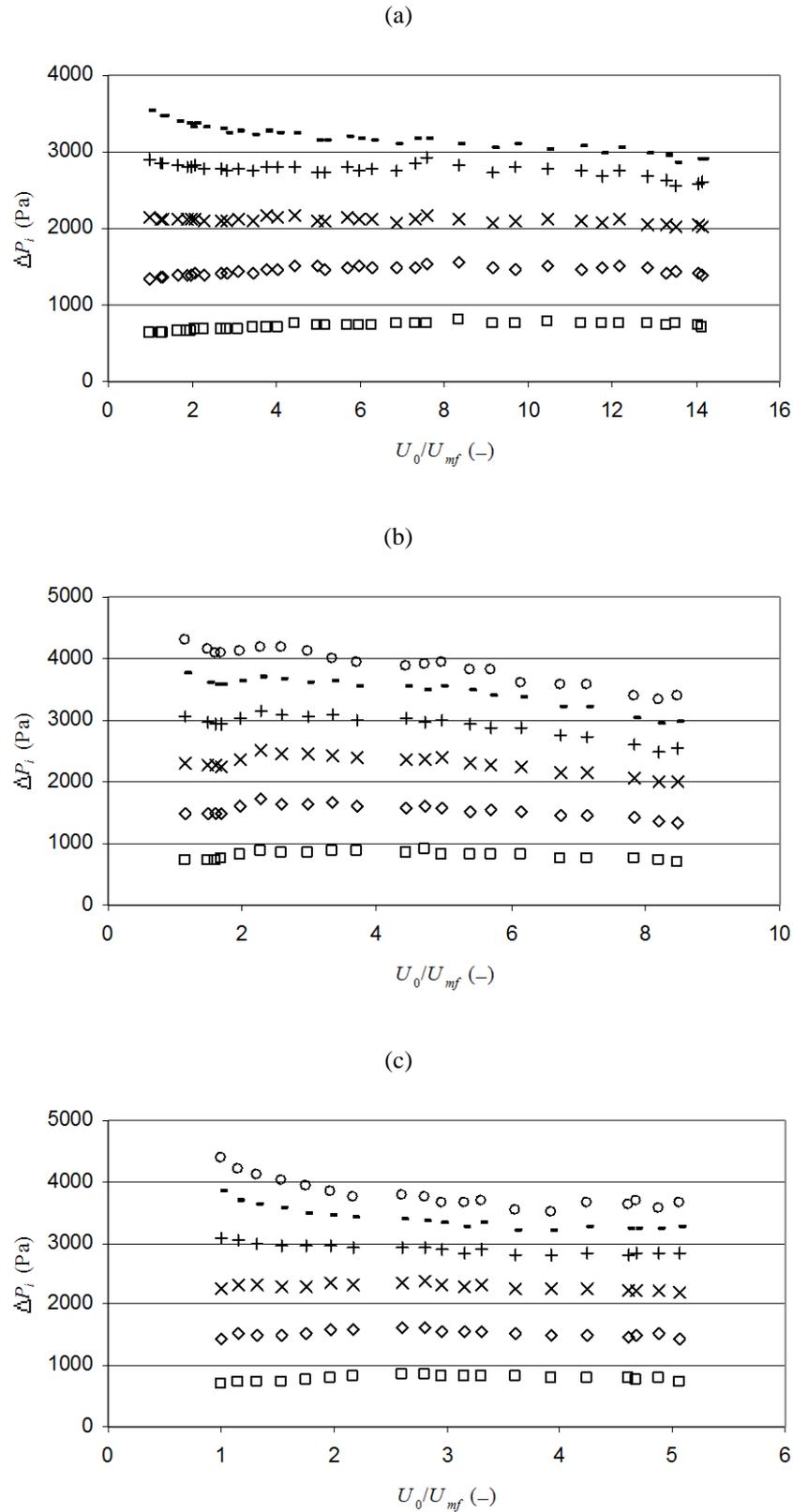


Fig. 5. 10- Variação de ΔP_i , placa ‘ker’ (cerâmica porosa) com a velocidade superficial U_0 : (a) partículas 355/425 μm , (b) partículas 600/710 μm e (c) partículas 850/1000 μm .
 (□: 1ª camada, ◇: 2ª camada, ×: 3ª camada, +: 4ª camada, -: 5ª camada)

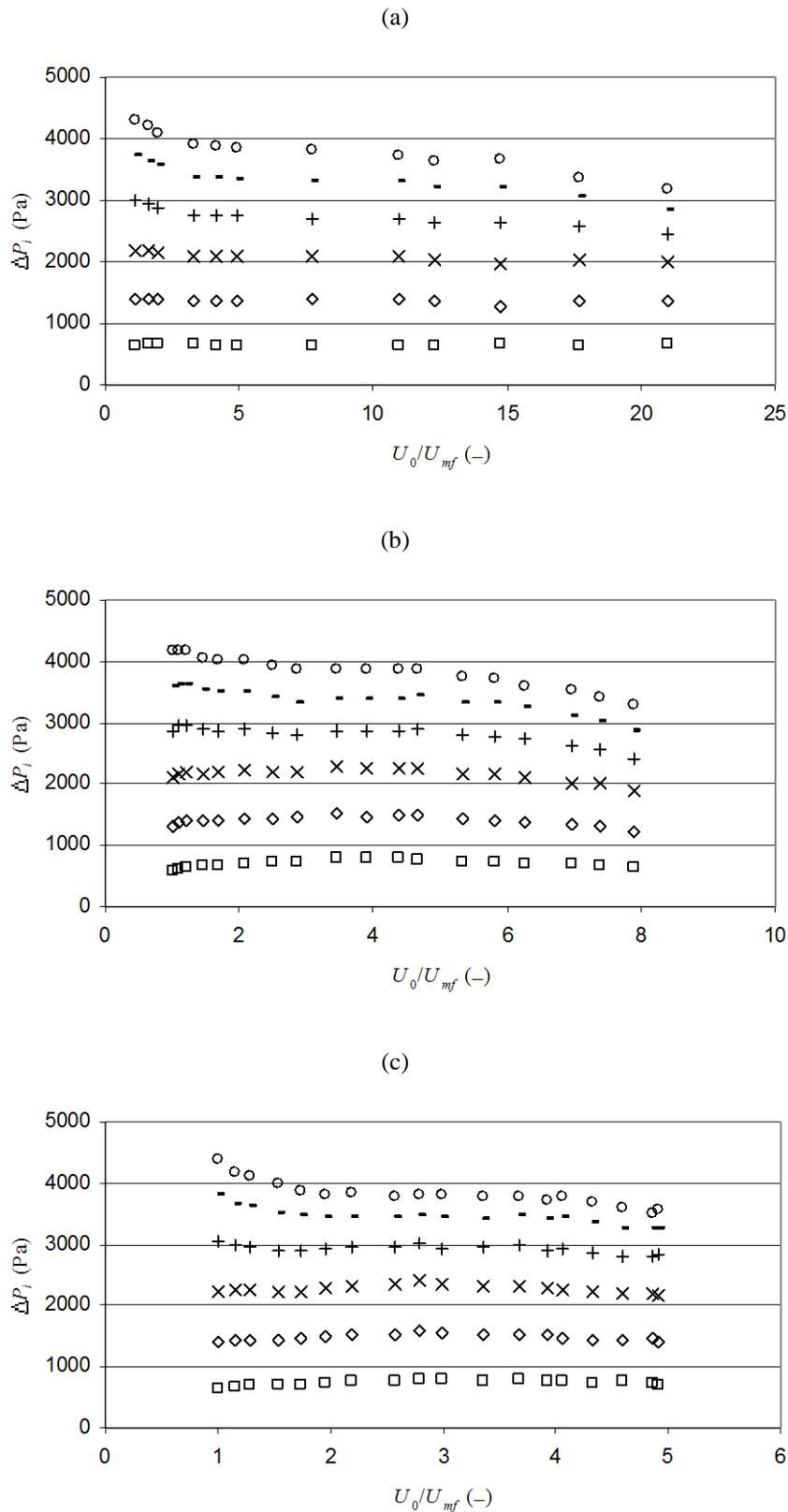


Fig. 5. 11- Variação de ΔP_i , placa 'p9x' (perspex perfurado) com a velocidade superficial U_0 : (a) partículas 355/425 μm , (b) partículas 600/710 μm e (c) partículas 850/1000 μm .
 (□: 1ª camada, ◇: 2ª camada, ×: 3ª camada, +: 4ª camada, -: 5ª camada)

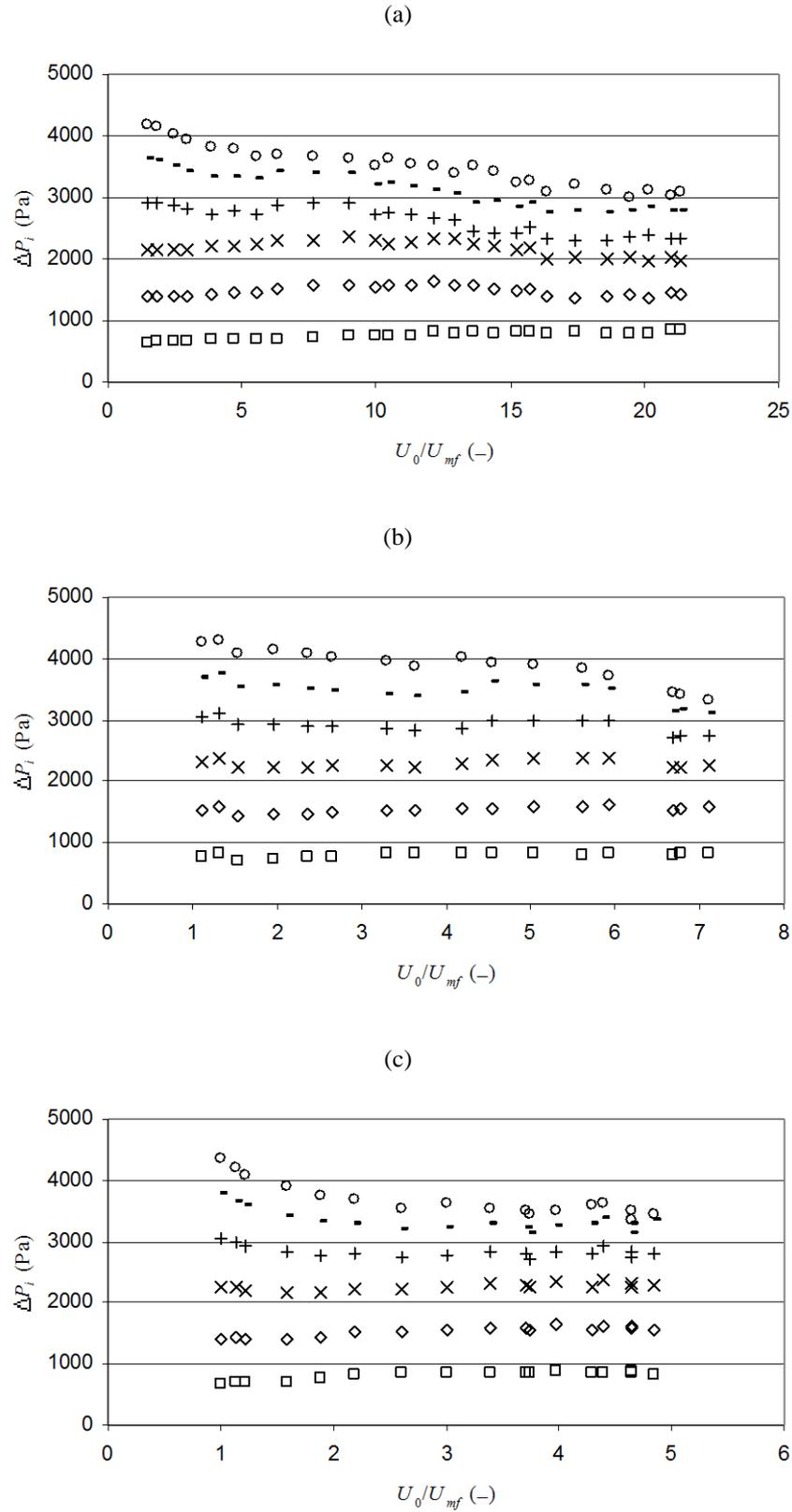


Fig. 5. 12- Variação de ΔP_i , placa 'dyn' (malha metálica) com a velocidade superficial U_0 : (a) partículas 355/425 μm , (b) partículas 600/710 μm e (c) partículas 850/1000 μm .
 (\square : 1ª camada, \diamond : 2ª camada, \times : 3ª camada, $+$: 4ª camada, $-$: 5ª camada)

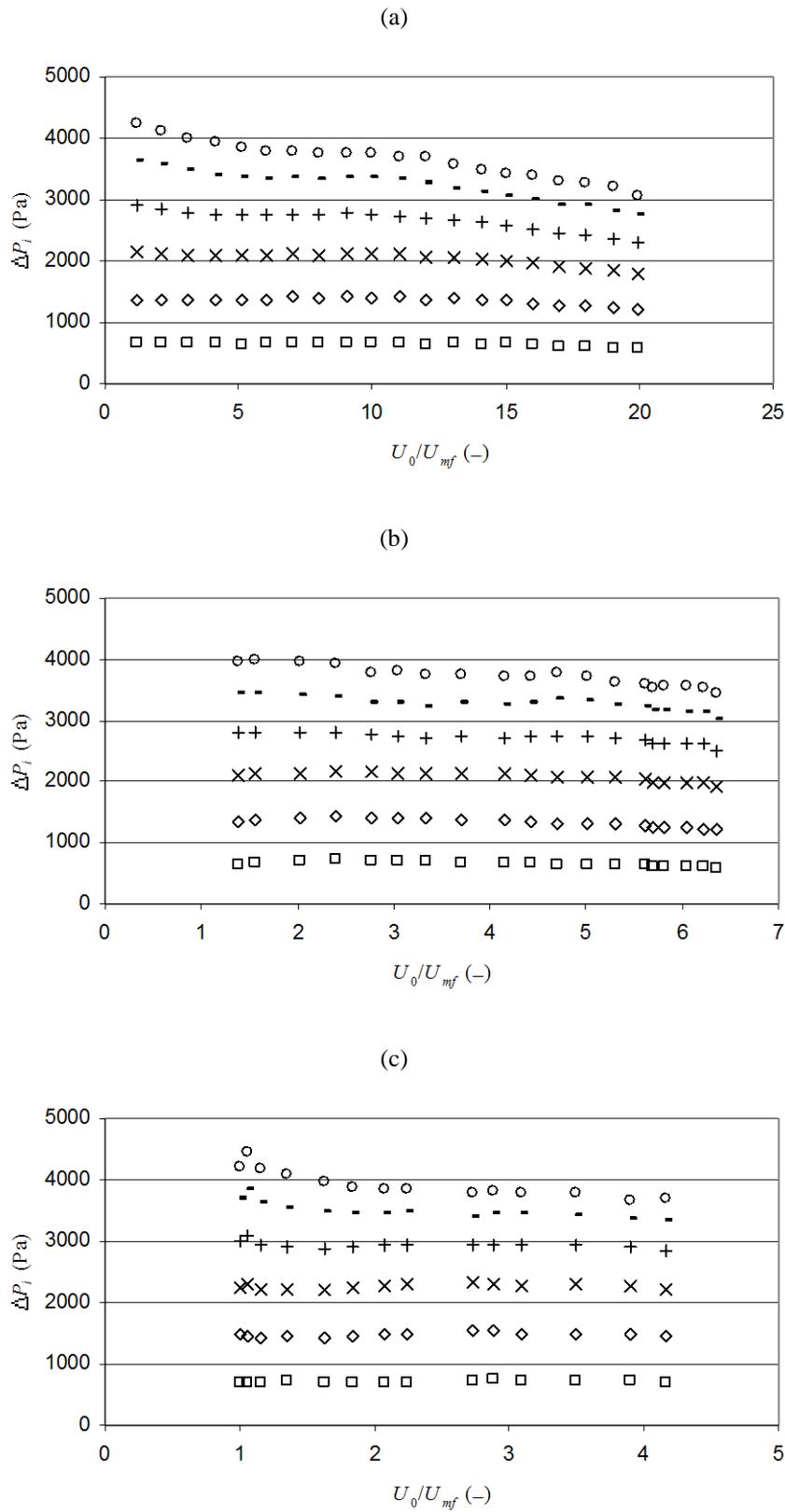


Fig. 5. 13- Variação de ΔP_i , placa 'p4x' (perspex perfurado) com a velocidade superficial U_0 : (a) partículas 355/425 μm , (b) partículas 600/710 μm e (c) partículas 850/1000 μm .
 (□: 1ª camada, ◇: 2ª camada, ×: 3ª camada, +: 4ª camada, -: 5ª camada)

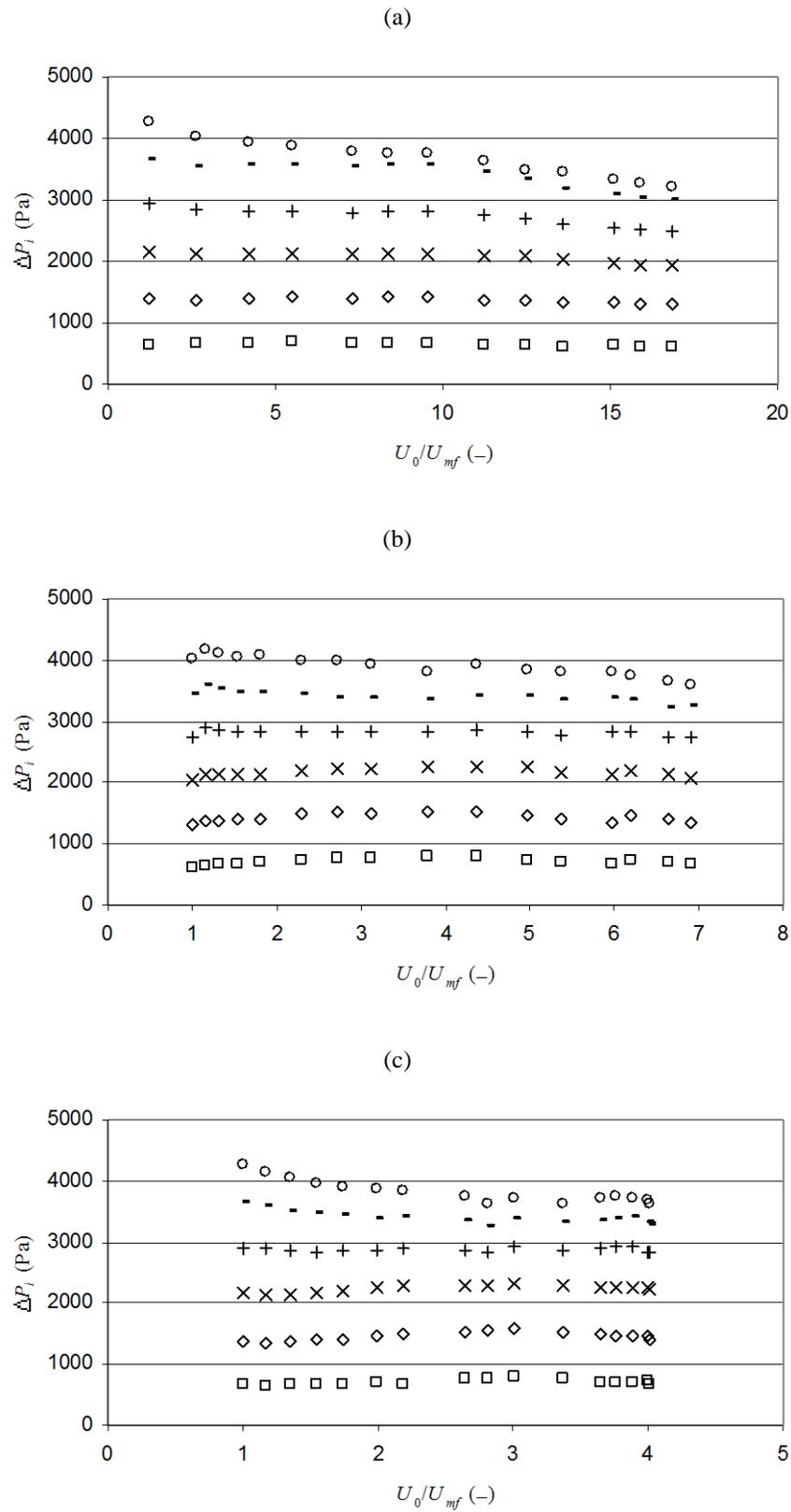


Fig. 5. 14- Variação de ΔP_i , placa 'p3x' (perspex perfurado) com a velocidade superficial U_0 : (a) partículas 355/425 μm , (b) partículas 600/710 μm e (c) partículas 850/1000 μm .
 (\square : 1ª camada, \diamond : 2ª camada, \times : 3ª camada, $+$: 4ª camada, $-$: 5ª camada)

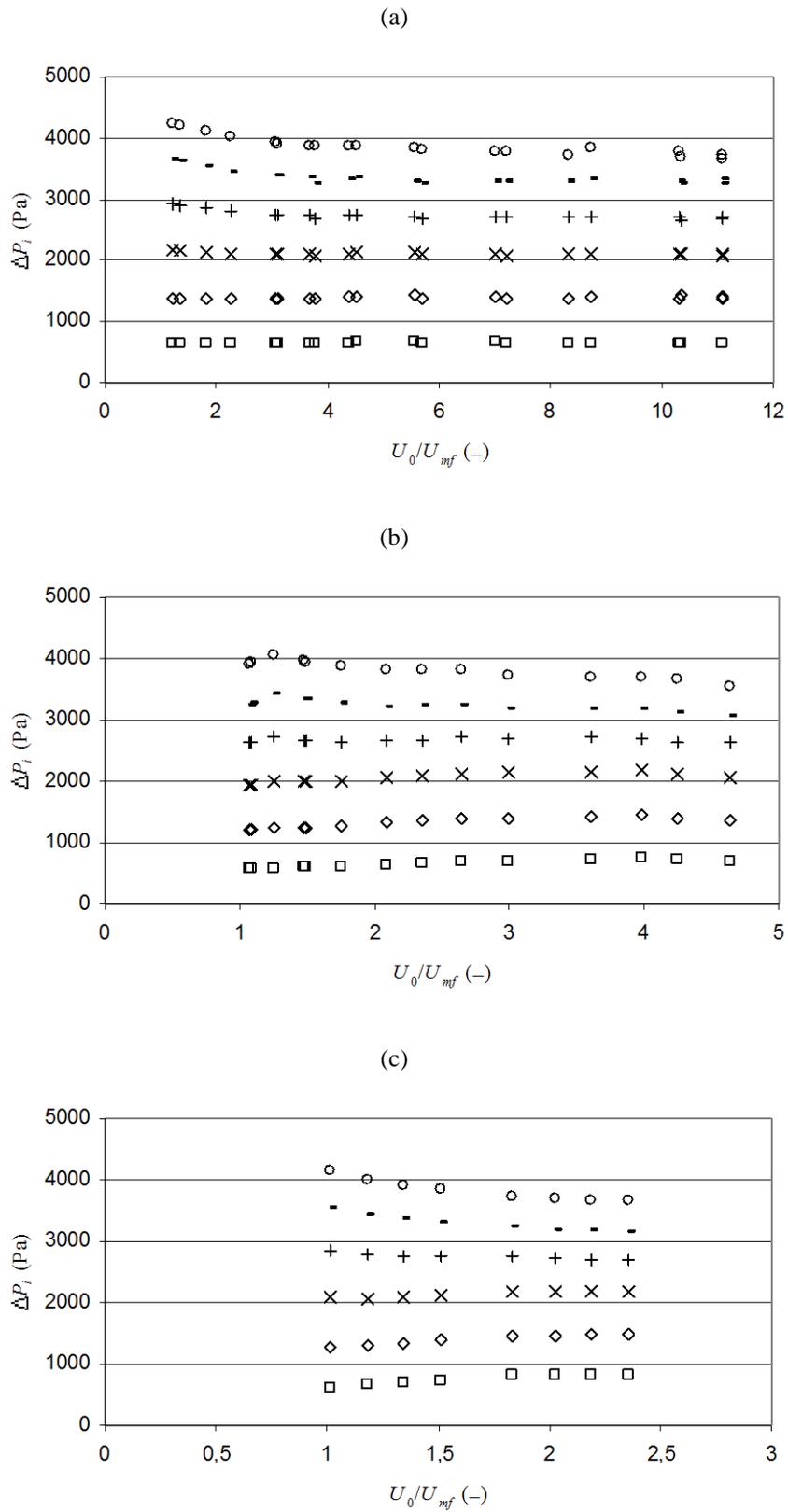


Fig. 5. 15- Variação de ΔP_i , placa p2x (perspex perfurado) com a velocidade superficial U_0 : (a) partículas 355/425 μm , (b) partículas 600/710 μm e (c) partículas 850/1000 μm .
 (□: 1ª camada, ◇: 2ª camada, ×: 3ª camada, +: 4ª camada, -: 5ª camada)

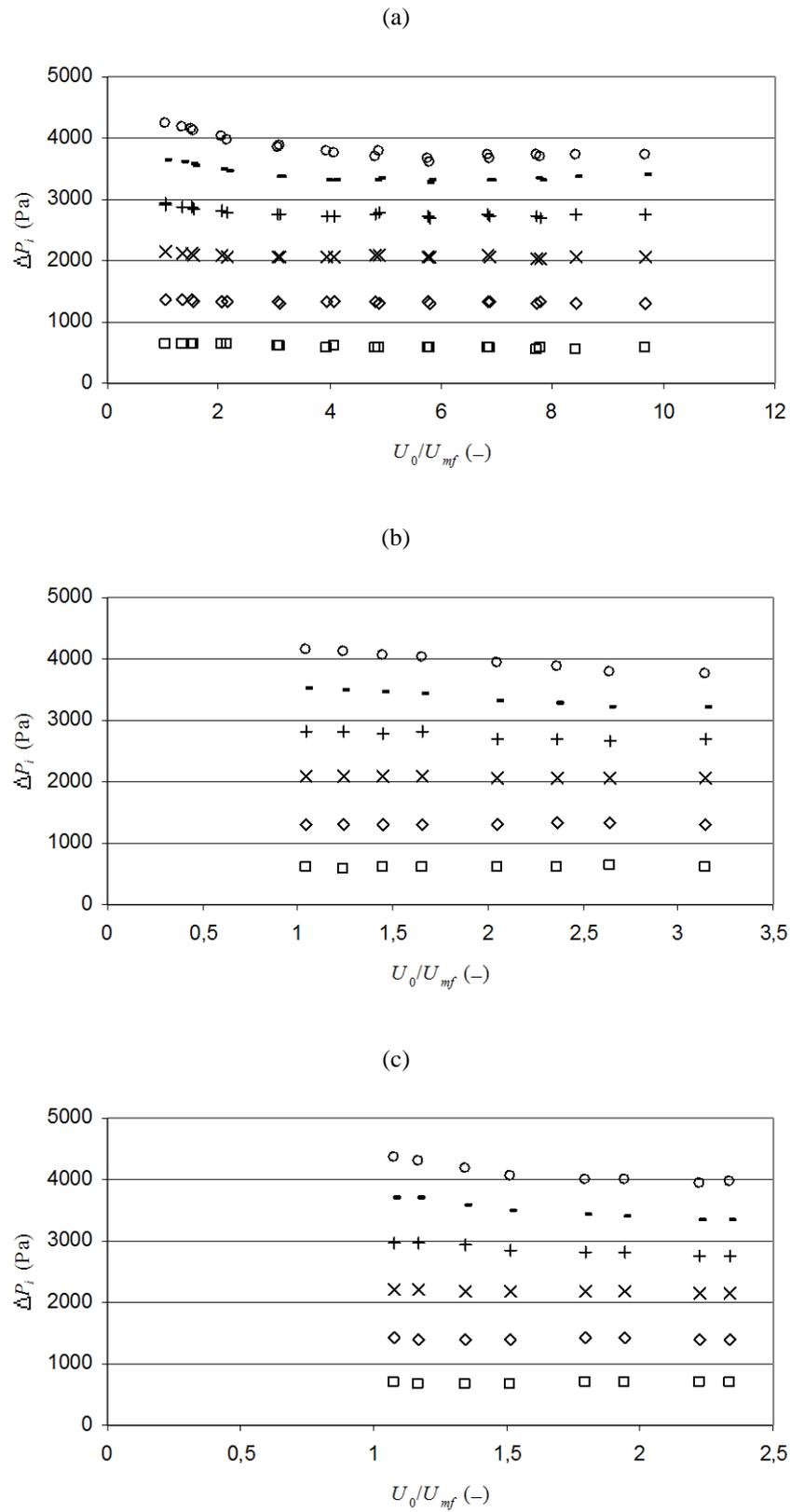


Fig. 5. 16- Variação de ΔP_i , placa p1x (perspex perfurado) com a velocidade superficial U_0 : (a) partículas 355/425 μm , (b) partículas 600/710 μm e (c) partículas 850/1000 μm .
 (□: 1ª camada, ◇: 2ª camada, ×: 3ª camada, +: 4ª camada, -: 5ª camada)

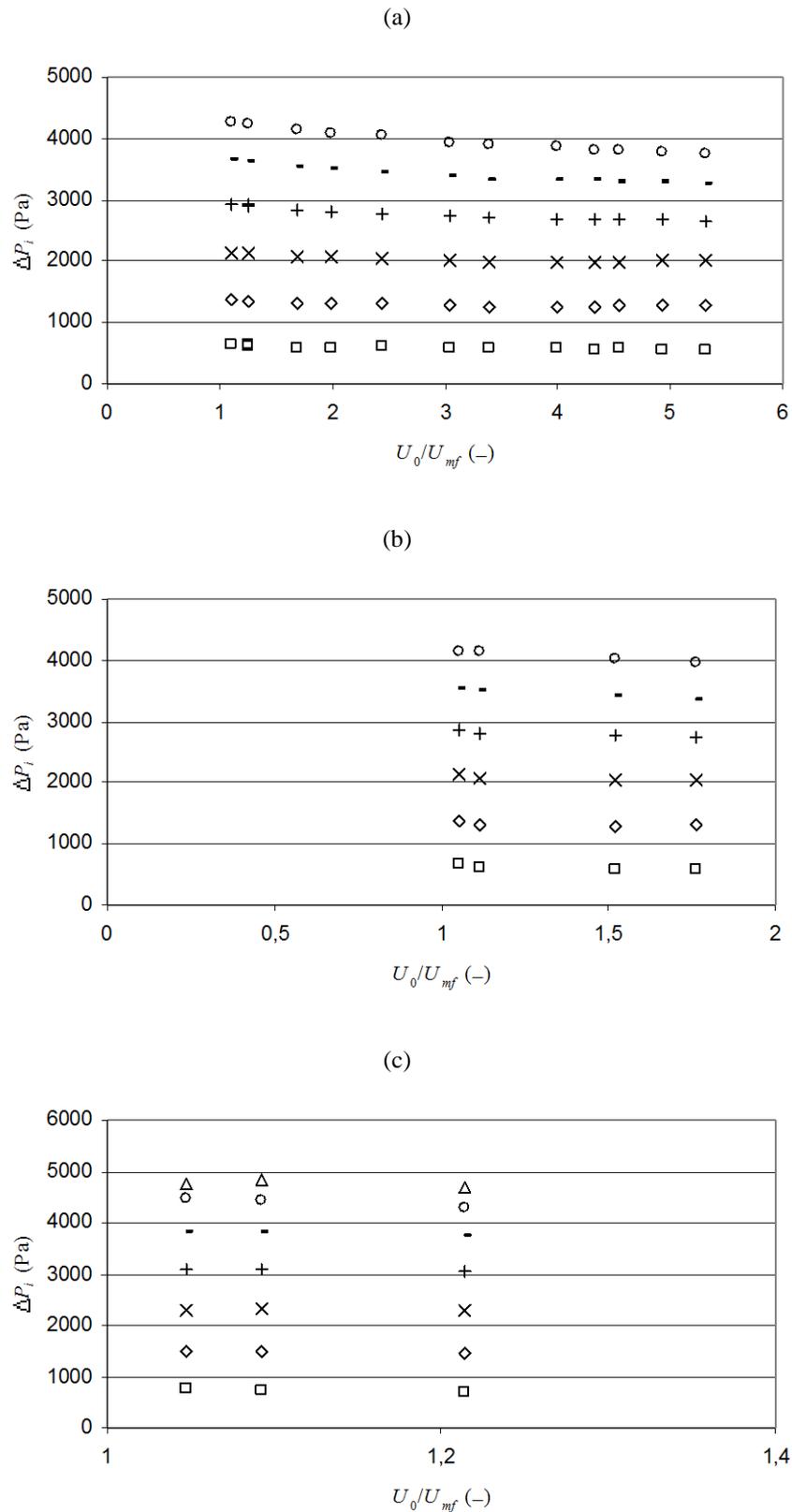


Fig. 5. 17- Variação de ΔP_i , placa p0x (perspex perfurado) com a velocidade superficial U_0 : (a) partículas 355/425 μm , (b) partículas 600/710 μm e (c) partículas 850/1000 μm .
 (□: 1ª camada, ◇: 2ª camada, ×: 3ª camada, +: 4ª camada, -: 5ª camada)

Assim, do ponto de vista da avaliação do desempenho dos vários distribuidores no comportamento dos leitos fluidizados testados, as diferenças observáveis pelo conjunto das curvas de andamento da pressão no interior do leito, ainda que existentes, não conseguem fazer-se sobressair, apenas, ou por observação directa, ou por análise das curva de perda de carga das sucessivas camadas. Tomando em consideração esta última opção, seria então prático poder comparar os vários comportamentos com uma sequência de valores de perda de carga que, embora com algumas limitações, representasse um comportamento de referência para cada camada e para cada distribuição de tamanhos de partículas.

5.3 A influência dos distribuidores no comportamento do leito

5.3.1 Breve revisão de alguns modelos de escoamento bifásico

Como foi abordado no Cap. 2, o modelo que está na base da teoria bifásica para sistemas fluidizados agregativos foi estabelecido considerando o leito como um sistema constituído por uma fase particulada, na qual o caudal é igual ao caudal nas condições de fluidização incipiente, o que significa manter-se a porosidade da fase densa constante e igual ao valor que toma no ponto de mínima fluidização, e por uma fase de bolhas, por onde passa o caudal em excesso do que passa pela fase particulada.

Foi este ponto de partida, atribuído a Toomey e Johnstone (1952), que permitiu estabelecer a relação entre o caudal total que chega ao leito, U_0A , e a soma entre o caudal que passa pela fase densa, $U_{mf}A$, e o que é susceptível de se ver passar pelas bolhas, Q_b :

$$U_0A = Q_b + U_{mf}A \quad (5.1)$$

Davidson e Harrison (1969) estabeleceram uma análise do modo pelo qual um fluido viscoso atravessava um vazio esférico existente num leito fixo de partículas, sob o efeito de um gradiente de pressões uniforme ao longo do leito, por forma a estimar a quantidade de gás que por ele iria passar. Supuseram que se aplicava a lei de D'Arcy, o que obrigava a que a velocidade do fluido fosse proporcional ao gradiente de pressões, sendo a evolução da pressão no interior do leito governada pela equação de Laplace. Esta era então resolvida estabelecendo como condições fronteira um gradiente de pressões constante no infinito e uma pressão uniforme no interior do vazio representando a bolha, que se supunha livre de partículas no seu interior. Conhecida assim

a distribuição de pressões, a lei de D'Arcy permitia conhecer a distribuição de velocidades, o que possibilitava chegar a uma função corrente e visualizar as linhas de escoamento.

Era calculado o efeito de curto-circuito, pelo qual o fluido passava pelo vazio representando a bolha, sendo o seu resultado igual a $3U_{mf}A_b$, ou seja, três vezes a quantidade de gás que passava por uma secção equivalente da fase densa durante o mesmo intervalo de tempo. A distribuição de caudais pelas fases era assim representada pela soma do caudal da fase densa, do caudal visível que passava pelas bolhas e deste caudal que curtocircuitava a fase densa, passando através das bolha, $U_{cc}A_l$:

$$U_0 A_l = U_{mf} A_e + Q_b + U_{cc} A_l \quad (5.2)$$

ou seja

$$U_0 A_l = U_{mf} (1 - \delta) A_l + Q_b + 3U_{mf} \delta A_l \quad (5.3)$$

A Eq. (5.3) pode simplificar-se de modo a obter-se

$$U_0 A_l = k U_{mf} A_l + Q_b \quad (5.4)$$

em que a constante k é igual a

$$k = 1 + 2\delta \quad (5.5)$$

Era no entanto reconhecido que, quer a condição de ascensão isolada de bolhas em meios infinitos, quer a ausência de esteira na modelização, contrariavam as evidências experimentais, sendo as linhas de corrente entendidas (apenas) como uma primeira aproximação, eventualmente válida para o cimo da bolha. Igualmente a função potencial escolhida para a velocidade das partículas, constituindo juntamente com o gás uma emulsão suposta invíscida, dava como resultado uma pressão variável ao longo da superfície da bolha em torno da qual se escoavam, contrariando a condição estabelecida de pressão constante.

A visualização assim obtida indicava que as linhas de corrente eram fortemente afectadas pela grandeza de U_{mf} , em função da qual se tipificavam duas situações: uma em que a velocidade da bolha sendo inferior a U_{mf} , indicava que as linhas de corrente atravessavam a bolha, e outra

em que era agora U_{mf} que era inferior à velocidade da bolha, sendo o fluido arrastado e mantido em circulação no interior duma zona, que posteriormente se veio a designar por nuvem, cujas dimensões se iam reduzindo à medida que essa diferença de velocidades aumentava, obrigando então a que essa recirculação de efectuasse de um modo progressivamente confinado ao interior da própria bolha.

Estava assim efectuado um certo número de suposições sobre as quais se baseavam os resultados obtidos, algumas das quais se vieram a verificar inexactas. Em particular a que respeitava à pressão constante no interior das bolhas, à sua previamente imposta forma esférica e à não consideração da interacção entre as bolhas. Mais do que simplificações admissíveis foram o resultado da necessidade de ultrapassar algumas impossibilidades de cálculo, e como tal expostas desde logo pelos seus autores.

Lockett *et al.* (1967) apresentaram uma forma simplificada de calcular k , relativamente a Partridge e Rowe (1966) (que utilizando uma função corrente dada por Murray (1965), obtiveram $k=1$ para todas as situações), considerando que o caudal associado a uma bolha no meio de outras bolhas seria o mesmo que o de uma bolha isolada subindo num leito infinito, ou seja, $3U_{mf}A_b$. Chegaram ao mesmo resultado de $1+2\delta$ para k , reconhecendo que esta tendência para um valor de caudal passando pelas bolhas superior ao presumido pela teoria bifásica simples se aplicaria a situações em que a presença de múltiplas bolhas se fizesse sentir, nomeadamente junto ao distribuidor, onde as bolhas são pequenas, numerosas e próximas umas das outras. À medida que se fosse subindo no leito, a coalescência das bolhas reduzindo o seu número e a sua velocidade aumentando, o valor de caudal de curto-circuito deveria diminuir, pelo que o valor de k se iria aproximando da unidade.

Grace e Harrison (1969) vieram chamar a atenção para o facto de experiências realizadas revelarem valores de caudal de curto-circuito superiores aos anteriormente admitidos, na ordem de 6, indicando que a discrepância se ficaria a dever à variação de pressão no interior das bolhas, que lhes provocaria um alongamento na direcção vertical aquando da coalescência. Indicavam igualmente valores da fracção de bolhas, por eles obtidos experimentalmente, decrescentes com a altura do leito, para um dado valor de (U_0-U_{mf}) . Com base nos trabalhos experimentais de Godard e Richardson (1968) e de Pyle e Harrison (1967), questionaram ainda a presunção de a velocidade na emulsão se manter igual a U_{mf} , tendo estabelecido a seguinte equação genérica:

$$U_0 A_l = m(1 - \delta) A_l U_{mf} + Q_b + m\beta U_{mf} A_l \delta \quad (5.6)$$

que pode rearranjar-se por forma a obter-se

$$U_0 A_l = m(1 - n\delta) A_l U_{mf} + Q_b \quad (5.7)$$

sendo $n = \beta - 1$ e, claro, $k = m(1 - n\delta)$.

Considerando valores de m próximos da unidade, Grace e Clift (1974) recolhem dados experimentais de catorze autores para chegarem a valores de n entre -8 e 140, a que correspondiam valores de k entre 0,7 e 27, ou, se quisermos, de β entre -7 e 141.

Por seu lado Rowe *et al.* (1978), realizando experiências com raios X em leitos de partículas com 60 μm de diâmetro médio, não encontraram variações da porosidade da emulsão, ε_e , com a altura do leito. Não considerando a existência de valores significativos para o caudal de curto-circuito, e uma vez que o caudal intersticial medido era muito maior do que o admissível (caso se supusesse que a velocidade na emulsão, U_e , era igual a U_{mf}), Rowe *et al.* (1978) concluíram que a explicação mais óbvia seria a da existência de variações locais de ε_e , nas zonas (aparentemente) livres de bolhas.

Abrahamsen e Geldart (1980), através de medições directas da velocidade na emulsão pelo método do colapso do leito, correlacionaram k com as seguintes propriedades físicas do leito,

$$k = \frac{188 \rho_f^{0,089} \mu^{0,371} \exp^{0,508 F_{45}}}{d_p^{0,568} g^{0,663} (\rho_p - \rho_f)^{0,663} H^{0,244}} \quad (5.8)$$

sendo F_{45} a fracção de sólidos de tamanho inferior a 45 μm .

Mais tarde, Peters *et al.* (1982) definem a relação entre os caudais que passam pelas fases como sendo do tipo

$$\frac{Q_b}{A} = Y(U_0 - U_{mf}) \quad (5.9)$$

O factor Y da Eq. (5.9) foi correlacionado por Baeyens (1981), a partir de vários trabalhos experimentais, sob a forma:

$$Y = 2,27 \text{Ar}^{-0,21} \quad (5.10)$$

Kunii e Levenspiel (1991), retomam o modelo de Davidson e Harrison (1963) para desenvolverem o conceito de bolhas lentas e rápidas, atualizando-o para os conhecimentos entretanto adquiridos no que respeita às propriedades físicas dos grupos de Geldart. O reconhecimento de que é na esteira das bolhas que as partículas sobem no leito, descendo em seguida pela emulsão, fez compreender que essa descida pode ser tão rápida que faça com que se obtenha um movimento descendente resultante para o gás, sobrepondo-se à subida esperada deste através da fase densa. Estes aspectos foram abordados em detalhe no Cap. 2, pelo que se reterão aqui apenas as expressões resultantes para a fracção de bolhas. Assim, para bolhas lentas ($U_{ba} < U_f$), este modelo estabelece a seguinte fracção de bolhas:

$$\delta = \frac{U_0 - U_{mf}}{U_{ba} + 2U_{mf}} \quad (5.11)$$

Para bolhas intermédias, com nuvens espessas ($U_{mf}/\varepsilon_{mf} \approx U_{ba}$), δ será igual a

$$\delta = \frac{U_0 - U_{mf}}{U_{ba} + U_{mf}} \quad (5.12)$$

Se $U_{br} \approx 5U_{mf}/\varepsilon_{mf}$, que representa uma situação de transição, segundo Kunii e Levenspiel (1969, 1991), entre as bolhas lentas e rápidas, a fracção de bolhas passa ser igual a:

$$\delta = \frac{U_0 - U_{mf}}{U_{ba}} \quad (5.13)$$

Para bolhas rápidas, ou seja, para velocidades $U_{ba} > 5U_{mf}/\varepsilon_{mf}$, quer para nuvens finas quer para nuvens inexistentes, a fracção de bolhas terá a seguinte expressão:

$$\delta = \frac{U_0 - U_{mf}}{U_{br} - U_{mf}} \quad (5.14)$$

Finalmente, para leitos vigorosamente agitados, onde $U_0 \gg U_{mf}$, presumindo-se que aí $U_{ba} \gg U_{mf}/\varepsilon_{mf}$, δ terá o valor

$$\delta = \frac{U_0}{U_{ba}} \quad (5.15)$$

Werther e Wein (1994) retomam a forma do modelo de Peters *et al.* (1982), Eq. (5.9), alterando a correlação que permitirá obter os valores para a constante de proporcionalidade entre o caudal visível e o caudal em excesso, agora designada por φ , para

$$\varphi = 1,45Ar^{-0,18} \quad (5.16)$$

limitando a sua aplicação a uma gama de valores de Ar compreendidos entre 10^2 e 10^4 . Este modelo tem a particularidade de proceder ao cálculo da velocidade de subida das bolhas com a velocidade de referência, ou referencial ($U_0 - U_{mf}$), corrigido pelo mesmo factor φ :

$$U_{ba} = \varphi(U_0 - U_{mf}) + 0,71\nu\sqrt{gd_b} \quad (5.17)$$

em que ν toma os valores 0,63 se $D < 0,1$ m, $2D^{0,5}$ se $0,1 < D < 1$ m, e 2 se $D > 1$ m para partículas do Grupo B, e o diâmetro das bolhas, d_b , é obtido por meio da equação

$$\frac{dd_b}{dH} = \left(\frac{2\delta}{9\pi} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (5.18)$$

Daqui resulta uma fracção de bolhas, para Werther e Wein (1994), igual a:

$$\delta = \frac{Q_b}{U_{ba}A} = \frac{\varphi(U_0 - U_{mf})}{\varphi(U_0 - U_{mf}) + 0,71\nu\sqrt{gd_b}} \quad (5.19)$$

Em conclusão, podemos estabelecer como equação genérica para a divisão de caudal de gás pelas fases a equação de Grace e Harrison (1969):

$$U_0A_l = m(1 - \delta)A_lU_{mf} + Q_b + m\beta U_{mf}A_l\delta \quad (5.20)$$

Resolvendo-a em relação a δ , teremos

$$\delta = \frac{U_0 - mU_{mf}}{U_{ba} + (\beta - 1)mU_{mf}} \quad (5.21)$$

onde U_{ba} é igual a $Q_b/\delta A_1$.

Se se considerar o caso simples da teoria bifásica original, teremos $m= 1$ e $\beta= 0$, pelo que

$$\delta = \frac{U_0 - U_{mf}}{U_{ba} - U_{mf}} \quad (5.22)$$

onde, segundo Kunii e Levenspiel (1969),

$$\delta = \frac{U_0 - U_{mf}}{U_{ba} - U_{mf}} \approx \frac{U_0 - U_{mf}}{U_{ba}} \quad (5.23)$$

uma vez que este modelo, ignorando o caudal de curto-circuito, só se justificaria para as situações em que se registassem a presença de bolhas rápidas, ou seja, em que $U_{ba} \gg U_{mf}$, pelo que $U_{ba} - U_{mf} \approx U_{ba}$.

Se se considerar um valor de β igual a 0, e velocidades muito elevadas, de tal modo que $U_0 \gg U_{mf}$ e $U_{ba} \gg U_{mf}$, pelo que $U_0 - U_{mf} \approx U_0$ e $U_{ba} - U_{mf} \approx U_{ba}$, teremos

$$\delta = \frac{U_0}{U_{ba}} \quad (5.24)$$

Quando β é igual a 1, estaremos no caso em que não vai haver caudal a passar através das bolhas e em que, segundo Kunii e Levenspiel (1991), a relação entre as velocidades U_{ba} e U_{mf}/ε_{mf} é aproximadamente igual a 5, pelo que

$$\delta = \frac{U_0 - U_{mf}}{U_{ba}} \quad (5.25)$$

Para β igual a 2 a relação entre as velocidades U_{ba} e U_{mf}/ε_{mf} é aproximadamente igual a 1 e a fracção de bolhas é

$$\delta = \frac{U_0 - U_{mf}}{U_{ba} + U_{mf}} \quad (5.26)$$

Finalmente β será igual a 3 quando a velocidade U_{ba} for inferior a U_{mf}/ϵ_{mf} , sendo então a fracção de bolhas obtida por meio de

$$\delta = \frac{U_0 - U_{mf}}{U_{ba} + 2U_{mf}} \tag{5.27}$$

Pelo seu lado, os modelos de Peters *et al.* (1982) e de Werther e Wein (1994) produzem uma fracção de bolhas na forma

$$\delta = K \frac{U_0 - U_{mf}}{U_{ba}} \tag{5.28}$$

com K representando as correlações das Eq.s (5.10) e (5.16), respectivamente, e U_{ba} calculado na forma da Eq. (5.17).

Apresenta-se em seguida uma comparação dos resultados obtidos para a fracção de bolhas de um leito com 10 cm de diâmetro interior, utilizando um distribuidor em perspex perfurado com 948 orifícios ('p9x'), composto por partículas de 355/425 ou 850/1000 μm , avaliadas a uma distância de 20 cm acima do distribuidor, para valores de β entre 0 e 30.

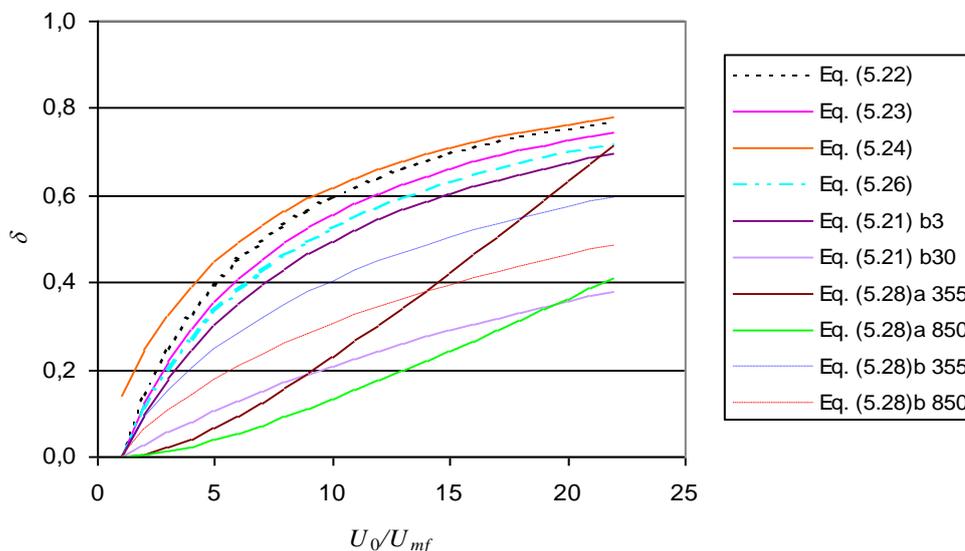


Fig. 5.18- Fracção de bolhas δ para um distribuidor ‘p9x’, para as várias condições de distribuição de caudais pelas fases representadas pelas Eq.s (5.22), (5.23), (5.24), (5.26), (5.21) b3 para $m=1$ e β constante e igual a 3, (5.21) b30 para β constante e igual a 30, (5.28)a com K tomando o valor da Eq. (5.10), para partículas 355/425 e 850/1000 μm , e (5.28)b com K tomando o valor da Eq. (5.16), para partículas 355/425 e 850/1000 μm .

De salientar apenas que, enquanto para o modelo de Peters *et al.* (1982) se calcula, explicitamente, o diâmetro das bolhas com base na correlação de Darton *et al.* (1977), no modelo de Werther e Wein (1994) ele é calculado (implicitamente) com base na Eq. (5. 18), assim se explicando a grande diferença nos declives registada (Fig. 5. 18), entre as curvas dos dois modelos.

5.3.2 A correlação β_1 (k1)

Na sequência do exposto no ponto anterior, uma das possibilidades de relacionar a velocidade superficial U_0 , representando o caudal total que chega ao leito, com as fracções que passam pela fase densa, pela fase de bolhas visível e através destas, consistirá então em

$$U_0 = \delta(U_{ba} + \beta U_{mf}) + (1 - \delta)U_{mf} \quad (5. 29)$$

o que se obtém da Eq. (5. 20) tomando $m= 1$ e substituindo Q_b/A por δU_{ba} .

Do trabalho exposto no Cap. 4, verificou-se que a simples utilização da Eq. (4. 13), com uma fracção de bolhas δ obtida da Eq. (5. 27), onde β tomava um valor igual a 3, deduzido da teoria bifásica por Davidson e Harrison (1963) para leitos tridimensionais, não se revelava adequada a um ajuste conveniente aos resultados experimentais. A referida Eq. (4.13) deixava, no entanto, pouca margem para correcções. Não estando em causa nem a determinação das massas volúmicas das partículas ou do fluido, nem a altura, constante, das fatias, que se traduz em valores determinados para a altura das camadas, restavam, enquanto propriedades com capacidade de variação, os valores das duas porosidades: a da fase densa e a da fase de bolhas. Ainda que existam indicações de que a fase densa não se mantém nas condições especificadas pela modelização bifásica, quanto à conservação do espaçamento entre as partículas (Rowe *et al.*, 1978), e uma vez que a avaliação directa do seu valor estava para lá das possibilidades experimentais desta instalação, optou-se por, num primeiro instante, analisar as eventuais consequências de modificar o modo de estimar a porosidade da fase de bolhas.

Olhando para a Eq. (5. 29), a substituição da velocidade absoluta de subida das bolhas, U_{ba} , pela soma $(U_0 - U_{mf}) + U_{br}$, e a substituição nesta última de U_{br} , a velocidade de subida relativa, Eq. (4. 5), por uma expressão dependente de uma correlação testada para d_b , como seja a de Darton *et al.* (1977), Eq. (4. 29), deixa como valor influenciável apenas o valor de β , uma vez que todas as outras variáveis são de determinação fechada (U_0 , U_{mf} , H , A e N_{or}) e os parâmetros utilizados não possibilitam que quaisquer alterações que possam sofrer tenham um peso suficiente no resultado final de δ . Ora, como se viu nas várias abordagens desenvolvidas a partir

da teoria bifásica, a escolha do tipo de função corrente influencia determinantemente o resultado que se obtém para o caudal de fluido que vai atravessar a emulsão e, em consequência, para o caudal do fluido que, ao ser atraído pelo vazio que a bolha representa, vai escolher um caminho mais fácil, curto-circuitando a fase densa. É este efeito que o factor β é suposto tomar em consideração, ou seja, representar a razão entre a quantidade de gás que passa através da bolha, o caudal invisível, e a quantidade de gás que passa, no mesmo intervalo de tempo, numa secção equivalente da fase densa, ou seja:

$$\beta = \frac{Q_{b \text{ invisível}}}{Q_{\text{fase densa}}} \quad (5.30)$$

Por outro lado, uma correlação para a determinação de β deveria também levar em conta a influência do tamanho das partículas através das quais vai passar o escoamento e, devido ao crescimento, coalescência e quebra das bolhas, a influência da altura da camada do leito em análise, o que, como se viu no ponto anterior, apenas se verificava com a Eq. (5.28). Assim, poderá escrever-se que:

$$\beta_1 \propto \left(\frac{U_0 - U_{mf}}{U_0} \right)^{\gamma_1} \left(\frac{H_i}{d_p} \right)^{\gamma_2} \quad (5.31)$$

A forma estabelecida para a correlação de β por Paiva *et al.* (2000b), representa uma simplificação da Eq. (5.31) ao considerar que a expressão do factor β , dada genericamente por esta equação, passa a ter a forma da Eq. (5.32), em que o caudal invisível é directamente proporcional à raiz quadrada do caudal visível que, de acordo com a teoria bifásica, passa pelas bolhas, e que o caudal que passa pela fase de bolhas, curto-circuitando a fase densa, é inversamente proporcional à raiz quadrada do caudal total:

$$\beta_1 = 10 \sqrt{\frac{U_0 - U_{mf}}{U_0}} \left(\frac{H_i}{d_p} \right)^{0,3} \quad (5.32)$$

Não obstante partir de conjecturas de carácter relativamente geral, esta equação conduz a uma gama de valores de β próxima das obtidas por outros autores. Como indicação, para $U - U_{mf} < 2,5$ m/s, duas alturas de referência, as da 1ª e 6ª camadas, e três tamanhos de partículas, os valores de β assim obtidos são os dados nas figuras seguintes,

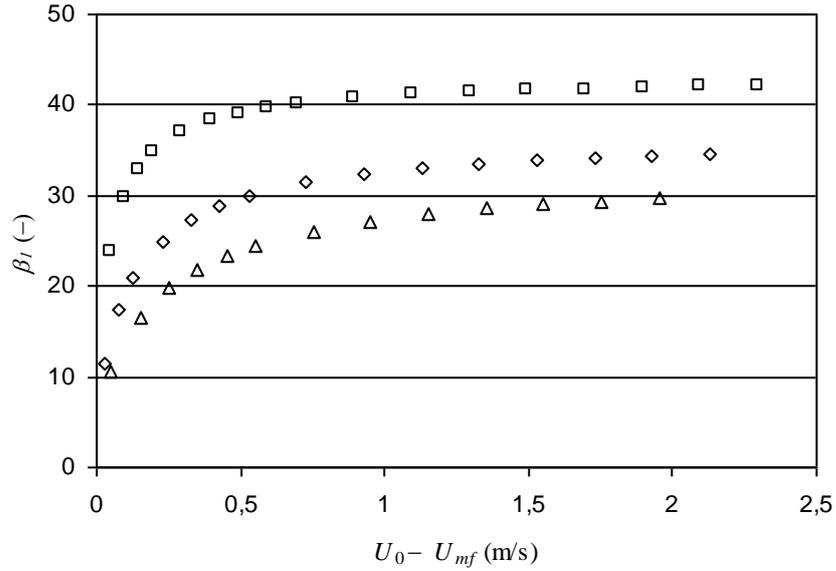


Fig. 5.19- Variação de β_1 com a razão U_0/U_{mf} , para $H_f= 0,05$ m, correspondente à 1ª camada.
(\square : 355/425 μm ; \diamond : 600/710 μm ; \triangle : 850/1000 μm)

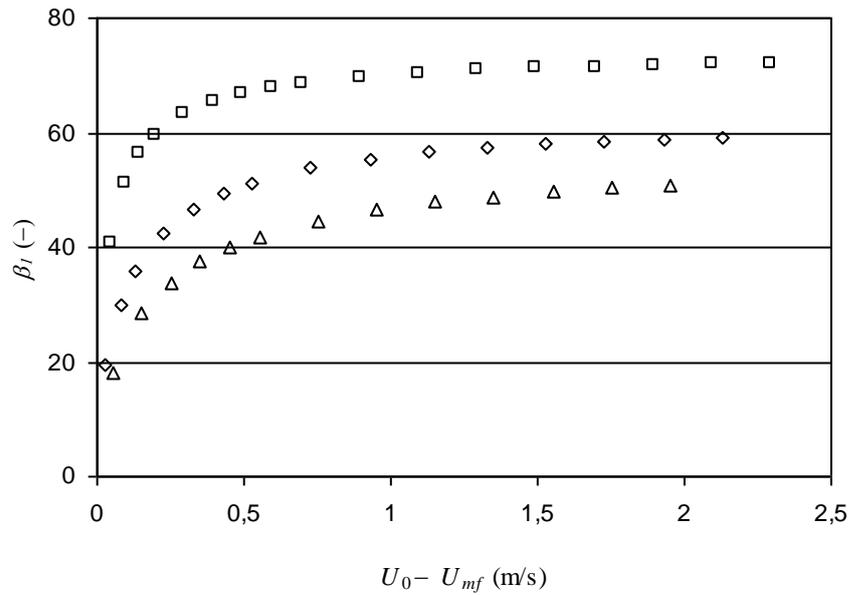


Fig. 5.20- Variação de β_1 com a razão U_0/U_{mf} , para $H_f= 0,30$ m, correspondente à 6ª camada.
(\square : 355/425 μm ; \diamond : 600/710 μm ; \triangle : 850/1000 μm)

o que revela, em termos de gama de valores de β , coerência com os resultados experimentais citados por Grace e Harrison (1969) e Grace e Clift (1974), ao indicarem valores correspondentes entre 0 e 90 quando se consideram valores para a fracção de bolhas δ da ordem de 0,3.

De notar, no entanto, que para além da evolução com a velocidade superficial, β é crescente com a altura do leito (o que igualmente se deduz da Eq. (5. 32)).

Como se referiu anteriormente, a expressão da fracção volúmica das bolhas, V_b/V_l , torna-se, a partir da Eq. (5. 29), fazendo $U_{ba} = (U_0 - U_{mf}) + U_{br}$, em

$$\delta = \frac{U_0 - U_{mf}}{U_{br} + U_0 + (\beta - 2)U_{mf}} \quad (5. 33)$$

sendo o cálculo da velocidade relativa das bolhas, U_{br} , função do diâmetro das mesmas:

$$U_{br} \propto \sqrt{d_b} \quad (5. 34)$$

Se se adoptar para constante de proporcionalidade o valor $0,711g^{0,5}$, tal como estabelecido no Cap. 2, em resultado do trabalho de Davidson *et al.* (1959), Harrison e Leung (1962), Reuter (1963), Rowe *et al.* (1965) e Toei *et al.* (1965), e se substituir, na expressão assim obtida, o diâmetro das bolhas pela correlação de Darton *et al.* (1977), Eq. (4. 29),

$$d_b = 0,54(U_0 - U_{mf})^{\frac{2}{5}}(H + 4\sqrt{A_0})^{\frac{4}{5}}g^{-\frac{1}{5}} \quad (5. 35)$$

obter-se-á:

$$U_{br} = 0,523(U_0 - U_{mf})^{\frac{1}{5}}(H + 4\sqrt{A_0})^{\frac{2}{5}}g^{\frac{2}{5}} \quad (5. 36)$$

A simples substituição da Eq. (5. 36) na Eq. (5. 33) conduziria a um valor de δ de interpretação física discutível, uma vez que a velocidade relativa das bolhas assim calculada corresponderia ao valor da velocidade que elas possuiriam quando estivessem a passar pelo limite superior da camada definida pela altura H , representando assim um valor máximo. No entanto, a fracção de bolhas existente nessa camada corresponderia ao espaço ocupado, num dado instante, por todas as bolhas, desde as de menor dimensão que existiriam mais próximas do distribuidor até às maiores que atravessavam a secção do leito na altura H , pelo que seria curial procurar um valor médio representativo para cada camada. Nesse sentido, utilizou-se a forma integrada por Ribeiro e Pinho (1998) da Eq. (5. 36), e que representa agora um valor médio para U_{br} ,

$$\overline{U}_{br} = 0,373(U_0 - U_{mf})^{\frac{1}{5}} g^{\frac{2}{5}} \left[(H_i + 4\sqrt{A_0})^{\frac{7}{5}} - (4\sqrt{A_0})^{\frac{7}{5}} \right] \quad (5.37)$$

para que a sua substituição na Eq. (5.33) corresponda a um valor mais ajustado da fracção de bolhas δ para uma dada camada.

Assim, a substituição da Eq. (5.37) em (5.33) resulta na equação seguinte:

$$\overline{\delta}_1 = \frac{U_0 - U_{mf}}{\overline{U}_{br} + U_0 + (\beta_1 - 2)U_{mf}} \quad (5.38)$$

Na Eq. (5.37) A_0 representa a razão A/N_{or} , sendo A superfície da placa distribuidora, sem excluir a secção correspondente aos orifícios (o que no caso presente corresponderá à secção livre do leito), e N_{or} o número de orifícios existentes.

Os valores da fracção de bolhas δ assim calculados estão representados nas figuras seguintes:

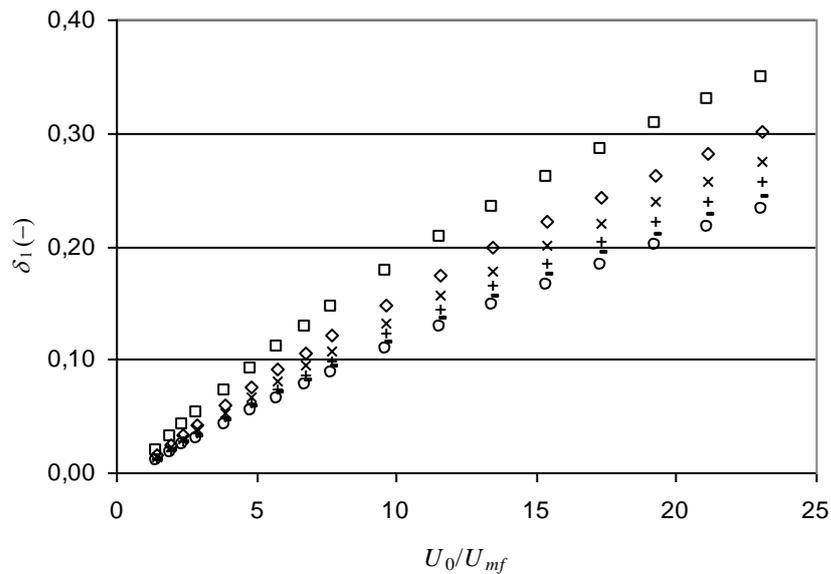


Fig. 5.21- Variação de δ_1 , Eq. (5.38), com a razão U_0/U_{mf} , partículas 355/425 μm , distribuidor ‘p9x’.
 (□: 1ª camada, ◇: 2ª camada, ×: 3ª camada, +: 4ª camada, -: 5ª camada, ○: 6ª camada)

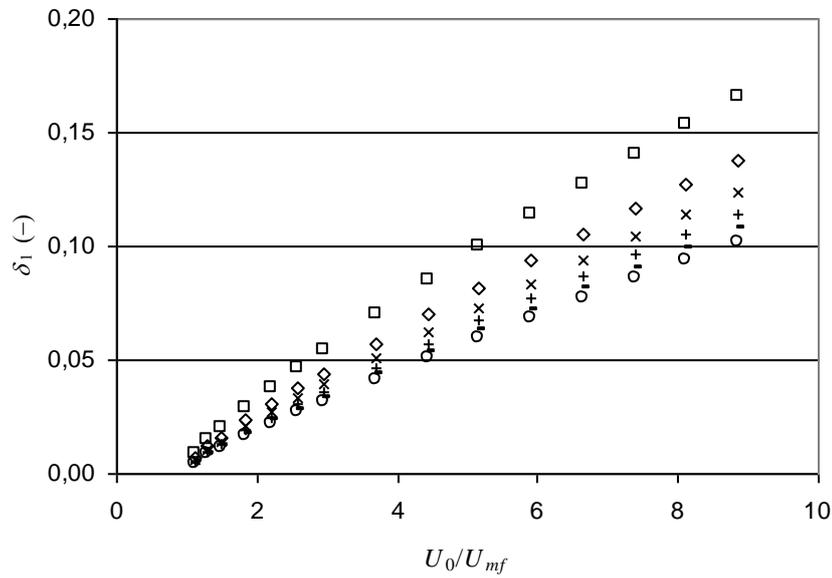


Fig. 5. 22- Variação de δ_1 , Eq. (5. 38), com a razão U_0/U_{mf} , partículas 600/710 μm , distribuidor 'p9x'.
 (\square : 1ª camada, \diamond : 2ª camada, \times : 3ª camada, $+$: 4ª camada, $-$: 5ª camada, \circ : 6ª camada)

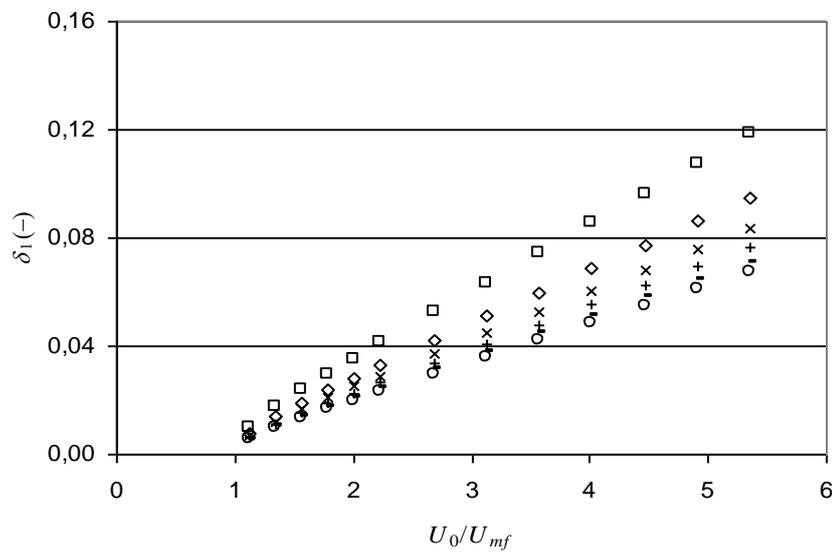


Fig. 5. 23- Variação de δ_1 , Eq. (5. 38), com a razão U_0/U_{mf} , partículas 850/1000 μm , distribuidor 'p9x'.
 (\square : 1ª camada, \diamond : 2ª camada, \times : 3ª camada, $+$: 4ª camada, $-$: 5ª camada, \circ : 6ª camada)

Assim, a perda de carga calculada para uma dada camada do leito poderá passar a exprimir-se como:

$$\Delta P_{calc1} = (\rho_p - \rho_f)(1 - \varepsilon_e)(1 - \bar{\delta}_1)gH_i \quad (5.39)$$

É de notar que, se resolvermos a Eq. (5.39) em ordem à porosidade ε_e , obter-se-á

$$\varepsilon_e = 1 - \frac{\Delta P}{(\rho_p - \rho_f)(1 - \bar{\delta})gH_i} \quad (5.40)$$

e que, quando não existirem bolhas, a porosidade da emulsão será obtida por:

$$\lim_{\delta \rightarrow 0} \varepsilon_e = 1 - \frac{\Delta P}{(\rho_p - \rho_f)gH_i} \quad (5.41)$$

Se H for igual a H_{mf} , estaremos nas condições correspondentes a $U_0 = U_{mf}$, e então a porosidade da fase densa será:

$$\lim_{\substack{\delta \rightarrow 0 \\ U_0 \rightarrow U_{mf}}} \varepsilon_e = 1 - \frac{\Delta P_{mf i}}{(\rho_p - \rho_f)gH_{mf i}} \equiv \varepsilon_{mf i} \quad (5.42)$$

admitindo-se assim que para cada H_i vai existir um dado valor de porosidade nas condições de fluidização incipiente, $\varepsilon_{mf i}$, o que já tinha sido admitido no Cap. 4 ao verificar que, dos resultados experimentais, se obtinham diferentes valores de U_{mf} para cada camada i . Significa ainda que não existe uma condição uniforme, ou única, de fluidização incipiente no interior do leito e que, particularmente com a altura, se regista uma variação da porosidade da fase densa. Embora se pense que essa uniformidade não existirá igualmente ao longo dos vários regimes de caudal de gás que atravessam o leito, facto que havia já sido notado por Rowe *et al.*(1978) e observado no decurso deste trabalho experimental, a incapacidade de proceder a medições dessa variável fazem com que ela seja considerada constante, o que implicará remeter para os resultados das fracções de bolhas calculadas o amortecimento desse efeito.

Assim, com o objectivo de permitir uma comparação entre a qualidade da fluidização obtida (Dutta e Dullea, 1990) quando se utilizam diferentes placas distribuidoras, e leitos com diferentes granulometrias, pode agora estabelecer-se um valor adimensionalizado da perda de carga, ΔP^* (Paiva *et al.*, 2000a), que se verifica numa dada camada i do leito em condições de caudal de gás para lá do ponto de fluidização incipiente, correspondente ao quociente entre o valor medido experimentalmente, representado pelas sucessivas perdas de carga das fatias indi-

viduais (ΔP_{sj}) que constituem aquela camada, cujo somatório é representado por ΔP_i , e o valor calculado pela Eq. (5. 39), ΔP_{calc_1} :

$$\Delta P^* = \frac{\sum_{j=1}^i \Delta P_{sj}}{\Delta P_{calc_1}} = \frac{\Delta P_i}{\Delta P_{calc_1}} \quad (5. 43)$$

É o resultado da aplicação deste modelo aos dados experimentais que vai ser apresentado e analisado nos pontos seguintes.

5.3.3 Resultados da utilização da correlação β_1

As figuras apresentadas nas páginas seguintes representam a evolução da razão ΔP^* , definida pela Eq. (5. 43), para cada camada i do leito (desde a 1^a até à 6^a), e comparam, para cada uma, a influência dos vários distribuidores com a razão U_0/U_{mf} , quando se utilizam os três intervalos de diâmetros de partículas testados nos ensaios.

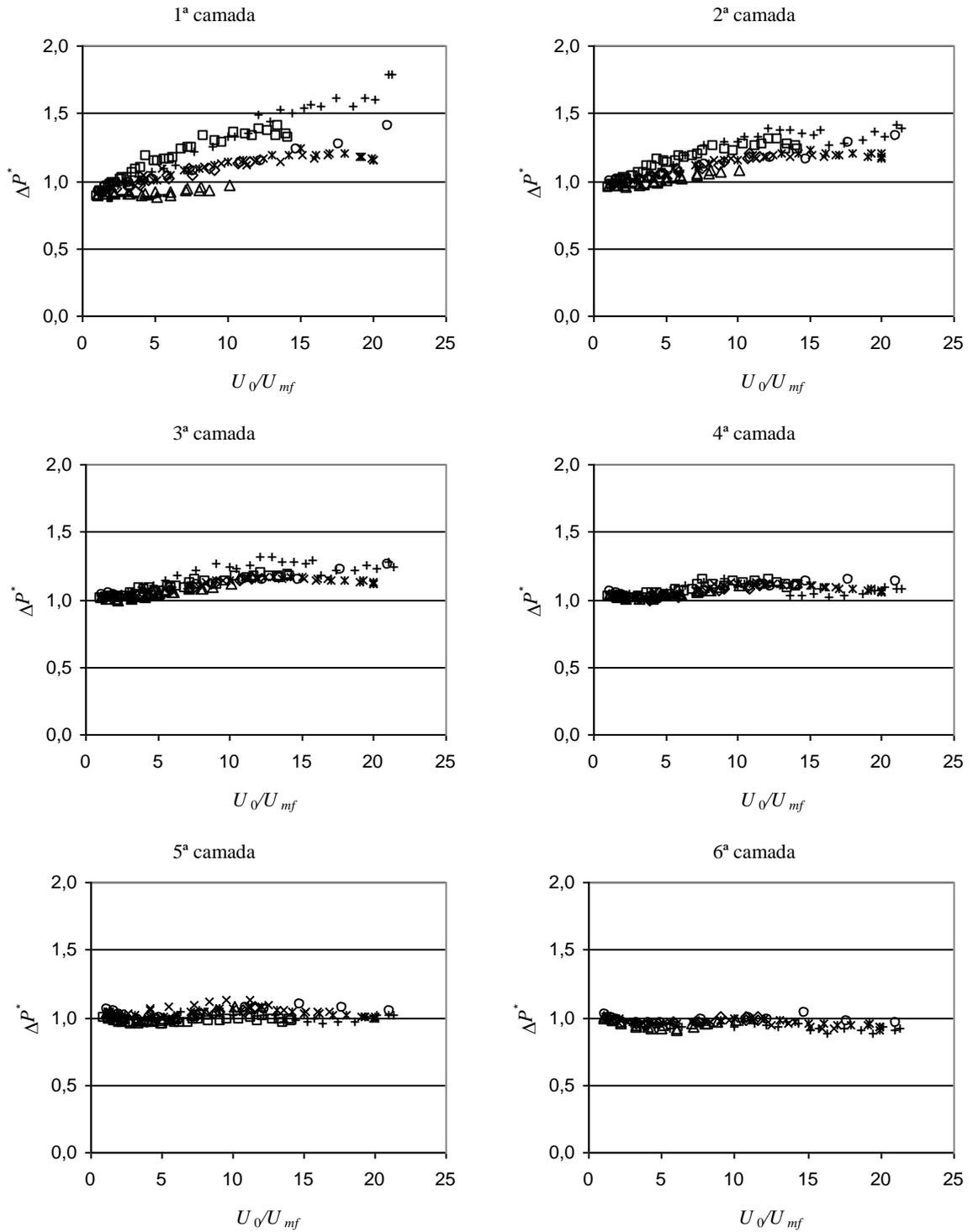


Fig. 5. 24- Variação de ΔP^* , Eq. (5. 43), para 355/425 μm , correlação ' β_1 '.
 (\square : ker, \circ : p9x, $+$: dyn, $*$: p4x, \times : p3x, \diamond : p2x, κ : p1x, $-$: p0x)

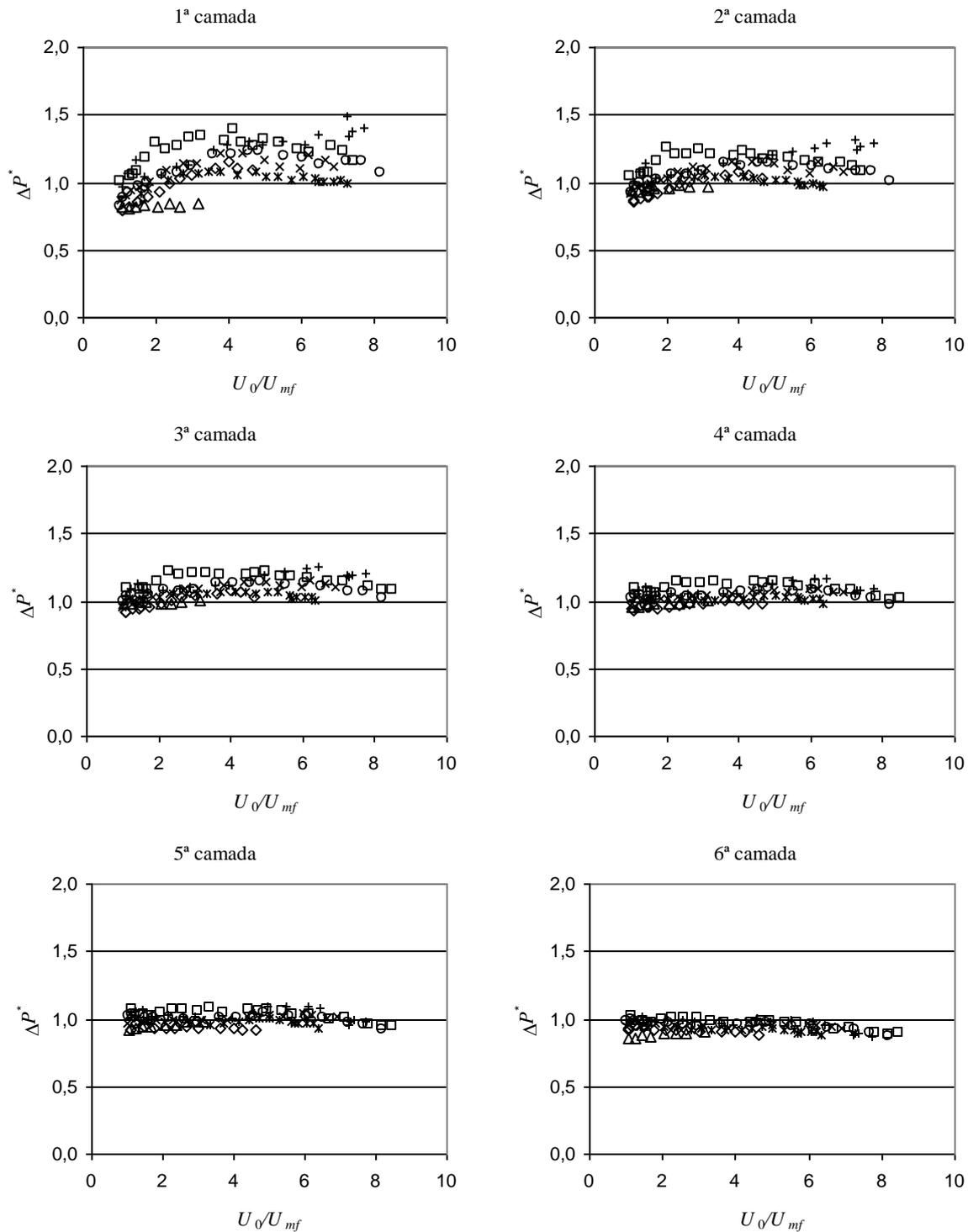


Fig. 5. 25- Variação de ΔP^* , Eq. (5. 43), para 600/710 μm , correlação ' β_1 '.
 (\square : ker, \circ : p9x, +: dyn, *: p4x, \times : p3x, \diamond : p2x, ∇ : p1x, -: p0x)

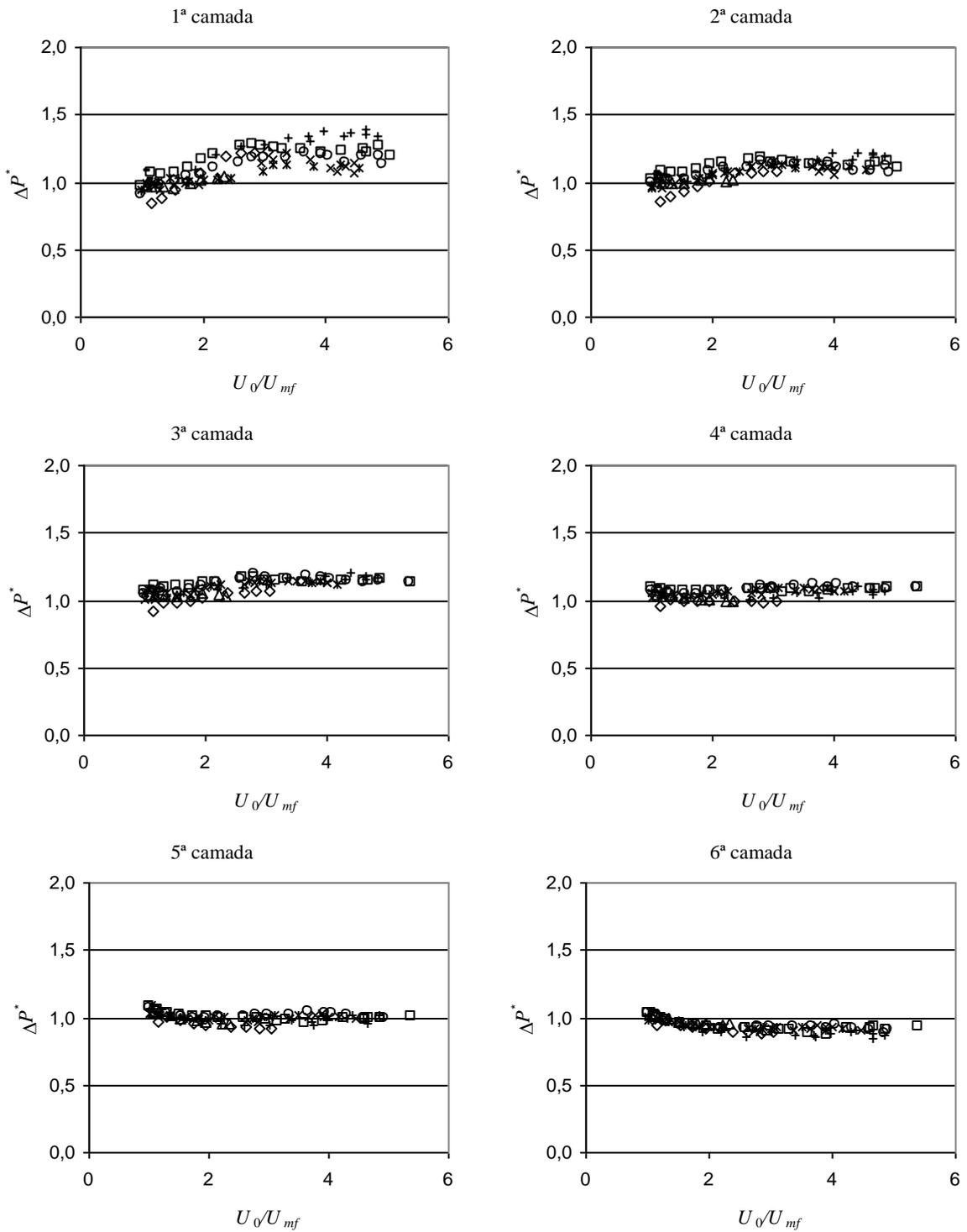


Fig. 5. 26- Variação de ΔP^* , Eq. (5. 43), para 850/1000 μm , correlação ' β_1 '.
 (\square : ker, \circ : p9x, $+$: dyn, $*$: p4x, \times : p3x, \diamond : p2x, ∇ : p1x, $-$: p0x)

5.3.4 A correlação β_2 (k2)

O facto de a correlação para β_1 (Eq. (5. 32)) ser crescente com o aumento da altura do leito, como se viu anteriormente, faz com que os valores calculados de δ_1 sejam decrescentes para a mesma variação, como pode concluir-se pela análise da referida expressão. Se se considerar no entanto que o crescimento da fase de bolhas, provocado pelo mecanismo da coalescência, contraria este pressuposto, pode procurar-se uma nova correlação em que β conduza a um crescimento de δ com a altura do leito, ou seja:

$$\beta_2 \propto \left(\frac{U_0 - U_{mf}}{U_{mf}} \right)^{\gamma_1} \left(\frac{d_p}{H_i} \right)^{\gamma_2} \quad (5. 44)$$

onde o que se pretende que represente a presença do caudal de gás que atravessa uma secção equivalente da fase densa aparece como função da velocidade mínima de fluidização, U_{mf} , obtendo-se a seguinte equação:

$$\beta_2 = 150 \sqrt{\frac{U_0 - U_{mf}}{U_{mf}}} \left(\frac{d_p}{H_i} \right)^{0,3} \quad (5. 45)$$

Daqui vai resultar um novo valor médio para a fracção de bolhas, agora designada por

$$\bar{\delta}_2 = \frac{U_0 - U_{mf}}{U_{br} + U_0 + (\beta_2 - 2)U_{mf}} \quad (5. 46)$$

para o cálculo de uma nova perda de carga de referência, ΔP_{calc_2} ,

$$\Delta P_{calc_2} = (\rho_p - \rho_f) (1 - \varepsilon_e) (1 - \bar{\delta}_2) g H_i \quad (5. 47)$$

Os resultados da sua aplicação serão analisados no parágrafo seguinte.

5.3.5 Resultados da utilização da correlação β_2

As figuras seguintes representam a evolução da razão ΔP^* , agora redefinida como

$$\Delta P^* = \frac{\Delta P_i}{\Delta P_{calc_2}}$$

(5. 48)

para cada camada i do leito (desde a 1^a até à 6^a), e comparam, para cada uma, o desempenho dos vários distribuidores com a razão U_0/U_{mf} , quando se utilizam os três intervalos de diâmetros de partículas.

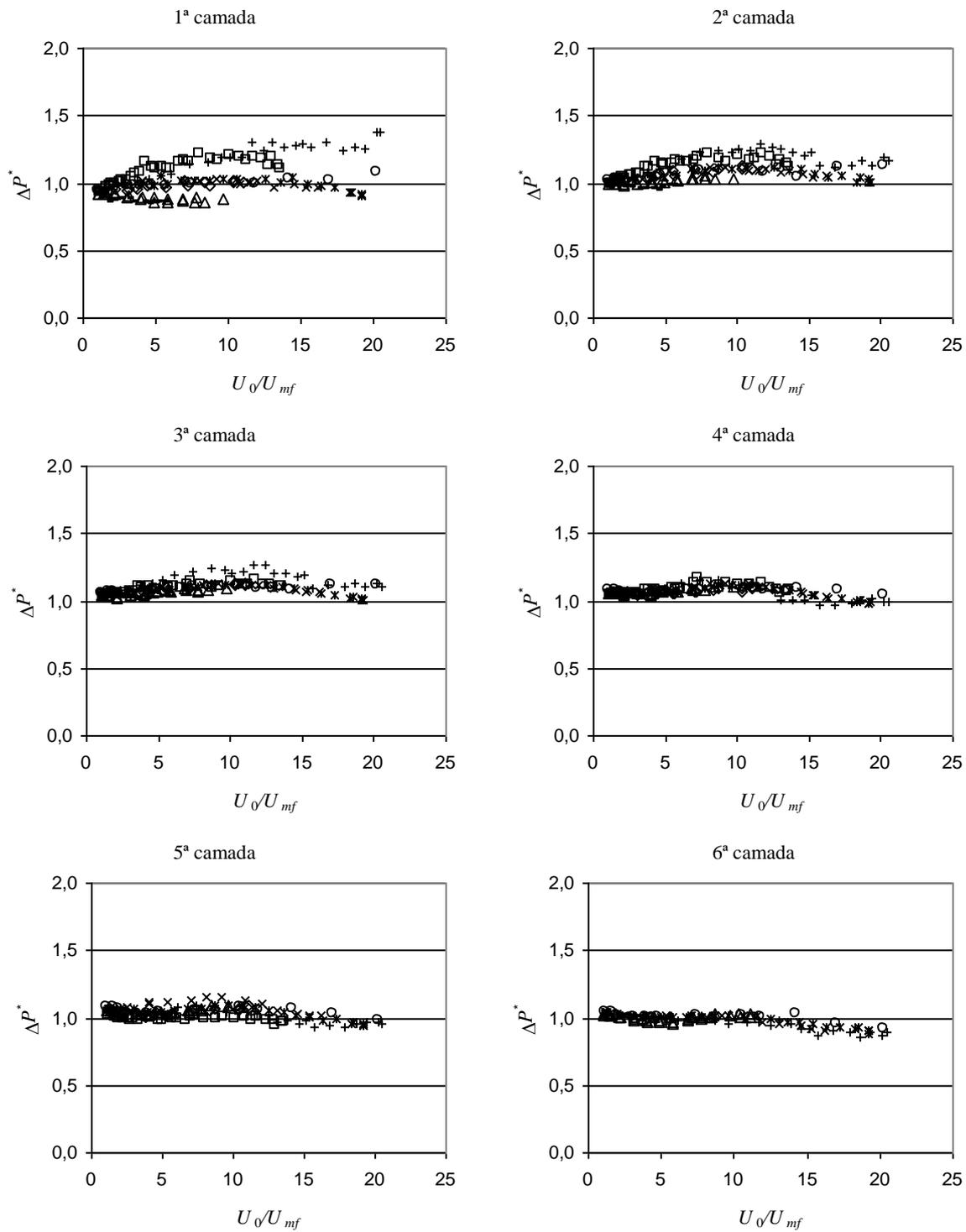


Fig. 5. 27- Variação de ΔP^* , Eq. (5. 48), para 355/425 μm , correlação ' β_2 '.
 (□: ker, ○: p9x, +: dyn, *: p4x, ×: p3x, ◇: p2x, ▽: p1x, -: p0x)

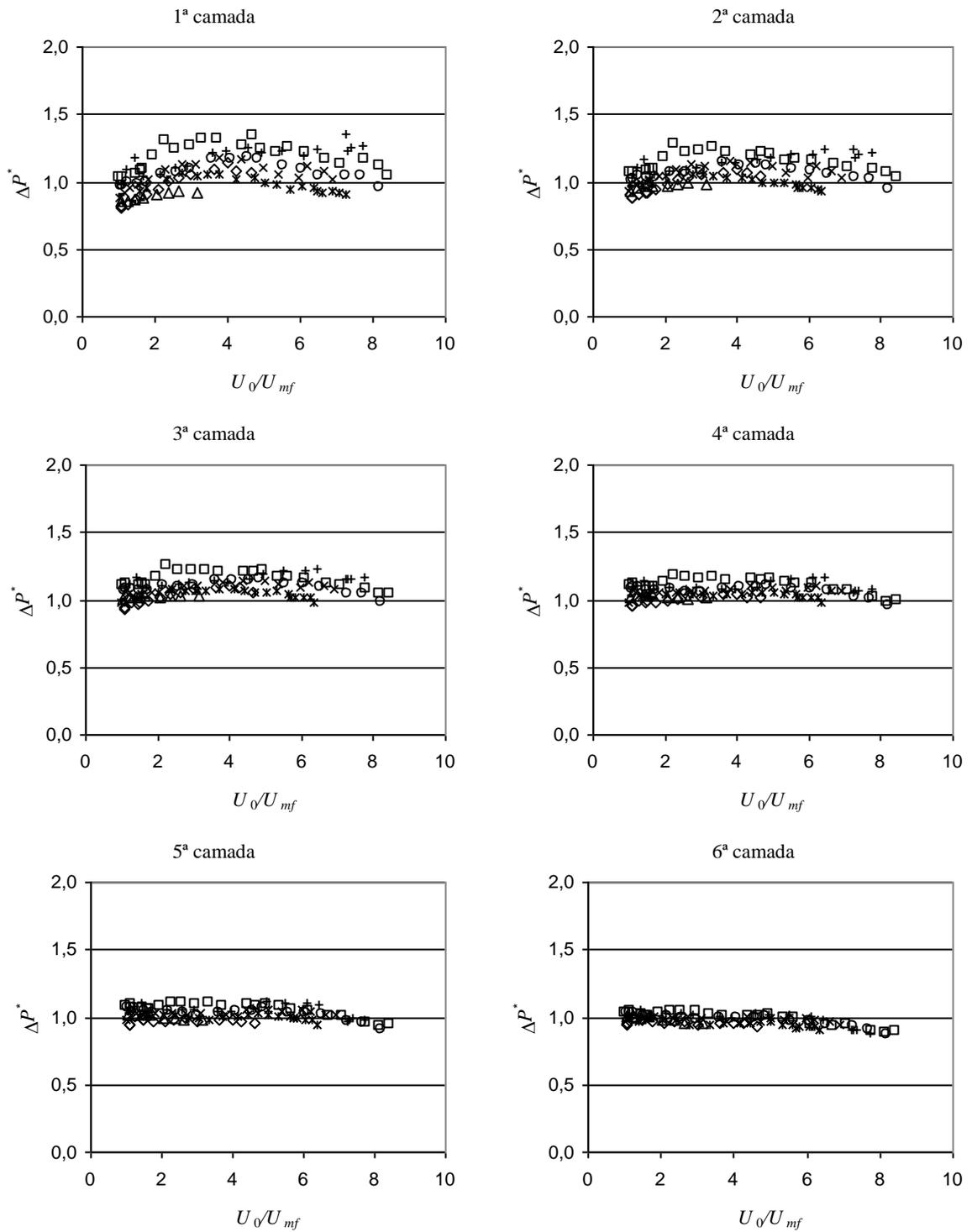


Fig. 5. 28- Variação de ΔP^* , Eq. (5. 48), para 600/710 μm , correlação ' β_2 '.
 (\square : ker, \circ : p9x, $+$: dyn, $*$: p4x, \times : p3x, \diamond : p2x, ∇ : p1x, $-$: p0x)

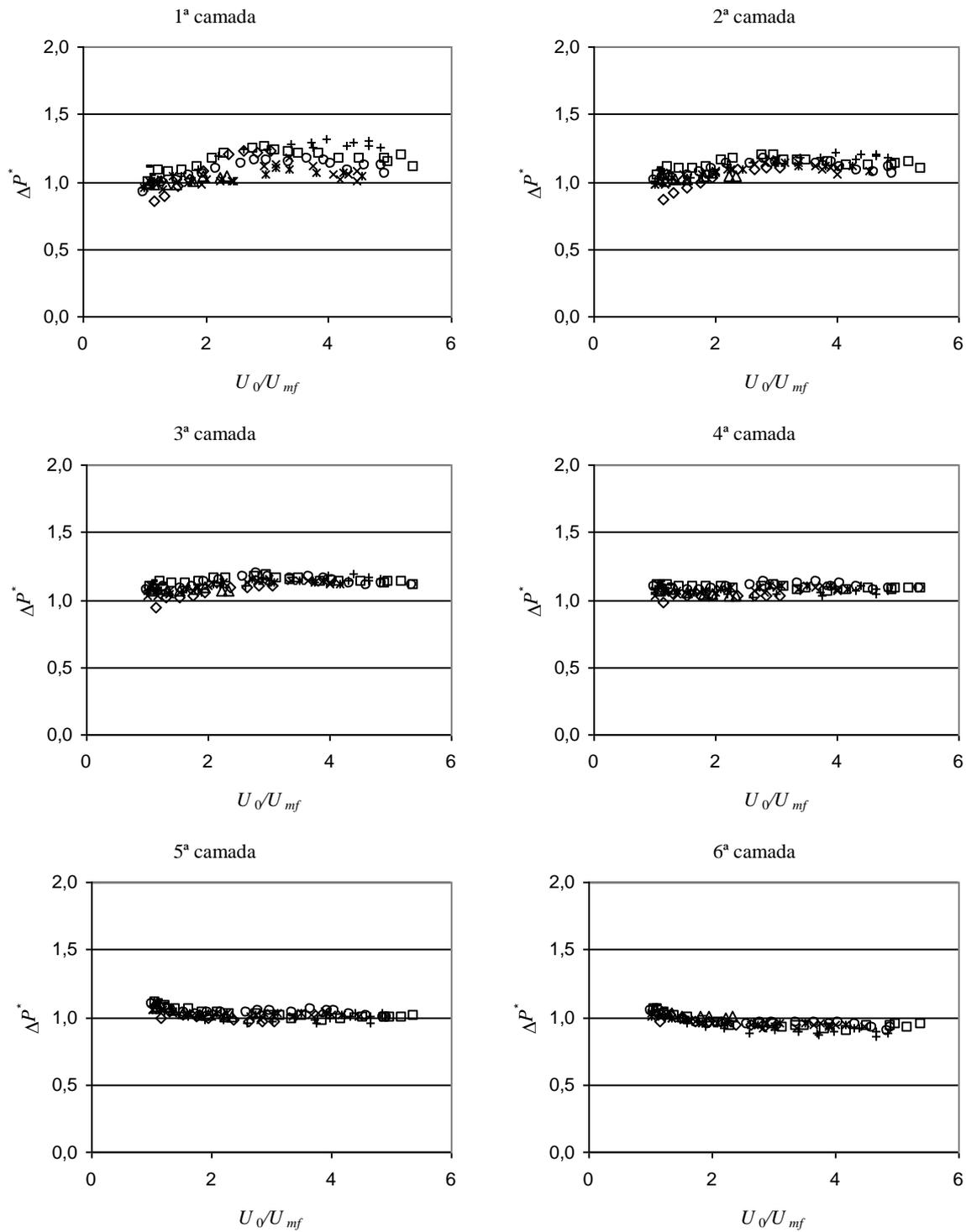


Fig. 5. 29- Variação de ΔP^* , Eq. (5. 48), para 850/1000 μm , correlação ' β_2 '.
 (□: ker, ○: p9x, +: dyn, *: p4x, ×: p3x, ◇: p2x, ▽: p1x, -: p0x)

Genericamente, constata-se que, quer se siga o caminho de β_1 , quer de β_2 , a qualidade de fluidização é mais fraca para as primeiras camadas, melhorando, como seria de esperar, para as zonas mais elevadas do leito. Esta constatação é geral e válida para todos os distribuidores testados. Aliás, a diferença de desempenho é notória nas três primeiras camadas, sendo que, daí em diante, não se verificam grandes diferenças entre os distribuidores.

5.3.6 Análise dos resultados da aplicação das correlações β_1 e β_2 nos valores de ΔP^*

Tal como tinha sido visto no Cap. 4, Eq. (4. 23), o desvio entre os valores calculados e os valores experimentais será determinado segundo a definição de Wen e Chen (1982), cuja expressão, na sequência da Eq. (5. 43), tomará a seguinte forma:

$$\chi = \sqrt{\frac{\sum_{j=1}^N (\Delta P^{*-1} - 1)^2}{N}} \times 100 \tag{5. 49}$$

Apresentam-se em seguida tabelas de comparação entre os valores do desvio médio χ , após calcular a perda de carga com base nas correlações β_1 e β_2 (valores separados por travessão).

Tab. 5. 1- Valores do desvio médio χ (%), Eq.(5. 49), distribuidor ‘ker’, β_1 - β_2 .

camadas	355/425 (μm)	600/710 (μm)	850/1000 (μm)
1 ^a	17,2-11,0	18,5-17,3	15,3-15,1
2 ^a	14,3-11,8	13,3-14,4	11,1-12,8
3 ^a	9,3-8,7	12,8-14,5	10,6-13,1
4 ^a	7,0-7,8	8,6-11,3	5,9-9,3
5 ^a	3,8-1,7	4,9-7,6	3,6-4,1
6 ^a	–	7,0-4,8	10,1-5,3

Tab. 5. 2 - Valores do desvio médio χ (%), Eq.(5. 49), distribuidor 'p9x', β_1 - β_2 .

camadas	355/425 (μm)	600/710 (μm)	850/1000 (μm)
1 ^a	13,1-3,4	12,4-8,9	11,0-10,3
2 ^a	12,3-6,5	7,1-7,4	8,8-10,2
3 ^a	10,7-7,9	7,4-9,6	10,4-12,8
4 ^a	7,4-6,8	4,5-7,5	6,7-10,0
5 ^a	4,5-5,5	3,6-5,1	2,4-5,0
6 ^a	3,1-3,5	7,4-4,2	9,1-4,4

Tab. 5. 3- Valores do desvio médio χ (%), Eq.(5. 49), distribuidor 'dyn', β_1 - β_2 .

camadas	355/425 (μm)	600/710 (μm)	850/1000 (μm)
1 ^a	28,1-17,4	19,2-16,9	19,4-18,7
2 ^a	21,5-15,2	14,7-14,7	12,7-13,7
3 ^a	17,6-14,1	12,6-14,2	10,2-12,5
4 ^a	7,2-6,9	7,7-10,4	4,0-7,0
5 ^a	3,0-5,2	4,4-7,1	4,8-3,5
6 ^a	7,6-7,6	7,3-5,3	13,9-8,7

Tab. 5. 4- Valores do desvio médio χ (%), Eq.(5. 49), distribuidor 'p4x', β_1 - β_2 .

camadas	355/425 (μm)	600/710 (μm)	850/1000 (μm)
1 ^a	12,6-4,9	9,6-5,4	5,8-5,5
2 ^a	13,5-6,6	3,8-4,0	7,8-9,4
3 ^a	11,0-7,5	1,8-6,0	8,7-11,3
4 ^a	7,4-6,5	3,8-4,6	5,9-9,1
5 ^a	3,7-5,5	3,1-2,2	2,6-5,1
6 ^a	4,6-5,5	4,2-4,6	7,6-3,5

Tab. 5. 5 - Valores do desvio médio χ (%), Eq.(5. 49), distribuidor 'p3x', β_1 - β_2 .

camadas	355/425 (μm)	600/710 (μm)	850/1000 (μm)
1 ^a	10,2-4,1	11,3-9,5	8,2-7,5
2 ^a	10,4-6,2	8,5-8,8	8,2-9,5
3 ^a	9,2-7,8	7,9-9,6	8,6-11,1
4 ^a	7,5-8,0	4,7-7,5	4,6-7,9
5 ^a	6,6-8,5	1,6-4,4	2,0-3,8
6 ^a	4,0-4,2	5,2-1,9	8,8-4,0

Tab. 5. 6- Valores do desvio médio χ (%), Eq.(5. 49), distribuidor 'p2x', β_1 - β_2 .

camadas	355/425 (μm)	600/710 (μm)	850/1000 (μm)
1 ^a	7,6-3,7	14,6-13,0	14,4-14,1
2 ^a	9,1-6,7	9,3-8,0	8,8-8,5
3 ^a	8,3-8,3	5,7-5,9	4,9-6,7
4 ^a	5,2-6,4	4,2-2,7	1,9-2,9
5 ^a	3,3-5,0	7,2-3,2	6,0-2,5
6 ^a	3,5-1,8	9,2-4,4	9,4-4,8

Tab. 5. 7 - Valores do desvio médio χ (%), Eq.(5. 49), distribuidor 'p1x', β_1 - β_2 .

camadas	355/425 (μm)	600/710 (μm)	850/1000 (μm)
1 ^a	9,4-2,3	21,3-12,6	1,9-2,8
2 ^a	4,1-4,9	4,9-3,8	1,0-3,4
3 ^a	5,1-6,5	1,5-2,7	2,4-6,9
4 ^a	4,5-5,8	2,5-2,5	1,7-5,6
5 ^a	2,8-2,2	5,6-1,9	2,0-4,2
6 ^a	5,6-12,3	13,7-2,3	2,4-2,7

Tab. 5. 8- Valores do desvio médio χ (%), Eq.(5. 49), distribuidor 'p0x', β_1 - β_2 .

Camadas	355/425 (μm)	600/710 (μm)	850/1000 (μm)
1 ^a	14,3-15,0	17,9-15,9	4,9-6,0
2 ^a	5,0-3,5	7,9-5,3	4,8-6,9
3 ^a	1,2-2,5	2,5-0,6	8,0-10,3
4 ^a	1,8-4,6	1,7-1,7	8,1-10,6
5 ^a	2,0-4,1	3,2-1,0	7,0-9,6
6 ^a	4,2-2,1	5,0-1,4	3,9-6,6

As diferenças entre os resultados obtidos por aplicação das correlações β_1 e β_2 não são significativas, como pode constatar-se, quer pela observação das Fig. 5. 24 a Fig. 5. 29, quer pela análise das tabelas 5.1 a 5.8. Sendo o intervalo de variação dos valores resultantes para a fracção de bolhas, δ , relativamente estreito, a sua influência nos valores calculados de ΔP é reduzida. Podem então tecer-se algumas considerações, partindo da comparação da evolução de ΔP^* em função do tipo de partículas e do distribuidor utilizado, sem que as correlações de β mascarem o comportamento do leito em termos da definição que adoptámos para a avaliação da qualidade da fluidização. As conclusões que se irão obter acerca do comportamento relativo dos distribuidores ensaiados não serão, assim, função do modelo de comportamento adoptado para o leito, e terão por isso uma validade mais lata.

5.3.7 Discussão dos valores de δ resultantes dos dados experimentais, para $\Delta P^* = 1$

A variação de δ , calculada pelas duas correlações, β_1 e β_2 , é apresentada seguidamente, comparando os dois resultados assim obtidos com os valores da fracção de bolhas equivalente δ^* , necessários para que o modelo ΔP^* seja igual a 1, para sucessivos valores de U_0/U_{mf} .

$$\delta^* = 1 - \frac{\Delta P_{\text{exp}}}{(\rho_p - \rho_f)(1 - \varepsilon_{mf})gH} \tag{5. 50}$$

Não são, neste momento, os valores absolutos gerados pelas correlações β_1 e β_2 que estão em causa, mas antes os valores relativos que o modelo bifásico modificado “obriga” a fracção de bolhas a tomar, de modo a que os valores calculados acompanhem os valores experimentais. Para facilitar essa análise, apresentam-se seguidamente os valores determinados a partir da Eq. (5. 50) para os três tamanhos de partículas estudados, comparando-os com os valores das Eqs. (5. 38) e (5. 46), obtidos por substituição das correlações β_1 e β_2 :

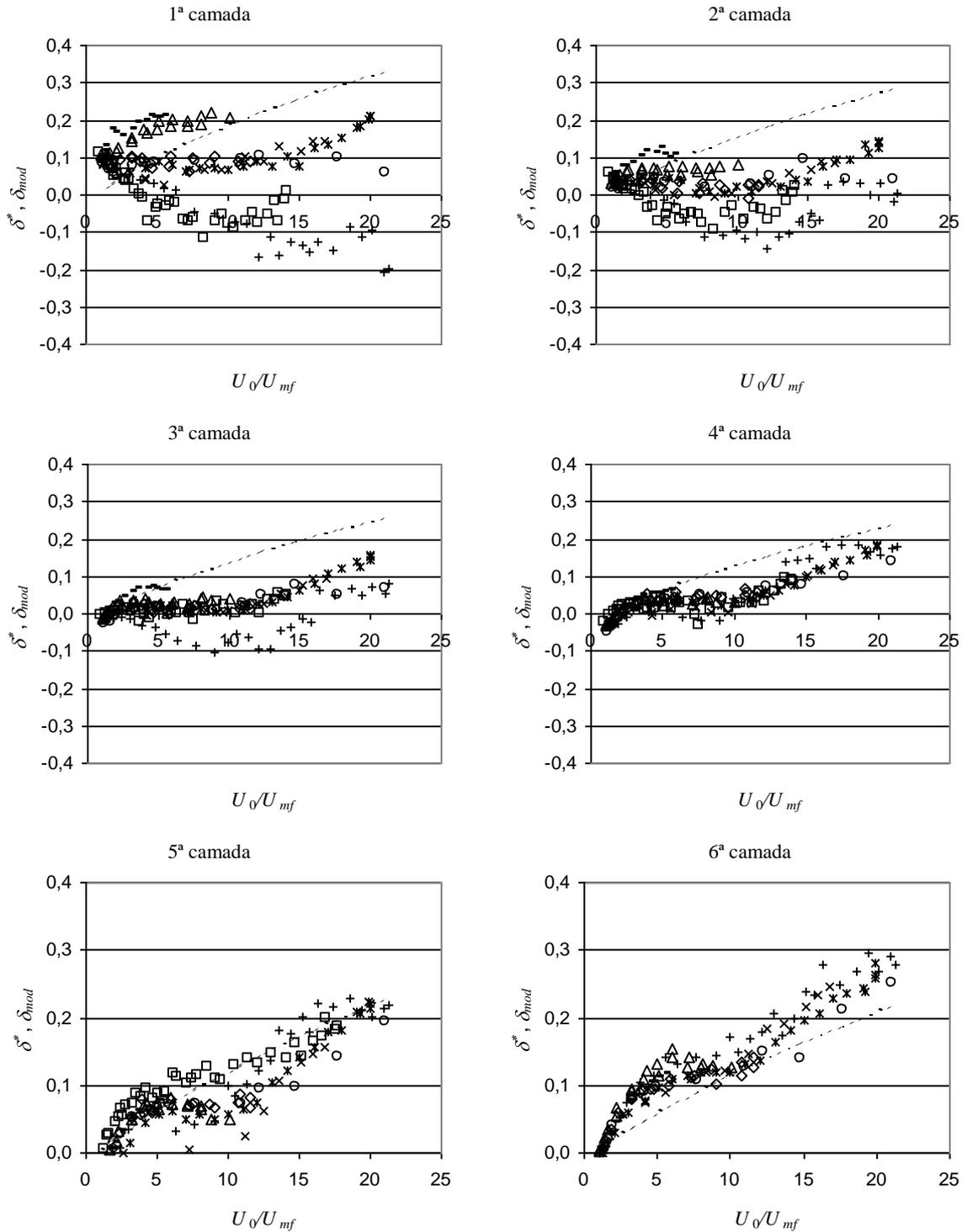


Fig. 5. 30- Comparação entre os valores de δ_{mod} , correlação β_1 , Eq. (5. 32), linhas a tracejado curto, e de δ^s , Eq. (5. 50), com a variação de U_0/U_{mf} , para 355/425 μm (\square : ker, \circ : p9x, $+$: dyn, $*$: p4x, \times : p3x, \diamond : p2x, \triangle : p1x, $-$: p0x).

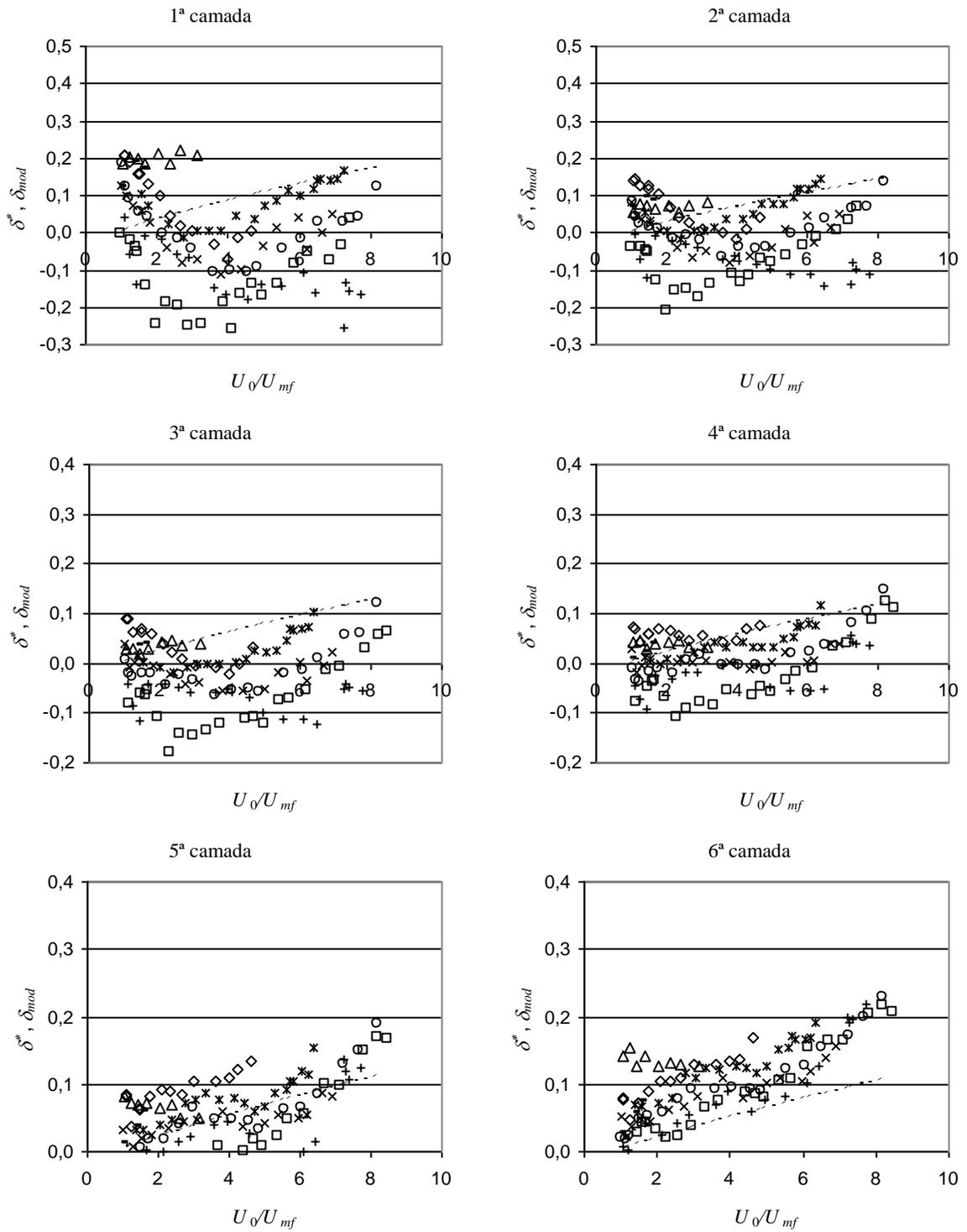


Fig. 5. 31- Comparação entre os valores de δ_{mod} , correlação ' β_1 ', Eq. (5. 32), linhas a tracejado curto, e de δ^* , Eq. (5. 50), com a variação de U_0/U_{mf} , para 600/710 μm (\square : ker, \circ : p9x, $+$: dyn, $*$: p4x, \times : p3x, \diamond : p2x, ∇ : p1x, $-$: p0x).

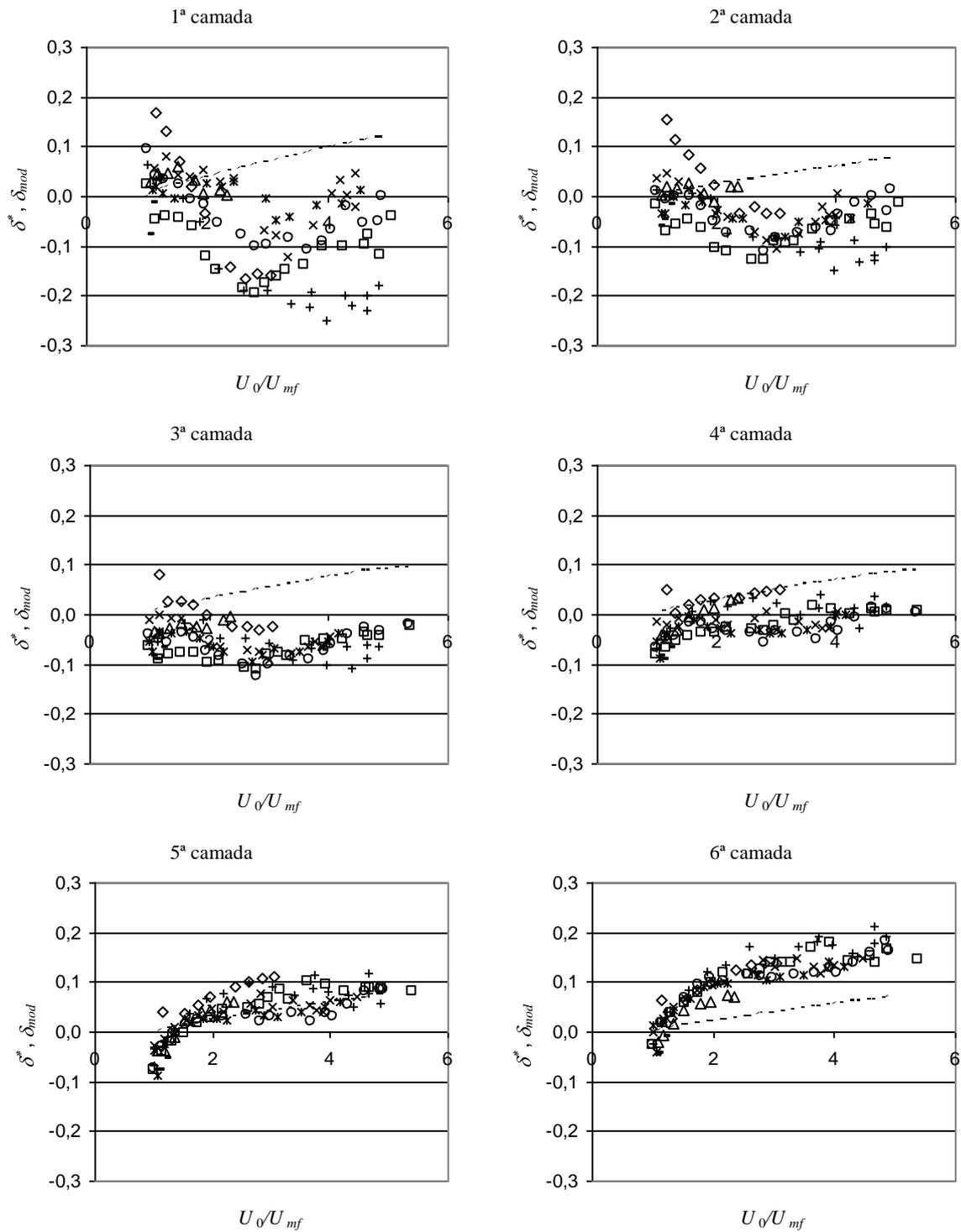


Fig. 5. 32- Comparação entre os valores de δ_{mod} , correlação ‘ β_1 ’, Eq. (5. 32), linhas a tracejado curto, e de δ^* , Eq. (5. 50), com a variação de U_0/U_{mf} , para 850/1000 μm (\square : ker, \circ : p9x, $+$: dyn, $*$: p4x, \times : p3x, \diamond : p2x, ∇ : p1x, $-$: p0x).

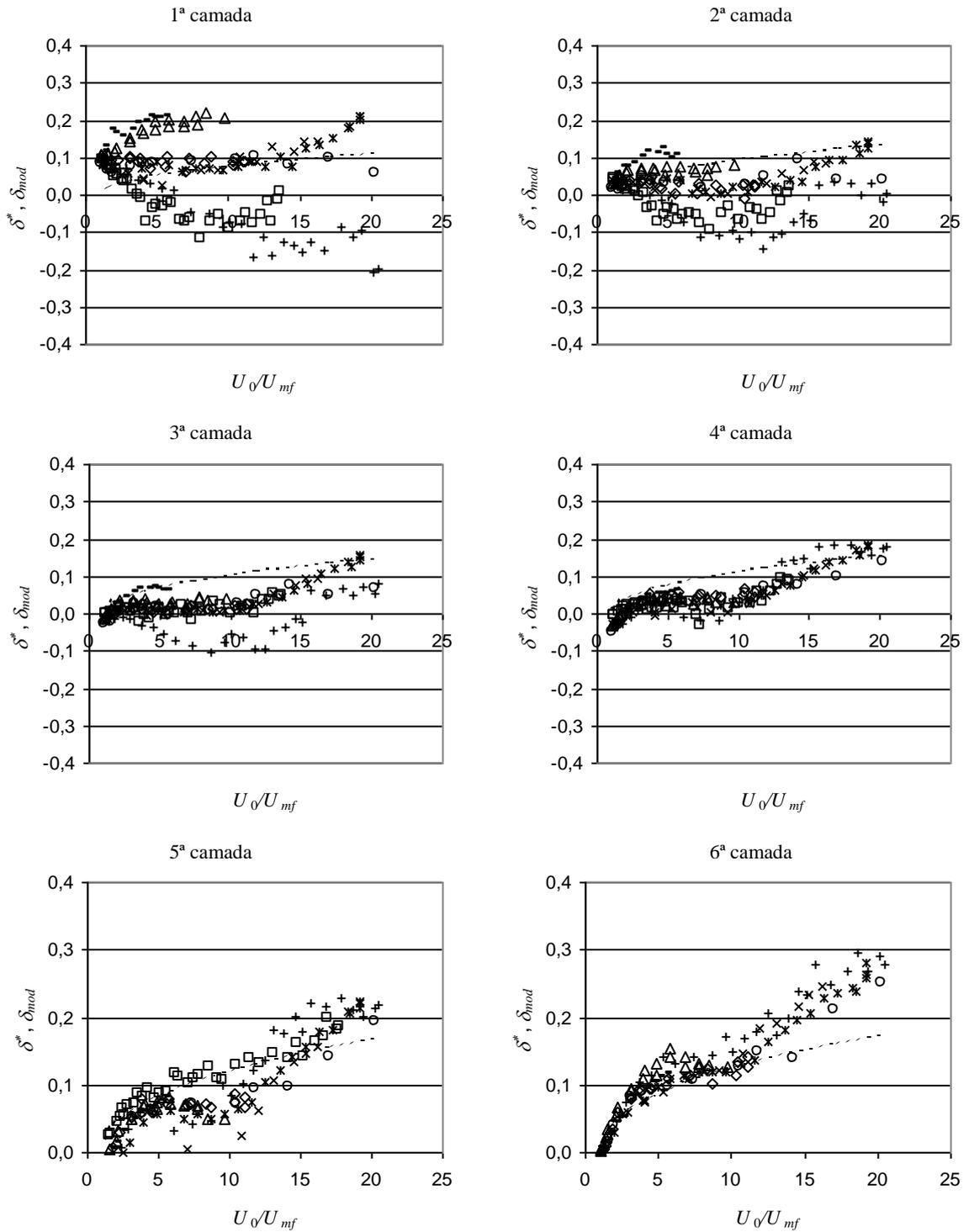


Fig. 5. 33- Comparação entre os valores de δ_{mod} , correlação ' β_1 ', Eq. (5. 45), linhas a tracejado curto, e de δ^* , Eq. (5. 50), com a variação de U_0/U_{mf} , para 355/425 μm (\square : ker, \circ : p9x, $+$: dyn, $*$: p4x, \times : p3x, \diamond : p2x, κ : p1x, $-$: p0x).

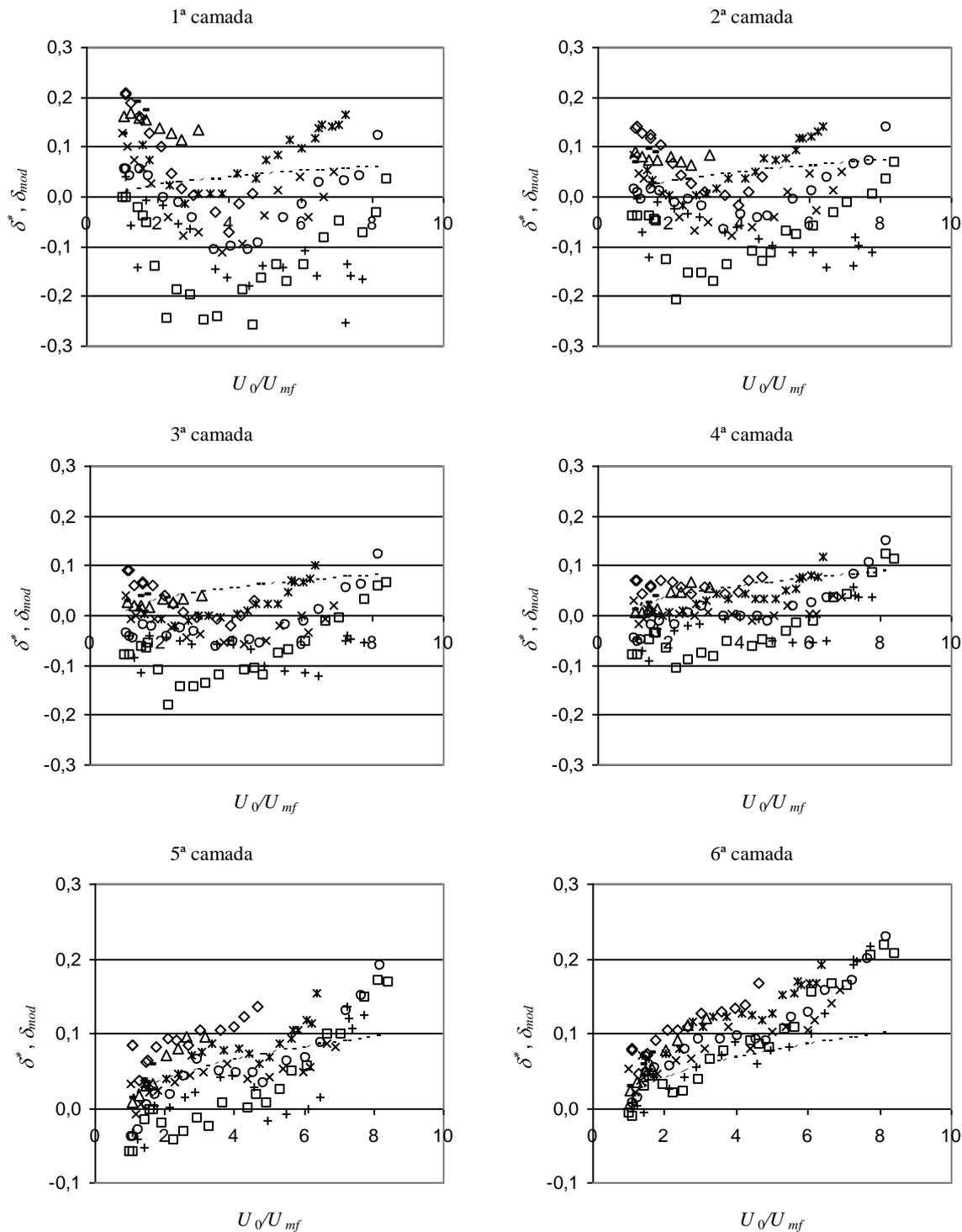


Fig. 5. 34- Comparação entre os valores de δ_{mod} , correlação ' β_1 ', Eq. (5. 45), linhas a tracejado curto, e de δ^* , Eq. (5. 50), com a variação de U_0/U_{mf} , para 600/710 μm (\square : ker, \circ : p9x, $+$: dyn, $*$: p4x, \times : p3x, \diamond : p2x, ∇ : p1x, $-$: p0x).

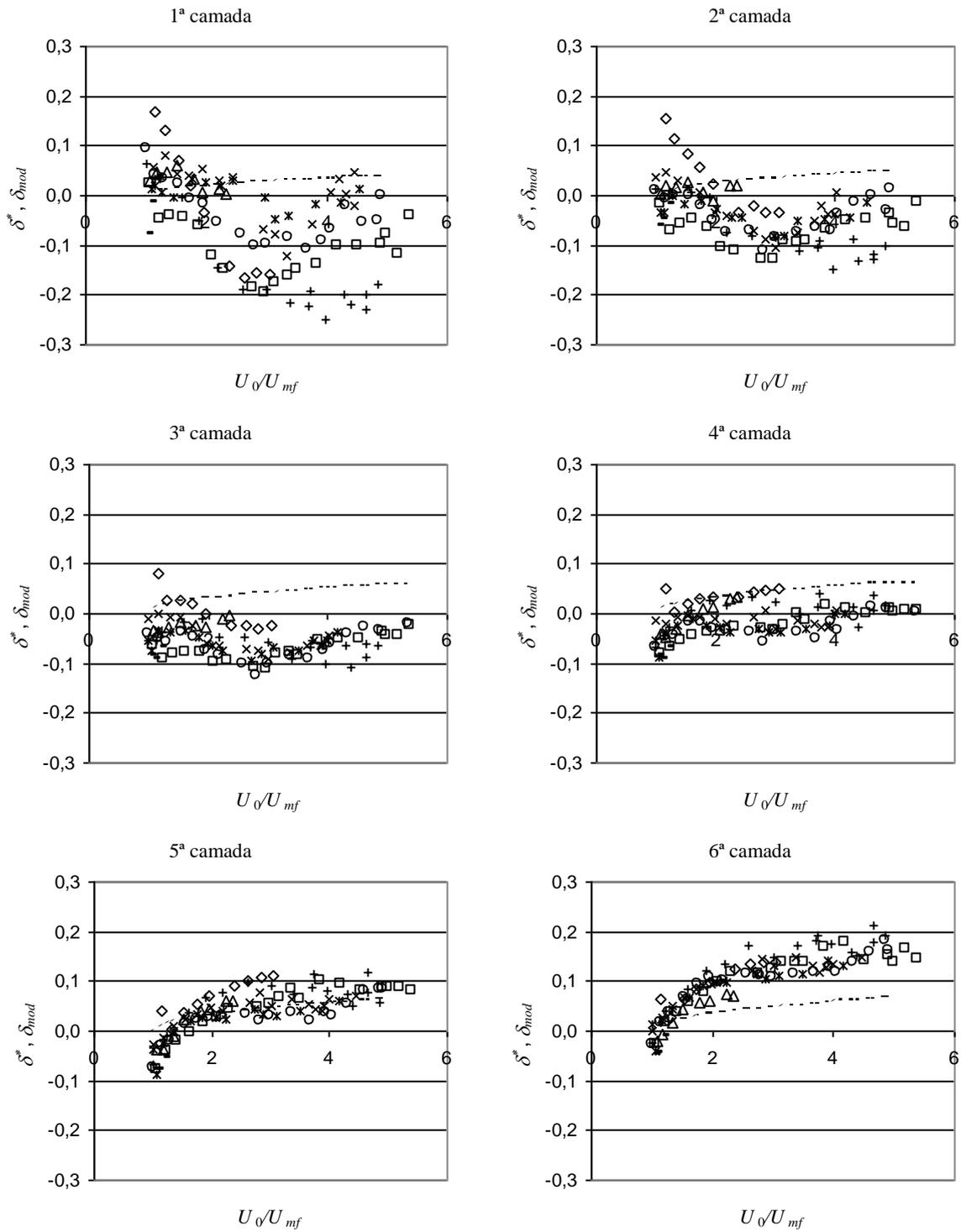


Fig. 5. 35- Comparação entre os valores de δ_{mod} , correlação ' β_1 ', Eq. (5. 45), linhas a tracejado curto, e de δ^* , Eq. (5. 50), com a variação de U_0/U_{mf} , para 850/1000 μm (\square : ker, \circ : p9x, $+$: dyn, $*$: p4x, \times : p3x, \diamond : p2x, ∇ : p1x, $-$: p0x).

Da observação das figuras anteriores destaca-se, naturalmente, a existência de valores negativos para a fracção de bolhas δ^* , o que justifica uma designação de fracção de bolhas equivalente. Esses valores, não possuindo qualquer significado físico em si, têm no entanto a virtude de pôr em destaque alguns factos que seguidamente analisaremos. Mas antes, deve sublinhar-se o facto de, na metade superior do leito, os valores da fracção de bolhas equivalente serem aí fisicamente consistentes, revelando-se uma maior aproximação entre os valores correlacionados e os valores experimentais, sobretudo para as partículas do grupo B, correspondentes aos intervalos 355/425 e 600/710 μm , para velocidades adimensionais de 1 a 6 e de 1 a 12, respectivamente.

Qual então o significado, esse sim físico, de o modelo obrigar ao aparecimento de valores negativos para que os valores de perda de carga calculados acompanhem os valores experimentais?

A Eq. (5. 50) resulta de se fazer a Eq. (5. 43) igual a 1:

$$\Delta P^* = \frac{\Delta P_i}{\Delta P_{calc}} = 1 \tag{5. 51}$$

o que equivale a escrever

$$\Delta P_{exp} = \Delta P_{calc} = (\rho_p - \rho_f)(1 - \varepsilon_{mf})gH(1 - \delta^*) \tag{5. 52}$$

em que H , tomando os valores fixos definidos pela colocação das tomas de medição de pressão para cada camada, corresponde ao valor de H_{mf} . Assim, o valor calculado constituirá uma fracção da perda de carga que ocorreria caso todo o volume correspondente a uma dada camada estivesse preenchido por partículas que se encontrassem numa situação de fluidização incipiente, pelo que,

$$\Delta P_{exp} = \Delta P_{mf}(1 - \delta^*) \tag{5. 53}$$

ou seja,

$$\delta^* = 1 - \frac{\Delta P_{exp}}{\Delta P_{mf}} \tag{5. 54}$$

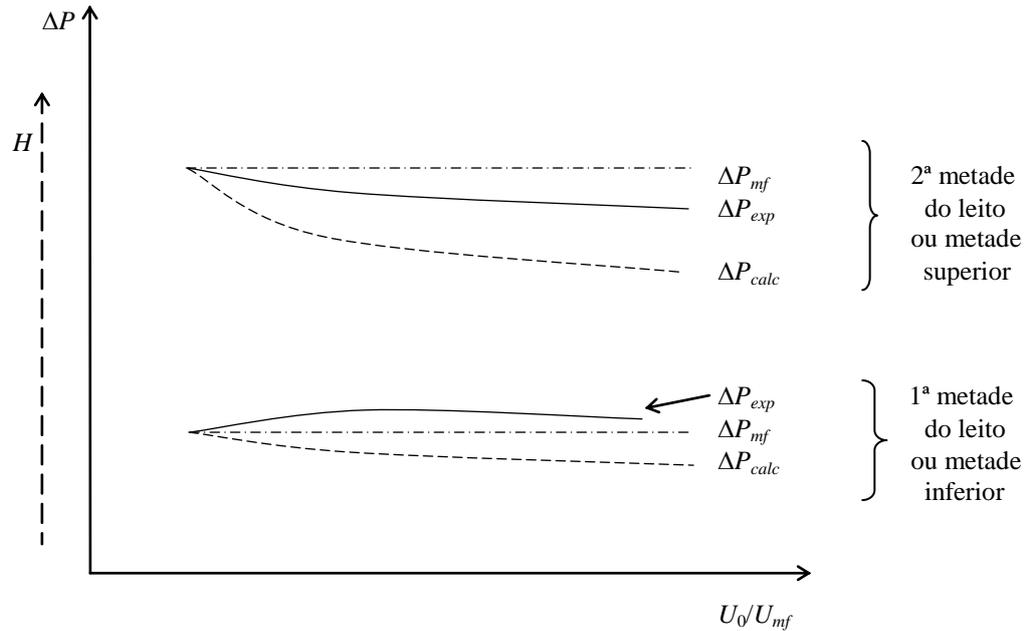


Fig. 5. 36- Posição relativa entre os valores calculados e experimentais da perda de carga nas camadas, para duas situações extremas: fundo do leito e cima do leito.

Se $\delta^* = 0$, isso significa que estão a ser calculados valores de perda de carga iguais aos valores esperados no ponto de mínima fluidização, pelo que $\Delta P_{exp} = \Delta P_{mf}$.

Se $\delta^* > 0$, então $\Delta P_{exp} < \Delta P_{mf}$, ou seja, a existência de bolhas diminui a quantidade das partículas presentes naquela camada, pelo que o valor da perda de carga vai também diminuir relativamente às condições existentes para $U_0 = U_{mf}$.

Se $\delta^* < 0$, isso implica que $\Delta P_{exp} > \Delta P_{mf}$, ou seja, que se está a registar uma perda de carga superior àquela que era esperada e na qual o modelo bifásico modificado assentava, pelo que, para que se retome uma base coerente, deverá acrescentar-se uma parcela que, adicionada a ΔP_{mf} , acompanhe os valores experimentais, contabilizando então outros efeitos que não apenas os relacionados com a suspensão estática das partículas- forças de arrasto gás/partículas, interacção partículas/partículas e partículas/paredes e efeitos associados ao movimento das partículas, como é o caso do movimento de rotação, indutor de efeitos de sustentação conhecidos como efeitos de Magnus (Magnus, 1852). Embora cada um destes efeitos, de *per si*, não se traduza em forças significativas, é de esperar que no cômputo geral, e particularmente quanto ao arrasto do gás, choques inter-partículas e partículas/paredes e rotação das partículas, não possam ser

desprezadas. É aliás a sua consideração que estará na base dum balanço de forças estabelecido no Cap. 6.

É também de salientar que este efeito existente no fundo do leito se regista apenas para os distribuidores com uma menor perda de carga, como são o caso de ‘ker’, ‘p9x’ e ‘dyn’, decrescendo à medida que vamos subindo no leito, sendo que ele atenua consideravelmente, ou até totalmente, a partir da 4^a camada.

5.3.8 Determinação de valores de ΔP^* com base em outros modelos (wwk1 e lin2k1)

Como se viu em § 5.3.1, os modelos de Peters *et al.* (1982) e de Werther e Wein (1994), Eq.s (5. 10), (5. 14) e (5. 28), não diferem significativamente, uma vez que ambos adoptam como forma de avaliação do caudal de curto-circuito uma correcção ao quociente $(U_0 - U_{mf})/U_{ba}$, ou seja, às Eq.s (5. 13) ou (5. 23), através de um mesmo factor, função do número de Arquimedes, com valores pouco distintos dos coeficientes que nele constam. A maior diferença advirá do modo como for calculado o diâmetro das bolhas, sendo que se o fizermos, para o modelo de Peters *et al.* (1982), com base na correlação de Darton *et al.* (1977), obter-se-ão valores bastante distintos para a fracção de bolhas no leito, nomeadamente para as primeiras camadas, segundo uma evolução que revela uma tendência marcadamente diferente de todas as outras, como pode observar-se pela evolução representada na Fig. 5. 18 (linhas correspondentes às Eq.s (5. 28)_{a355} e (5. 28)_{a850}. Uma vez que a tendência dos dois modelos coincidirá, para o cálculo de U_{ba} , sobretudo se se utilizar nos dois casos uma correlação para d_b segundo Werther (1992), optaremos por representar apenas para Werther e Wein (1994) esta última opção, adiante designada por ‘wwk1’, nos valores obtidos para a perda de carga adimensional ΔP^* , quando se substituem os valores calculados de δ na Eq. (5. 47).

São então apresentados em seguida os resultados da variação da perda de carga adimensional, ΔP^* , com a razão de velocidades U_0/U_{mf} , ao longo das sucessivas camadas, para cada tamanho e de par com a evolução da fracção de bolhas δ que está na base daqueles resultados (Fig. 5. 18). De salientar que são calculados valores decrescentes, com a altura, da referida fracção de bolhas⁵.

⁵ Os valores da fracção de bolhas calculada pelo modelo de Werther e Wein (1994) podem ser analisados no Anexo 5, comparados com os valores de δ^* .

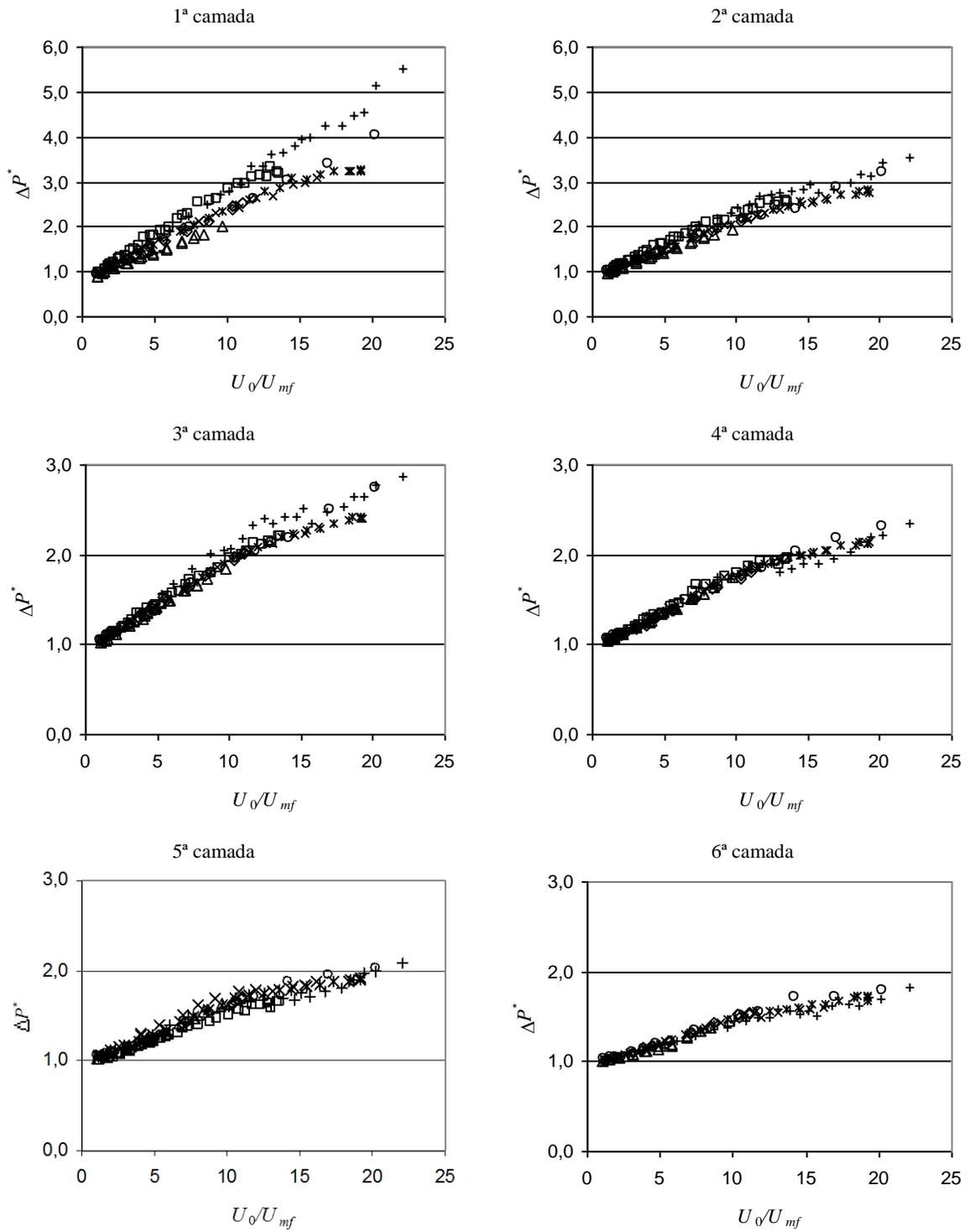


Fig. 5. 37- Variação de ΔP^* , Eq. (5. 48), para 355/425 μm , modelo de Werther e Wein (1994), 'wwk1'.

(□: ker, ○: p9x, +: dyn, *: p4x, ×: p3x, ◇: p2x, κ: p1x, -: p0x)

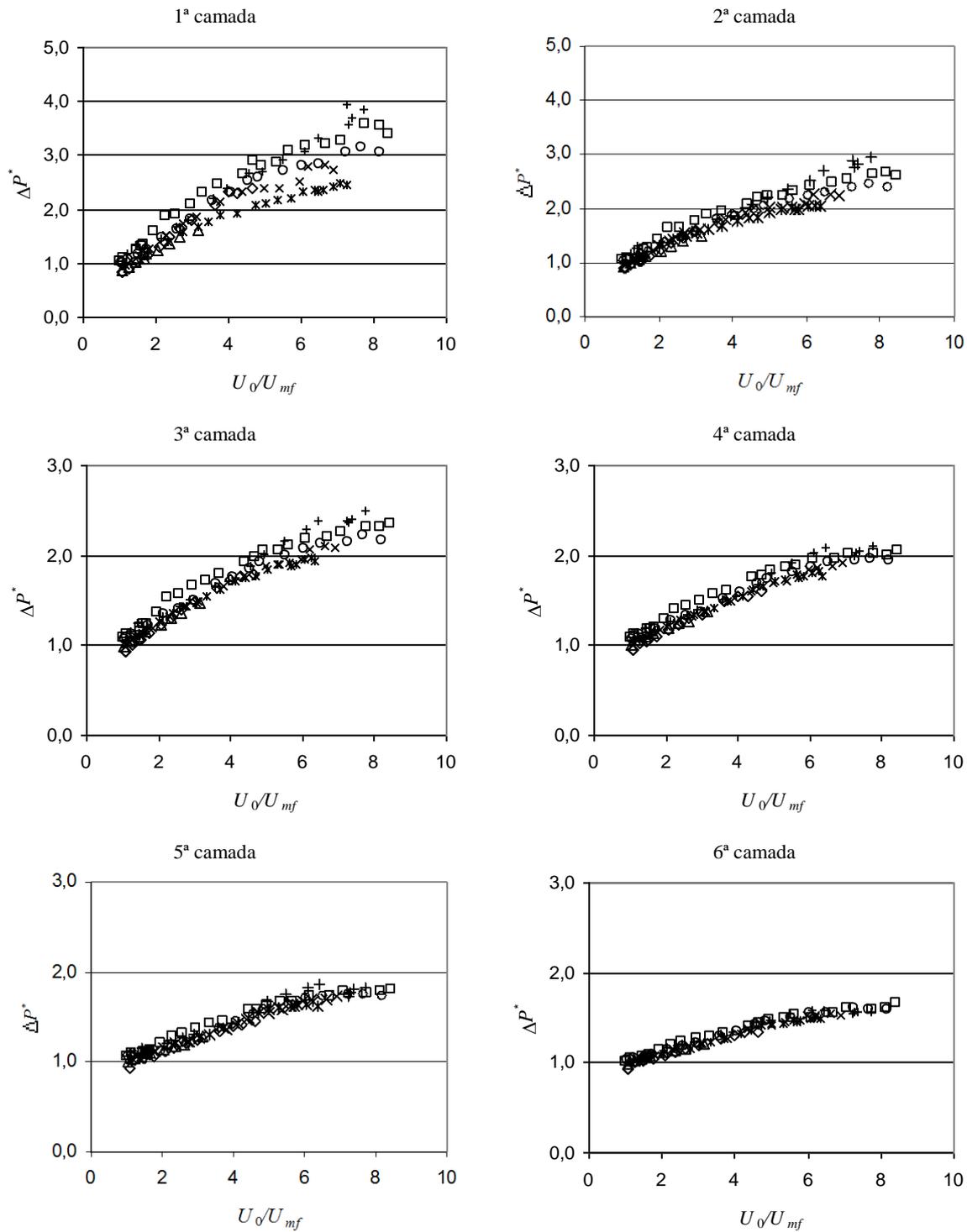


Fig. 5.38- Variação de ΔP^* , Eq. (5.48), para 600/710 μm , mod. Werther e Wein (1994), 'wwk1'.

(□: ker, ○: p9x, +: dyn, *: p4x, ×: p3x, ◇: p2x, κ: p1x, -: p0x)

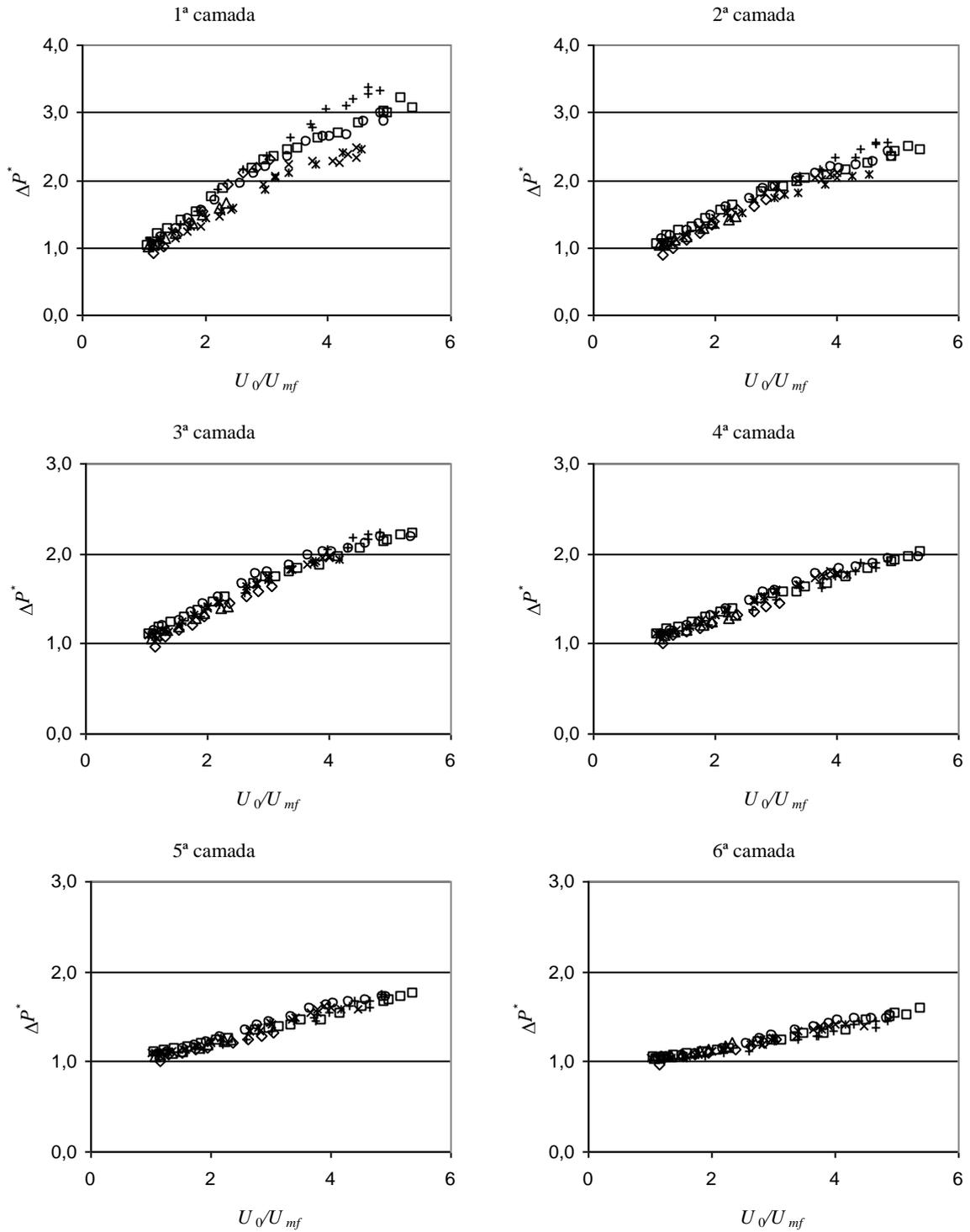


Fig. 5. 39- Variação de ΔP^* , Eq. (5. 48), para 850/1000 μm , mod. Werther e Wein (1994), 'wwk1'.
 (\square : ker, \circ : p9x, $+$: dyn, $*$: p4x, \times : p3x, \diamond : p2x, κ : p1x, $-$: p0x)

Note-se nos resultados apresentados que, sistematicamente, os valores calculados da perda de carga são inferiores aos valores experimentais, o que equivale a valores de ΔP^* superiores à unidade, sobretudo nas primeiras camadas e nas partículas de maiores dimensões. Em todos os restantes resultados, a tendência de convergência do comportamento do leito para os vários distribuidores mantém-se, sendo igualmente que a perda de carga adimensional ΔP^* volta a obter, com os valores do modelo de Werther e Wein (1994), resultados tanto mais ajustados aos valores medidos quanto mais se considera o leito no seu conjunto.

Uma forma de ajuizar da correcção dos valores teóricos calculados pelas expressões derivadas para a fracção de bolhas δ , consiste em verificar a sua utilização para a totalidade do leito, ou seja, saber quais são os valores calculados da perda de carga para todo o leito comparados com os valores experimentais. Ora, para calcular estes valores da perda de carga, ΔP^*_{total} , necessita conhecer-se um valor para a H_{total} que permita o cálculo de ΔP_{calc} segundo as Eq.s (5. 39) ou (5. 47), para a totalidade do leito. Uma vez que todos os modelos indicaram um ajustamento crescente à medida que a altura se aproxima do cimo do leito, apresentam-se em seguida os resultados correspondentes à utilização de uma fracção de bolhas obtida através de uma correlação do tipo

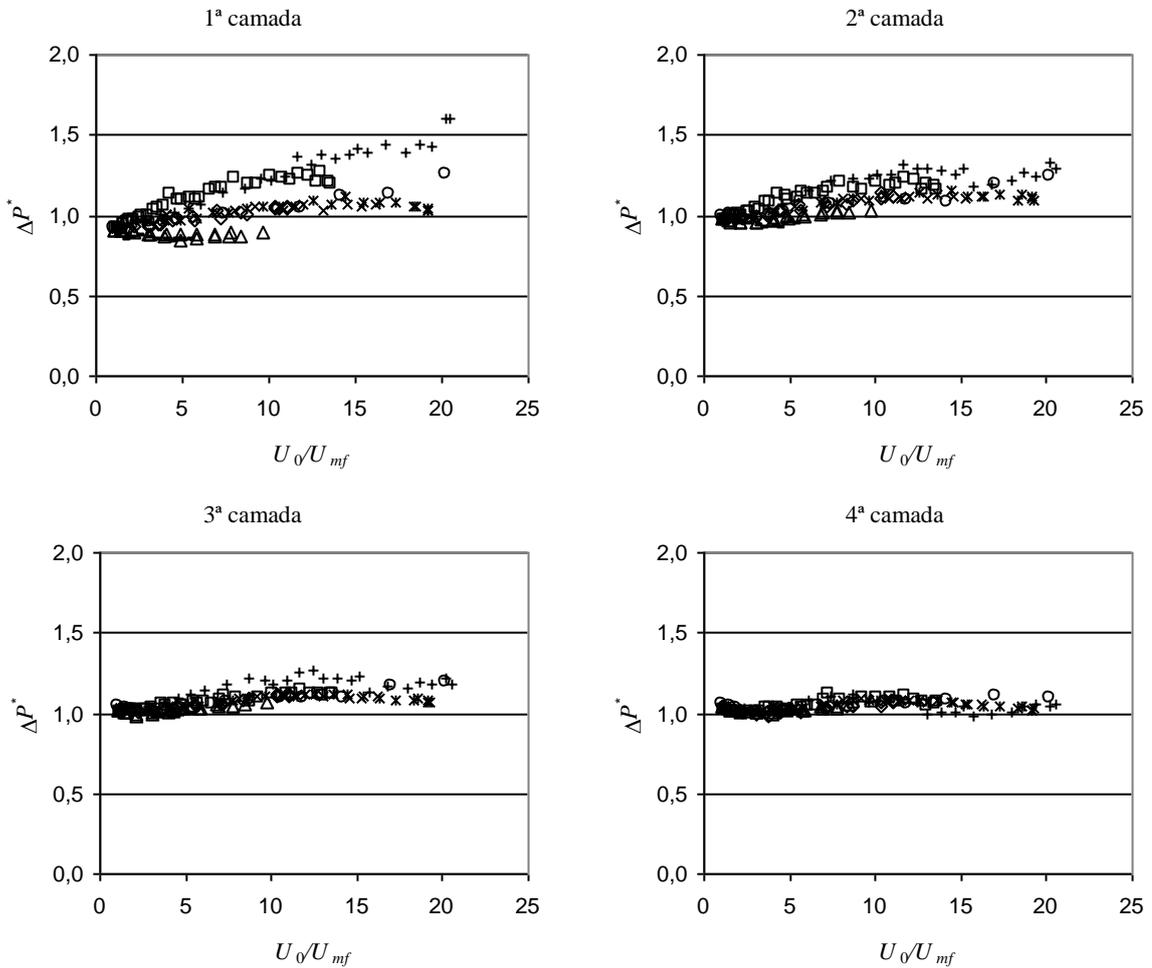
$$\delta = \kappa \left(\frac{U_0}{U_{mf}} \right)^{\gamma_1} \left(\frac{d_p}{H} \right)^{\gamma_2} \tag{5. 55}$$

em que se utilizam os seguintes parâmetros:

Tab. 5. 9 - Parâmetros a utilizar na Eq. (5. 55).

correlação	κ	γ_1	γ_2
lin2k1	0,02	1	0,1

Esta correlação simples, adiante designada por ‘lin2k1’ pretende melhorar o ajuste das camadas mais elevadas e para as velocidades mais altas, de modo a que com ela posteriormente se determine um valor o mais aproximado para a altura global do leito⁶.



⁶ Os valores da fracção de bolhas calculada por esta correlação, bem como o cálculo dos valores globais, podem ser analisados no Anexo 5.

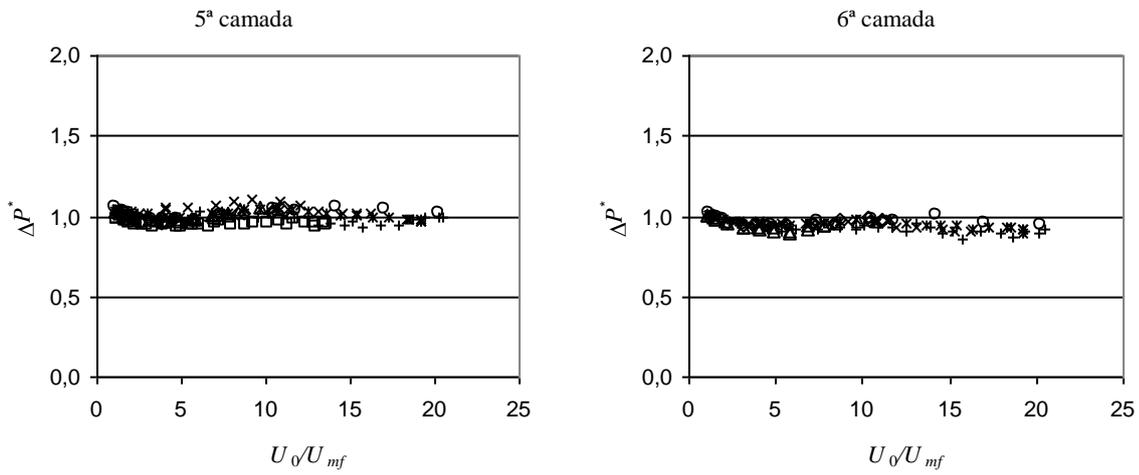
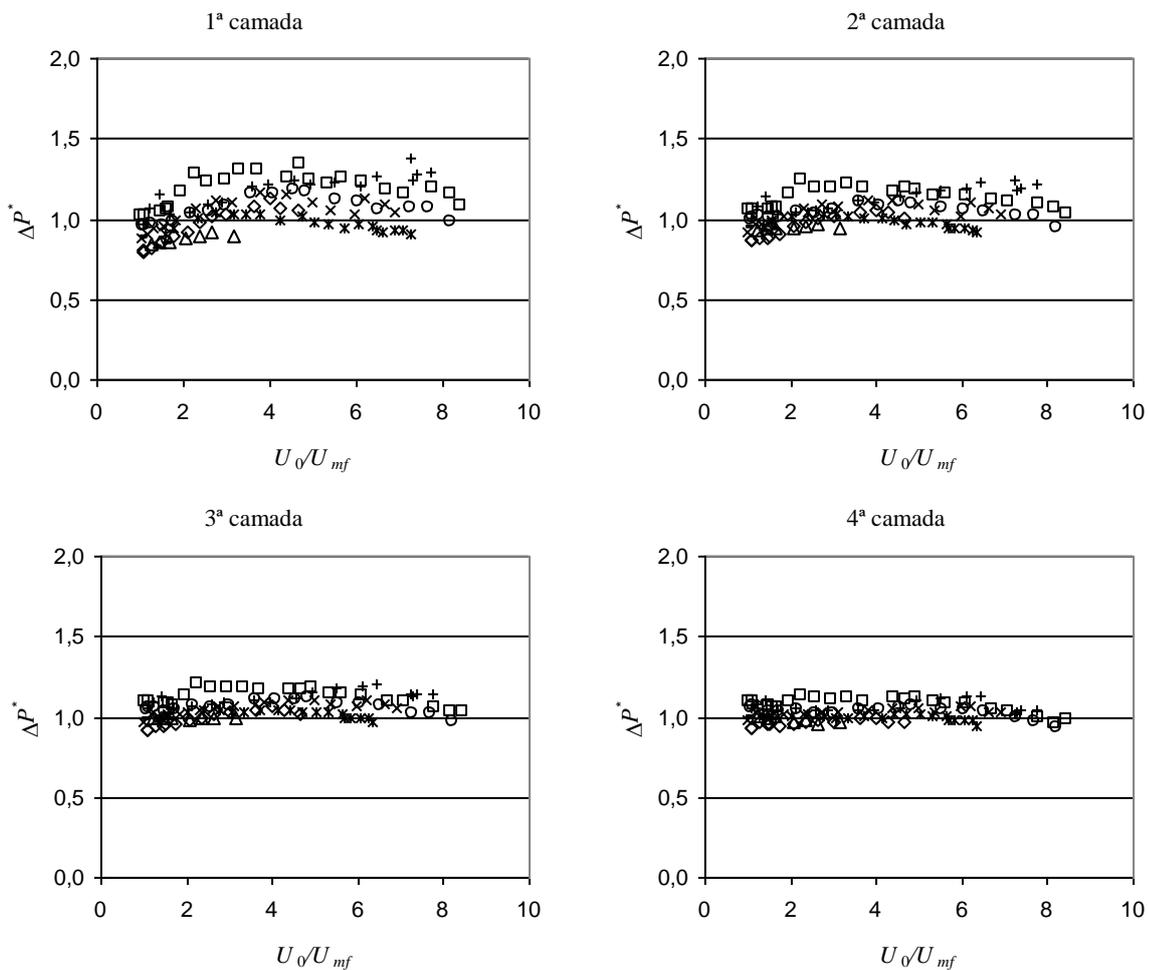


Fig. 5. 40- Variação de ΔP^* , Eq. (5. 48), para 355/425 μm , correlação 'lin2k1'.
 (□: ker, ○: p9x, +: dyn, *: p4x, ×: p3x, ◇: p2x, ⋈: p1x, -: p0x)



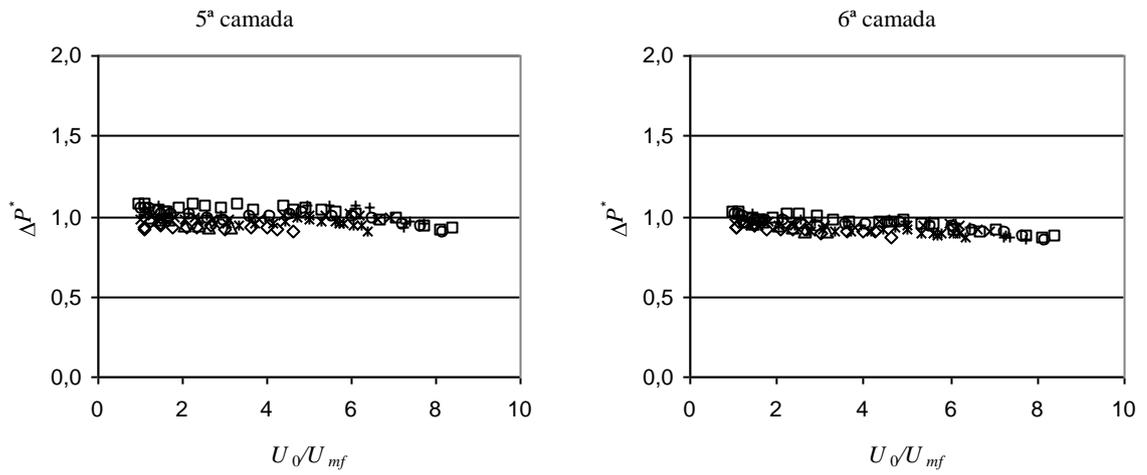
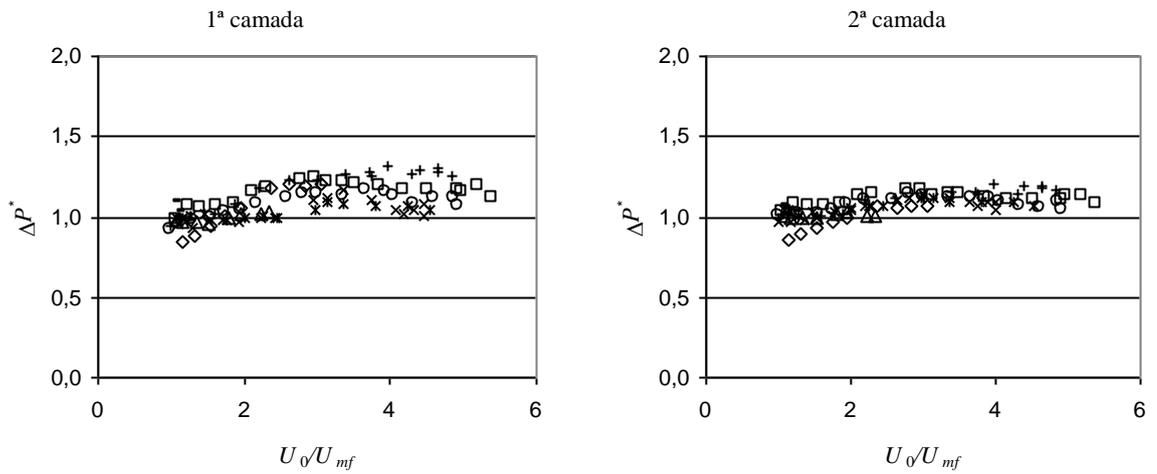


Fig. 5. 41- Variação de ΔP^* , Eq. (5. 48), para 600/710 μm , correlação 'lin2k1'.
 (\square : ker, \circ : p9x, $+$: dyn, $*$: p4x, \times : p3x, \diamond : p2x, κ : p1x, $-$: p0x)



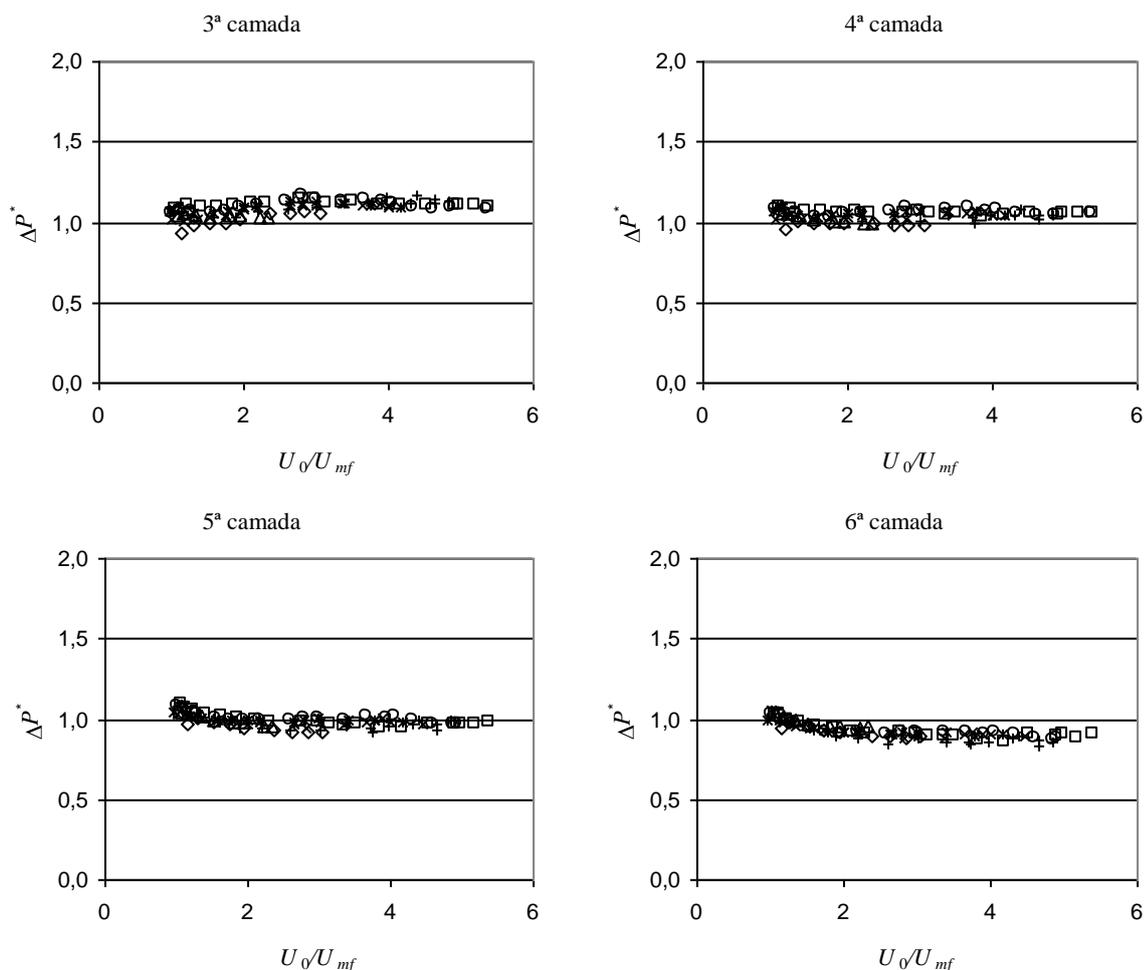


Fig. 5. 42- Variação de ΔP^* , Eq. (5. 48), para 850/1000 μm , correlação ‘lin2k1’.
 (□: ker, ○: p9x, +: dyn, *: p4x, ×: p3x, ◇: p2x, ⋈: p1x, -: p0x)

5.3.9 Análise da influência dos vários tipos de distribuidores na qualidade da fluidização obtida com os diferentes tamanhos de partículas utilizados

Uma vez que foram apresentados os resultados da utilização de formulações matemáticas, com maior ou menor incidência física, percorrendo um número significativo de referências na literatura e utilizando modelos distintos, será agora lícito proceder à comparação entre os efeitos no comportamento de leitos com a mesma altura e a mesma composição, dos diferentes tipos de distribuidores utilizados ao longo deste trabalho.

Da análise das figuras constantes nos § 5.3.2, 5.3.4 e 5.3.8 (Fig. 5. 24 a Fig. 5. 26 para a correlação ‘ β_1 ’, Fig. 5. 27 a Fig. 5. 29 para a correlação ‘ β_2 ’, Fig. 5. 37 a Fig. 5. 39 para o modelo de Werther e Wein (1994) e Fig. 5. 40 a Fig. 5. 42 para a correlação ‘lin2k1’), verifica-se

que, para todas elas, nas zonas adjacentes aos vários distribuidores, a elevada velocidade dos jactos que saem dos orifícios tornam as condições de fluidização fortemente dependentes da agitação das partículas nesse local. Essas zonas adjacentes, que podem estender-se até 5 cm de altura, ao transformarem-se como que em extensões dos próprios distribuidores, vão constituir zonas de jorros múltiplos a que se vão seguir vazios lenticulares que, por sua vez, originarão as bolhas propriamente ditas (Cranfield, 1978). As particularidades de cada placa, para os vários tamanhos de partículas utilizados e do ponto de vista da evolução causada na perda de carga medida ao longo do leito, serão analisados, sendo nas primeiras camadas, particularmente nas 1^{as}, 2^{as} e 3^{as}, que se notam as principais diferenças entre os distribuidores. Essas diferenças verificam-se especialmente para as placas com maior número de orifícios, caso dos distribuidores 'ker', 'p9x' e 'dyn', onde parecem causar uma sensível acentuação das condições de fluidização no início/fundo do leito (1^{as} e 2^{as} camadas), o que, se se seguir uma lógica fundamental de considerar o incremento da quantificação da perda de carga, enquanto medição da transferência de energia do fluido para o leito de partículas, como o principal elemento quantitativo de avaliação da qualidade de fluidização, equivalerá a um aumento desta qualidade.

É igualmente nesta zona que as placas com maior perda de carga, fruto do menor número de orifícios, e conseqüente maior afastamento entre eles, parecem ser insuficientes, em termos comparativos, para conseguir assegurar um escoamento com características tão uniformizadoras da mistura quanto os de menor perda de carga, o que se traduz numa redução dos valores registados para a perda de carga do leito naquela camada.

De salientar no entanto que, para todos os distribuidores testados, este desfasamento é mais realçado nas partículas de menores dimensões (a gama 355-425 μm), onde os jactos à saída das placas de secção livre de passagem mais reduzida mantêm uma maior individualidade, o que faz com que as bolhas se formem mais acima e a coalescência, dominante na fase borbulhante, se dê mais tarde. Aliás, o facto de as bolhas, nestes tamanhos, serem quase sempre rápidas, faz com que a mistura se possa considerar reduzida, quando comparada com a que, possivelmente, se conseguiria caso fossem utilizadas partículas do grupo A, de diâmetros tipicamente abaixo do 100 μm para este tipo de materiais (Geldart, 1986. §2.4.3).

Embora se mantenha uma tendência semelhante à medida que se vai aumentando o tamanho das partículas, ela traduz-se em maiores amplitudes de valores de perda de carga, mais uma vez no princípio (ou fundo) do leito (Fig. 5. 25, Fig. 5. 28, Fig. 5. 38 e Fig. 5. 41, para o tamanho 600/710 μm , e Fig. 5. 26, Fig. 5. 29, Fig. 5. 39 e Fig. 5. 42, para 850/1000 μm). Este atraso aparente, no sentido de serem necessárias velocidades mais elevadas para obter o mesmo

efeito, estará relacionado com o aparecimento de pequenos vazios horizontais junto ao distribuidor, visíveis a olho nu, que vão actuar como almofadas de ar e assim amortecer o efeito dos jactos nas primeiras camadas.

O efeito provocado pela maior ou menor manutenção da individualidade dos jactos, traduz-se num decréscimo da perda de carga medida com a mesma ordem de grandeza da altura de penetração, se calculada com base nas correlações indicadas em §2.5.1.3.1, sobretudo para a gama 355/425 μm .

Se atendermos a que, com partículas do grupo D, o crescimento das bolhas se dá mais à custa dos ganhos de gás obtidos através da vizinhança do que da coalescência entre elas (Geldart, 1986), teremos mais um factor que faz com que a mistura aumente e se atinja um regime, caracterizado por uma evolução em torno da unidade dos valores da perda de carga adimensional, mais uniforme mais cedo (em termos de altura no leito), para além de manter essas características até mais tarde (em termos de velocidades). No entanto, o facto de as razões U_0/U_{mf} serem mais reduzidas para as partículas maiores, por impossibilidade experimental, impede uma comparação homóloga, em termos hidrodinâmicos, para os caudais mais elevados e relativamente às partículas menores, o que dificulta uma análise mais objectiva e prejudica um estabelecimento definitivo destas conclusões. Em todo o caso, as diferenças registam-se para placas com maior perda de carga, através do distribuidor, para as velocidades mais baixas (em regime borbulhante), e para as placas com menor perda de carga, para as velocidades mais altas (em transição para, ou em, regime turbulento).

Para todos os modelos apresentados (incluindo os que figuram em anexo a este capítulo), a 3ª camada representa o início da uniformização em todos os tipos de placas distribuidoras, sendo que a partir da 4ª camada se torna quase impossível, com os condicionalismos da representação gráfica adoptada, distinguir as peculiaridades das várias placas. A partir daí, ou as bolhas, ou os vazios que progressivamente as substituem quando se regista a transição de regime borbulhante para turbulento, são insuficientes para manter o nível de fluidização da mistura, ou ainda, se dá uma alteração das condições de fluidização, pelo que deixam de se fazer sentir as condições que conduziram a um acentuado valor da perda de carga no fundo do leito. No que respeita ao distribuidor 'dyn', o efeito sobre as primeiras camadas foi objecto de um processo de análise que consistiu numa progressiva redução da altura do leito de partículas, o que permitiu detectar visualmente, com uma camada de apenas 2 mm de altura acima do distribuidor, a existência de uma direcção preferencial oblíqua originada pela malha metálica entrelaçada. Este facto, que se presume provocar um choque acrescido entre as partículas num leito com estas características, constitui certamente um factor importante para permitir compreender a peculi-

aridade da evolução da pressão, naquela região do leito, causada por aquele tipo de distribuidor, embora não seja objecto, neste trabalho, de um estudo específico.

Analisando agora as inflexões na evolução da fracção de bolhas, que impediram o sucesso dos vários modelos e respectivas correlações (Fig. 5. 30 a Fig. 5. 35, bem como aquelas que figuram no Anexo 5), elas são mais visíveis à medida que se vai subindo no leito, tendo, para todos os distribuidores, um máximo entre 5 e $7U_0/U_{mf}$ e um mínimo entre 9 e $10U_0/U_{mf}$, para as partículas com 355/425 μm (Fig. 5. 30 e Fig. 5. 33), para as partículas no intervalo 600/710 μm um máximo entre 3 e 4 e um mínimo em torno de 5, 6 (Fig. 5. 31 e Fig. 5. 34), e para as partículas 850/1000 μm , o máximo parece estar entre 2 e 3 e o mínimo entre 3 e $4U_0/U_{mf}$ (Fig. 5. 32 e Fig. 5. 35). Estas singularidades são visíveis em todas as modelizações, sendo susceptíveis de ser analisadas separadamente, distribuidor a distribuidor, um trabalho cujos resultados serão apresentados no próximo capítulo.

Em síntese, pode dizer-se que a partir de determinados valores de U_0/U_{mf} (tipicamente em torno de 12, 5 e 3, respectivamente, para os tamanhos 355/425, 600/710 e 850/1000 μm), e relativamente a uma referência, no âmbito deste trabalho, que é a placa ‘p4x’, a caracterização dos distribuidores em termos de qualidade de fluidização da mistura indica que esta diminui com o aumento da perda de carga do distribuidor, sendo que essa redução se vai atenuando para as últimas camadas. Inversamente, a qualidade da mistura gás-sólido parece perfeitamente assegurada pelas placas com menor resistência à passagem do fluido, ‘ker’, ‘p9x’ e ‘dyn’, sendo que esta última, embora com uma perda de carga através da placa de valor intermédio relativamente às outras duas, apresenta como peculiaridade um escoamento preferencial oblíquo à face da malha metálica que a constitui, o que acentuará a dissipação de energia e a evolução do comportamento do leito.

5.4 Conclusões

5.4.1 Sobre a influência na qualidade de fluidização

1. Embora não sendo do âmbito dos objectivos declarados, em sentido restrito, para este capítulo, justifica-se uma referência à preocupação que se revelou na análise dos modelos desenvolvidos, traduzida inclusivamente num “revisitar” dos modelos bifásicos de fluidização existentes e dos pressupostos em que se apoiam. Essa preocupação teve a ver com o facto de se procurar um mínimo de parametrização (sem o que se teriam podido utilizar os modelos do Cap. 4) de modo a que não fosse ela a de-

terminar a leitura que se fez da influência do tipo de distribuidor utilizado no desempenho hidrodinâmico do leito. Também no que diz respeito à distribuição do fluido pelas fases, embora naturalmente apresentando diferenças entre si, resultantes dos pressupostos atrás referidos, não prejudicam a análise comparativa daquela influência, uma vez que todos revelam as mesmas tendências, com diferentes graus de acentuação, em função do tipo de distribuidor e do tamanho das partículas utilizadas no leito.

2. A presente fase do trabalho define um critério de qualidade de fluidização, enquanto quociente entre um valor medido da perda de carga do leito e um valor de referência para aquela. Esse critério, embora variando em valor absoluto, fruto das várias modelizações que lhe vão sendo impostas, permite não obstante apreciar a influência de diferentes tipos de distribuidores na qualidade da fluidização obtida. Verifica-se uma distribuição interessante que permite localizar no fundo do leito, nas primeiras camadas, uma nítida influência das condições de escoamento criadas pelos vários distribuidores, particularmente por aqueles a que correspondem placas com maior secção livre de passagem.
3. A comparação dos resultados obtidos pelos modelos ΔP^* (e ΔP^+ - ver Anexo 5), nas suas diversas variantes, permite que sobressaia uma tendência global reconhecível em função da perda de carga do fluido quando atravessa os distribuidores. De um modo mais destacado nas primeiras camadas, correspondentes ao fundo leito, atenuando-se à medida que se vai subindo, até se atingir a superfície livre e se considerar a totalidade do leito fluidizado.
4. Os modelos permitem a comparação, dentro de limites aceitáveis, da qualidade de fluidização avaliada por comparação com o valor calculado da perda de carga corrigida pelo factor $(1-\delta)$, o que é também uma forma indirecta de avaliar a qualidade da fluidização através da fracção de bolhas, ao calcular essa fracção em função de um valor integrado da velocidade relativa de subida de bolhas isoladas.
5. Os distribuidores com menor perda de carga causam, no fundo do leito, particularmente nas primeiras três camadas, uma 'emulsão' bolhas/fase densa mais bem distribuída, que se traduz num valor mais elevado da perda de carga medida e, logicamente conduz à obtenção de valores da fracção de bolhas mais reduzidos. O contrário sucede com os distribuidores com uma secção de passagem menor e, consequentemente, de maior perda de carga localizada.

6. O facto de as partículas 355-425 μm pertencerem ao grupo B, as de 600-710 μm estarem numa zona de transição B/D e as de 850-1000 μm pertencerem ao grupo D, explicará a dificuldade em conseguir um bom ajuste simultaneamente para estas três situações, com recurso a uma formulação invariante, a menos do valor do diâmetro em si. Recorda-se que o modelo de Werther e Wein (1994) foi estabelecido para partículas do Grupo B, apenas, e que aqui foi utilizado sem atender a essa restrição.
7. Embora existentes, as variações de declive no andamento quer das curvas de perda de carga quer da fracção de bolhas, obtida a partir das medições experimentais, não contribuindo significativamente enquanto factor determinante na qualidade de fluidização obtida, serão objecto de análise no âmbito da influência na mudança para o regime turbulento.

5.4.2 Sobre os limites de aplicabilidade dos modelos bifásicos

1. Não foi a velocidade relativa entre as bolhas ascendentes e o gás ascendente (ou descendente) na emulsão que constituiria o limite de aplicação dos modelos abordados, uma vez que as velocidades utilizadas para estes ensaios corresponderam sempre a valores intersticiais muito inferiores aos calculáveis para a subida das bolhas no leito, quer se considerassem bolhas isoladas quer envolvidas por um enxame de outras bolhas. Ou seja, as bolhas eram sempre ‘rápidas’. Apenas nas partículas 850/1000 mm, onde para uma gama de velocidades de 0,5 a 2,2 m/s e uma velocidade intersticial suposta constante e igual a 1 m/s, se regista uma inflexão da perda de carga e da porosidade para valores de U_0/U_{mf} coincidindo entre 2 e 3.
2. Paradoxalmente, a pretensão de conseguir modelizar, neste capítulo, o comportamento global do leito, para vários regimes, diferentes distribuidores e três tamanhos de partículas, correspondentes a dois grupos de Geldart, com recurso a uma única equação que permitisse obter a distribuição de caudais pelas fases e, desse modo, quantificar a massa de partículas que se encontrava em cada momento numa dada secção do leito, quase conseguia iludir a transição de regime que tinha lugar, patente quer no andamento das curvas de perda de carga em função da velocidade superficial, quer na existência de uma distribuição bimodal na comparação entre os valores calculados de δ e os respectivos valores experimentais. A aparente proximidade entre o efeito provocado pelo aumento de velocidade das bolhas, efeito directo do aumento

da velocidade superficial, e a variação do volume por elas ocupado, enquanto causas prováveis para a transição borbulhante /turbulento, vem de encontro ao que se supõe ser o mecanismo central da transição: a quebra das bolhas, com um volume resultante superior ao volume original.

3. É esse o limite de aplicação de modelos que se proponham cobrir esta variedade de situações. A limitação consiste no aparecimento de uma zona de transição, que descaracteriza o modelo bifásico enquanto tal, ou seja, que o descaracteriza enquanto representação de um volume onde coexistem uma fase densa e uma fase de bolhas, uma vez que, quer por análise quer por observação visual, é patente que a partir de dada altura já não é possível identificar bolhas no leito, mas antes vazios alongados, mais ou menos lenticulares, com um reduzido tempo de existência, sendo o movimento das partículas no interior do leito ainda mais agitado e mesmo, no limite, se verifica a inexistência de vazios localizados. A transição borbulhante/turbulento é, de um ponto de vista descritivo, o desaparecimento das bolhas.
4. Uma nota final sobre a teoria bifásica da fluidização e os seus modelos: duas questões permanecem em aberto, a medição da porosidade da emulsão, que se considerou constante, uniforme e igual a ε_{mf} , e a medição do caudal de curto-circuito, que não foi até agora realizada experimentalmente. Sabendo-se que a variação de volume das bolhas, bem como as formas que tomam ao sofrerem interacções com as outras bolhas do leito, são determinantes no cálculo da sua velocidade e, em consequência, da fracção ocupada por esta fase, a determinação dos volumes resultantes, quer da coalescência, quer da quebra, acaba por ter igualmente um peso significativo na modelização que se pretende efectuar.
5. Mas de todos os três factores mencionados, o mais importante é sem dúvida a ausência de medições experimentais do caudal que passa pelas bolhas como caminho de menor resistência, que pela sua importância faz com que o problema da modelização bifásica dos leitos fluidizados se mantenha em aberto, sujeitando quem o estuda ao confronto com algumas perplexidades.

6 INFLUÊNCIA DOS DISTRIBUIDORES NA TRANSIÇÃO BORBULHANTE/ TURBULENTO

«What we have in practice is always a theory, which occasionally is formulated in very ambiguous terms (think of Bohr's older quantum theory!), evidence that points in all sorts of directions and a judgment which says what is reliable and what not and accepts the theory on that basis. (...) Most of our thoughts, feelings, perceptions are ill defined to a surprising extent. We do not notice this lack of definiteness just as we do not notice the blind spot of our eyes: everything seems perfectly clear. But let somebody ask an unusual question, or give an unusual account of his experiences, and we realize that this apparent clarity is just a reflection of ignorance and superficiality. Yet the amorphous material that is our consciousness is capable of improvement, it can be put into a more definite shape by questions, descriptions, systematic accounts, education.»

Paul Feyerabend, 1989
Three Dialogues on Knowledge

6.1 Introdução

Pretende-se neste capítulo analisar a influência dos distribuidores nos regimes de fluidização, enquanto caracterizadores de estados físicos distinguíveis através de uma quantificação da variação de algumas das suas propriedades, e em particular nas condições que influenciam o aparecimento da transição do regime borbulhante para o regime turbulento de fluidização.

Quanto aos regimes de fluidização, a sua caracterização baseia-se no comportamento das bolhas, considerando que a designação ‘fase densa’ inclui as partículas e as bolhas, quer se trate de fluidização borbulhante quer de fluidização turbulenta, tendo em consideração o maior ou menor grau de coalescência daquelas. Na fluidização borbulhante, típica dos Grupos A, B e D da classificação de Geldart, o movimento das bolhas torna-se progressivamente mais vigoroso à medida que a velocidade do gás aumenta. Logo após U_{mf} , a interacção entre as bolhas é dominada pela coalescência; à medida que a velocidade superficial vai aumentando, bastante para lá do valor correspondente à velocidade mínima de fluidização, verifica-se que o gás começa a passar, crescentemente, através das bolhas, de tal modo que as bolhas mais parecem vazios intermitentes, por força do caudal elevado que então se registará a atravessar o leito (Yerushalmi *et al.*, 1978, Rhodes, 1996). Esta situação, acentuando-se progressivamente conduzirá forçosamente a um início de transporte das suas partículas, que passaremos a designar por transporte incipiente. Isto conduz a uma certa uniformidade da suspensão e causa grandes dificuldades na distinção entre bolhas e emulsão. Este ponto é normalmente considerado como o limiar da fluidização turbulenta, sendo identificado por alguns autores através de um máximo na variação das flutuações da pressão com a velocidade do gás (Yerushalmi *et al.*, 1978, Bi e Fan, 1992, Brereton e Grace, 1992, Bi e Grace, 1995, Rhodes, 1996). Com base em observação directa, a interacção entre as bolhas vai-se tornando dominada pela sua quebra (Fan e Zhu, 1998).

Os estudos consultados, no que respeita à influência do tipo de distribuidor na obtenção de determinados regimes de fluidização, são escassos. Svensson *et al.* (1996), trabalhando a velocidades mais elevadas ($U-U_{mf}>0,5$ m/s) e utilizando cinco placas perfuradas com diferentes números de orifícios mas com o mesmo diâmetro em todas, definiram três regimes borbulhantes, os regimes múltiplo, singular e explosivo/rebentativo, tendo-os relacionado com as flutuações da pressão no *plenum*/câmara tranquilizadora, situada a montante do distribuidor. Estas pesquisas mostraram que a perda de carga através do distribuidor tinha uma grande influência sobre o regime de escoamento das bolhas. Não foi encontrada na literatura disponível qualquer outra investigação que se ocupasse da influência do distribuidor na transição para o regime turbulento.

A maior parte dos leitos fluidizados em utilização industrial operam ou em regime borbulhante ou em regime turbulento. Enquanto os esforços para a obtenção de um modelo mecanicista detalhado (por oposição a um modelo simples proposto mais à frente) não atingem um sucesso completo (Fan and Zhu, 1998), seguem-se na presente fase do trabalho, duas vias: uma, a elaboração de uma correlação empírica, na sequência daquelas apresentadas por Jin *et al.* (1986) e Cai *et al.* (1989), permitindo conhecer uma gama de valores de transição entre os re-

gimes borbulhante e turbulento, para os Grupos B e D de Geldart, que leva em consideração o número de orifícios existentes na placa distribuidora; outra, uma tentativa de desenvolvimento de um modelo mecanicista simples para a determinação daquela transição, em função da variação da porosidade da fase densa.

6.2 O fundo do leito

A presente fase do trabalho pretende analisar a influência dos vários tipos de distribuidores utilizados (cerâmica porosa, malha metálica e placas perfuradas de perspex), para um tamanho de partículas situado no intervalo 355/425 μm , utilizando várias velocidades de fluidização de modo a estender o funcionamento desde o regime borbulhante ao turbulento, na zona inicial do leito fluidizado, designada por ‘fundo do leito’. Esta zona, embora represente apenas uma parte do leito, é considerada de grande importância no que diz respeito às reacções que têm lugar num reactor em leito fluidizado, devido às elevadas concentrações de sólidos e retenção de reagentes que aí se registam (Schlichthaerle e Werther, 1999). Baseando-se em valores experimentais do perfil axial de pressões, Svensson *et al.* (1993) definiram essa zona como a correspondente ao nível para o qual o referido perfil deixa de ser linear. Schlichthaerle e Werther (1999) propuseram que essa zona fosse definida em função da altura a partir da qual a concentração de sólidos começa a diminuir. No que respeita à estrutura hidrodinâmica daquela região do leito, alguns autores consideram-na do tipo ‘núcleo-espaço anelar’ (Sun *et al.*, 1999), outros de tipo ‘aglomerado/grumo’ (Brereton and Grace, 1993), sempre borbulhante (Werther, 1994, Svensson *et al.*, 1996b), turbulenta (Schnitzlein and Weinstein, 1988, Bolton and Davidson, 1988, Bai *et al.*, 1996), ou com um núcleo turbulento e um espaço anelar com características de fase densa borbulhante, entre o núcleo e a parede do leito (Schlichthaerle and Werther, 1999). Por último, Malcus *et al.* (2000), utilizando um método de tomografia baseado em sistemas eléctricos capacitivos, aplicado entre duas alturas distintas do leito, não encontraram mudanças significativas no comportamento hidrodinâmico da suspensão. Quanto à influência dos distribuidores, para lá do trabalho já mencionado de Svensson *et al.* (1996a), não foram encontradas outras referências sobre o modo como aqueles dispositivos poderiam afectar o fundo do leito, quer do ponto de vista dos diferentes tipos utilizados, quer do ponto de vista da perda de carga do escoamento por eles provocada.

Alguns autores (Johnsson and Leckner, 1995, Zijerveld *et al.*, 1997), na impossibilidade de medir a variação de pressão, consideraram que iria existir uma porosidade constante no fundo do leito e extrapolaram o perfil de pressões a partir de, aproximadamente, 0,4 m, até à face

superior da placa distribuidora, com base na expressão da fluidização incipiente. Outros simplesmente não encontraram quaisquer inflexões da porosidade (Malcus *et al.*, 2000).

Nesta fase do trabalho iremos apresentar e analisar alguns resultados que dizem respeito às variações que foram encontradas na evolução da fracção de sólidos com a altura. Mais uma vez se utilizaram os vários tipos de distribuidores anteriormente referenciados, para a gama de velocidades superficiais disponíveis para cada um. Propõe-se ainda uma técnica que permite estimar as flutuações de porosidade da fase densa no fundo do leito à custa das medições da pressão em alturas bem definidas no interior do leito

6.2.1 Apresentação e análise dos resultados experimentais

Por forma a calcular a evolução da concentração axial de sólidos, ε_s , utilizar-se-ão os valores da perda de carga por fatia ΔP_{s_j} , determinados experimentalmente, de modo que a soma dos sucessivos valores conduzam à perda de carga acumulada até à camada em análise, ΔP_i , da primeira à sexta:

$$\Delta P_i = \sum_{j=1}^i \Delta P_{s_j} \quad (6.1)$$

Svensson *et al.* (1993) determinaram a altura do que consideraram o fundo do leito a partir do perfil axial de pressões. Neste trabalho, calcular-se-á a concentração axial de sólidos a partir do gradiente de pressões considerando que, a exemplo do que sucedeu nos capítulos anteriores, a perda de carga fica a dever-se não apenas à altura hidrostática de sólidos existente entre duas tomas de pressão mas também ao arrasto incipiente e aos efeitos das partículas adjacentes, tal como proposto por Paiva *et al.* (1999).

$$\frac{dP_{calc}}{dH} = \left[(\rho_p - \rho_f)g + \frac{3}{4} \lambda \left(\frac{U_{mf}}{\varepsilon_{mf}} - U_p \right)^2 \rho_f \frac{D^2}{d_p^3} \right] \varepsilon_s \quad (6.2)$$

Esta expressão é idêntica à Eq. (A5.1. 1), com ρ_p e d_p a massa volúmica e o diâmetro médio das partículas, ρ_f a massa volúmica do fluido, D o diâmetro interno do leito e λ um factor que contabiliza os efeitos de fricção entre as partículas adjacentes e entre as partículas e a parede do leito. Este factor será igualmente correlacionado por meio de (Paiva *et al.*, 2000):

$$\lambda = 1,5 \times 10^{-4} \left(\frac{U_0}{U_{mf}} \right)^{1,5} \quad (6.3)$$

situando-se na ordem de grandeza dos valores sugeridos por Barth (1954), Nigham (1975) e Borges (1984). Também a diferença entre a velocidade intersticial, U_{mf}/ε_{mf} , e a velocidade das partículas, U_p , será tomada como sendo a velocidade terminal das partículas, U_t ,

$$U_f - U_p \equiv U_t = \sqrt{\frac{4 \rho_p g d_p}{3 C_{Dc} \rho_f}} \quad (6.4)$$

e calculada, tal como igualmente se expõe no Anexo 5, utilizando a correlação de Wen e Yu (1960) citada por Klinzing (1981), por forma a obter o coeficiente de arrasto para uma nuvem de partículas, C_{Dc} , a partir do valor do coeficiente de arrasto para uma partícula isolada, C_{Ds} :

$$C_{Dc} = C_{Ds} \varepsilon_{mf}^{-4,7} \quad (6.5)$$

Na Eq. (6. 2), ε_s representa o produto entre a fracção de sólidos relativa à fase densa e o complemento da fracção de bolhas, relativamente à totalidade do leito,

$$\varepsilon_s = (1 - \varepsilon_{mf})(1 - \delta) \quad (6.6)$$

sendo que os valores de ε_s são aqueles que tornam a perda de carga adimensional, ΔP^+ , uma razão entre os valores experimentais da perda de carga, ΔP_{exp} , e os valores calculados pela Eq. (6. 2), ΔP_{calc} , igual à unidade:

$$\Delta P^+ = \frac{\Delta P_{exp}}{\Delta P_{calc}} \quad (6.7)$$

A metodologia de cálculo foi assim a de, recorrendo às Eq.s (6. 2) a (6. 6) e aplicando-as aos resultados experimentais de ΔP , determinar ε_s de modo a que a Eq. (6. 7) seja satisfeita. A figura seguinte mostra os resultados obtidos para a evolução da fracção de sólidos com a altura

do leito, para diferentes valores da razão U_0/U_{mf} e para os diferentes distribuidores. À medida que a velocidade aumenta, a concentração de sólidos diminui, mas a uma dada altura acima dos distribuidores, em torno dos 0,15 m, sobretudo para as velocidades mais baixas e distribuidores com menor perda de carga, parece atingir um máximo e depois voltar a diminuir.

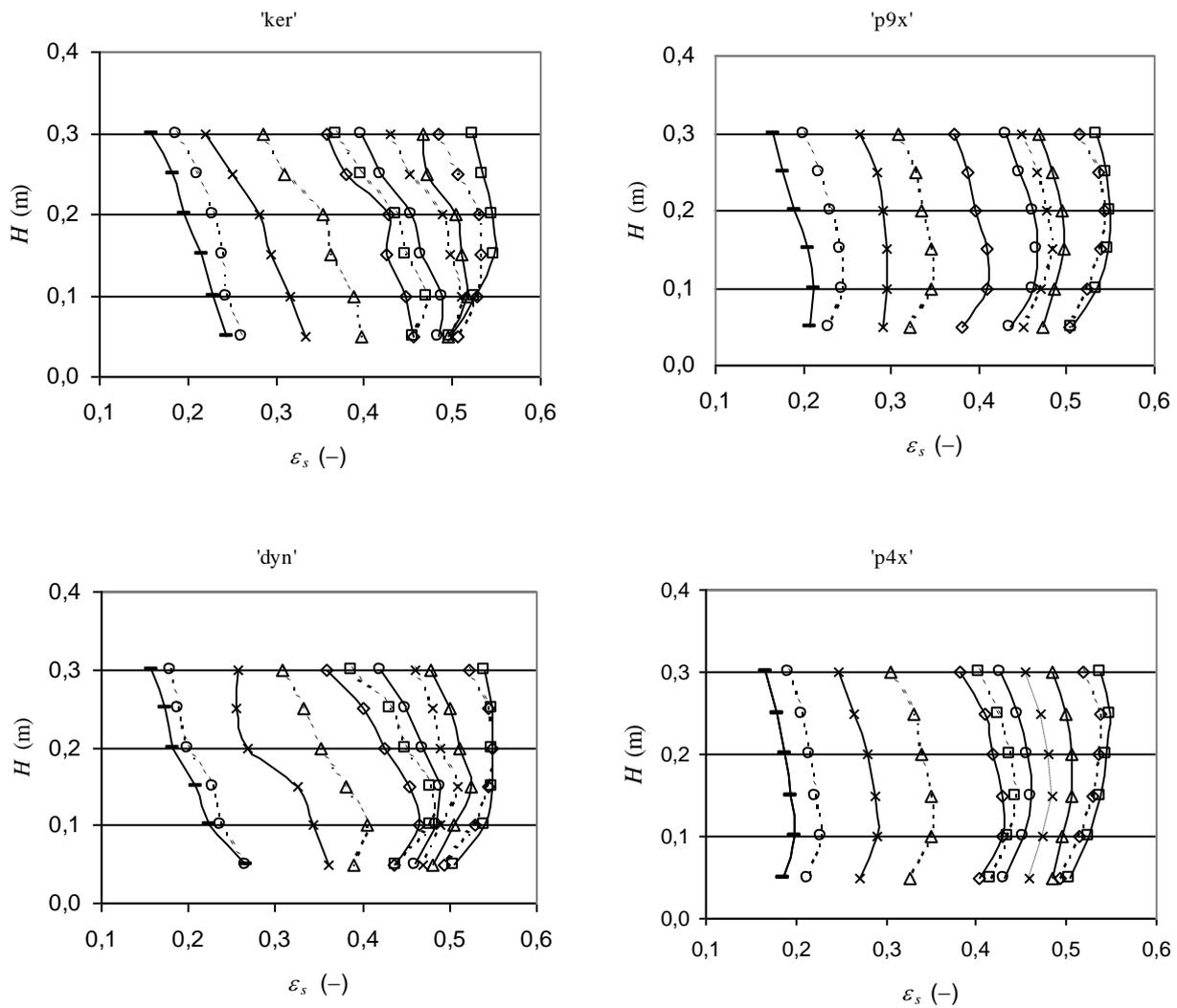


Fig. 6. 1- Evolução da concentração axial de sólidos, ϵ_s , para diferentes valores de U_0/U_{mf} (\square , traço contínuo: $U_0/U_{mf} = 1$, \diamond , tracejado: 2, κ , traço contínuo: 3, \times , tracejado: 4, \circ , traço contínuo: 5, \square , tracejado: 7, \diamond , traço contínuo: 10, κ , tracejado: 13, \times , traço contínuo: 17, \circ , tracejado, 20).

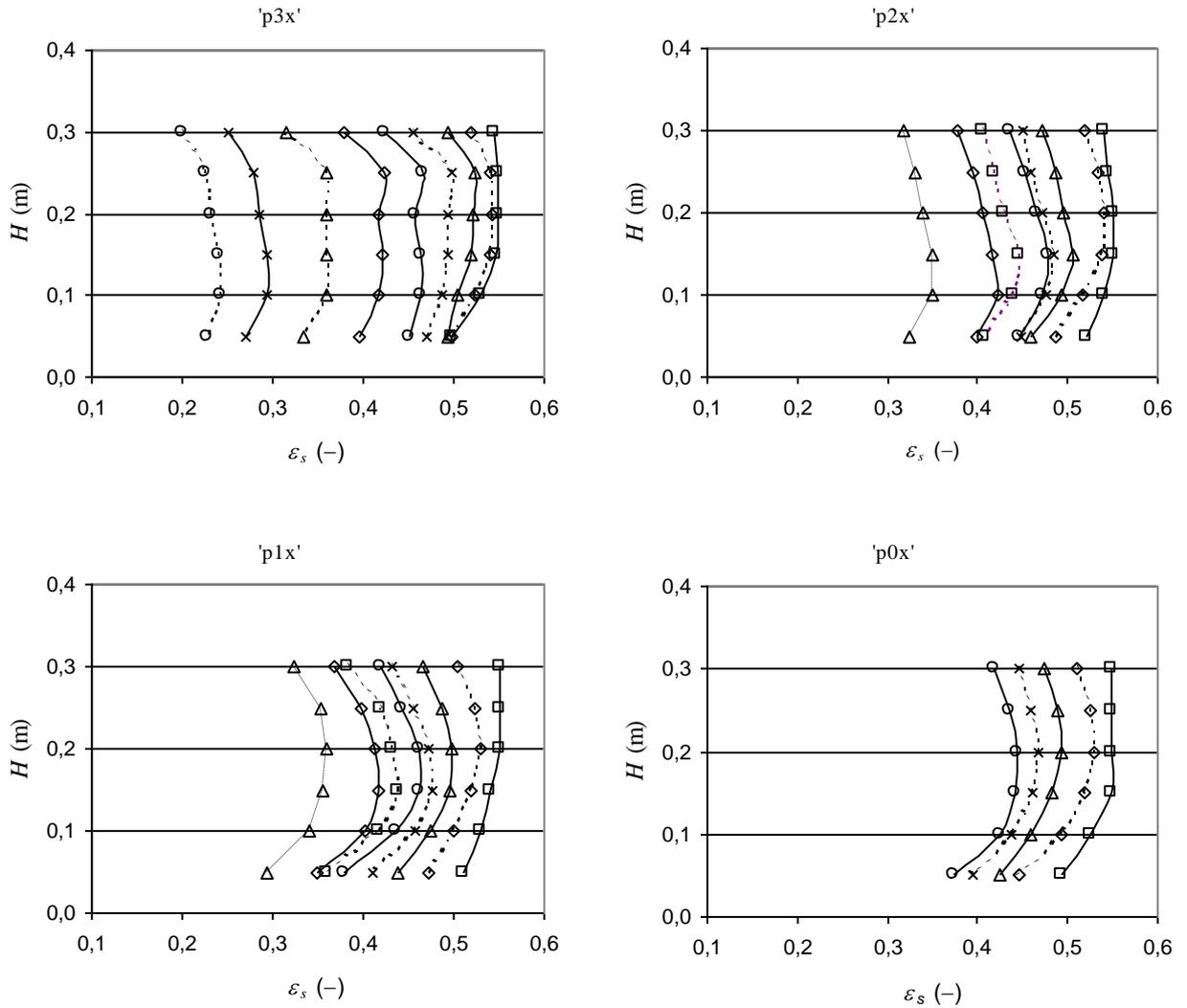


Fig. 6. 2- Evolução da concentração axial de sólidos, ε_s , para diferentes valores de U_0/U_{mf} (\square , traço contínuo: $U_0/U_{mf} = 1$, \diamond , traçado: 2, κ , traço contínuo: 3, \times , traçado: 4, \circ , traço contínuo: 5, \square , traçado: 7, \diamond , traço contínuo: 10, κ , traçado: 13, \times , traço contínuo: 17, \circ , traçado, 20).

A evolução descrita torna-se mais evidente nas figuras seguintes, Fig. 6. 3 a Fig. 6. 7, onde os vários distribuidores utilizados são comparados para valores crescentes de velocidades, de 1 a $20 U_0/U_{mf}$.

De notar nas referidas figuras que, para $U_0/U_{mf} > 7$, praticamente não há inflexão de ε_s , principalmente se ignorarmos o primeiro conjunto de valores que, em princípio, são menos fiáveis por serem relativos a uma região profundamente afectada pela presença dos jactos emergentes dos distribuidores.

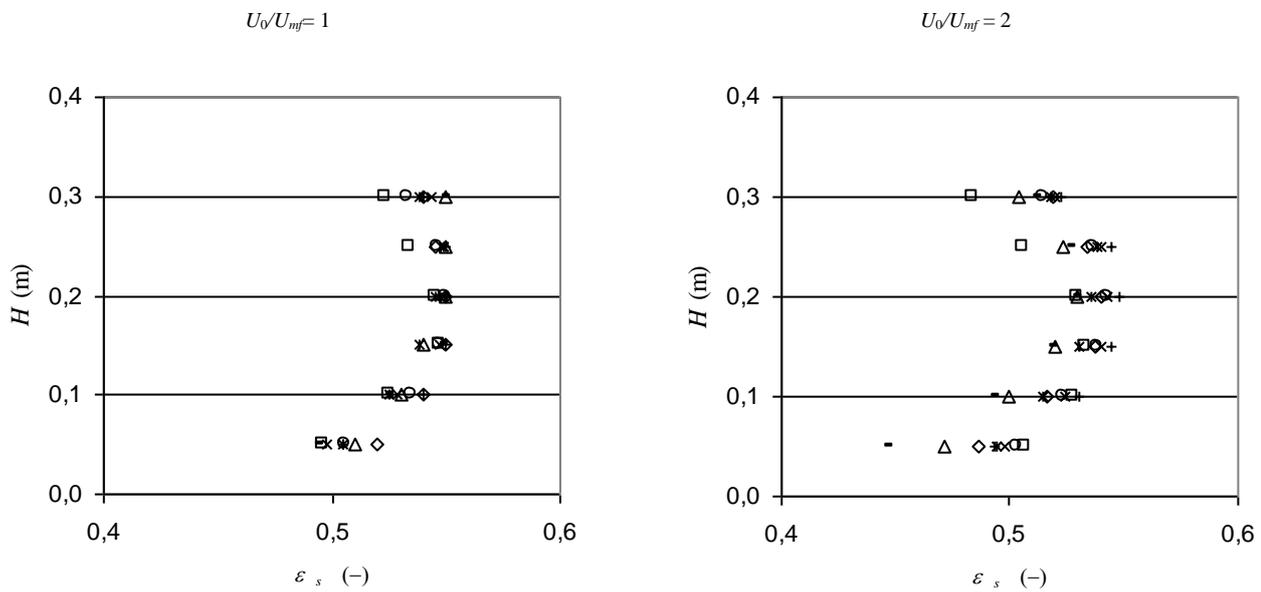


Fig. 6. 3- Concentração axial de sólidos, ϵ_s , no leito fluidizado, para diferentes razões U_0/U_{mf} (\square , 'ker', \circ , 'p9x', '+', 'dyn', *, 'p4x', \times , 'p3x', \diamond , 'p2x', κ , 'p1x', '-', 'p0x').

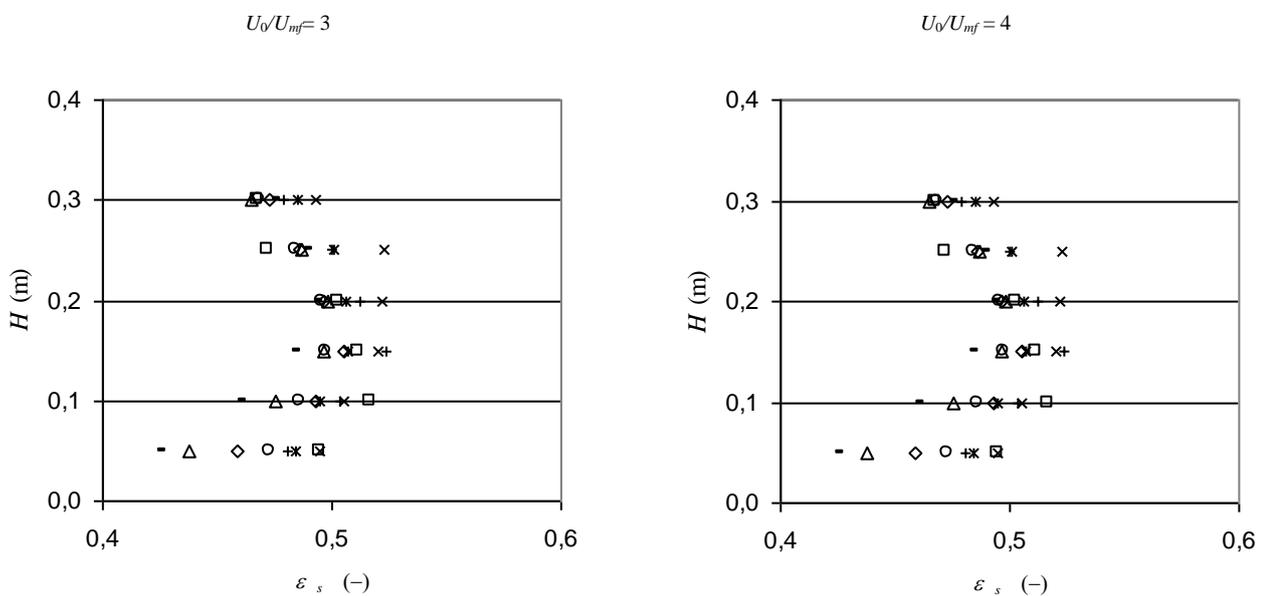


Fig. 6. 4- Concentração axial de sólidos, ϵ_s , no leito fluidizado, para diferentes razões U_0/U_{mf} (\square , 'ker', \circ , 'p9x', '+', 'dyn', *, 'p4x', \times , 'p3x', \diamond , 'p2x', κ , 'p1x', '-', 'p0x').

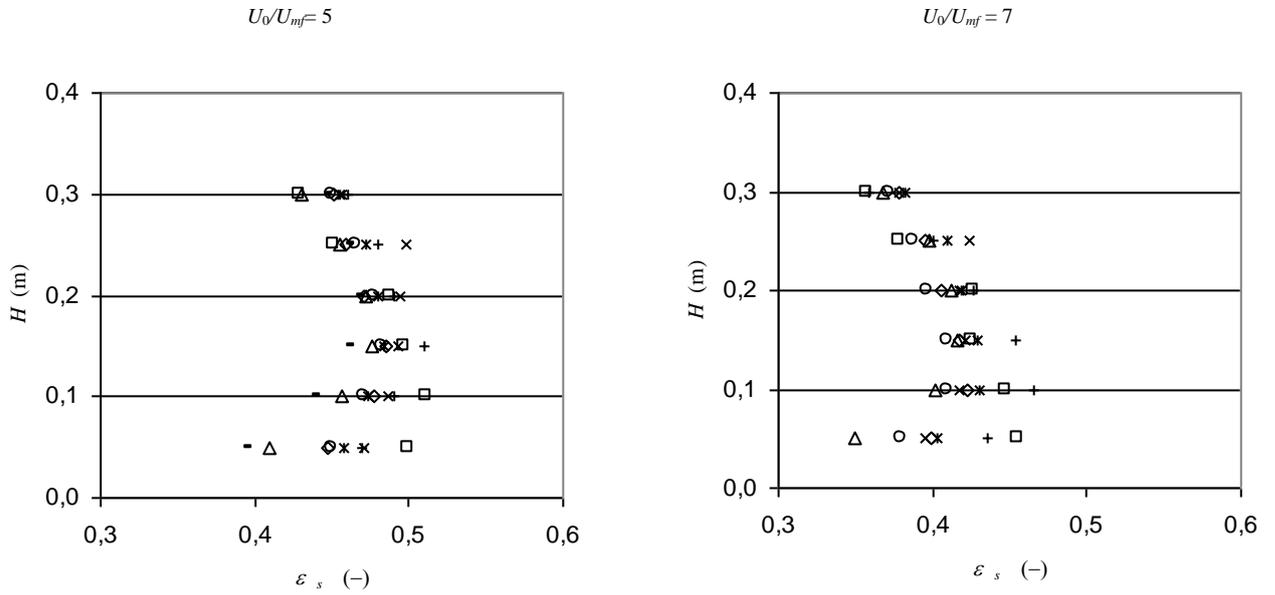


Fig. 6.5- Concentração axial de sólidos, ε_s , no leito fluidizado, para diferentes razões U_0/U_{mf} (\square , 'ker', \circ , 'p9x', +, 'dyn', *, 'p4x', \times , 'p3x', \diamond , 'p2x', κ , 'p1x', -, 'p0x').

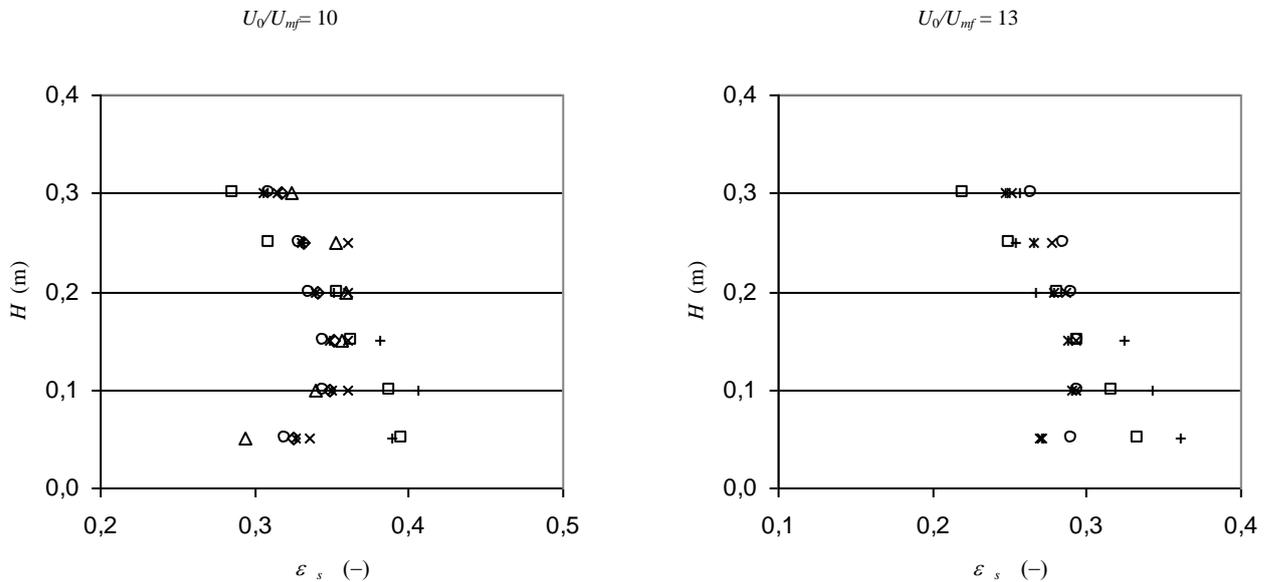


Fig. 6.6- Concentração axial de sólidos, ε_s , no leito fluidizado, para diferentes razões U_0/U_{mf} (\square , 'ker', \circ , 'p9x', +, 'dyn', *, 'p4x', \times , 'p3x', \diamond , 'p2x', κ , 'p1x', -, 'p0x').

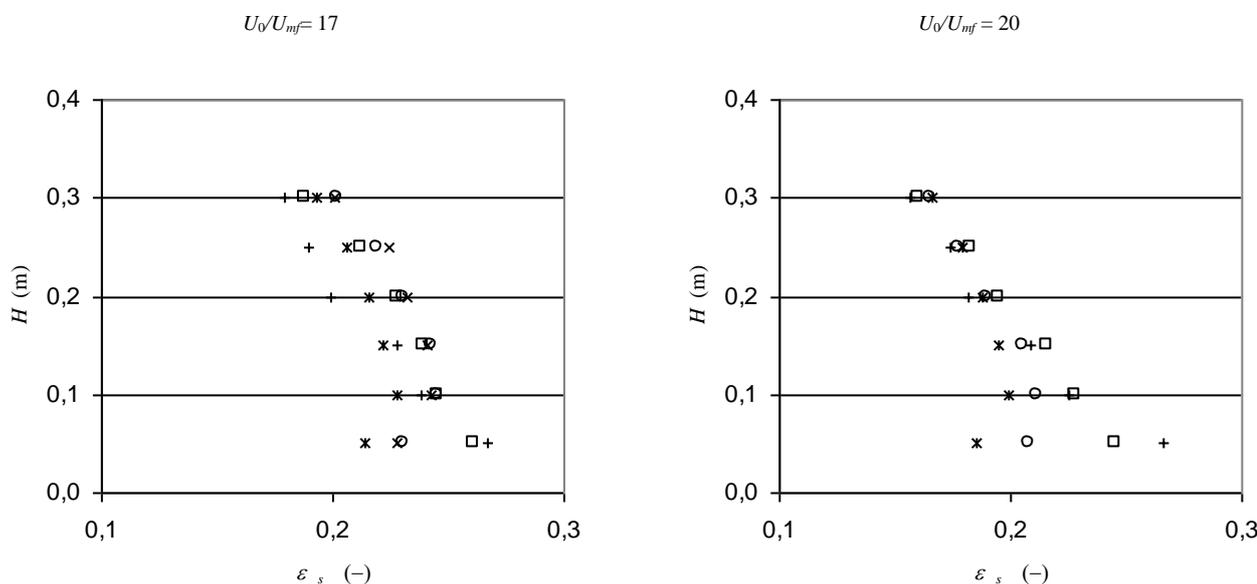


Fig. 6. 7- Concentração axial de sólidos, ε_s , no leito fluidizado, para diferentes razões U_0/U_{mf} (\square , ‘ker’, \circ , ‘p9x’, +, ‘dyn’, *, ‘p4x’, \times , ‘p3x’, \diamond , ‘p2x’, κ , ‘p1x’, -, ‘p0x’).

Para valores reduzidos da velocidade de fluidização, por exemplo, quando $U_0/U_{mf} = 1$ e 2, as diferenças entre os vários distribuidores são mínimas, aumentando porém quando aquela velocidade cresce. Contudo, as curvas parecem ter um comportamento semelhante ao anteriormente descrito, apresentando um máximo da concentração de sólidos para valores de H no intervalo 0,15 a 0,20 m. Próximo dos orifícios do distribuidor, onde a influência do gás emergente afecta fortemente a distribuição uniforme da fase sólida, desregularizando-a, não existe distinção no padrão de comportamento. Contudo, as diferenças tornam-se cada vez mais acentuadas à medida que se aumentam as velocidades de fluidização. Particularmente para as placas com menor perda de carga, e nomeadamente para ‘ker’ e ‘p9x’, revela-se distintamente um valor máximo devido à presença de sólidos naquela porção inferior do leito, enquanto que as restantes placas continuam a revelar o mesmo padrão de comportamento.

6.2.2 Conclusões relativamente ao comportamento do fundo do leito

Foi analisado o comportamento hidrodinâmico do fundo do leito fluidizado, utilizando partículas peneiradas no intervalo 355/425 μm , para três tipos de distribuidores e um conjunto de oito combinações, a partir da medição da perda de carga. Os resultados mostram que o

escoamento naquela zona varia com as diferentes condições de funcionamento a que foi sujeito o leito. A medição para as diferentes alturas igualmente espaçadas evidencia variações do comportamento hidrodinâmico da suspensão gás-sólidos. Para as partículas do Grupo B utilizadas, e para uma dada altura estática do leito de 0,30 m, aquela região do leito não apresenta uma redução linear, ou mesmo uma tendência decrescente uniforme da concentração de sólidos com a altura. Poderemos então presumir que até se atingir um máximo em ε_s estamos em condições borbulhantes de fluidização, ao passo que, quando se dá início a uma redução linear com a altura acima do distribuidor, se estará a entrar numa zona de transição de regime para turbulento. Necessita-se no entanto de trabalho adicional para suportar esta presunção de um modo mais completo.

6.3 A transição em função da velocidade mínima de fluidização

Tal como tinha sido abordado no Cap. 4, Yerushalmi and Avidan (1985), num trabalho de referência, caracterizaram a mudança de regime borbulhante para turbulento por meio de duas velocidades: U_c , a velocidade para a qual a amplitude das oscilações da pressão do interior do leito apresenta um máximo, e U_k , a velocidade para a qual essas flutuações são mínimas, definindo deste modo o início e o fim de uma zona de transição. No parágrafo § 4.4.1 foi analisada, para cada tamanho e para cada distribuidor, Fig.s 4.20, 4.21 e 4.22, a evolução do desvio padrão médio das respectivas medições de pressão, σ , com a velocidade superficial U_0 . Nas figuras seguintes, Fig. 6. 8(a), (b) and (c), apresenta-se agora a variação do valor do desvio padrão das referidas flutuações, normalizado através do quociente com o valor máximo ocorrido para cada ensaio.

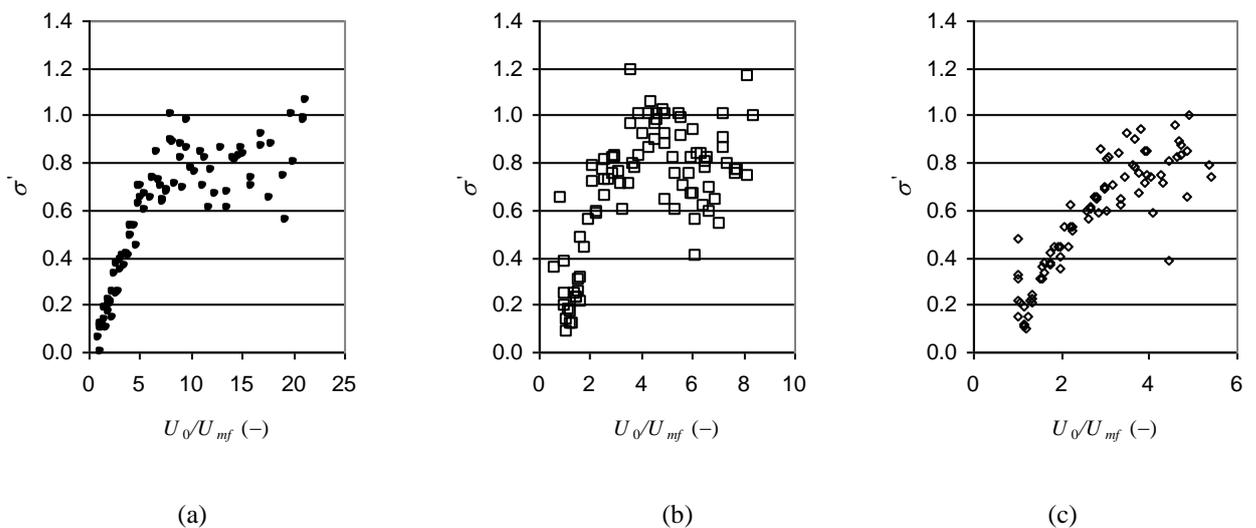


Fig. 6. 8- Desvio padrão normalizado das flutuações de pressão, σ' , versus U_0/U_{mf} ; da esquerda para a direita: 355/425, 600/710 e 850/1000 μm (\square : 'ker', \circ : 'p9x', \diamond : 'dyn', \times : 'p4x', $+$: 'p3x').

Analisando a evolução desse valor do desvio padrão, σ' ($\sigma/\sigma_{\text{máx}}$), reconhece-se a existência de picos em torno de 8, 5 e $3U_0/U_{mf}$, para os tamanhos 355/425, 600/710 e 850/1000 μm , respectivamente.

Também a partir da análise da evolução do desvio padrão médio para o conjunto do leito fluidizado, Jin *et al.* (1986) propuseram a seguinte correlação para o cálculo da velocidade de transição, U_c , à temperatura ambiente e à pressão atmosférica,

$$\frac{U_c}{\sqrt{gd_p}} = \left[K \left(\frac{\rho_p - \rho_f}{\rho_f} \right) \left(\frac{D}{d_p} \right) \right]^{0,27} \quad (6. 8)$$

Cai *et al.* (1989), desenvolveram esta correlação e estenderam o âmbito da sua aplicação para diferentes temperaturas ($293 < T < 773 \text{ K}$) e pressões ($0,1 < P < 0,8 \text{ MPa}$):

$$\frac{U_c}{\sqrt{gd_p}} = \left(\frac{\mu_a}{\mu} \right)^{0,2} \left[\left(\frac{\rho_a}{\rho_f} \right) \left(\frac{\rho_p - \rho_f}{\rho_f} \right) \left(\frac{KD_f}{d_p} \right) \right]^{0,27} \quad (6. 9)$$

onde KD_f é um parâmetro que contabiliza os efeitos da geometria do leito e dos dispositivos internos que nele existirem, que se aplica para diâmetros de leito, D , compreendidos entre 57 e 475 mm, e que toma valores de 1,6 a 3,4. como vimos nas secções § 6.2.1 e 6.2.2, o tipo de distribuidor utilizado poderá influenciar ligeiramente as condições de transição entre o regime borbulhante e o regime turbulento, sendo pois interessante e conveniente que as correlações que permitem prever a velocidade de transição tomem este aspecto em consideração.

Levando então em conta o número de orifícios, apresenta-se seguidamente uma correlação que permite prever a referida velocidade de transição, U_c . Nela são considerados um balanço de forças entre o arrasto exercido pelo fluido sobre as partículas do leito e o peso dessa mesmas partículas, para os Grupos B e D, bem como os efeitos do número de orifícios da placa distribuidora e da área exposta das partículas, sendo o conjunto adimensionalizado pelo valor da velocidade mínima de fluidização, U_{mf} ,

$$\frac{U_c}{U_{mf}} = \left(\frac{\mu^2}{\rho_p d_p^3 g \rho_f} \right)^\varphi \left(\frac{\rho_p - \rho_f}{\rho_f} \right)^{0,22} \left(\frac{4A_0}{d_p^2 \pi} \right)^{0,18} \tag{6.10}$$

vindo o expoente φ obtido a partir da Tab. 6. 1, e variando com o tamanho das partículas. Os valores ali indicados são os mais adequados para o ajuste da Eq. (6. 10) aos dados experimentais.

Tab. 6. 1- Valores de φ para a Eq. (6. 10)

Tamanho das partículas (μm)	φ
355-425	0,32
600-710	0,23
850-1000	0,18

A comparação entre os resultados experimentais e os valores calculados pela Eq. (6. 10) são apresentados nas figuras seguintes, Fig. 6. 9 a Fig. 6. 11:

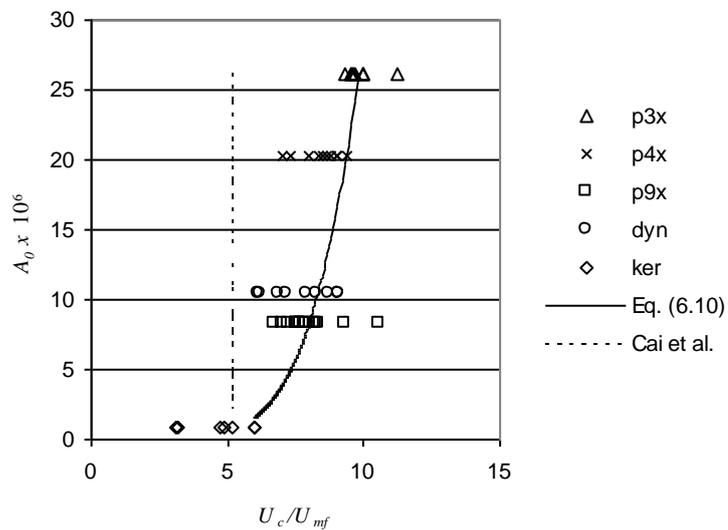


Fig. 6. 9- Influência da variação da área da placa distribuidora por orifício, A_0 , com a velocidade superficial adimensionalizada, U_c/U_{mf} , 355/425 μm .

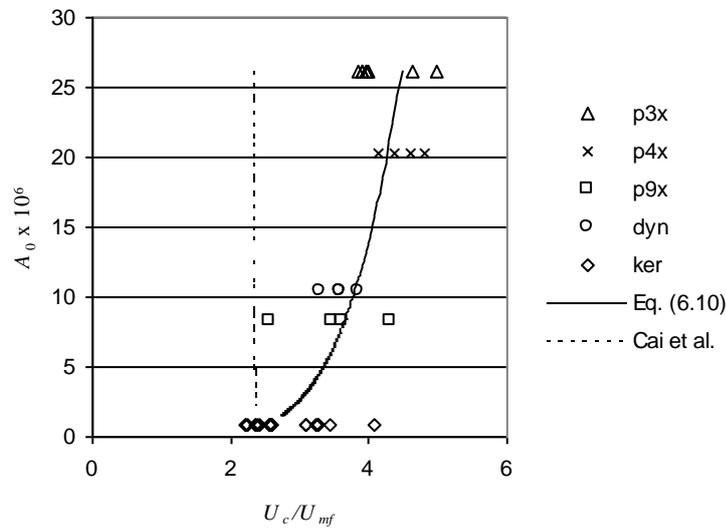


Fig. 6. 10- Influência da variação da área da placa distribuidora por orifício, A_0 , com a velocidade superficial adimensionalizada, U_c/U_{mf} , 600/710 μm .

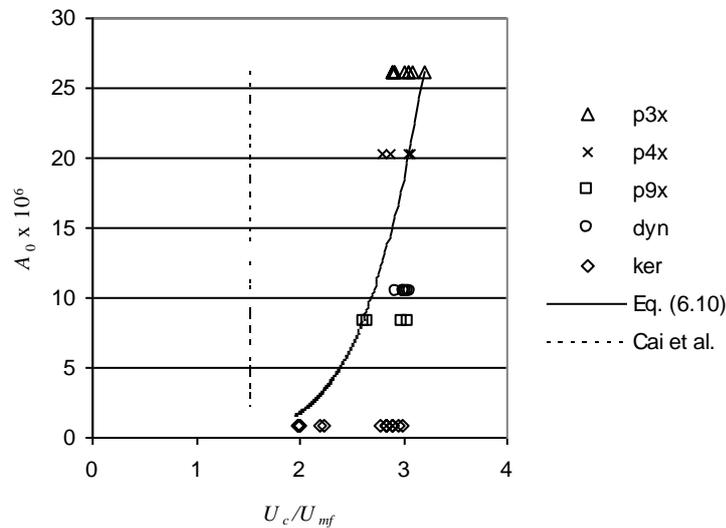


Fig. 6. 11- Influência da variação da área da placa distribuidora por orifício, A_0 , com a velocidade superficial adimensionalizada, U_c/U_{mf} , 850/1000 μm .

Como pode observar-se, enquanto que uma correlação clássica como a de Cai *et al.* (1989) é insensível ao efeito do distribuidor, a correlação agora desenvolvida, Eq. (6. 10), com-

parativamente, segue com alguma fidelidade as particularidades da transição borbulhante/turbulenta inerentes a cada um dos distribuidores testados.

6.4 A transição em função da velocidade terminal, considerando constante a porosidade da fase densa

Mas, logicamente, uma simples correlação que permita a previsão da transição entre os regimes borbulhantes e turbulentos, embora conduza a bons resultados no âmbito restrito da sua aplicação aos tamanhos de partículas ensaiados, não é suficiente como solução genérica. Com a pretensão de avançar um pouco mais nesse sentido, esta fase do trabalho consiste em estimar um valor efectivo do coeficiente de arrasto, sob a forma $C_D \varepsilon^n$, obtido a partir de balanços de forças entre o arrasto, a gravidade, a impulsão e a fricção, e estudar a influência que tem na determinação da velocidade de transição entre os regimes.

Quando um conjunto de partículas se move por acção de uma corrente de fluido, o movimento de cada uma das partículas individuais é função da presença das outras. Assim, apesar da análise da interacção entre o fluido e uma partícula isolada não ser suficiente, pode ser adoptada, e tem-no sido por numerosos investigadores, como base para modelar as situações mais complexas. Utilizar-se-á o mesmo conjunto de valores experimentais que estiveram na base dos resultados obtidos em § 6.3, como forma de obter coeficientes de correlação que permitam determinar a velocidade terminal de uma partícula envolvida por outras, ou imersa numa nuvem de outras partículas, analisando e quantificando a influência dos diferentes distribuidores no aparecimento do limiar do regime turbulento

6.4.1 Análise

Com base nas equações de balanço da quantidade de movimento da fase densa, para um escoamento unidimensional em regime permanente, desprezando as colisões entre as partículas, pode deduzir-se que a perda de carga aumentará com a adição de sólidos ao leito. Contudo, dados experimentais revelaram que sob determinadas condições de funcionamento a perda de carga é inferior à esperada (Peters e Klinzing, 1972, Shimizu *et al.*, 1978, Kane, 1989). Não considerando os efeitos da adição de finos, é geralmente reconhecido que a redução da perda de carga está associada com o movimento das partículas junto às paredes confinantes, o que inclui a

rotação das partículas, a sua deposição e aglomeração (Kane, 1989). Não obstante, os mecanismos básicos que estão por trás desta redução de arrasto não são ainda totalmente conhecidos, em parte por causa da escassez de medições experimentais que permitam quantificar os factores referidos. Seguidamente, apresentar-se-á um modelo fenomenológico que leva em conta a redução de arrasto de um ponto de vista da atenuação da intensidade da turbulência devida ao efeito das paredes e à deposição intermitente, e conseqüente aglomeração, de partículas do leito.

Por forma a obter uma expressão para a perda de carga total, estabelecer-se-ão as equações da quantidade de movimento para uma secção de um leito com uma área transversal A e uma altura dH , em posição vertical, que contém uma massa de partículas em suspensão, dm . A equação de balanço pode escrever-se (Rhodes, 1998):

$$\left[\begin{array}{l} \text{força líquida que actua} \\ \text{no conteúdo do leito} \end{array} \right] = \left[\begin{array}{l} \text{taxa de aumento da quantidade} \\ \text{de movimento desse conteúdo} \end{array} \right] \tag{6. 11}$$

$$F_D AdH - F_g AdH + F_b AdH - F_f AdH = m \frac{dU}{dt} \tag{6. 12}$$

onde F_D , F_g , F_b and F_f são as forças de arrasto, de gravidade, de impulsão e de fricção, por unidade de volume do leito, respectivamente, e U a velocidade superficial do gás.

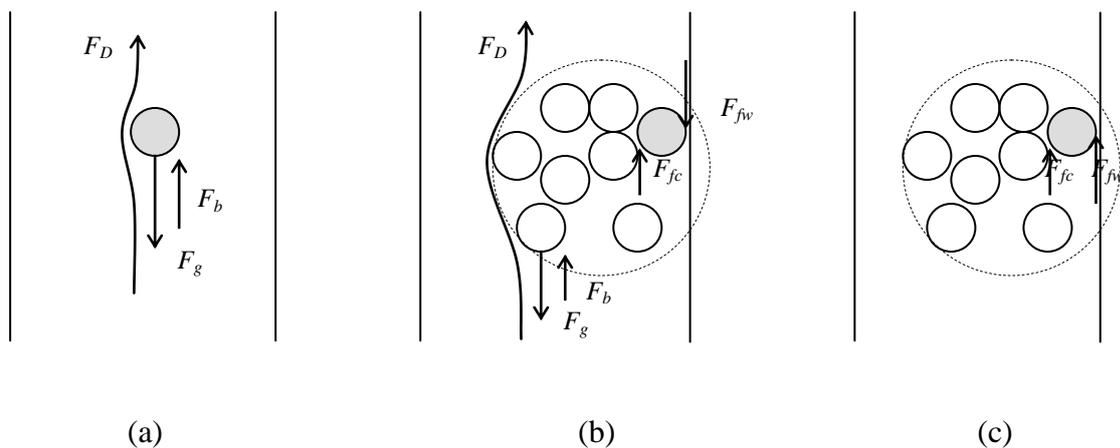


Fig. 6. 12- Esquema das forças actuando sobre uma partícula num leito em situação de (a) fluidização incipiente e totalmente fluidizado, em que as partículas junto à parede (b) sobem ou (c) descem.

Genericamente, a designada ‘condição fundamental da fluidização’ define-se para regime permanente, quando as partículas estão animadas de velocidade constante e as forças que sobre elas agem em equilíbrio dinâmico, *i.e.*, o seu peso aparente adicionado à resistência por fricção iguala o arrasto exercido pelo fluido (Fig. 6. 12):

$$F_D AH = \frac{\pi}{6} d_p^3 (\rho_p - \rho_f)g + F_f AH \quad (6. 13)$$

em que d_p é o diâmetro médio das partículas e ρ_p e ρ_f as massas volúmicas das partículas e do fluido, respectivamente.

Quando o sistema se encontra no ponto de fluidização incipiente as partículas estão em suspensão, quase não se movendo nas suas posições, de tal modo que se podem desprezar as forças de fricção, F_f , e o número de partículas, N_p , pode estimar-se por meio da Eq.(6. 14):

$$N_p = \frac{3}{2} \frac{\Delta P_{mf}}{\rho_p - \rho_f} \frac{D^2}{gd_p^3} \quad (6. 14)$$

em que D representa o diâmetro do leito e $(\Delta P)_{mf} = F_D H$, *i.e.*, a variação da perda de carga do leito com a altura, nas condições mínimas de fluidização, tem de igualar o somatório das forças de arrasto que actuam em cada uma das partículas individuais.

Quando se aumenta a velocidade de fluidização, o nível de agitação vai-se tornando cada vez mais importante e, em consequência, o balanço terá agora de incorporar os efeitos de fricção entre as partículas e entre as partículas e as paredes. Assim, considerar-se-á que as forças que actuarão numa única partícula, que se movimentava numa nuvem de outras partículas, serão a força da gravidade, F_g , a força de impulsão, F_b , a força de arrasto exercido pelo fluido, F_D , a força de fricção resultado do choque de grumos de partículas que estão a ser incipientemente arrastados, F_{fc} , e a força de fricção fruto do bombardeamento nas paredes que confinam o leito, F_{fw} , (Fig. 6. 12b):

$$F_D - F_g + F_b - F_{fw} + F_{fc} = m \frac{dU}{dt} \quad (6. 15)$$

Uma vez que não é possível fazer a distinção entre as forças de fricção entre partículas e entre partículas e paredes, agrupar-se-ão as duas componentes num único termo, $(F_{fw}-F_{fc})$, sendo que desse modo a Eq. (6. 15) torna-se

$$F_D = (F_g - F_b) + (F_{fw} - F_{fc}) \quad (6. 16)$$

quando se assume a existência de regime permanente. Esse termo, representando o efeito combinado do atrito e do transporte incipiente, será modelizado de modo semelhante ao exposto no Cap. 4 e em Paiva *et al.* (1999),

$$F_{fw} - F_{fc} = \frac{1}{2} \frac{\rho_f}{H} (U_p - U_f)_c^2 \lambda_z^* N_p \quad (6. 17)$$

em que λ_z^* introduz o efeito de ‘arrumação’ confinada de partículas, devido à proximidade de outras partículas (Barth, 1954, Nigham, 1975, Marcus *et al.*, 1990), a que se atribuirá um valor constante e igual a 10^{-4} , conforme sugerido por Barth para o caso de partículas duras confinadas por paredes macias, e a diferença entre a velocidade das partículas, U_p , e a velocidade intersticial do fluido, U_f , será representada pela velocidade de escorregamento, *i.e.*, a velocidade das partículas relativamente ao fluido no escoamento intersticial. Esta velocidade é, *grosso modo*, a velocidade terminal de uma partícula isolada, U_T , corrigida por um coeficiente de arrasto, C_{Dc} , modificado de modo a contabilizar a interação entre partículas vizinhas no interior de grumos (Yang, 1976, Klinzing, 1981, Rhodes, 1998). Foram apresentadas na literatura numerosas funções com o fim de relacionar o coeficiente de arrasto de uma única partícula, C_{Ds} , com a porosidades do leito, fundamentalmente de duas formas, correspondentes a duas aproximações distintas: quer estendendo as equações de arrasto em leitos fixos às condições existentes em leitos fluidizados, quer modificando o coeficiente de arrasto de uma partícula isolada por forma a incluir a concentração de partículas em seu redor.

Existem diversas revisões de literatura contemplando as relações arrasto-partícula, sendo a de Cox and Clark (1991) uma das mais completas. Neste estudo adoptaremos uma forma simples, utilizando como referência o índice de Richardson e Zaki (1954) para escoamentos gás-sólidos, n . Na sua base está a relação entre a velocidade de escorregamento e a velocidade terminal de uma única partícula na presença de uma nuvem de outras partículas, U_{relT} (Rhodes, 1998),

$$(U_p - U_f)_c \equiv U_{relT} = U_T \varepsilon^n \quad (6.18)$$

Utilizar-se-á um coeficiente de arrasto definido por Kovensky (1996):

$$C_D = \frac{24}{Re_T} + 0,44 \quad (6.19)$$

com $Re_T = \rho_f U_T d_p / \mu$, onde μ representa a viscosidade dinâmica do fluido. A Eq. (6. 17) fica então:

$$F_{fw} - F_{fc} = \frac{1}{2} \frac{\rho_f}{H} U_T^2 \varepsilon^{2n} \lambda_z^* N_p \quad (6.20)$$

Voltando à Eq. (6. 16), o balanço de pressões de todo o sistema será então igual à soma da perda de carga devida à gravidade diminuída da impulsão, ΔP_{g-b} , acrescida dos efeitos devidos à fricção, ΔP_{fw-fc} :

$$\Delta P = \Delta P_{g-b} + \Delta P_{fw-fc} \quad (6.21)$$

ou seja,

$$\Delta P = (\rho_p - \rho_f) \frac{V_{1p}}{A} N_p g + \frac{1}{2} \rho_f U_T^2 \varepsilon^{2n} \lambda_z^* N_p \quad (6.22)$$

em que V_{1p} é o volume de um partícula. Simplificando e rearranjando,

$$\Delta P = \frac{2}{3} Ar N_p \left[\left(\frac{\mu}{D} \right)^2 + \frac{3}{4} \frac{U_T^2 \varepsilon^{2n} \lambda_z^*}{g d_p^3} \frac{\mu^2}{R-1} \right] \quad (6.23)$$

com $R = \rho_p / \rho_f$ e $Ar = (\rho_p - \rho_f) g d_p^3 / \mu^2$. Conhecendo ΔP das medições experimentais, e assumindo o postulado proveniente da teoria bifásica relativamente à porosidade da fase densa, ε , considerada constante, os valores do índice de Richardson-Zaki, n , podem ser calculados.

Retomando a base do trabalho apresentado em § 6.3, será igualmente introduzida, em complemento a este estudo da variação do índice de Richardson-Zaki, uma correlação empírica por forma a permitir prever a velocidade correspondente ao início da transição de regime borbulhante para turbulento, U_c , em função já não da velocidade mínima de fluidização, U_{mf} , mas da velocidade terminal das partículas no seio de nuvens, U_{relT} . Toma a forma da Eq. (6. 10), sendo necessário determinar novamente outros valores para φ :

$$\frac{U_c}{U_{relT}} = \left(\frac{\mu^2}{\rho_p d_p^3 g \rho_f} \right)^\varphi \left(\frac{\rho_p - \rho_f}{\rho_f} \right)^{0,22} \left(\frac{4A_0}{d_p^2 \pi} \right)^{0,18} \tag{6. 24}$$

que, continuando a variar em função do tamanho das partículas utilizadas, tomará os valores constantes da Tab. 6. 2, obtidos a partir das experiência realizadas:

Tab. 6. 2- Valores de φ para a Eq. (6. 24)

Tamanho das partículas (μm)	φ
355-425	0,39
600-710	0,28
850-1000	0,23

A comparação entre os resultados experimentais e os resultados obtidos por meio da Eq. (6. 24) são apresentados mais à frente (Fig. 6. 19, Fig. 6. 20 e Fig. 6. 21).

6.4.2 Resultados e Síntese

Foram utilizados os dados resultantes das medições experimentais, utilizando os três tamanhos de partículas de sílica, respeitantes à medição da perda de carga total do leito, medida entre a face superior da placa distribuidora e a superfície livre do leito. Foram igualmente utilizados os oito tipos de distribuidores, embora aqueles com maior perda de carga, que causavam limitações já referidas no que respeita à obtenção de condições homólogas em termos

de velocidades de fluidização, ‘p2x’, ‘p1x’ e ‘p0x’, tenham sido omitidos nos gráficos comparativos finais. Utilizando a Eq. (6. 23) com $\Delta P \equiv \Delta P_{exp}$, foram determinados valores do expoente n para diferentes valores da velocidade superficial. Esses valores são apresentados nas Fig. 6. 13, Fig. 6. 14 e Fig. 6. 15, para as partículas dos Grupos B, 355-425 μm , fronteira B/D, 600-710 μm , e D, 850-1000 μm , respectivamente.

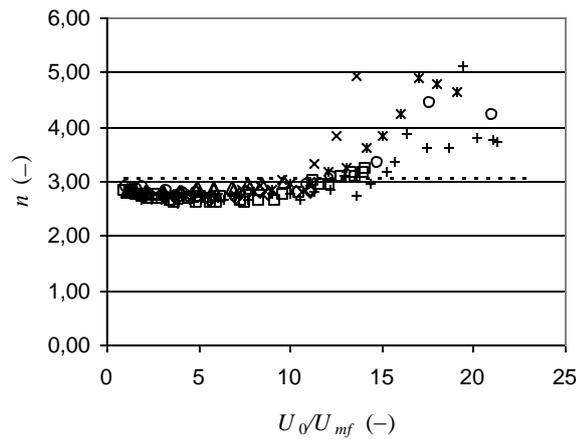


Fig. 6. 13- Evolução do expoente n , (Eq. (6. 23) com a razão U_0/U_{mf} , partículas 355/425 μm (\square : ‘ker’, \circ : ‘p9x’, $+$: ‘dyn’, $*$: ‘p4x’, \times : ‘p3x’, \diamond : ‘p2x’, κ : ‘p1x’, $-$: ‘p0x’, linha a tracejado: expoente obtido a partir de Khan e Richardson, 1989).

Em todos os gráficos foi feita uma comparação, para os respectivos tamanhos de partículas, com os resultados obtidos quando se utiliza a correlação de Khan e Richardson (1989):

$$\frac{4,8 - n}{n - 2,4} = 0,043 \text{Ar}^{0,57} \left[1 - 2,4 \left(\frac{d_p}{D} \right)^{0,27} \right] \tag{6. 25}$$

Apesar de apresentarem uma dispersão apreciável, sobretudo para os valores mais elevados da velocidade de fluidização, os valores médios de n diminuem ligeiramente para as partículas de maiores dimensões. Em todos os casos é identificável um mínimo próximo de 11, 5 e $3U_0/U_{mf}$ para 355/425, 600/710 e 850/1000 μm , observáveis respectivamente nas Fig. 6. 14, Fig. 6. 15 e Fig. 6. 16.

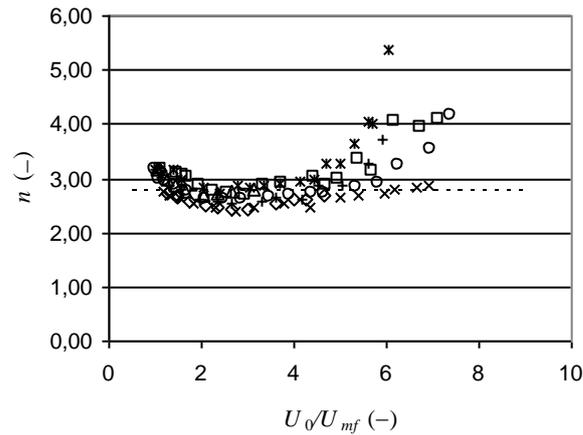


Fig. 6. 14- Evolução do expoente n , (Eq. (6. 23) com a razão U_0/U_{mf} , partículas 600/710 μm (\square : ‘ker’, \circ : ‘p9x’, +: ‘dyn’, *: ‘p4x’, \times : ‘p3x’, \diamond : ‘p2x’, κ : ‘p1x’, -: ‘p0x’, linha a tracejado: expoente obtido a partir de Khan e Richardson, 1989).

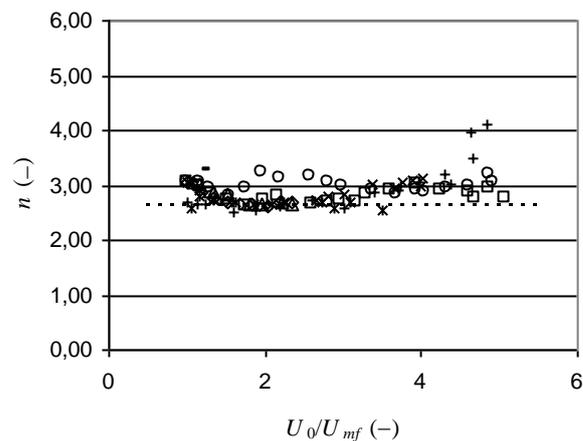


Fig. 6. 15- Evolução do expoente n , (Eq. (6. 23) com a razão U_0/U_{mf} , partículas 850/1000 μm (\square : ‘ker’, \circ : ‘p9x’, +: ‘dyn’, *: ‘p4x’, \times : ‘p3x’, \diamond : ‘p2x’, κ : ‘p1x’, -: ‘p0x’, linha a tracejado: expoente obtido a partir de Khan e Richardson, 1989).

O padrão geral de que resulta a existência de um mínimo para o valor do expoente n exprime o facto de que a velocidade terminal das partículas nas nuvens/grumos aumenta quando a derivada da tendência de n versus (U_0/U_{mf}) é negativa, traduzindo desse modo um aumento contínuo da dissipação de energia, mensurável por um aumento da perda de carga, cujo valor atinge um máximo no ponto em que n é mínimo. Adicionalmente, a pressão recupera até atingir um valor da mesma ordem de grandeza do que assumiu no ponto inicial de fluidização incipiente, ou seja, $\Delta P \rightarrow \Delta P_{mf}$, só que agora para $U_0/U_{mf} \rightarrow (U_0/U_{mf})_c > 1$.

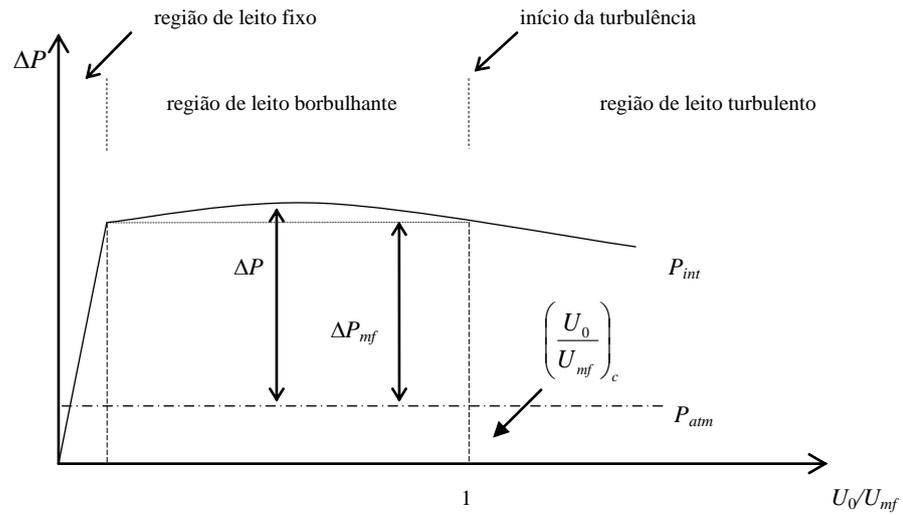


Fig. 6. 16- Comparação da evolução relativa da perda de carga no interior do leito fluidizado.

Como resultado, a evolução de n é igualmente uma indicação da evolução da pressão no interior do leito fluidizado, P_{int} . O que merece a pena reter é que $(U_0/U_{mf})_c$ representa o ponto para o qual a perda de carga passa a tomar valores inferiores ao valor de referência no ponto de mínima (ou incipiente) fluidização, ΔP_{mf} . Esta relação pode observar-se na Fig. 6. 17, em que se pretende estabelecer um paralelo entre a evolução de n e da perda de carga obtida experimentalmente, ΔP .

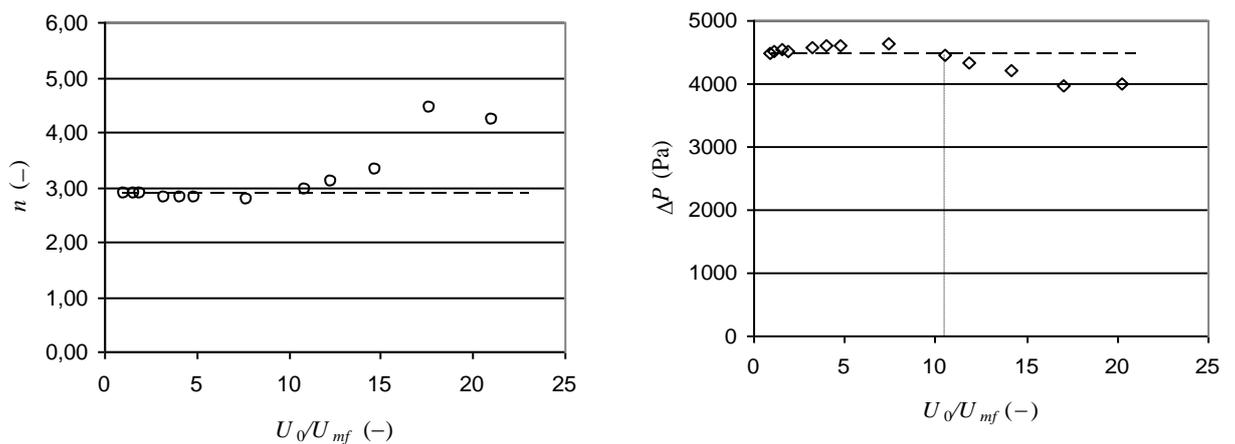


Fig. 6. 17- Evolução do expoente n da Eq. (6. 23) e medições experimentais da perda de carga ΔP , partículas 355/425 μm , distribuidor 'p9x' (as linhas a tracejado representam os valores de n e de ΔP para $U_0/U_{mf}=1$, n_{mf} e ΔP_{mf}).

Para além do que fica exposto, o que estes valores indicam é que os pressupostos básicos que estiveram por trás do balanço de forças esquematizado na Fig. 6. 12 e que conduziu à Eq. (6. 16), cobrindo toda a gama de velocidades testadas, necessita de ser reavaliado. De facto, o aumento da perda de carga (tal como pode observar-se na Fig. 6. 17) para lá de ΔP_{mf} foi levado em consideração por intermédio da fricção existente entre partículas ascendentes e entre as partículas ascendentes e as paredes. Como pode observar-se na Eq. (6. 21), a única forma pela qual ΔP pode diminuir é invertendo a direcção das forças de fricção na parede, F_{fw} , modificando o balanço do estabelecido na Fig. 6. 12 (b) para o da Fig. 6. 12 (c), quando o leito fluidizado atingir o regime correspondente a $(U_0/U_{mf})_c$. A diminuição da perda de carga para lá de ΔP_{mf} significa que de algum modo só parte da massa do leito está a ser suportada pelo fluido, e que a única forma pela qual isso pode acontecer é se, para lá daquele ponto, existir uma massa de partículas que está, preponderantemente, a deslocar-se para baixo junto às paredes, diminuindo desse modo a quantidade de energia gasta, permitindo a sua deposição e aglomeração, e desse modo resultando numa diminuição global de ΔP . O efeito resultante na quantidade de movimento corresponde a uma diminuição de U_{relT} , como pode observar-se na Fig. 6. 18, para a gama completa de partículas utilizadas nas experiências realizadas. Esta mudança no comportamento hidrodinâmico do leito será utilizada para localizar os valores correspondentes da velocidade superficial para os quais estes fenómenos têm lugar.

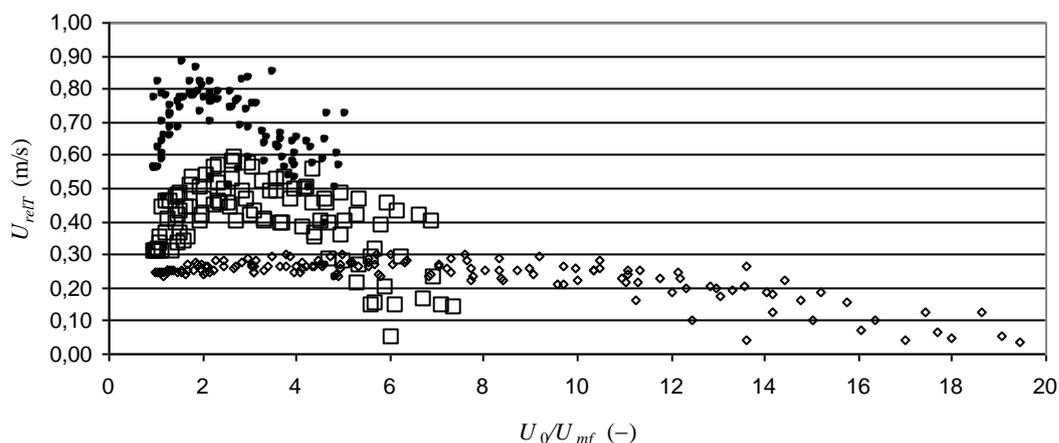


Fig. 6. 18- Evolução da velocidade terminal relativa, U_{relT} , Eq. (6. 18) para $n = n_{mf}$ at $(U_0/U_{mf}) > 1$, com U_0/U_{mf} (•- 355/425, □- 600/710, ◊- 850/1000 μm).

Se comparamos os valores da velocidade para os quais estes picos ocorrem, anteriormente identificados na Fig. 6. 8, utilizando as diferentes placas distribuidoras e os três

tamanhos de partículas, com aqueles que marcaram a inversão do índice de Richardson-Zaki (Fig. 6. 13 a Fig. 6. 15), pode notar-se que estão relativamente próximos:

Tab. 6. 3- Valores de U_0/U_{mf} em torno dos quais ocorre uma transição no índice de Richardson-Zaki e no valor normalizado do desvio padrão das flutuações de pressão, σ' .

Tamanho das partículas (μm)	355-425	600-710	850-1000
$\left(\frac{U_0}{U_{mf}}\right)_c > 1$ para $n = n_{mf}$	10-12	4-6	2,5-3,5
$\left(\frac{U_0}{U_{mf}}\right)_c > 1$ para $\sigma' = \sigma_{máx}$	7-10	4-5	3-4

Tomando os valores correspondentes de n em $(U_0/U_{mf})_c$, onde $U_0 \equiv U_c$, para determinar U_{relT} , Eq. (6. 18), os resultados da aplicação das Eq.s (6. 9) e (6. 24) são expostos em seguida, (Fig. 6. 19, Fig. 6. 20 e Fig. 6. 21), para os três tamanhos de partículas respectivos, comparados com os resultados obtidos por análise do desvio padrão das medições da pressão obtidas experimentalmente:

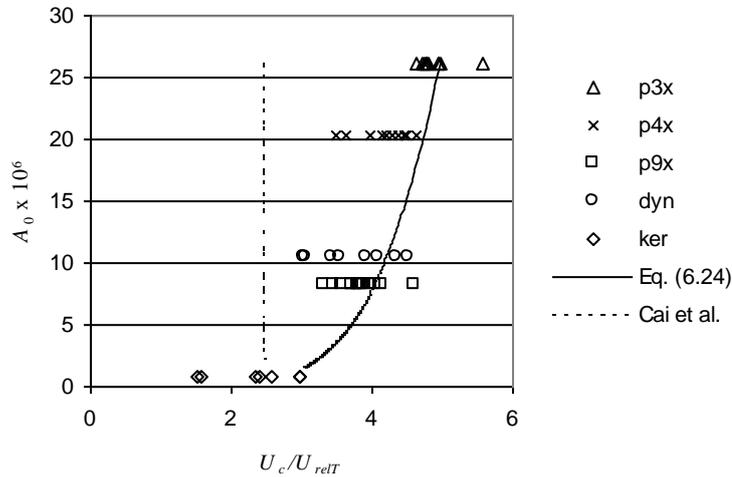


Fig. 6. 19- Comparação entre os valores experimentais de U_c e os valores obtidos por meio da Eq. (6. 9), Cai *et al.* (1989) e da Eq. (6. 24), partículas 355/425 μm .

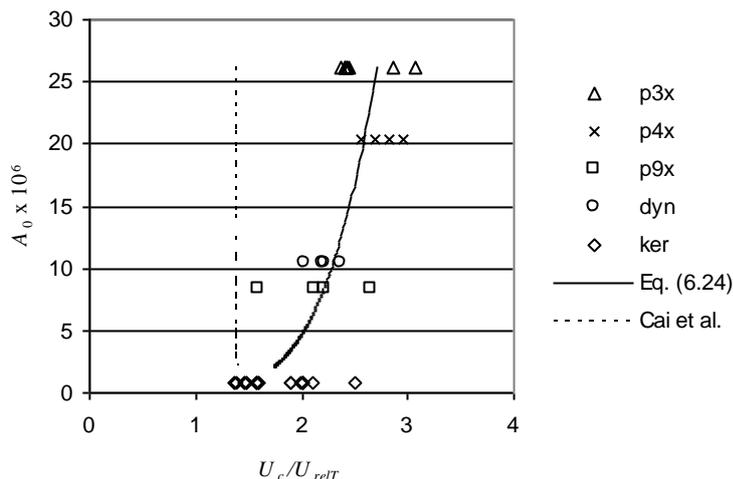


Fig. 6. 20- Comparação entre os valores experimentais de U_c e os valores obtidos por meio da Eq. (6. 9), Cai *et al.* (1989) e da Eq. (6. 24), partículas 600/710 μm .

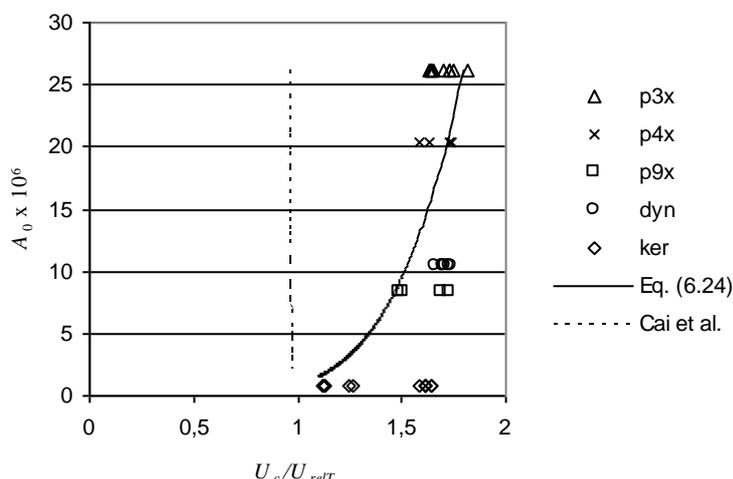


Fig. 6. 21- Comparação entre os valores experimentais de U_c e os valores obtidos por meio da Eq. (6. 9), Cai *et al.* (1989) e da Eq. (6. 24), partículas 850/1000 μm .

Os resultados experimentais revelam uma tendência decrescente no aparecimento da velocidade de início de transição, U_c , dos distribuidores com maior perda de carga para os de menor valor. Uma reduzida perda de carga através da placa distribuidora significando uma maior área livre de passagem, e uma vez que os orifícios das placas têm todos o mesmo diâmetro equivalente, significa um maior número de orifícios. Significa igualmente que o comprimento dos jactos vai ser menor, o que induzirá um mistura mais cedo no interior do leito. Com jactos mais curtos e um número de bolhas inicialmente mais elevado, a coalescência terá tendência para começar mais perto do distribuidor. Se se aceitar que a transição de borbulhante para turbulento

está relacionada com o fim da coalescência e o início da quebra das bolhas (Fan and Zhu, 1998), perdas de carga através das placas distribuidoras conduzirão a um mesmo nível de mistura mais tarde, relativamente às placas de menor perda de carga. Desse modo terá lugar uma comparativamente menor coalescência, tendendo a manter durante mais tempo a identidade das bolhas, atrasando o aparecimento da quebra e adiando a transição para condições correspondentes a velocidades mais elevadas.

6.4.3 Conclusões sobre a transição de regime para condições de porosidade constante da fase densa

Nesta fase do trabalho desenvolveu-se uma interpretação física dos fenómenos envolvidos na evolução, com a velocidade superficial, da perda de carga global do leito fluidizado. Essa interpretação foi utilizada para desenvolver uma metodologia que permite a determinação do índice de Richardson-Zaki para escoamentos gás-sólidos, aplicada ao caso de leitos fluidizados. Os resultados mostram uma variação do referido índice que segue de perto a mesma tendência do desvio padrão das flutuações de pressão no interior do leito, constituindo desse modo igualmente um bom critério para determinar o início da transição de regime borbulhante para turbulento.

6.5 Flutuações da porosidade da fase densa

São várias as referências na literatura (Zijerveld *et al.*, 1997, Peirano *et al.*, 1998, Johnsson *et al.*, 1999, van der Schaaf *et al.*, 1999, Malcus *et al.*, 2000), abonando o modelo de Werther e Wein (1994), sobretudo no que concerne à fracção de bolhas que permite calcular. O tamanho dos vazios encontrados experimentalmente sob condições de velocidades superficiais (e para partículas do Grupo B) típicas para reactores de combustão, estavam em boa concordância com os valores calculados de diâmetros de bolhas, bem como com as respectivas velocidades de subida no leito. No Cap. 5 foi também esse o resultado da análise efectuada, particularmente para as últimas camadas (*vide* Anexo 5), para as várias partículas utilizadas. As primeiras camadas revelavam, contudo, diferenças apreciáveis quando se utilizavam distribuidores de baixa perda de carga, como pode observar-se na Fig. 6. 22 (em que se apresentam os resultados para a 1ª e 6ª camada- uma análise mais detalhada poderá ser consultada no Anexo 5).

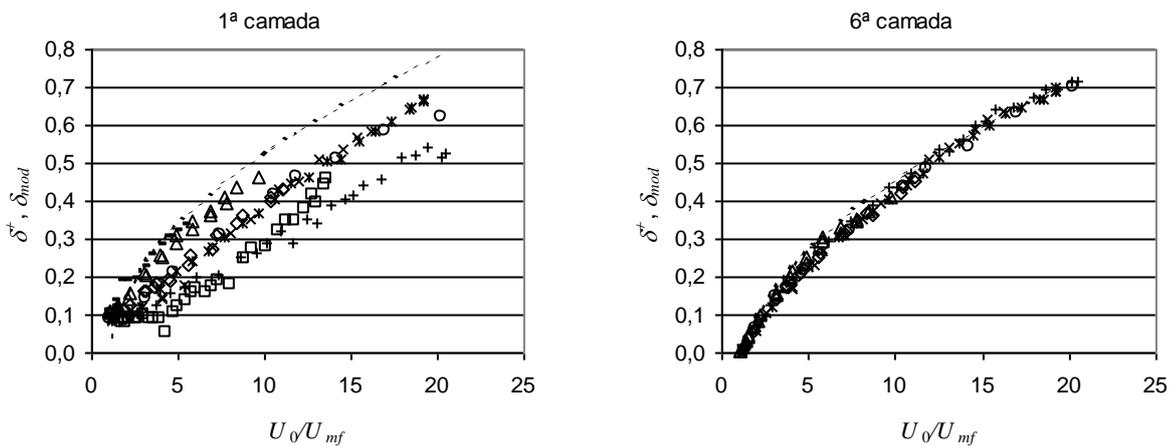


Fig. 6. 22- Evolução para diferentes valores de U_0/U_{mf} dos valores da fracção de bolhas, δ_{mod} (modelo de Werther e Wein, 1994, modificado, Eq. (6. 26)- linhas a tracejado) e dos valores correspondentes de δ^* , experimentais, para os vários tipos de distribuidores utilizados (\square , 'ker', \circ , 'p9x', '+', 'dyn', '*', 'p4x', 'x', 'p3x', \diamond , 'p2x', κ , 'p1x', '-', 'p0x').

6.5.1 Utilização do modelo de Werther e Wein

Traduzindo o comportamento do leito fluidizado através do modelo de Werther and Wein (1994), Eq.s (6. 26) a (6. 28), com uma ligeira modificação na expressão do cálculo da fracção de bolhas, δ ,

$$\delta = 1,45Ar^{-0,18} \frac{U_0 - U_{mf}}{\sqrt{U_{ba}}} \tag{6. 26}$$

onde a velocidade absoluta de subida das bolhas, U_{ba} , é dada por

$$U_{ba} = 1,45Ar^{-0,18}(U_0 - U_{mf}) + 0,71v g^{0,5} d_b \tag{6. 27}$$

o factor v toma o valor $2\sqrt{D}$ para $0,1m < D < 1,0$ m, e a expressão para a determinação do diâmetro das bolhas, d_b , é dada por

$$\frac{d(d_b)}{dH} = \left(\frac{2\delta}{9\pi} \right)^{\frac{1}{3}} \tag{6. 28}$$

obter-se-á como resultado um processo de cálculo implícito para a determinação de δ . Possibilitar-se-á então, seguidamente, analisar a evolução da porosidades da fase densa, ou mais propriamente, da porosidades da emulsão, ϵ_e , para recuperar uma expressão de Kunii and Levenspiel (1969), a partir de

$$\varepsilon_e = \varepsilon_{mf} \pm \Delta\varepsilon = 1 - \frac{1-\delta}{1-\delta^+} (1 - \varepsilon_{mf}) \quad (6. 29)$$

em que δ representa os valores da fracção de bolhas calculados com base nas Eq.s (6. 26), (6. 27) e (6. 28) e δ^+ representa os valores da fracção de bolhas (equivalente) que tornam a perda de carga adimensional, ΔP^+ , Eq. (6. 7), igual à unidade; $\Delta\varepsilon$ representa a gama de variação da porosidades em torno do valor que assume nas condições de fluidização incipiente.

O resultado da aplicação desta expressão aos dados experimentais revela uma variação da porosidade da emulsão que se afasta do postulado para um valor constante desta em todos os regimes subsequentes ao ponto de mínima fluidização, ε_{mf} , especialmente na zona inferior do leito, à medida que a velocidade de fluidização vai aumentando e se aproxima do início da transição para o regime turbulento. No que respeita às camadas mais elevadas, a porosidade permanece quase constante, aproximando-se de 0,45 para estas partículas, o que corresponde perfeitamente aos valores esperados.

Estes factos permitem explicar, por outro lado, por que razão os valores determinados experimentalmente da fracção de bolhas equivalente, δ^+ , eram distintos dos calculados pelo modelo de Werther and Wein (1994): significam que a necessidade de permitir a passagem do gás em excesso não era totalmente conseguida à custa do caudal de bolhas (quer visível quer invisível). mas que a fase densa se ‘alarga’ para acomodar esse caudal extra de gás, um fenómeno dinâmico descrito já por Wilhelm and Kwauk (1948), Lewis *et al.* (1949) e Wen and Yu (1966b), especialmente quando nos aproximamos da zona de alimentação do leito fluidizado.

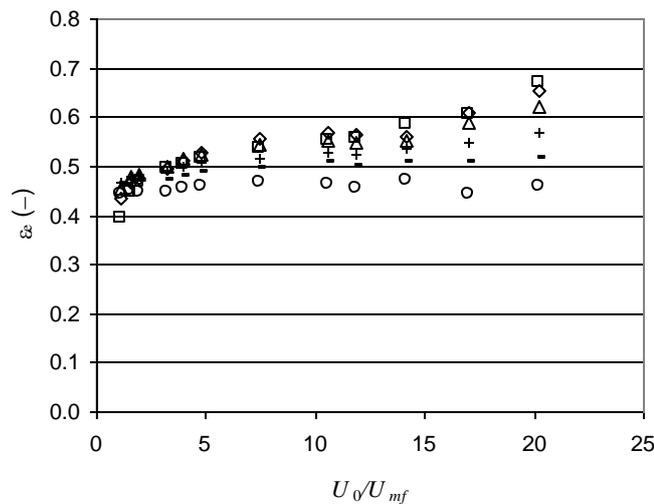


Fig. 6. 23- Evolução da porosidades da emulsão, ε_e , Eq. (6. 29), para diferentes valores de U_0/U_{mf} (□: 1ª camada, ◇: 2ª camada, κ: 3ª camada, +: 4ª camada, -: 5ª camada, ○: 6ª camada)

6.5.2 Conclusões sobre as flutuações da porosidade da fase densa

Utilizando um modelo modificado para o cálculo da fracção de bolhas, detectou-se uma flutuação dos valores da porosidades da emulsão, variações que ocorrem com a altura e a velocidade de fluidização, sendo que se vão aproximando dos valores esperados para o conjunto do leito, à medida que se vai aumentando a altura das camadas em análise e que a zona do fundo vai esbatendo a sua influência no comportamento global do leito fluidizado.

6.6 A transição de regime borbulhante para turbulento em função da velocidade terminal, admitindo porosidade variável na fase densa

Não são muitos os estudos envolvendo o mecanismo de transição entre os regimes borbulhante e turbulento que partam de uma formulação fundamental para determinar as condições que influenciam essa mudança. Destacam-se, no entanto, pelo seu carácter pioneiro e central, os trabalhos de Yerushalmi envolvendo a formação de grumos de partículas (Yerushalmi *et al.*, 1978, Yerushalmi e Cankurt, 1979) e, sobretudo, de Yang, tentando determinar uma porosidade efectiva que levando em conta a presença de aglomerados ou grumos e a sua influência na porosidade global do leito, permitisse determinar a velocidade de escorregamento criada pela formação desses aglomerados (Yang, 1984). A falta de dados sobre a dependência entre o tamanho dos aglomerados ou grumos, as condições de funcionamento e o tamanho das partículas utilizadas, impediu que o modelo proposto pudesse ser aplicado *a priori*, sendo que Yang (1984) acaba por propor um conjunto de correlações a serem utilizadas como critério quantitativo da previsão da transição. Mais recentemente, Cai *et al.* (1990, 1992), avançaram no sentido de explorar a mudança de características das bolhas quando se alteram as condições de coalescência para quebra, associadas à mudança de regime borbulhante para turbulento. Com base nesse mecanismo, propuseram um modelo matemático que levava em conta a velocidade para a qual se detectava o limiar dessa transição. Impõem, no entanto, uma condição de diâmetro de bolha constante com a altura do leito, a considerar durante as condições de funcionamento, desde o regime borbulhante ao turbulento, e a conservação da velocidade mínima de fluidização, U_{mf} , na fase densa.

Assumindo que, na transição borbulhante/turbulento, o colapso das bolhas é responsável pelas flutuações de pressão, a porosidade global do leito vai ser afectada por essa variação. Se se fizer o balanço da quantidade de movimento, por unidade de volume do leito, à fase sólida, tendo em atenção que sobre esta fase actua o arrasto e a fricção entre as partículas e as partículas e as paredes do leito, obter-se-á:

$$\rho_p (1-\varepsilon) U_p \frac{dU_p}{dx} = \frac{6(1-\varepsilon)}{\pi d_p^3} \frac{1}{2} \frac{\pi d_p^2}{4} \rho_f C_D (U_f - U_p)^2 - \rho_p g (1-\varepsilon) - \frac{\lambda_p}{D} (1-\varepsilon) (\rho_p - \rho_f) \frac{U_p^2}{2} \quad (6.30)$$

definindo desde já a porosidade ε como uma propriedade representativa do conjunto do leito. A primeira parcela do segundo membro contabiliza o arrasto da corrente de gás sobre as partículas, enquanto que a segunda parcela do segundo membro leva em consideração os choques das partículas com as paredes confinantes, tendo como base a formulação do modelo de Barth (1954).

Após simplificação, a Eq. (6.30) fica igual a

$$U_p \frac{dU_p}{dx} = \frac{3}{4} \frac{\rho_f C_D}{\rho_p d_p} (U_f - U_p)^2 - g - \frac{\lambda_p}{D} \frac{U_p^2}{2} \quad (6.31)$$

desde que se considere que $(\rho_p - \rho_f) / \rho_p \approx 1$.

Se se fizer agora o balanço da quantidade de movimento do gás, mas admitindo que só o arrasto deste sobre as partículas vai ser significativo, e que por isso a fricção do gás com as paredes pode ser negligenciada, obter-se-á

$$\frac{dP}{dx} = - \frac{6(1-\varepsilon)}{\pi d_p^3} \frac{1}{2} \frac{\pi d_p^2}{4} \rho_f C_D (U_f - U_p)^2 \quad (6.32)$$

ou seja,

$$\frac{dP}{dx} = - \frac{3(1-\varepsilon)}{4d_p} \rho_f C_D (U_f - U_p)^2 \quad (6.33)$$

A este nível de velocidades e porosidades são de esperar variações de ε com a altura do leito e, conseqüentemente, variações quer na velocidade das partículas, quer na velocidade intersticial do gás, ou seja,

$$U_f = \frac{U_{f0}}{\varepsilon} \tag{6.34}$$

onde U_f é a velocidade intersticial do gás a uma dada altura x dentro do leito e U_{f0} a velocidade superficial do gás a essa mesma altura, correspondente à combinação (U_f, ε) . Se a massa volúmica do gás, ρ_f , numa dada altura x , for aproximadamente a mesma que em $x=0$, então $U_{f0} \equiv U_0$, pelo que a Eq. (6.34) fica

$$U_f = \frac{U_{f0}}{\varepsilon} \approx \frac{U_0}{\varepsilon} \tag{6.35}$$

Analogamente,

$$U_p = \frac{U_{p0}}{1-\varepsilon} \tag{6.36}$$

pelo que a variação da velocidade das partículas com a altura do leito fica:

$$\frac{dU_p}{dx} = \frac{d}{dx} \left(\frac{U_{p0}}{1-\varepsilon} \right) = \frac{U_{p0}}{(1-\varepsilon)^2} \frac{d\varepsilon}{dx} \tag{6.37}$$

A equação da quantidade de movimento da fase sólida ficará igual a

$$\frac{U_{p0}^2}{(1-\varepsilon)^3} \frac{d\varepsilon}{dx} = \frac{3}{4} \frac{\rho_f C_D}{\rho_p d_p} \left[\frac{U_0}{\varepsilon} - \frac{U_{p0}}{(1-\varepsilon)} \right]^2 - g - \frac{\lambda_p}{2D} \frac{U_{p0}^2}{(1-\varepsilon)^2} \tag{6.38}$$

enquanto que para a expressão da quantidade de movimento do gás se obterá

$$\frac{dP}{dx} = -\frac{3(1-\varepsilon)}{4d_p} \rho_f C_D \left[\frac{U_0}{\varepsilon} - \frac{U_{p0}}{(1-\varepsilon)} \right]^2 \quad (6.39)$$

ou, o que é o mesmo:

$$\frac{dx}{dP} = \left\{ -\frac{3(1-\varepsilon)}{4d_p} \rho_f C_D \left[\frac{U_0}{\varepsilon} - \frac{U_{p0}}{(1-\varepsilon)} \right]^2 \right\}^{-1} \quad (6.40)$$

Multiplicando agora membro a membro as Eq.s (6.38) e (6.40), obtém-se

$$\frac{(1-\varepsilon)^3}{\rho_p U_{p0}^2} \frac{dP}{d\varepsilon} = \frac{-\frac{3(1-\varepsilon)}{4d_p} \rho_f C_D \left[\frac{U_0}{\varepsilon} - \frac{U_{p0}}{(1-\varepsilon)} \right]^2}{\frac{3}{4} \frac{\rho_f C_D}{\rho_p d_p} \left[\frac{U_0}{\varepsilon} - \frac{U_{p0}}{(1-\varepsilon)} \right]^2 - g - \frac{\lambda_p}{2D} \frac{U_{p0}^2}{(1-\varepsilon)^2}} \quad (6.41)$$

ou seja,

$$\frac{dP}{d\varepsilon} = \frac{\frac{\rho_p U_{p0}^2}{(1-\varepsilon)^2}}{\frac{4gd_p\rho_p}{3\rho_f C_D \left[\frac{U_0}{\varepsilon} - \frac{U_{p0}}{(1-\varepsilon)} \right]^2} + \frac{\lambda_p}{2D} \frac{U_{p0}^2}{(1-\varepsilon)^2} - \frac{4}{3} \frac{d_p\rho_p}{\rho_f C_D \left[\frac{U_0}{\varepsilon} - \frac{U_{p0}}{(1-\varepsilon)} \right]^2} - 1} \quad (6.42)$$

Desta última equação vemos que quando o denominador tende para zero a variação da pressão com a porosidade tende para $+\infty$, ou seja, estaremos perante condições de grandes

flutuações de pressão no instante do colapso das bolhas. Assim, se o denominador da Eq. (6. 42) tender para zero, isso equivale a

$$\frac{4gd_p\rho_p}{3\rho_f C_D \left[\frac{U_0}{\varepsilon} - \frac{U_{p0}}{(1-\varepsilon)} \right]^2} + \frac{\lambda_p U_{p0}^2}{2D(1-\varepsilon)^2} \frac{4}{3} \frac{d_p\rho_p}{\rho_f C_D \left[\frac{U_0}{\varepsilon} - \frac{U_{p0}}{(1-\varepsilon)} \right]^2} = 1 \quad (6. 43)$$

ou seja,

$$\frac{4gd_p\rho_p}{3\rho_f C_D} + \frac{\lambda_p U_{p0}^2}{2D(1-\varepsilon)^2} \frac{4}{3} \frac{d_p\rho_p}{\rho_f C_D} = \left[\frac{U_0}{\varepsilon} - \frac{U_{p0}}{(1-\varepsilon)} \right]^2 \quad (6. 44)$$

De um modo geral sabemos que a velocidade terminal de uma partícula isolada pode exprimir-se por meio de

$$U_T = \sqrt{\frac{4 \rho_p g d_p}{3 \rho_f C_D}} \quad (6. 45)$$

e que, nas condições de transição, $U_0 = U_c$, sendo U_c a velocidade que marcará o início dessa transição. Rearranjando a Eq. (6. 44), tendo ainda em atenção que $U_{p0} = U_c - U_T$, fica:

$$\varepsilon^2(1-\varepsilon)^2 + \frac{\lambda_p U_T^2 \varepsilon^2}{2D g} \left(\frac{U_c}{U_T} - 1 \right)^2 = \left[\frac{U_c}{U_T} (1-2\varepsilon) + \varepsilon \right]^2 \quad (6. 46)$$

ou seja,

$$(1-\varepsilon)^2 + \frac{\lambda_p U_T^2}{2D g} \left(\frac{U_c}{U_T} - 1 \right)^2 = \left[\frac{U_c}{U_T} \frac{(1-2\varepsilon)}{\varepsilon} + 1 \right]^2 \quad (6. 47)$$

De acordo com o modelo de Barth (1954), λ_p varia entre 10^{-2} e 10^{-4} . No entanto, utilizar-se-á uma correlação indicada por Fan e Zhu (1998) para o factor de choque entre as partículas e as paredes:

$$\lambda_p = 4f_p = 4 \left(0,0285 \frac{\sqrt{gD}}{U_p} \right) \cong 0,114 \frac{\sqrt{gD}}{U_p} \quad (6.48)$$

A Eq. (6.47) ficará então

$$(1 - \varepsilon)^2 + \frac{0,057}{\sqrt{gD}} U_T \left(\frac{U_c}{U_T} - 1 \right) = \left[\frac{U_c}{U_T} \frac{(1 - 2\varepsilon)}{\varepsilon} + 1 \right]^2 \quad (6.49)$$

Uma aproximação mais simplificada consistiria em não considerar os choques entre as partículas e entre as partículas e as paredes, entrando em linha de conta apenas com o arrasto da corrente de gás sobre as partículas. A quantidade de movimento das partículas será:

$$\rho_p U_p \frac{dU_p}{dx} = \frac{3}{4} \frac{\rho_f C_D}{d_p} (U_f - U_p)^2 - \rho_p g \quad (6.50)$$

e a do gás:

$$\frac{dP}{dx} = -\frac{3(1-\varepsilon)}{4} \frac{\rho_f C_D}{d_p} (U_f - U_p)^2 \quad (6.51)$$

Realizando um desenvolvimento análogo ao anterior, com $U_f = U_0/\varepsilon$ e $U_p = U_{p0}/(1-\varepsilon)$, obter-se-á:

$$\frac{dP}{d\varepsilon} = \frac{\frac{\rho_p U_{p0}^2}{(1-\varepsilon)^2}}{4\rho_p g d_p \frac{\left[\frac{U_0}{\varepsilon} - \frac{U_{p0}}{(1-\varepsilon)} \right]^2} - 1} \quad (6.52)$$

e quando o denominador da Eq. (6. 52) tender para 1, isso equivale à variação da pressão com a porosidade tender para ∞ . Então, quando $U_0 = U_c$ e $U_{p0} = U_c - U_T$, e atendendo novamente a que a velocidade terminal de uma partícula isolada pode calcular-se por meio da Eq. (6. 45), chega-se a uma expressão simples para a determinação da velocidade de início de transição, U_c :

$$U_c = \frac{-\varepsilon^2 U_T}{(1 - 2\varepsilon)} \tag{6. 53}$$

A comparação entre os resultados experimentais e os valores obtidos pelas Eq.s (6. 49) e (6. 53), estão representados nas figuras seguintes para os três tamanhos de partículas, para $U_{relT} = U_T \varepsilon^n$, Eq. (6. 18):

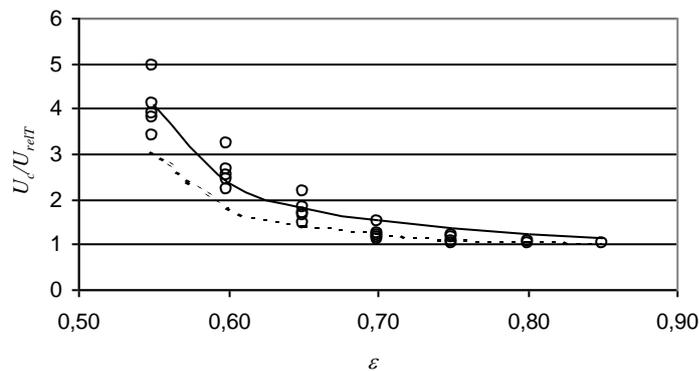


Fig. 6. 24- Evolução da razão U_c/U_{relT} , para diferentes valores de porosidade ε , partículas 355/425 μm (linha a contínuo: Eq. (6. 49), linha a tracejado: Eq. (6. 53), ○: valores experimentais).

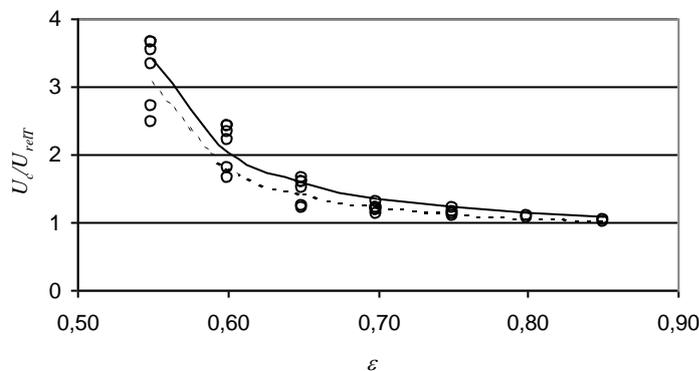


Fig. 6. 25- Evolução da razão U_c/U_{relT} , para diferentes valores de porosidade ε , partículas 600/710 μm (linha a contínuo: Eq. (6. 49), linha a tracejado: Eq. (6. 53), ○: valores experimentais).

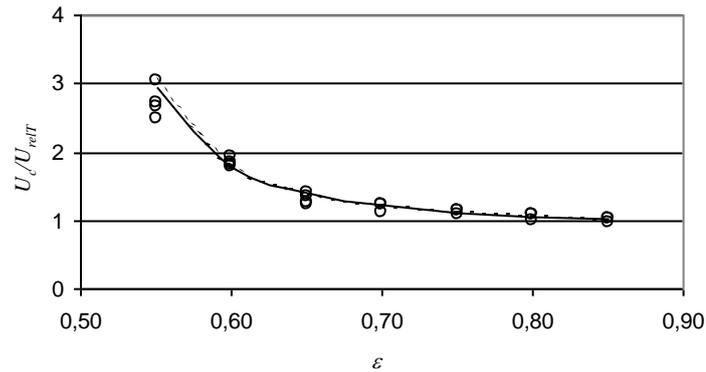


Fig. 6. 26- Evolução da razão U_c/U_{relT} , para diferentes valores de porosidade ε , partículas 850/1000 μm (linha a contínuo: Eq. (6. 49), linha a tracejado: Eq. (6. 53), \circ : valores experimentais).

Como se pode observar, esta última aproximação, Eq. (6. 53), embora bastante grosseira, permite uma descrição da evolução da razão U_c/U_{relT} com a porosidade bastante conveniente. Comparativamente à Eq.(6. 49), tem a vantagem da simplicidade e da facilidade de utilização. No entanto, qualquer das duas permite uma análise indicativa com uma ordem de grandeza aceitável da transição de regime.

6.7 Conclusões

Foi obtida uma correlação eficiente para a definição das condições de transição entre os regimes borbulhante e turbulento, para as partículas utilizadas pertencentes aos Grupos B e D, incorporando os efeitos do tipo de distribuidor utilizado. Foi deduzida uma expressão simples que permite estimar, em função da porosidade do leito, o valor da velocidade de transição.

7 CONCLUSÕES

«There is friction in the space between
You and everybody (...）」

Tracy Chapman
Telling Stories

Estudou-se o comportamento hidrodinâmico de um leito fluidizado, à escala laboratorial e à temperatura ambiente, variando o tamanho médio das partículas e os distribuidores utilizados. Procurou-se compreender a razão pela qual se registava uma redução da perda de carga com o aumento da velocidade superficial, aquilatar da influência dos vários tipos de distribuidores na qualidade de fluidização, definindo na ocasião um critério para essa qualidade e procurando interpretar as variações registadas ao longo do leito. Estudaram-se ainda as condições em que se verificava a transição entre os regimes borbulhante e turbulento.

O trabalho de investigação foi realizado sequencialmente, pelo que existe uma ordem cronológica informal do entendimento que foi sendo adquirido sobre os fenómenos observados, desde as modelizações parametradas até às interpretações físicas de carácter fundamental. Foram determinadas algumas correlações relativas ao curto-circuito efectuado às bolhas pelo caudal da fase densa e ao factor de atrito combinado entre as partículas e as partículas e as paredes, levando em conta quer os efeitos de transporte incipiente, quer da aglomeração das partículas em grumos. Foi definida uma perda de carga adimensional, obtida pela razão entre os valores medidos experimentalmente e os valores calculados com base numa fracção de bolhas calculada a partir das correlações mencionadas. Da observação desse valor concluiu-se que os distribuidores com maior secção livre de passagem eram responsáveis, particularmente nas primeiras camadas, por uma melhor qualidade de fluidização, fruto de um valor medido mais elevado da perda de carga no interior do leito, a que correspondiam fracções de bolhas mais reduzidas quando comparadas com as resultantes da utilização de distribuidores de secção de passagem inferior. O aumento do tamanho das partículas é acompanhado pelo aparecimento de pequenos vazios horizontais junto ao distribuidor, que vão amortecer o efeito dos jactos nas primeiras camadas. Daí resulta uma menor qualidade de fluidização para as maiores partículas, no fundo do leito, para os mesmos dos quocientes entre a velocidade superficial e a velocidade mínima de fluidização.

Da análise ao fundo do leito concluiu-se que a fracção de sólidos regista um máximo para a altura correspondente à segunda/terceira fatia, quando se fazem passar pelo leito caudais de gás a que correspondem razões de velocidade superficial/velocidade mínima de fluidização baixas (inferiores a 5), e que esse máximo da fracção de sólidos se vai aproximando do distribuidor à medida que as velocidades aumentam. É aí que, mais uma vez, os distribuidores com menor perda de carga localizada se revelam distintamente, ao apresentarem valores máximos da fracção de sólidos na região mais próxima da placa distribuidora. Foram determinados valores do índice de Richardson-Zaki para os três tamanhos de partículas utilizados e para diferentes valores da velocidade superficial, tendo-se detectado uma ligeira diminuição quando se reduzem os diâmetros das partículas. Em todos os casos foi identificado um mínimo do valor daquele índice para cada tamanho.

Seguidamente desenvolveram-se correlações permitindo determinar a velocidade de transição de regime borbulhante para turbulento, incluindo efeitos relativos ao tipo de distribuidor utilizado e ao tamanho de partículas existentes no leito, em função da velocidade mínima de fluidização, primeiro, e em função da velocidade relativa terminal, segundo. Finalmente, partindo de uma análise fundamental simples e assumindo que o fim do regime borbulhante corresponde à transição da coalescência para a quebra das bolhas, daí resultando variações na flutuação da pressão, estabeleceu-se um balanço de quantidade de movimento à fase sólida e ao gás. A equação resultante, após simplificação, traduziu-se numa expressão de fácil utilização para a determinação da velocidade de transição entre os regimes borbulhante e turbulento.

A impossibilidade de realizar medições da porosidade da fase densa, directamente, constituem uma das incógnitas mais rodeadas deste trabalho. O facto de não ter sido possível obter velocidades superficiais correspondentes a valores homólogos, para todos os tamanhos de partículas, dos quocientes entre a velocidade superficial e a velocidade mínima de fluidização, impediu que as conclusões sobre a influência dos diferentes tipos de distribuidores na qualidade da fluidização pudesse ser feita em termos mais definitivos no que respeita à variação com os diâmetros. Não foi igualmente analisada a influência de um escoamento preferencial oblíquo à saída da placa distribuidora, como era o caso da placa em malha metálica. Relativamente a questões mais analíticas, fica por estudar a influência, quer do número de orifícios dos distribuidores (ou da secção livre de passagem), quer do diâmetro de partículas constituintes do leito, na equação de balanço que resultou na expressão, atrás referida, para a determinação da velocidade de transição entre os regimes. O mesmo acontece com o que aparenta ser a influência da altura do leito, em que se regista um máximo da fracção de sólidos, naquela transição.

São estes os assuntos, certamente entre muitos outros que ficam por referir, que poderão constituir, neste âmbito, motivos de interesse para trabalhos futuros.

REFERÊNCIAS

- Abed, R., 1984, The Characterization of Turbulent Fluid-Bed Hydrodynamics, em Fluidization, editado por D. Kunii e R. Toei, p. 137, Engng. Foundation, New York.
- Abrahamsen, A.R. e Geldart, D., 1980, Powder Technol., 26, 35, citado por D. Geldart, Single Particles, Fixed and Quiescent Beds, em Geldart, D., 1986, Gas Fluidization Technology, John Wiley & Sons.
- Anwer, J. e Pyle, D.L., 1974, Gas motion around bubbles in fluidized beds, La Fluidisation et ses Applications, Soc. Chim. Ind., Paris, pp. 240-253.
- Arastoopour, H., e Gidaspow, D., 1979, Vertical Pneumatic Conveying using four Hydrodynamic Models, Ind. Eng. Chem. Fundam., 18, 2, pp. 123-130.
- Avidan, A. A. e Yerushalmi, J., 1982, Bed expansion in high velocity fluidization, Powder Technol., 32, pp. 223-232, citado por P. Cai, Y. Jin, Z.-Q. Yu e L.-S. Fan, 1992, Mechanistic Model for Onset Velocity Prediction for Regime Transition from Bubbling to Turbulent Fluidization, Ind. Eng. Chem. Res., 31, pp. 632-635.
- Baeyens, J. e Geldart, D., 1973, em Fluidization et ses Applications, p. 263, Toulouse, citado por D. Geldart, Characterization of Fluidized Powders, em Geldart, D., 1986, Gas Fluidization Technology, John Wiley & Sons.
- Baeyens, J. e Geldart, D., 1974, An Investigation into Slugging Fluidized Beds, Chem. Eng. Sci., 29, pp. 255-265, citado por R. Clift, Hydrodynamics of bubbling Fluidized Beds, em Geldart, D., 1986, Gas Fluidization Technology, John Wiley & Sons.
- Baeyens, J., 1981, Gas Fluidization, Short Course, Ind. Chem. Eng., citado por Baeyens, J. e Geldart, D., 1986, Solids Mixing, pp. 97-122, em Geldart, D., 1986, Gas Fluidization Technology, John Wiley & Sons.
- Bai, D., Shibuya, E., Masuda, Y., Nakawaga, N. e Kato, K., 1996, Flow structure in a fast fluidized bed, Chem. Eng. Sci., 51, pp. 997-966.
- Barreto, G.F., Yates, J.G. e Rowe, P.N., 1983, The measurement of emulsion phase voidage in gas fluidized beds of fine powders, Chem. Eng. Sci., Engng. Sci., 38, pp. 345-350.
- Barth, W., 1954, Chem. Ing. Tech., 20, 1, pp. 29-32, citado por R.D. Marcus, L.S. Leung, G.E. Klinzing, e F. Rizk, 1990, Pneumatic Conveying of Solids, Chapman and Hall.
- Baumgarten, P.K. e Pigford, R.L., 1960, Density fluctuations in fluidized beds, AIChE Journal, 6, pp. 115-123.
- Bi, H.T. e Fan, L.-S., 1992, Existence of Turbulent Regime in Gas-Solid Fluidization, AIChE Journal, 38, 2, pp. 297-301.
- Bi, H.T. e Grace, J.R., 1994, Transition from bubbling to turbulent fluidization, AIChE Annual Meeting, San Francisco, 13-18 November, citado por H.T. Bi e J.R. Grace, 1995, Flow regime diagrams for gas-solid fluidization and upward transport, Int. J. Multiphase Flow, Vol. 21, 6, pp. 1229-1236.
- Bi, H.T. e Grace, J.R., 1995, Effects of measurements methods on velocities used to demarcate the transition to turbulent fluidization, Chem. Engng. J., 57, pp. 261-271.
- Bi, H.T. e Grace, J.R., 1995, Flow regime diagrams for gas-solid fluidization and upward transport, Int. J. Multiphase Flow, Vol. 21, 6, pp. 1229-1236.
- Bi, H.T. e Grace, J.R., 1999, Flow patterns in high-velocity fluidized beds and pneumatic conveying, Can. J. Chem. Eng., 77, pp. 223-230.
- Bi, H.T., Grace, J.R. e Zhu, J.X., 1993, On types of choking in pneumatic systems, Int. J. Multiphase Flow, 19, pp. 1077-1092.
- Bi, H.T., Grace, J.R. e Zhu, J.X., 1995, Regime transitions affecting gas-solids suspensions and fluidized beds, Chem. Engng. Res. Des., 73, pp. 154-161.
- Bolton, L.H. e Davidson, J.F., 1988, Recirculation of particles in fast fluidized risers, em Circulating Fluidized Bed Technology II, editado por P. Basu e J.F. Large, p. 139, Oxford Pergamon Press.
- Borges, A.R.J., 1984, Introdução ao Estudo do Transporte Pneumático, FCT-UC, Coimbra.
- Brereton, C.M.H. e Grace, J.R., 1992, The Transition to Turbulent Fluidization, Trans. Instn. Chem. Engrs., 70, Part A, pp. 246-251.
- Brereton, C.M.H. e Grace, J.R., 1993, Microstructural aspects of the behavior of circulating fluidized beds, Chem. Eng. Sci., 48, pp. 2565-2572.
- Briens, C.L., Briens, L.A., Hay, J., Hudson, C. e Margaritis, A., 1997, AIChE Journal, 43, pp. 1904-1908.
- Cai, P., Chen, S.P., Jin, Y., Yu, Z.Q. e Wang, Z., 1989, Effect of Operating Temperature and Pressure on the Transition from Bubbling to Turbulent Fluidization, AIChE Symp. Ser., 85, 270, pp. 37-43.
- Cai, P., Jin, Y., Yu, Z.-Q e Fan, L.-S., 1992, Mechanistic Model for Onset Velocity Prediction for Regime Transition from Bubbling to Turbulent Fluidization, Ind. Eng. Chem. Res., 31, pp. 632-635.

- Cai, P., Jin, Y., Yu, Z.-Q. e Wang, Z.-W., 1990, Mechanism of flow Regime Transition from Bubbling to Turbulent Fluidization, *AIChE J.*, 36, 6, pp. 955-956.
- Cai, P., Schiavetti, M., DeMichele, G., Grazzini, G.C. e Miccio, M., 1994, Quantitative Estimation of Bubble Size in PFBC, *Powder Technol.*, 80, pp. 99-108.
- Canada, G.S., McLaughlin, M.H. e Staub, F.W., 1978, Flow regimes and void fractions distribution in gas fluidization of large particles in beds without tube banks, *AIChE Symp. Ser.*, 74, 176, pp. 14-26.
- Cankurt, N.T. e Yerushalmi, J., 1978, Gas backmixing in high velocity fluidized beds, em *Fluidization*, editado por J.F. Davidson e D.L. Keairns, p. 387, Cambridge University Press, London and New York.
- Čatipović, N.M., Jovanović, G.N. e Fitzgerald, T.J., 1978, Regimes of Fluidization for Large Particles, *AIChE Journal*, 24, pp. 543-547.
- Chong, Y.O., O'Dea, D.P., White, E.T., Lee, P.L. e Leung, L.S., 1987, Control of the Quality of Fluidization in a Tall Bed Using the Variance of Pressure Fluctuations, *Powder Technol.*, 53, pp. 237-249, citado por Schouten, J.C. e van den Bleek, 1998, Monitoring the quality of fluidization using the short-term predictability of pressure fluctuations, *AIChE Journal*, 44, 1, pp. 48-60.
- Clift, R. e Grace, J.R., 1985, Continuous Bubbling and Slugging, em *Fluidization II*, editado por J.F. Davidson, R. Clift e D. Harrison, p. 73, Academic Press, London.
- Clift, R., 1986, Hydrodynamics of Bubbling Fluidized Beds, em *Gas Fluidization Technology*, editado por D. Geldart, p. 53, John Wiley & Sons.
- Clift, R., Grace, J.R. e Weber, M.E., 1974, Stability of Bubbles in Fluidized Beds, *I&EC Fund.*, 13, pp. 45-51.
- Clift, R., Grace, J.R. e Weber, M.E., 1978, Bubbles, Drops and Particles, Academic Press.
- Coleman, H.W. e Steele, W.G., 1999, Experimentation and Uncertainty Analysis for Engineers, John Wiley & Sons.
- Colins, R., 1965, The rise velocity of davidson's fluidization bubble, *Chem. Eng. Sci.*, 20, pp. 788-789.
- Couderc, J.P., 1985, Incipient Fluidization and Particulate Systems, em *Fluidization II*, editado por J.F. Davidson, R. Clift e D. Harrison, p. 1, Academic Press, London.
- Cox, J.D. e Clark, N.N., 1991, The effect of particle drag relationship on prediction of kinematic wave in fluidized beds, *Powder Technol.*, 66, pp. 177-189.
- Cranfield, R., 1978, Solids Mixing in Fluidized Beds of Large Particles, *AIChE Symp. Ser.*, 176, 74, pp. 54-59.
- D'Arcy, H., 1856, *Les Fontaines Publiques de la Ville de Dijon. Exposition et applications à suivre et des formules à employer dans les questions de distribution d'eau*, Victor Dalmon, Paris.
- Danckwerts, P.V., 1953, *Research*, 6, p. 355, London, citado por M.J. Rhodes, 1998, *Introduction to Particle Technology*, John Wiley & Sons Ltd.
- Darton, R.C., LaNauze, R.D., Davidson, J.F. e Harrison, D., 1977, Bubble Growth due to Coalescence in Fluidized Beds, *Trans. Instn. Chem. Engrs.*, 55, pp. 274-280.
- Davidson, J. F. e Harrison, D., 1963, *Fluidised Particles*, Cambridge University Press.
- Davidson, J. F. e Harrison, D., 1966, The behaviour of a continuously bubbling fluidised bed, *Chem. Eng. Sci.*, 21, pp. 731-738.
- Davidson, J. F. e Schüler, B.O.G., 1960, Bubble formation at an orifice in an inviscid liquid, *Trans. Instn. Chem. Engrs.*, London, 38, pp. 335-342.
- Davidson, J. F., Harrison, D. e Schüler, B.O.G., 1959, The rise of bubbles in a Fluidised bed, *Trans. Instn. Chem. Engrs.*, 37, pp. 323-328.
- Davidson, J.F., Harrison, D. e Carvalho, J.R.F., 1977, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 9, 55, citado por R. Clift, *Hydrodynamics of Bubbling Fluidized Beds*, em Geldart, D., 1986, *Gas Fluidization Technology*, John Wiley & Sons.
- Davies, R.M. e Taylor, G.I., 1950, The Mechanics of Large Bubbles Rising Through Extended Liquids and Through Liquids in Tubes, *Proc. Roy. Soc. London*, A200, 375, citado por J.F. Davidson, e D. Harrison, 1963, *Fluidised Particles*, Cambridge University Press.
- Daw, C.S. e Halow, J.S., 1993, Evaluation and Control of Fluidization Quality Through Chaotic Time series Analysis of Pressure-Drop Measurements, *AIChE Symp. Series*, 89, 296, pp. 103-122.
- de Kock, J.W., 1961, *Aggregative fluidisation*, Ph.D. dissertation, University of Cambridge, citado por J.F. Davidson e D. Harrison, 1963, *Fluidised Particles*, Cambridge University Press.
- Donsi, G., Moser, S. e Massimilla, L., 1975, *Chem. Eng. Sci.*, 30, 1533, citado por D. Geldart, *Characterization of Fluidized Powders*, em Geldart, D., 1986, *Gas Fluidization Technology*, John Wiley & Sons.
- Dotson, J.M., 1959, Factors affecting density transients in a fluidized bed, *AIChE Journal*, 5, pp. 169-174.
- Dry, R.J., Judd, M.R. e Shingles, T., 1983, Two-Phase Theory and Fine Powders, *Powder Technol.*, 34, pp. 213-223.
- Dutta, A. e Dullea, L.V., 1990, A Comparative Evaluation of Negatively and Positively Charged Submicron Particles as Flow Conditioners for a Cohesive Powder, *AIChE Symp. Series*, 86, 276, pp. 26-40.
- Ergun, S. e Orning, A.A., 1949, Fluid Flow Through Randomly Packed Columns and Fluidized Beds, *I & EC.*, 41, pp. 1179-1184.
- Ergun, S., 1952, Fluid Flow Through Packed Columns, *Chem. Eng. Prog.*, 48, 2, pp. 89-94.
- Fan, L.- S. e Zhu, C., 1998, *Principles of Gas- Solids Flows*, Cambridge University Press.

- Fan, L.T., Ho, T.-C., Hiraoka, S. e Walawender, W.P., 1981, Pressure Fluctuations in a Fluidized Bed, *AIChE J.*, 27, pp. 388-396.
- Fitzgerald, T.J., 1985, Coarse Particle Systems, em *Fluidization II*, editado por J.F. Davidson, R. Clift e D. Harrison, p. 413, Academic Press, London.
- Geldart, D. e Abrahamsen, A.R., 1981, Fluidizations of fine porous powders, *Chem. Eng. Progr. Symp. Ser.*, 77, 205, 160, citado por D. Geldart, *Single Particles, Fixed and Quiescent Beds*, em Geldart, D., 1986, *Gas Fluidization Technology*, John Wiley & Sons.
- Geldart, D. e Buczek, B., 1989, The effect of the size of the fines on the fluidization behavior of equilibrium cracking catalyst, em *Fluidization VI*, editado por J.R. Grace, L.W. Shemilt e M.A. Bergougnou, p. 179, Engineering Foundation, New York.
- Geldart, D. e Cranfield, R.R., 1972, The Gas Fluidization of Large Particles, *Chem. Eng. J.*, 3, pp. 211-231.
- Geldart, D. e Kelsey, J.R., 1968, em *Fluidization*, *Inst. Chem. Eng. Symp. Ser.*, 30, 114, citado por J. Baeyens e D. Geldart, *Solids Mixing*, em Geldart, D., 1986, *Gas Fluidization Technology*, John Wiley & Sons.
- Geldart, D. e Williams, J.C., 1985, *Powder Technol.*, 43, 181, citado por D. Geldart, *Characterization of Fluidized Powders*, em Geldart, D., 1986, *Gas Fluidization Technology*, John Wiley & Sons.
- Geldart, D., 1972, *Powder Technol.*, 6, 201, citado por D. Geldart, *Characterization of Fluidized Powders*, em Geldart, D., 1986, *Gas Fluidization Technology*, John Wiley & Sons.
- Geldart, D., 1972, The effects of particle size and size distribution on the behavior of gas-fluidized beds, *Powder Technol.*, 6, pp. 201-215.
- Geldart, D., 1973, Types of Gas fluidization, *Powder Technol.*, 7, pp. 285-292, citado por D. Geldart, *Characterization of Fluidized Powders*, em Geldart, D., 1986, *Gas Fluidization Technology*, John Wiley & Sons.
- Geldart, D., 1986, *Characterization of Fluidized Powders*, em *Gas Fluidization Technology*, p. 33, John Wiley & Sons.
- Geldart, D., 1986, *Gas Fluidization Technology*, John Wiley & Sons.
- Geldart, D., Hurt, J.M. e Wadia, P.H., 1978, Slugging in Beds of Large Particles, *AIChE Symp. Ser.*, 74, 176, pp. 60-66.
- Ghadiri, M. e Clift, R., 1980, *Ind. Eng. Chem. Fund.*, 19, 440, citado por R. Clift, *Hydrodynamics of Bubbling Fluidized Beds*, em Geldart, D., 1986, *Gas Fluidization Technology*, John Wiley & Sons.
- Glicksman, L.R., Lord, W.K. e Sakagami, 1987, Bubble Properties in Large-particles fluidized Beds, *Chem. Eng. Sci.*, 42, pp. 479-491.
- Grace, J.R. e Clift, R., 1974, On the two-phase theory of fluidization, *Chem. Eng. Sci.*, 29, pp. 327-334.
- Grace, J.R. e Harrison, D., 1969, The behaviour of freely bubbling fluidised beds, *Chem. Eng. Sci.*, 24, pp. 497-508.
- Grace, J.R. e Venta, J., 1973, Volume Changes Accompanying Bubble Splitting in Fluidized Beds, *Can. J. Chem. Eng.*, 51, pp. 110-111.
- Grace, J.R., 1986, Contacting Modes and Behavior Classification of Gas-Solid and Other Two-Phase Suspensions, *Can. J. Chem. Engng.*, 64, pp. 353-363.
- Granger, R.A., 1995, *Fluid Mechanics*, Dover Publications, Inc., New York.
- Hagen, G., 1839, *Ann. Phys. Chem.*, 46, pp. 423-442.
- Harrison, D. e Leung, L.S., 1961, Bubble formation at an orifice in a fluidised bed, *Trans. Instn. Chem. Engrs.*, 39, pp. 409-414.
- Hatano, H. e Ishida, M., 1984, *Chem. Eng. Japan*, 8, 219, citado por D. Kunii e O. Levenspiel, 1991, *Fluidization Engineering*, Butterworth-Heinemann Series in Chemical Engineering, Reed Publishing Inc.
- Hatate, Y., Uemura, Y., Migita, M.S., Kawano, Y., Tanaka, K., Ijichi, K. e King, D.F., 1991, *Chem. Eng. Comm.*, 101, 39, citado por A. Svensson, F. Johnsson, F. e B. Leckner, 1996, Fluidization regimes in non-slugging fluidized beds: the influence of pressure drop across the air distributor, *Powder Technol.*, 86, pp. 299-312.
- Hillgardt, K. e Werther, J., 1986a, *Ger. Chem. Eng.*, 9, 215, citado por D. Kunii e O. Levenspiel, 1991, *Fluidization Engineering*, Butterworth-Heinemann Series in Chemical Engineering, Reed Publishing Inc.
- Hillgardt, K. e Werther, J., 1986b, *Ger. Chem. Eng.*, pp. 166-174, citado por J. Werther e J. Wein, J., 1994, Expansion Behavior of gas Fluidized Beds in the Turbulent Regime, *AIChE Symp. Series*, 301, 90, pp. 31-44.
- Holman, J.P., 1994, *Experimental Methods for Engineers*, 6ª edição, McGraw-Hill Inc.
- Horio, M., Takada, M., Ishida, M. e Tanaka, N., The similarity rule of fluidization and its application to solid mixing and circulating control, 1986, em *Circulating Fluidized Bed Technology*, P. Basu, ed., Pergamon Press, New York, pp. 150-158.
- Hovmand, S. e Davidson, J.F., 1971, Pilot Plant and Laboratory Scale Fluidized Reactors at High Velocities: The Relevance of Slug Flow, em *Fluidization*, editado por J.F. Davidson e D. Harrison, p. 193, Academic Press, London.
- Hurst, H.E., 1951, *Trans. American Society of Civil Engineers*, 116, pp. 770-808, citado por C.L. Briens, L.A. Briens, J. Hay, C. Hudson, e A. Margaritis, 1997, *AIChEJ*, 43, pp. 1904-1908.

- Jackson, R., 1963, The Mechanics of Fluidised Beds: Part II: The motion of fully developed bubbles, *Trans. Instn. Chem. Engrs.*, 41, pp. 22-28.
- Jean, R.-H., Eubanks, R.J., Hang, P. e Fan, L.-S., 1992, Fluidization Behavior of Polymeric Particles in Gas-Solid Fluidized Beds, *Chem. Eng. Sci.*, 47, 2, pp. 325-335.
- Jin, Y., Yu, Z.Q., Wang, W. e Cai, P., 1986, A Criterion for Transition from Bubbling to Turbulent Fluidization, em *Fluidization V*, editado por K. Østergaard e A. Sørensen, p. 289, Engineering Foundation, New York, citado por P. Cai, Y. Jin, Z.-Q. Yu e Z.-W. Wang, 1990, Mechanism of flow Regime Transition from Bubbling to Turbulent Fluidization, *AIChE J.*, 36, 6, pp. 955-956.
- Jin, Y., Wong, T, Yu, T.. e Cai, P., 1987, Dynamic pressure analysis technique of bed collapse in gas-solid fluidized beds, em *Proceedings of the 4th Chinese National Fluidization Conference*, Beijing, pp. 206-210, citado por Jean, R.-H., Eubanks, R.J., Hang, P. e Fan, L.-S., 1992, Fluidization Behavior of Polymeric Particles in Gas-Solid Fluidized Beds, *Chem. Eng. Sci.*, 47, 2, pp. 325-335.
- Johnsson, F. e Leckner, B., 1995, Vertical Distribution of Solids in a Circulating Fluidized Bed Furnace, *Proc. of FBC 13*, May 7-10, Orlando, K.J. Heinschel (ed.), pp. 671-679.
- Johnsson, F., Sternéus, J., Leckner, B., Wiesendorf, V., Hartge, E-U., Werther, J., Montat, D. E Briand, P., 1999, Fluid Dynamics of the Bottom Zone of CFB Combustors, *Dechema- Deutsche Gesellschaft fur Chemisches Appraturewesen*, 6th Int. Conf. On CFB, Wurzburg, Aug. 22-27.
- Kane, R.S., 1989, Drag reduction by particle addition em *Viscous Drag Reduction in Boundary Layers*, Vol. 123, Progress in Astronautics and Aeronautics, editado por D. Bushnell e J. Hefner, Washington, D.C., AIAA, citado por L.- S. Fan e C. Zhu, 1998, Principles of Gas- Solids Flows, p. 469, Cambridge University Press.
- Kato, K. e Wen, C.Y., 1969, Bubble assemblage model for fluidized bed catalytic reactors, *Chem. Eng. Sci.*, 24, pp. 1351-1369.
- Kehoe, P.W.K. e Davidson, J.F., 1971, Continuously slugging fluidized beds, *Inst. Chem. Eng. Symp. Ser.*, 33, 97, citado por J. Yerushalmi, High Velocity Fluidized Beds, em Geldart, D., 1986, Gas Fluidization Technology, John Wiley & Sons.
- Khan, A.R. e Richardson, J.F., 1989, Fluid-particle interactions and flow characteristics of fluidized beds and settling suspensions of spherical particles, *Chem. Eng. Comm.*, 78, pp. 111-118, citado por M.J. Rhodes, 1998, Introduction to Particle Technology, John Wiley & Sons Ltd.
- Klinzing, G.E., 1981, Gas-Solid Transport, McGraw-Hill Book Company.
- Kobayashi, H., Arai, F. e Shiba, T., 1965, *Chem. Eng. Tokyo*, 29, 858, citado por D. Kunii e O. Levenspiel, 1991, Fluidization Engineering, Butterworth- Heinemann Series in Chemical Engineering, Reed Publishing Inc.
- Kovensky, V.I., 1996, Account for the Constraining of Particle Motion in the Freeboard, *Int. Workshop on the INTAS*, Chalmers University of Technology, Gothenburg, pp. 871-878.
- Kozeny, J., 1927, Über kapillare Leitung des Wassers im Boden (Aufstieg, Versickerung und Anwendung auf die Bewässerung), *Math.- naturw. Kl. Ber. Wien. Akad. Wiss.*, 136a (Abt. IIa), pp. 271-360.
- Kunii, D. e Levenspiel, O., 1968a, Bubbling Bed Model- Model for the Flow of Gas through a Fluidized Bed, *Ind. Eng. Chem. Fundamentals*, 7, pp. 446-452.
- Kunii, D. e Levenspiel, O., 1968b, Bubbling Bed Model for Kinematic Processes in Fluidized Beds, *Ind. Eng. Chem. Process Des. Dev.*, 7, pp. 481-492.
- Kunii, D. e Levenspiel, O., 1969, Fluidization Engineering, Robert E. Krieger Publishing Company.
- Kunii, D. e Levenspiel, O., 1991, Fluidization Engineering, Butterworth- Heinemann Series in Chemical Engineering, Reed Publishing Inc.
- Lanneau, K.P., 1960, Gas-solid contacting in fluidized beds, *Trans. Instn. Chem. Engrs.*, 38, pp. 125-143.
- Lewis, W.K., Gilliland, E.R. e Bauer, W.C., Characteristics of Fluidized Particles, 1949, *Ind. Eng. Chem.*, 41, pp. 1104-1117.
- Lignola, P.G., Donsi, G. e Massimilla, L., 1983, Mass Spectrometric Measurements of Gas Composition Profiles Associated with Bubbles in a Two-Dimensional Bed, *AIChE Symp. Ser.*, 7, 222, pp. 19-26.
- Lin, J.S., Chen, M.M. e Chao, B.T., 1985, A Novel Radioactive Particle Tracking Facility for Measurement of Solids Motion in Gas Fluidized Beds, *AIChE Journal*, 31, pp. 465-493.
- Lockett, M.J., Davidson, J.F. e Harrison, D., 1967, On the two-phase theory of fluidisation, *Chem. Eng. Sci.*, 22, pp. 1059-1066.
- Magnus, G., 1852, Über die Abweichung der geschosse, nebst eine auffallende Erscheinung bei rotirenden Korpern, *Berlin, F. Dummler*, citado por L.-S. Fan e C. Zhu, 1998, Principles of Gas-Solid Flows, Cambridge University Press.
- Malcus, S., Chaplin, G. e Pugley, T., 2000, The hydrodynamics of the high-density bottom zone in a CFB riser analyzed by means of electrical capacitance tomography (ECT), *Chem. Eng. Sci.*, 55, pp. 4129-4183.
- Marcus, R.D., Leung, L.S., Klinzing, G.E. e Rizk, F., 1990, Pneumatic Conveying of Solids, Chapman and Hall.
- Massimilla, L., 1973, Behavior of catalytic beds of fine particles at high gas velocities, *AIChE Symp. Ser.* 69, 128, pp. 11-13, citado por J. Yerushalmi, High Velocity Fluidized Beds, em Geldart, D., 1986, Gas Fluidization Technology, John Wiley & Sons.

- Massimilla, L., 1985, Gas Jets in Fluidized Beds, em Fluidization II, editado por J.F. Davidson, R. Clift e D. Harrison, p. 133, Academic Press, London.
- McWilliam, J.A.C., 1961, The circulation of air within a simulated fluidised bed bubble, Report for the Chem. Eng. Tripos, University of Cambridge, citado por J.F. Davidson, e D. Harrison, 1963, Fluidised Particles, Cambridge University Press.
- Merry, J.M.D., 1971, Penetration of a horizontal gas jet into a fluidised bed, Trans. Instn. Chem. Engrs., 49, pp. 189-195.
- Merry, J.M.D., 1975, Penetration of Vertical Jets into Fluidized Beds, AIChE Journal, 21, pp. 507-510.
- Miller, G., Kolar, A., Zakkay, V. E Hakim, S., Bed Expansion Studies and Slugging Characteristics in a Pressurized Fluidized Bed of Large Particles, 1981, AIChE Symp. Ser., 7, 205, pp. 166-173.
- Molerus, O., 1982, Interpretation of Geldart's Type A, B, C and D Powders by Taking into Account Interparticle Cohesion Forces, Powder Technol., 55, 133, citado por D. Geldart, Characterization of Fluidized Powders, em Geldart, D., 1986, Gas Fluidization Technology, John Wiley & Sons.
- Morse, R.D. e Ballou, C.O., 1951, The Uniformity of Fluidization- its measurements and use, Chem. Engng. Progr., 47, pp. 199-204.
- Murray, J.D., 1965, On the mathematics of fluidization, J. Fluid Mech., 21, pp. 465-493, e 22, pp. 57-80.
- Nguyen, X.T. e Leung, L.S., 1972, Chem. Eng. Sci., 27, pp. 1748-1750.
- Nienow, A., Rowe, P. e Chiba, T., 1978, Mixing and segregation of a small proportion of large particles in gas fluidized beds of considerably smaller ones, AIChE Symp. Ser., 176, 74, pp. 45-53.
- Nigham, B., 1975, Pneumatic Conveyance, Atlas Copco Air Compendium, Atlas Copco AB, Stockholm, citado por A.R.J. Borges, 1984, Introdução ao Estudo do Transporte Pneumático, FCT-UC, Coimbra.
- Ormiston, R.M., Mitchell, F.R.G. e Davidson, J.F., 1965, The velocities of slugs in fluidised beds, Trans. Instn. Chem. Engrs., 43, pp. T209-T216.
- Paiva, J.M., Pinho, C.T. e Figueiredo, R.A., 1998, Evolution of pressure drop inside different layers of an atmospheric fluidized bed, Proceedings of the 7th ENCIT-Brazilian Congress of Engineering and Thermal Sciences, 3 a 6 de Novembro de 1998, Rio de Janeiro, vol 2, pp. 827-831.
- Paiva, J.M., Pinho, C.T. e Figueiredo, R.A., 1999, Pressure drop behavior inside an atmospheric fluidized bed, from minimum to incipient fast fluidization, using different distributor plates, Proceedings of the 15th COBEM-Brazilian Congress of Mechanical Engineering, 22 a 26 de Novembro de 1999, Águas de Lindóia, São Paulo, edição em CD.
- Paiva, J.M., Pinho, C.T. e Figueiredo, R.A., 2000a, Distributor Plate Influence on Fluidization Quality, Measuring Pressure Drop Evolution in Adjacent Slices Through the Bed, artigo com a ref^a 11026, Proceedings of the FEDSM2000- ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting, 11 a 15 de Junho de 2000, Boston, Massachusetts, edição em CD.
- Paiva, J.M., Pinho, C.T. e Figueiredo, R.A., 2000b, Distributor Plate Influence on Fluidization Quality, artigo com a ref^a S21P04, Proceedings of the 8th ENCIT- Brazilian Congress of Engineering and Thermal Sciences, 3 a 6 de Outubro de 2000, Porto Alegre, edição em CD.
- Park, W.H., Kang, W.K., Capes, C.E. e Osberg, G.L., 1969, The properties of bubbles in fluidized beds of conducting particles as measured by an electroresistivity probe, Chem. Eng. Sci., 24, pp. 851-865.
- Partridge, B.A. e Rowe, P.N., 1966, Analysis of Gas Flow in a Bubbling Fluidized Bed When Cloud Formation Occurs, Trans. Instn. Chem. Engrs., 44, pp. T349-T358.
- Partridge, B.A. e Rowe, P.N., 1966, Chemical reaction in a bubbling gas fluidized bed, Trans. Instn. Chem. Engrs., 44, pp. 335-348.
- Peirano, E., Palchonok, G., Johnsson, F. e Leckner, B., 1998, Estimates of turbulence mechanisms in circulating fluidized bed combustors, Powder Technol., 96, pp. 90-105.
- Peters, L.K. e Klinzing, G.E., 1972, Friction in Turbulent Flow of Solid-Gas Systems, Can. J. Chem. Eng., 50, pp. 441-444.
- Peters, M.H., Fan, L.-S. e Sweeney, T.L., 1982, Reactant Dynamics in Catalytic Fluidized Bed Reactors with Flow Reversal of Gas in the Emulsion Phase, Chem. Eng. Sci., 37, pp. 553-565.
- Pilão, R., 1997, Estudo do comportamento térmico de esquentadores domésticos a gás, Tese de Mestrado, Faculdade de Engenharia da Universidade do Porto.
- Punčochář, e M., Drahoš, J., 1992, A novel approach in classification of solid particles with respect to the quality of fluidization, Chem. Eng. Sci., 47, 12, pp. 3137-3142.
- Punčochář, e M., Drahoš, J., 2000, Limits of applicability of capillary model for pressure drop correlation, Chem. Eng. Sci., 55, pp. 3951-3954.
- Punčochář, M., Drahoš, J. e Čermák, J., 1990, The limits of applicability of pressure drop correlations, Chem. Eng. Sci., 45, 9, pp. 2994-2998.
- Reh, L., 1968, Chem. Ing. Techn., 40, 509, citado por J.R. Grace, 1986, Contacting Modes and Behavior Classification of Gas-Solid and Other Two-Phase Suspensions, Can. J. Chem. Engng., 64, pp. 353-363.

- Reh, L., 1971, Fluid Bed Processing, Chem. Eng. Progr., 67, pp. 58-63, citado por J.R. Grace, 1986, Contacting Modes and Behavior Classification of Gas-Solid and Other Two-Phase Suspensions, Can. J. Chem. Engng., 64, pp. 353-363.
- Reuter, H., 1963a, Druckverteilung um Blasen im Gas- Feststoff-Fließbett, Chem. Ing. Tech, 35, 98, citado por J.F. Davidson e D. Harrison, 1963, Fluidised Particles, Cambridge University Press.
- Reuter, H., 1963b, Mechanismus der Blasen im Gas- Feststoff-Fließbett, Chem. Ing. Tech, 35, 219, citado por J.F. Davidson e D. Harrison, 1963, Fluidised Particles, Cambridge University Press.
- Rhodes, M.J. e Geldart, D., 1986, Transition to turbulence?, em Fluidization V, editado por K. Østergaard e A. Sørensen, p. 281, Engineering Foundation, New York.
- Rhodes, M.J., 1996, What is turbulent fluidization?, Powder Technol., 88, pp. 3-14.
- Rhodes, M.J., 1998, Introduction to Particle Technology, John Wiley & Sons Ltd.
- Ribeiro, L. e Pinho, C., 1998, Combustion of Propane and Methane in the Bubbles of a Fluidized Bed, Symposium on Thermal and Fluids Engineering, Canadian Society for Mechanical Engineering (CSME) Forum'98, May 19-22, 1998, Toronto, Ontario, Canada.
- Rice, W.J. e Wilhelm, R.H., 1958, Surface dynamics of fluidized beds and quality of fluidization, AIChE Journal, 4, pp. 423-429.
- Richardson, J.F. e Zaki, W.N., 1954, Sedimentation and Fluidization: Part I, Trans. Instn. Chem. Engrs., 32, pp. 35-53.
- Rietma, K., 1984, Powder Technol., 37, 5, citado por D. Geldart, Characterization of Fluidized Powders, em Geldart, D., 1986, Gas Fluidization Technology, John Wiley & Sons.
- Romero, J.B. e Joahnsen, L.N., 1962, Factors affecting fluidized bed quality, Chem. Engng. Progr. Symposium Series, 58, 38, 28, citado por J.F. Davidson e D. Harrison, 1963, Fluidised Particles, Cambridge University Press.
- Rose, P.L., 1961, Circulation in a spherical-cap bubble, Report for the Chemical Engineering Tripos, University of Cambridge, citado por J.F. Davidson e D. Harrison, 1963, Fluidised Particles, Cambridge University Press.
- Rowe, P. N., 1971, em Fluidization, editado por J.F. Davidson e D. Harrison, p.121, Academic Press, New York.
- Rowe, P. N., 1976, Prediction of bubble size in a gas fluidised bed, Chem. Eng. Sci., 31, pp. 285-288.
- Rowe, P.N. e Everett, D.J., 1972, Fluidised Bed Bubbles Viewed by X-Rays: Part III- Bubble size and number when unrestrained three-dimensional growth occurs, Trans. Instn. Chem. Engrs., 50, pp. 55-60, citado por R. Clift, Hydrodynamics of Bubbling Fluidized Beds, em Geldart, D., 1986, Gas Fluidization Technology, John Wiley & Sons.
- Rowe, P.N. e Partridge, B.A. e Lyall, E., 1965, An X-Ray Study of bubbles in fluidised beds, Trans. Instn. Chem. Engrs., 43, pp. T157-T175, citado por R. Clift, Hydrodynamics of Bubbling Fluidized Beds, em Geldart, D., 1986, Gas Fluidization Technology, John Wiley & Sons.
- Rowe, P.N., Macgillivray, H.J. e Cheesman, D.J., 1979, Gas Discharge from an Orifice into a Gas Fluidised Bed, Trans. Instn. Chem. Engrs., 57, pp. 194-199, citado por D. Geldart, Single Particles, Fixed and Quiescent Beds, em Geldart, D., 1986, Gas Fluidization Technology, John Wiley & Sons.
- Rowe, P.N., Partridge, B.A. e Lyall, E., 1964, Cloud formation around bubbles in fluidized beds, Chem. Eng. Sci., 19, pp. 973-985.
- Rowe, P.N., Santoro, L. e Yates, J.G., 1978, The division of gas between bubble and interstitial phases in fluidized beds of fine powders, Chem. Eng. Sci., 33, pp. 133-140.
- Rowe, P.N. e Yacono, C.X.R., 1976, The bubbling behaviour of the powders when fluidised, Chem. Engng Science, 31, pp. 1179-1192.
- Rudinger, G., 1980, Fundamentals of Gas- Particle Flow, Elsevier Scientific, New York.
- Saxena, S.C., Chatterjee, A. e Patel, R.C., 1979, Powder Technol., 22, 191, citado por S.C. Saxena e A. Mathur, 1985, Hydrodynamic and Heat-Transfer Studies in Fine Particle Gas-Fluidized Beds, Energy, 10, 1, pp. 57-68, e por A. Svensson, F. Johnsson, F. e B. Leckner, 1996, Fluidization regimes in non-slugging fluidized beds: the influence of pressure drop across the air distributor, Powder Technol., 86, pp. 299-312.
- Scheidegger, A.E., 1960, The Physics of Flow Through Porous Media, Toronto, University of Toronto Press, citado por J.F. Davidson e D. Harrison, 1963, Fluidised Particles, Cambridge University Press.
- Schlichthaerle, P. e Werther, J., 1999, Axial pressure profiles and solid concentration distributions in the CFB bottom zone, em Circulating fluidized bed technology VI, editado por J. Werther, p. 185, Germany, Dechema-Deutsche Gesellschaft für Chemisches Apparateswesen, citado por S. Malcus, G. Chaplin e T. Pugley, 2000, The hydrodynamics of the high-density bottom zone in a CFB riser analyzed by means of electrical capacitance tomography (ECT), Chem. Eng. Sci., 55, pp. 4129-4183.
- Schnitzlein, M.G. e Weinstein, H., 1988, Design parameters determining solids hold-up in fast fluidized bed system, em Circulating fluidized bed technology II, editado por P. Basu e J.F. Large, p. 205, Oxford Pergamon Press.
- Schouten, J.C. e van den Bleek, 1998, Monitoring the quality of fluidization using the short-term predictability of pressure fluctuations, AIChE Journal, 44, 1, pp. 48-60.

- Shimizu, A., Echigo, R., Hasegawa, S. e Hishida, M., 1978, Experimental Study on the Pressure Drop and the Entry Length of the Gas-Solid Suspension Flow in a Circular Tube, *Int. J. Multiphase Flow*, 4, p. 43, citado por L.- S. Fan e C. Zhu, 1998, *Principles of Gas- Solids Flows*, p. 469, Cambridge University Press.
- Sit, S.P., 1986, em *Fluidization V*, editado por K. Østergaard e A. Sørensen, p. 39, Engineering Foundation, New York.
- Song, J.C., Fan, L.T. e Yutani, 1984, Fault Detection of the Fluidized Bed Distributor by Pressure Fluctuation Signal, *Chem. Eng. Commun.*, 25, pp. 105-118, citado por J.C. Schouten e van den Bleek, 1998, Monitoring the quality of fluidization using the short-term predictability of pressure fluctuations, *AIChE Journal*, 44, 1, pp. 48-60.
- Stewart, P.S.B. e Davidson, J.F., 1967, *Powder Technol.*, 1, 61, citado por R.C. Darton, R.D. LaNauze, J.F. Davidson e D. Harrison, D., 1977, Bubble Growth due to Coalescence in Fluidized Beds, *Trans. Instn. Chem. Engrs.*, 55, pp. 274-280.
- Stewart, P.S.B., 1968, Isolated Bubbles in Fluidized Beds- Theory and Experiment, *Trans. Instn. Chem. Engrs.*, 46, pp. T60-T66.
- Sun, G. e Grace, J.R., 1990, The effect of particle size distribution on the performance of catalytic fluidized bed reactor, *Chem. Eng. Sci.*, 45, pp. 2187-2194.
- Sun, G., Chao, Z, Fan, Y. e Shi, M., 1999, Hydrodynamic behavior in the bottom region of a cold FCC riser, em *Circulating fluidized bed technology VI*, editado por J. Werther, p. 179, Germany, Dechema- Deutsche Gesellschaft fur Chemisches Apparatwesen e.V.
- Svensson, A., Johnsson, F. e Leckner, B., 1993, Fluid-dynamics of the bottom bed of circulating fluidized bed boilers, em *Proceedings of the 12th International Conference on Fluidized Bed Combustion*, editado por L. Rubow, p. 887, New York, ASME.
- Svensson, A., Johnsson, F. e Leckner, B., 1996a, Fluidization regimes in non-slugging fluidized beds: the influence of pressure drop across the air distributor, *Powder Technol.*, 86, pp. 299-312.
- Svensson, A., Johnsson, F. e Leckner, B., 1996b, Bottom Bed Regimes in a Circulating Fluidized Bed Boiler, *Int. J. Multiphase Flow*, 22, 6, pp. 1187-1204.
- Toei, R., Matsuno, R., Kojima, H., Nagai, Y., Nakagawa, K. e Yu, S., 1965, Behavior of bubbles in the gas-solid fluidized bed, *Chem. Eng. Japan*, 29, pp. 851-855, citado por G. Sun e J.R. Grace, The effect of particle size distribution on the performance of a catalytic fluidized bed reactor, 1990, *Chem. Eng. Sci.*, 45, 8, pp. 2187-2194.
- Toomey, R.D. e Johnstone, H.F., 1952, Gaseous Fluidization of Solid Particles, *Chem. Eng. Progr.*, 48, pp. 220-226.
- Tsutsui, T., Furusaki, S. e Miyauchi, T., 1980, *Chem. Eng. Japan*, 6, 501, citado por D. Kunii e O. Levenspiel, 1991, *Fluidization Engineering*, Butterworth- Heinemann Series in Chemical Engineering, Reed Publishing Inc.
- Valenzuela, J.A. e Glicksman, L.R., 1981, *AIChE 74th Annu. Meet.*, citado por R. Clift e J.R. Grace, 1985, Continuous Bubbling and Slugging, em *Fluidization II*, editado por J.F. Davidson, R. Clift e D. Harrison, p. 73, Academic Press, London.
- van Deemter, J.J., 1980, em *Fluidization III*, editado por J.R. Grace e J.M. Matsen, p. 69, Plenum, New York.
- van der Schaaf, J., Schouten, J.C., Johnsson, F. e van der Bleek, C.M., 1999, Bypassing of Gas Through Bubble Chains and Jets in Circulating Fluidized Beds, *Dechema- Deutsche Gesellschaft fur Chemisches Apparatwesen*, 6th Int. Conf. On CFB, Wurzburg, Aug. 22-27.
- van Ommen, J.R., Schouten, J.C. e van den Bleek, C.M., 1998, Monitoring fluidization dynamics for detection of changes in fluidized bed composition and operating conditions, em *Proceedings of the ASME Heat Transfer Division- Vol. 5*, R.A. Nelson Jr., T. Chopin, S.T. Thynell (Eds.), ASME, New York, USA, pp. 395-404.
- van Ommen, J.R., Schouten, J.C. e van den Bleek, C.M., 1999a, Monitoring Fluidization Dynamics for Detection of Changes in Fluidized Bed Composition and Operating Conditions, em *ASME Journal of Fluids Engineering*, 121, 4, pp. 887-894.
- van Ommen, J.R., Schouten, J.C. e van den Bleek, C.M., 1999b, An early-warning-method for detecting bed agglomeration in fluidized bed combustors, em *Proceedings of the 15th international conference on fluidized bed combustion*, R.B. Reuther (Ed.), ASME, New York, USA, Paper No. FBC99-0150.
- van Ommen, J.R., Schouten, J.C., Coppens, M.-O. e Van den Bleek, C.M., 1999c, Detecting agglomeration in a gas-solids fluidized bed without disturbance from gas velocity fluctuations and bed mass variations, *AIChE 1999 annual meeting*, Oct. 31 – Nov. 5, Dallas, USA, paper 143E, pp.1-9.
- van Ommen, J.R., Schouten, J.C., Coppens, M.-O. e Van den Bleek, C.M., 1999d, Monitoring fluidization by dynamic pressure analysis, *Chemical Engineering & Technology*, 22, 9, pp. 773-775.
- van Ommen, J.R., Schouten, J.C., vander Stappen, M.L.M. e van den Bleek, C.M., 1999d, Response characteristics of probe-transducer systems for pressure measurements in gas-solid fluidized beds: how to prevent pitfalls in dynamic pressure measurements, *Powder Technol.*, 106, 3, pp.199-218.
- Wallis, J.B., 1969, *One Dimensional Two-Phase Flow*, McGraw-Hill, New York.

- Wen, C.Y. e Chen, L.H., 1982, Fluidized Bed Freeboard Phenomena: Entrainment and Elutriation, *AICHE Journal*, 28, 1, pp. 117-128.
- Wen, C.Y. e Dutta, S., 1977, Research needs for the analysis, design and scale-up of fluidized beds, *AICHE Symp. Series*, 73, pp. 1-8.
- Wen, C.Y. e Yu, Y.H., 1960, *Chem. Eng. Progr. Symp. Ser.*, 62, pp. 110-111, citado por G.E. Klinzing, 1981, *Gas-Solid Transport*, McGraw-Hill Book Company.
- Wen, C.Y. e Yu, Y.H., 1966, A Generalized Method for Predicting the Minimum Fluidization Velocity, *AICHEJ.*, 12, pp. 610-612.
- Wen, C.Y. *et al.*, 1978, em *Fluidization*, editado por J.F. Davidson e D. L. Keairns, p. 32, Cambridge University Press, New York, citado por D. Kunii e O. Levenspiel, 1991, *Fluidization Engineering*, Butterworth-Heinemann Series in Chemical Engineering, Reed Publishing Inc.
- Werther J., 1992, *Fluidized-Bed Reactors*, em *Ullmann's Encyclopedia Of Industrial Chemistry*, editada por B. Eilers, S. Hawkins e G. Schulz, Vol. B4: Chemical Reaction Engineering and Plant Design. Verlag Chemie, Weinheim, pp. 239-274, Vch Publishers, New York.
- Werther, J. e Molerus, O., 1973a, The local structure of gas fluidized beds- I. A statistically based measuring system. *Int. J. Multiphase Flow* 1, pp. 103-122.
- Werther, J. e Molerus, O., 1973b, The local structure of gas fluidized beds- II. The spatial distribution of bubbles. *Int. J. Multiphase Flow* 1, pp.123-138.
- Werther, J. e Wein, J., 1994, Expansion Behavior of gas Fluidized Beds in the Turbulent Regime, *AICHE Symp. Series*, 301, 90, pp. 31-44.
- Werther, J., 1976, em *Fluidization Technology: Proceedings of the International Fluidization Conference*, editado por D.L. Keairns, p. 215, Vol. I, Asilomar, California, Hemisphere Publishing Corporation in association with McGraw-Hill, Washington.
- Werther, J., 1978, Effect of the gas distributor on the hydrodynamics of gas fluidized beds, *Ger. Chem. Eng.*, 1, pp. 166-174.
- White, F.M., 1986, *Fluid Mechanics*, McGraw-Hill Book Co.
- Wilhelm, R.H. e Kwauk, M., 1948, Fluidization of Solid Particles, *Chem. Eng. Progr.*, 44, pp. 201-218, citado por D. Geldart, *Characterization of Fluidized Powders*, em Geldart, D., 1986, *Gas Fluidization Technology*, John Wiley & Sons.
- Witehead, A.B., 1985, Distributor Characteristics and Bed Properties, em *Fluidization II*, editado por J.F. Davidson, R. Clift e D. Harrison, p. 173, Academic Press, London.
- Wong, A.C.Y., 1983, Ph.D. Dissertation, University of Bradford, citado por D. Geldart, *Characterization of Fluidized Powders*, em Geldart, D., 1986, *Gas Fluidization Technology*, John Wiley & Sons.
- Yacono, C.X.R., 1975, Ph.D. Dissertation, University of London, citado por P.N. Rowe e C.X.R. Yacono, 1976, The bubbling behaviour of the powders when fluidised, *Chem. Engng Science*, 31, pp. 1179-1192.
- Yamazaki, M., Fukuta, K e Tokumoto, J., 1986, em *Proc. 3rd World Cong. of Chem. Eng.*, Tokyo, citado por D. Kunii e O. Levenspiel, 1991, *Fluidization Engineering*, Butterworth-Heinemann Series in Chemical Engineering, Reed Publishing Inc.
- Yang, W.-C. e Keairns, D.L., 1978, Momentum Dissipation of and Gas Entrainment into a Gas- Solid Two- Phase Jet in a Fluidized Bed, em *Fluidization*, editado por J.F. Davidson e D.L. Keairns, Cambridge, Cambridge University Press.
- Yang, W.-C. e Keairns, D.L., 1979, Estimating the Jet Penetration depth of Multiple Vertical Grid Jets, *Ind. Eng. Chem. Fund.*, 18, pp. 317-320, citado por R. Clift, *Hydrodynamics of Bubbling Fluidized Beds*, em Geldart, D., 1986, *Gas Fluidization Technology*, John Wiley & Sons.
- Yang, W.C., 1976, *Proceedings of Pneumotransport, VI, International Conference on the Pneumatic Transport of Solids in Pipes*, BHRA Fluid Engineering, Cranfield.
- Yang, W.C., 1978, A Correlation for solid Fraction Factor in Vertical Pneumatic Conveying Lines, *AICHE Journal*, 24, 3, pp. 548-552.
- Yang, W.-C., 1984, Mechanistic Models for Transition between Regimes of Fluidization, *AICHE Journal*, 30, pp. 1025-1027.
- Yang, Z., Tung, Y. e Kwauk, M., 1985, Characterizing fluidization by the bed collapsing method, *Chem. Engng. Commun.*, 39, pp. 217-232.
- Yasui, G. e Joanhson, L.N., 1958, Characteristics of gas pockets in fluidized beds, *AICHE Journal*, 4, pp. 445-452.
- Yates, J.G., Bejek, V. e Cheesman, D.J., 1986, em *Fluidization V*, editado por K. Østergaard e A. Sørensen, p. 79, Engineering Foundation, New York.
- Yates, J.G., Rowe, P.N. e Cheesman, D.J., 1984, Gas Entry Effects in Fluidized Bed Reactors, *AICHE Journal*, 30, pp. 890-894.
- Yerushalmi, J. e Avidan, A., 1985, High Velocity Fluidization, em *Fluidization II*, editado por J.F. Davidson, R. Clift e D. Harrison, p. 232, Academic Press, London.

- Yerushalmi, J. e Cankurt, N.T., 1978, High velocity fluid beds, *Chemtec* 8, 564, citado por J. Yerushalmi, High Velocity Fluidized Beds, em Geldart, D., 1986, *Gas Fluidization Technology*, John Wiley & Sons.
- Yerushalmi, J. e Cankurt, N.T., 1979, Further Studies of the Regimes of Fluidization, *Powder Technol.*, 24, 187.
- Yerushalmi, J., 1986, High Velocity Fluidization, em *Gas Fluidization Technology*, editado por D. Geldart, p. 155, John Wiley & Sons, New York.
- Yerushalmi, J., Cankurt, N.T., Geldart, D. e Liss, B., 1978, Flow Regimes in Vertical Gas-Solid Contact Systems, *AIChE Symp. Ser.*, 74, 176, pp. 1-13.
- Yerushalmi, J., Turner, D.H. e Squires, A.M., 1976, The fast fluidized bed, *Ind. Eng. Chem. Process Design Development*, 15, pp. 47-53.
- Zenz, F.A., 1957, Fluid catalyst design data: VI. Particle size affects initial fluidization, *Petrol. Refiner.*, 36, pp. 305-308.
- Zijerveld, R.C., Koniuta, A., Johnsson, F., Marzocchella, A., Schouten, J.C. e van den Bleek, C.M., 1997, Axial Solids Distribution and Bottom Bed Dynamics for Circulating Fluidized Bed Combustor Application, *AIChE Symp. Ser.*, 93, 318, pp. 97-102.

ANEXO A1

Neste apêndice são apresentadas as curvas de calibração das placas medidoras do caudal de gás. Foram utilizados dois métodos: o método do deslocamento positivo, em que se utilizou água, e o método da mistura gasosa, em que se utilizou CO₂ como gás traçador.

O método do deslocamento positivo requereu uma instalação esquematicamente representada na figura seguinte:

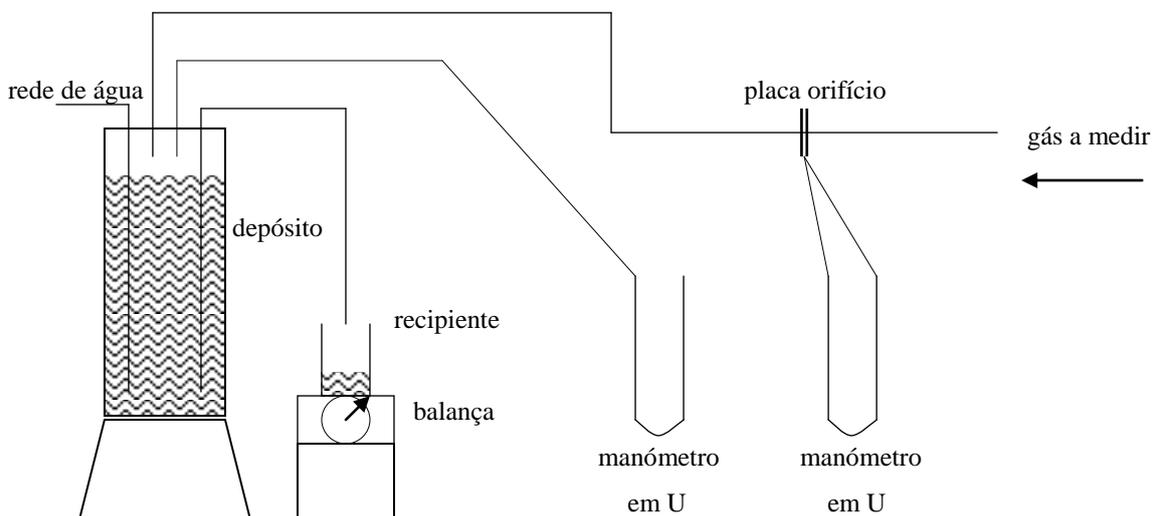


Fig. A1. 1- Esquema da instalação existente e utilizada para calibração segundo o método do deslocamento positivo.

Por força da introdução do gás a medir no interior do depósito, inicialmente cheio de água, esta é empurrada para fora, sendo recolhida num recipiente. A massa correspondente a um dado intervalo de tempo é medida, o que permite conhecer o caudal mássico médio nesse intervalo. Desse modo vai conhecer-se, e posteriormente correlacionar-se com a variação de pressão registada, o caudal médio de gás que passou pelo medidor de caudal:

$$\dot{m}_{ar} = \frac{\dot{m}_{\acute{a}gua}}{\Delta t} \frac{\rho_{ar}}{\rho_{\acute{a}gua}}$$

(A1. 1)

em que ρ representa a massa volúmica. Os ensaios foram sempre realizados com o depósito de água inicialmente cheio por forma a obter a precisão requerida nos resultados de calibração (Pilão, 1998).

No entanto, a impossibilidade de utilização deste método, com a instalação disponível, para os caudais mais elevados, fez com que se tivesse recorrido ao segundo método acima referido, ou seja, à utilização de um gás traçador. Este método consiste na introdução de um pequeno caudal de gás na linha do caudal de ar a medir. Medindo a fracção molar desse gás traçador na mistura era possível conhecer o caudal de ar ambiente que se pretendia medir. O analisador utilizado fazia uma medição da quantidade de CO₂ existente no ar ambiente, o que correspondia, aliás, aos procedimentos internos de iniciação do aparelho. Adicionava-se então, a jusante de um rotâmetro previamente calibrado pelo método do deslocamento positivo, um pequeno caudal de CO₂ determinado. Depois de bem misturados, o que se conseguia fazendo passar a mistura por um tubo de longo comprimento (3,5 m) entre o ponto de injeção e o ponto onde se fazia a recolha para análise, era determinado o caudal de ar da linha de alimentação.

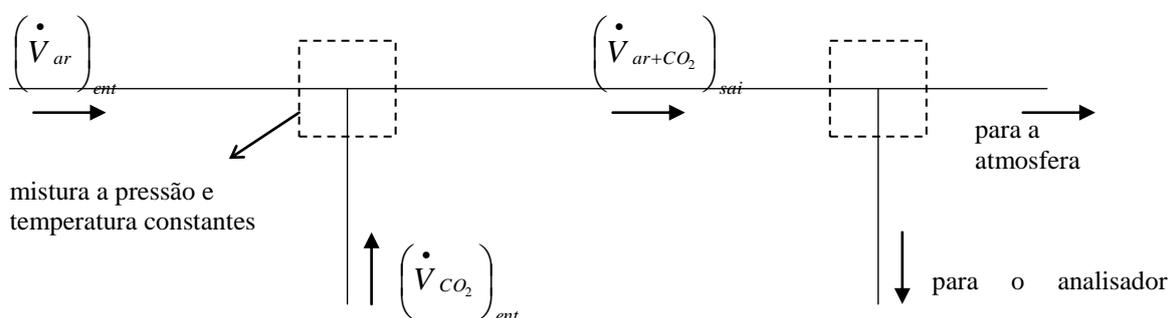


Fig. A1. 2- Esquema da mistura do gás traçador com o ar e posterior análise.

Como o processo se desenvolve a temperatura constante, aplicando a equação da conservação da massa a cada espécie, obtém-se, para o CO₂:

$$\frac{P}{RT} \left(\dot{V}_{CO_2} \right)_{ent} + \frac{P}{RT} \left(X_{CO_2} \dot{V}_{ar} \right)_{ent} = \frac{P}{RT} \left(X_{CO_2} \dot{V}_{ar+CO_2} \right)_{sai} \tag{A1. 2}$$

e para o ar:

$$\frac{P}{RT} \left[\dot{V}_{ar} (1 - X_{CO_2}) \right]_{ent} = \frac{P}{RT} \left[(1 - X_{CO_2}) \dot{V}_{ar+CO_2} \right]_{sai} \quad (A1.3)$$

em que \dot{V}_{ar} representa o caudal volúmico de ar que se pretende medir, \dot{V}_{CO_2} o caudal volúmico de CO_2 , \dot{V}_{ar+CO_2} o caudal volúmico de mistura de ar e de CO_2 e X_{CO_2} a fracção molar do CO_2 .

Resolvendo as Eq.s (A1. 2) e (A1. 3) em ordem ao caudal volúmico de ar, obtém-se, após simplificação:

$$\left(\dot{V}_{ar} \right)_{ent} = \frac{(1 - X_{CO_2})_{sai}}{(X_{CO_2})_{sai} - (X_{CO_2})_{ent}} \left(\dot{V}_{CO_2} \right)_{ent} \quad (A1.4)$$

pelo que o caudal mássico se obtém facilmente multiplicando o caudal volúmico assim obtido pela massa volúmica do ar.

Apresentam-se em seguida os resultados dos vários ensaios realizados pelos processos descritos.

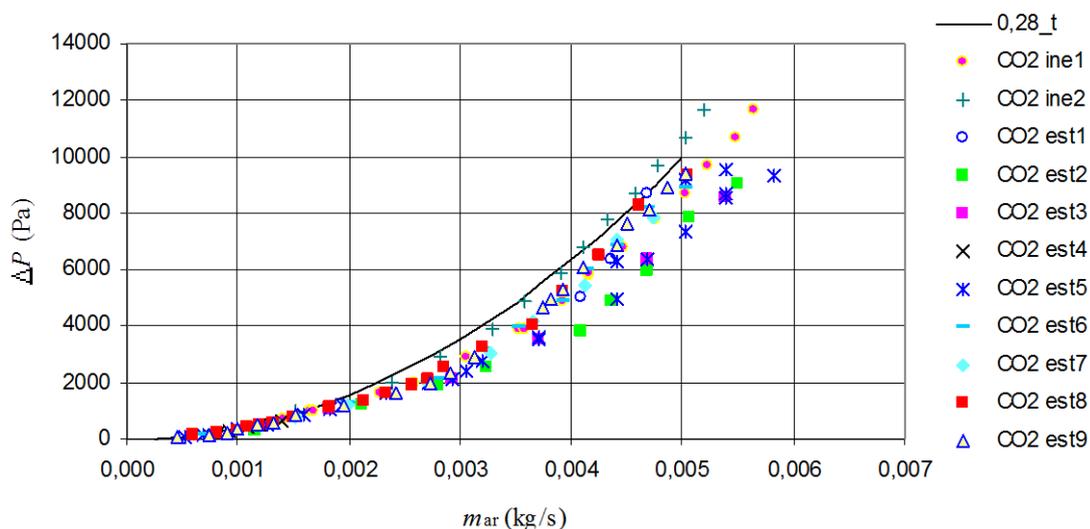


Fig. A1. 3- Curva de calibração do medidor de caudal/placa-orifício com $\beta=0,28$, utilizando o método da mistura gasosa (CO_2)- os vários símbolos correspondem a ensaios distintos, realizados em datas sucessivas; linha contínua- curva teórica.

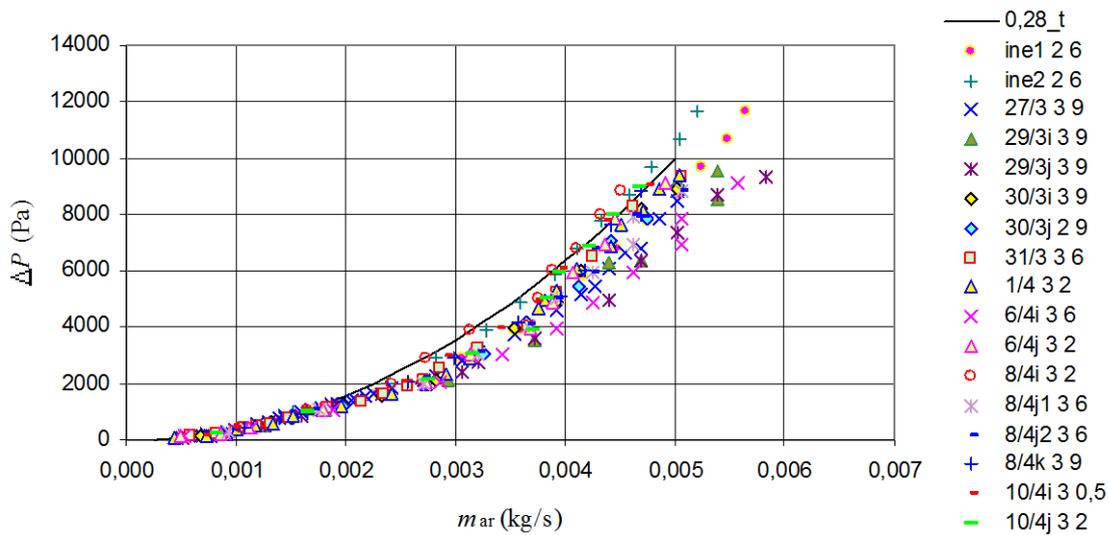


Fig. A1. 4- Curva de calibração do medidor de caudal/placa-orifício com $\beta= 0,28$, utilizando o método do deslocamento positivo (H_2O) e da mistura gasosa (CO_2) - os vários símbolos correspondem a ensaios distintos, realizados em datas sucessivas; linha contínua- curva teórica.

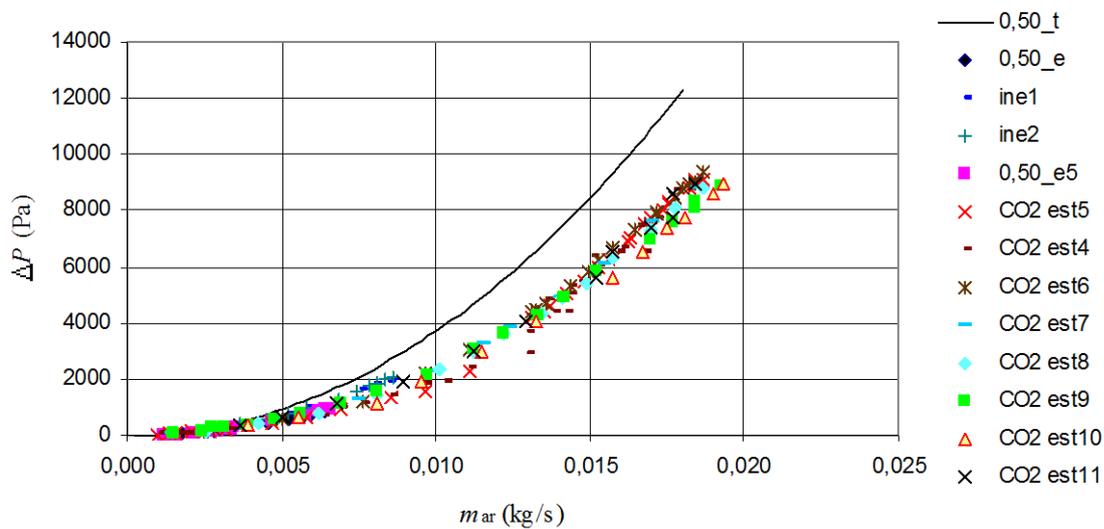


Fig. A1. 5- Curva de calibração do medidor de caudal/placa-orifício com $\beta= 0,49$, utilizando o método da mistura gasosa (CO_2) - os vários símbolos correspondem a ensaios distintos, realizados em datas sucessivas; linha contínua- curva teórica.

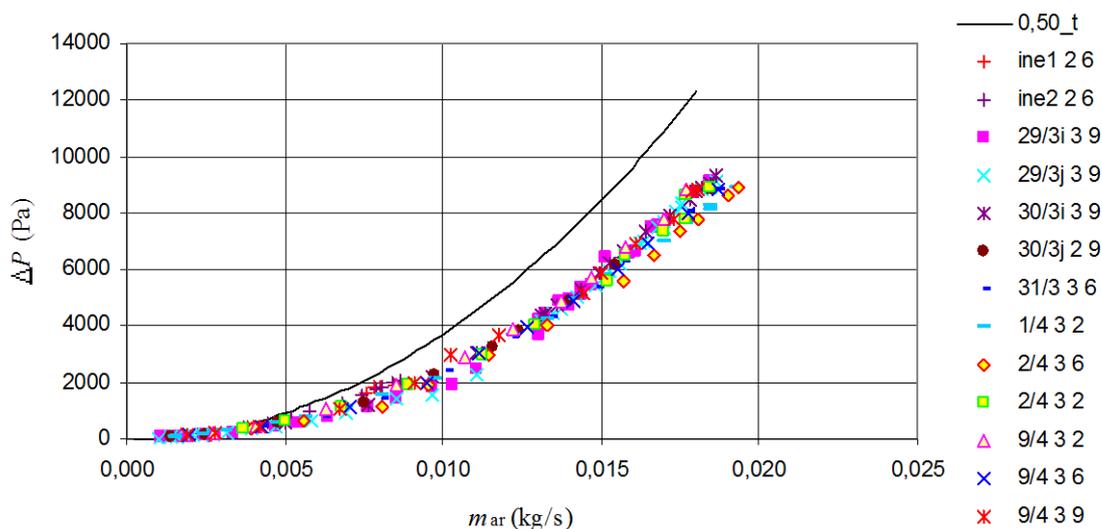


Fig. A1. 6- Curva de calibração do medidor de caudal/placa-orifício com $\beta= 0,49$, utilizando o método do deslocamento positivo (H_2O) e da mistura gasosa (CO_2 e O_2) - os vários símbolos correspondem a ensaios distintos, realizados em datas sucessivas; linha contínua- curva teórica.

A impossibilidade de utilização do método do deslocamento positivo, com a instalação disponível, para os caudais mais elevados, fez com que fossem tomados em consideração apenas os pontos resultantes das medições efectuadas utilizando CO_2 . As figuras seguintes apresentam apenas os pontos experimentais obtidos com o gás traçador, bem como a correlação resultante, e respectivo coeficiente, do ajuste a esses pontos pelo método dos mínimos quadrados.

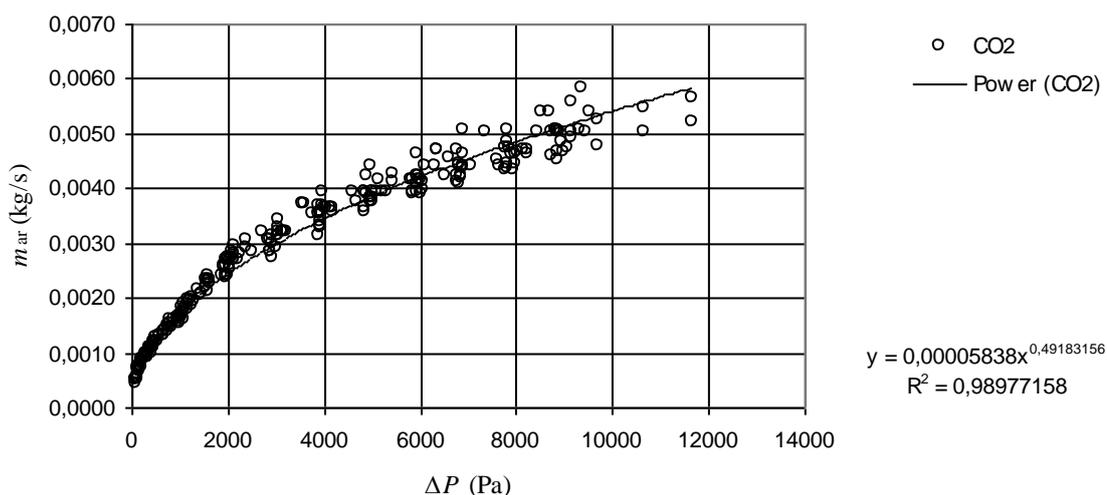


Fig. A1. 7- Correlação aplicada aos pontos experimentais obtidos nos ensaios utilizando CO_2 como gás traçador, medidor de caudal/placa-orifício com $\beta= 0,28$.

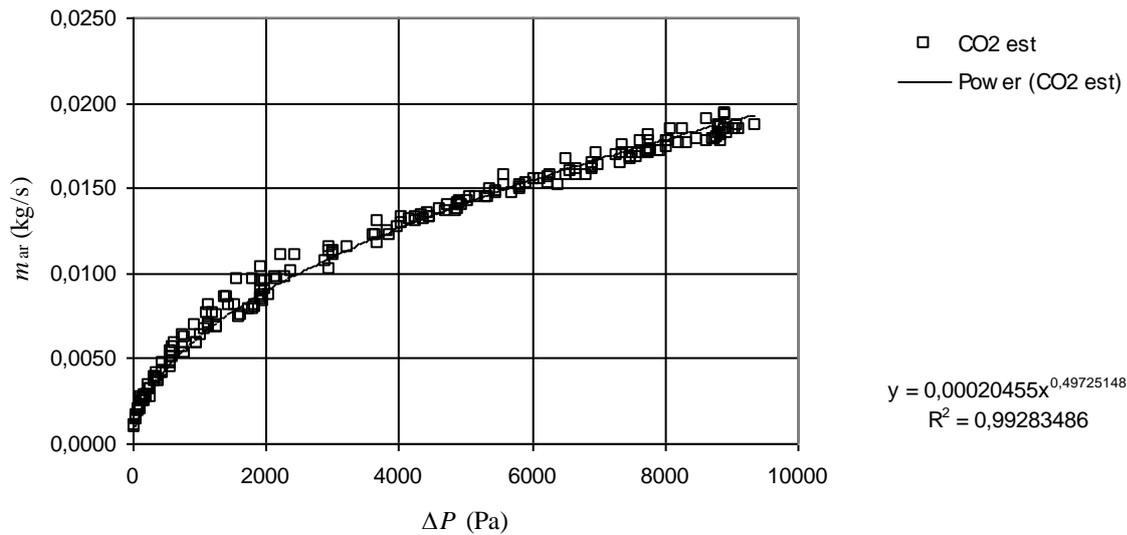


Fig. A1. 8- Correlação aplicada aos pontos experimentais obtidos nos ensaios utilizando CO₂ como gás traçador, medidor de caudal/placa-orifício com $\beta=0,49$.

A título indicativo, aos valores acima medidos correspondem, para as condições de pressão e temperatura normais, as seguintes velocidades na superfície livre do leito:

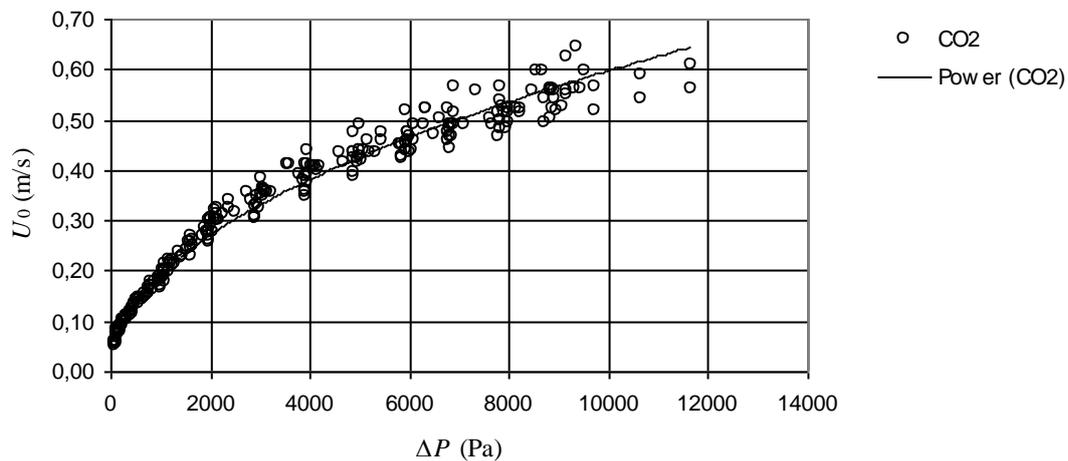


Fig. A1. 9- Curva para obtenção de valores de velocidade superficial tendo por base as medições efectuadas com CO₂, uma pressão atmosférica de 97000 Pa e uma temperatura ambiente de 15°C, placa com $\beta=0,28$.

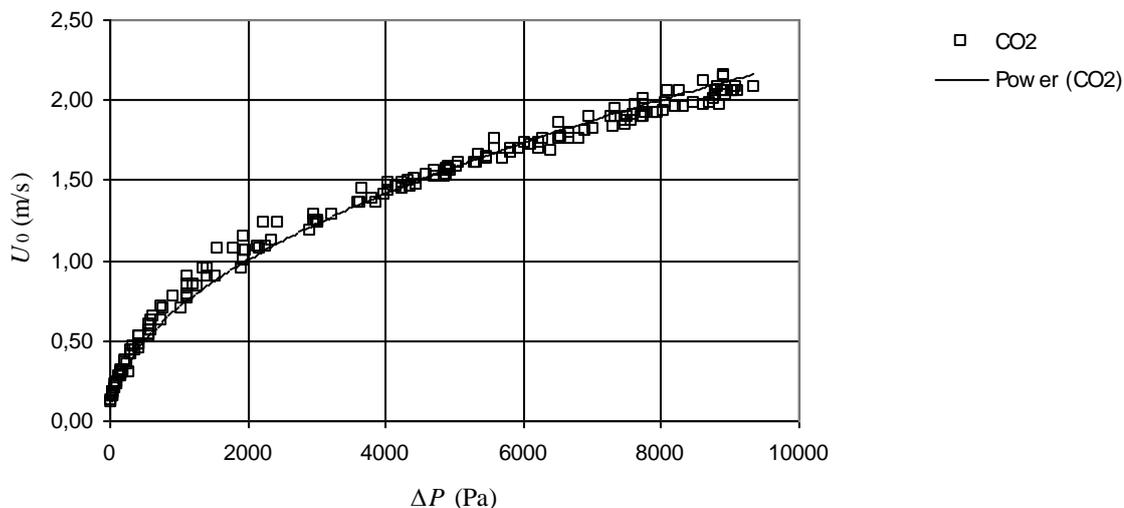


Fig. A1. 10- Curva para obtenção de valores de velocidade superficial tendo por base as medições efectuadas com CO_2 , uma pressão atmosférica de 97000 Pa e uma temperatura ambiente de 15°C, placa com $\beta=0,49$.

O analisador de CO_2 utilizado era calibrado no início de cada sessão de trabalho e, por vezes, várias vezes em cada sessão, caso estas se prolongassem por grandes espaços de tempo. A calibração era realizada automaticamente quando o aparelho era ligado ou, a meio de uma sessão, por opção a seleccionar no painel de controlo. O ajuste do zero era conseguido à custa de se fazer passar N_2 pelo seu porto de aspiração. O azoto estava disponível numa garrafa pressurizada, sendo a sua pureza de 99,9 %, segundo as informações facultadas pelo fornecedor.

Finalmente, a técnica de calibração dos rotâmetros utilizados na medição do caudal de CO_2 a injectar na linha de caudal de ar a medir, é a descrita no método do deslocamento positivo, pelo que se evitará a repetição da sua descrição.

ANEXO A2

Os transdutores de pressão foram calibrados inúmeras vezes ao longo dos quatro anos em que decorreu o trabalho experimental, quer por precaução e boa prática, quer por avarias, quer ainda por suspeitas de avarias ou desvios relativamente aos valores anteriormente registados.

Como foi descrito no Cap. 3, utilizaram-se sistematicamente nove transdutores, com o fim de medir as perdas de carga ao longo do leito e os caudais de ar de fluidização.

A figura seguinte representa, esquematicamente, a instalação utilizada para realizar essas calibrações. O manómetro em U representado foi sempre um manómetro de coluna de água destilada, excepção para o caso da calibração dos transdutores com gamas mais elevadas, até 4 kg/cm^2 , em que houve necessidade de recorrer à coluna de mercúrio.

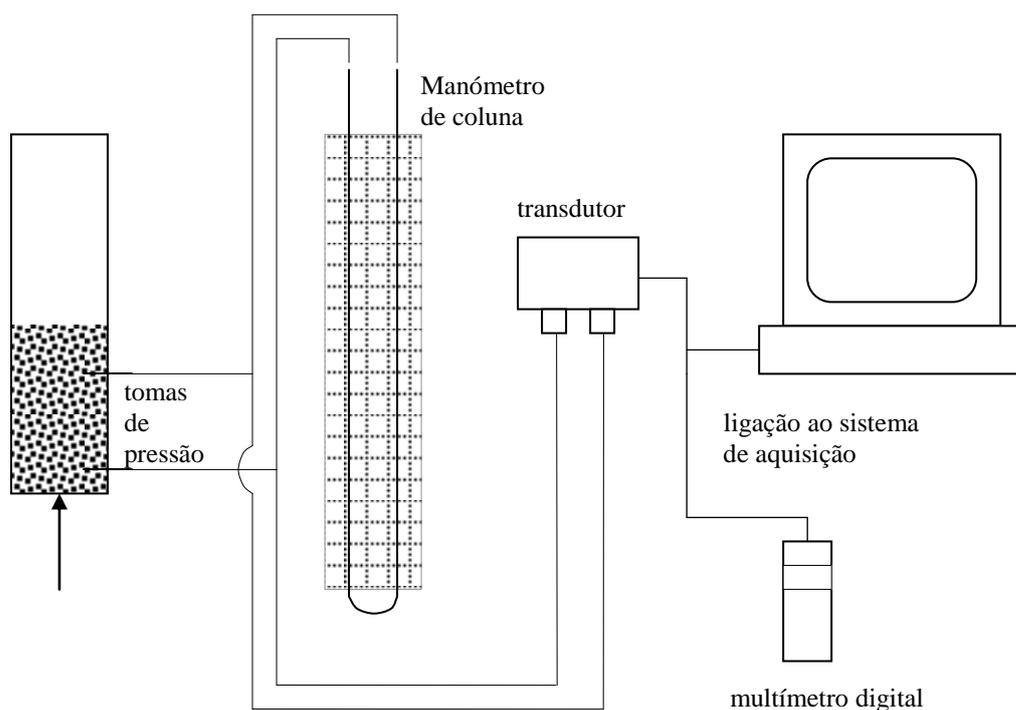


Fig. A2. 1- Instalação de calibração dos transdutores de pressão.

Como resultado obtiveram-se os pontos seguintes, que figuram nas sucessivas curvas apresentadas, para os vários transdutores utilizados.

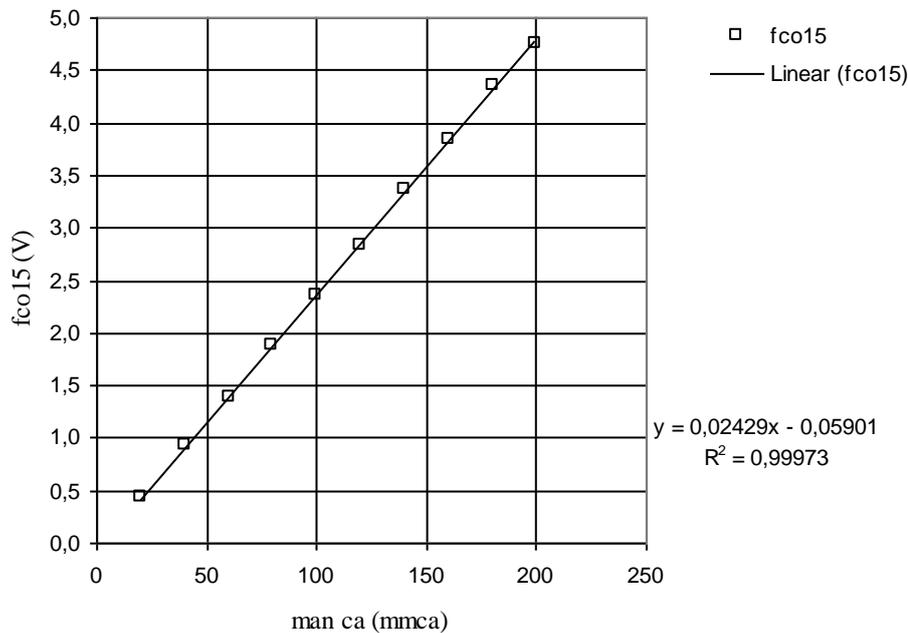


Fig. A2. 2- Curva de calibração do transdutor de pressão Furness Control FCO15.

Uma vez que as curvas de resposta dos três transdutores semelhantes (FCO15) se revelaram praticamente coincidentes, quer em termos de velocidade de adaptação, quer em termos de amplitude das flutuações da pressão medida (Fig. A2. 3), a correlação determinada foi comum aos três aparelhos.

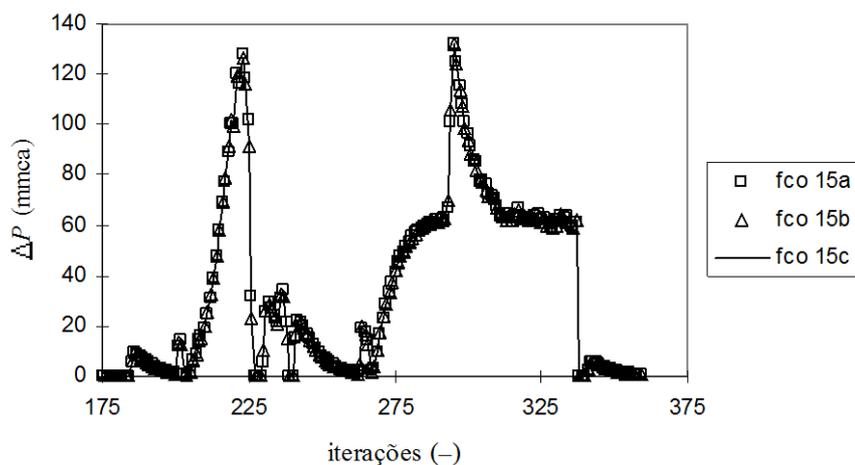


Fig. A2. 3- Curvas de resposta em função do tempo (1 iteração= 1s) dos três transdutores de pressão Furness Control FCO15(a, b e c).

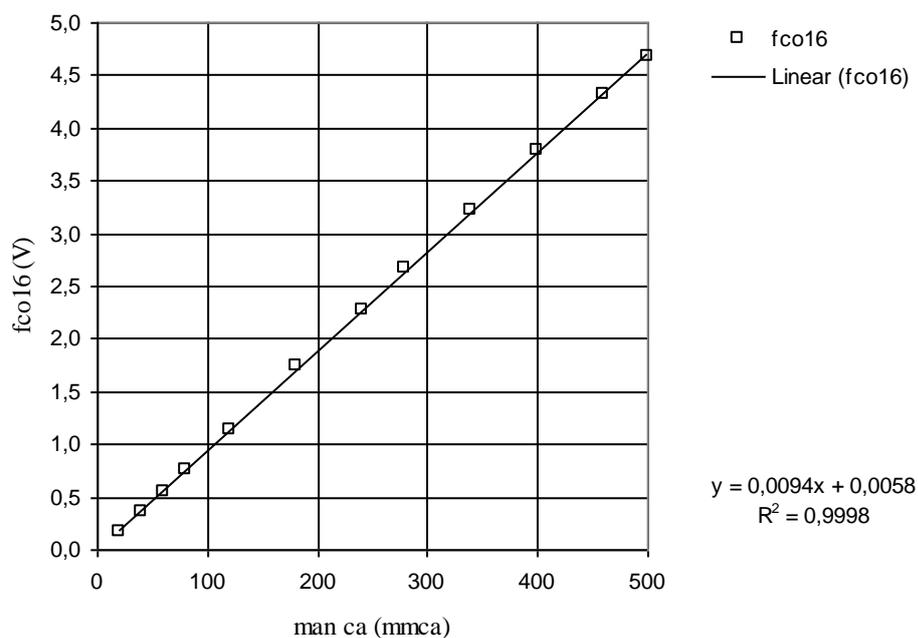


Fig. A2. 4- Curva de calibração do transdutor de pressão Furness Control FCO16.

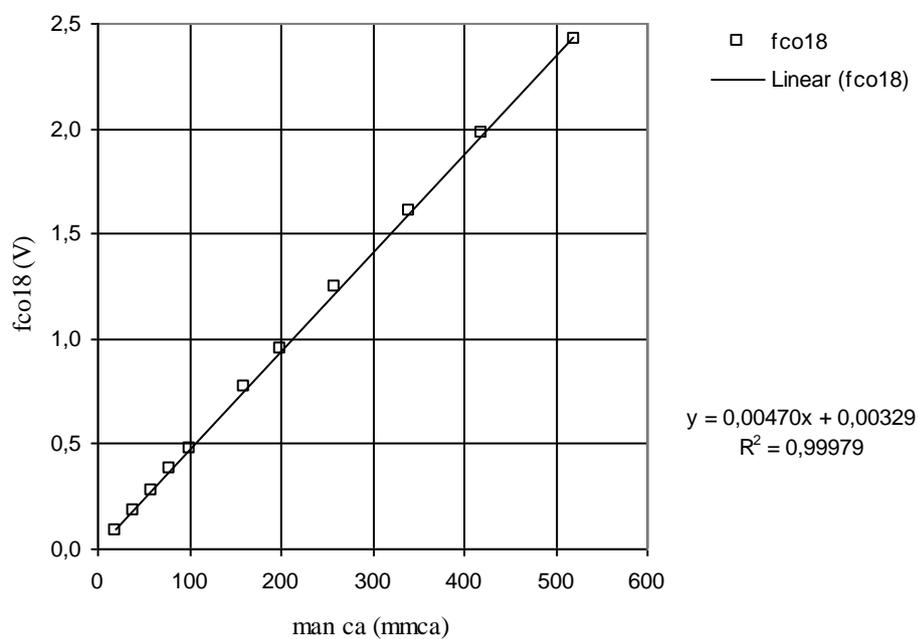


Fig. A2. 5- Curva de calibração do transdutor de pressão Furness Control FCO18.

Quanto aos dois transdutores Schaevitz, utilizados na medição do caudal de ar, foram calibrados em paralelo, sendo os resultados os seguintes:

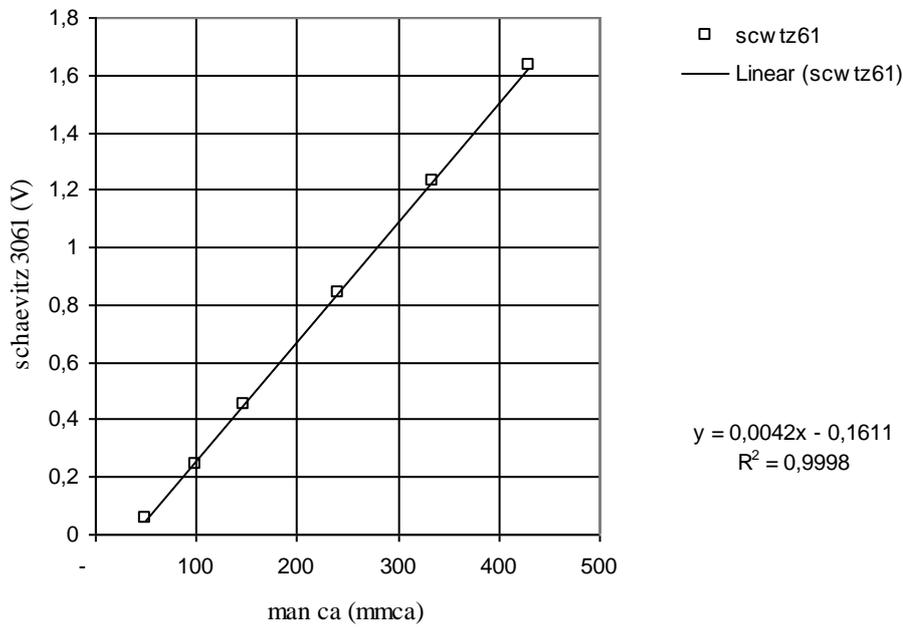


Fig. A2. 6- Curva de calibração do transdutor de pressão Lucas Schaevitz P3061.

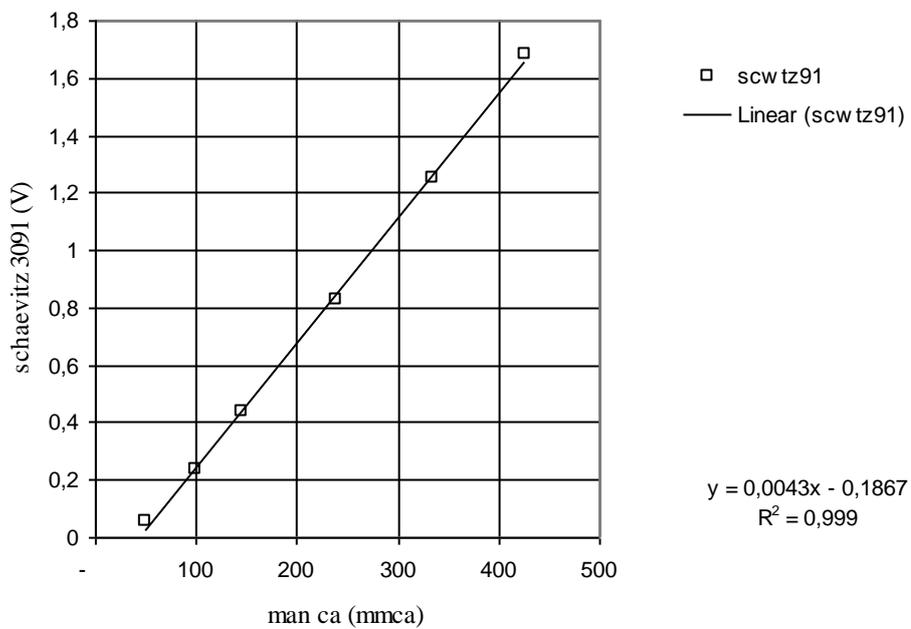


Fig. A2. 7- Curva de calibração do transdutor de pressão Lucas Schaevitz P3091.

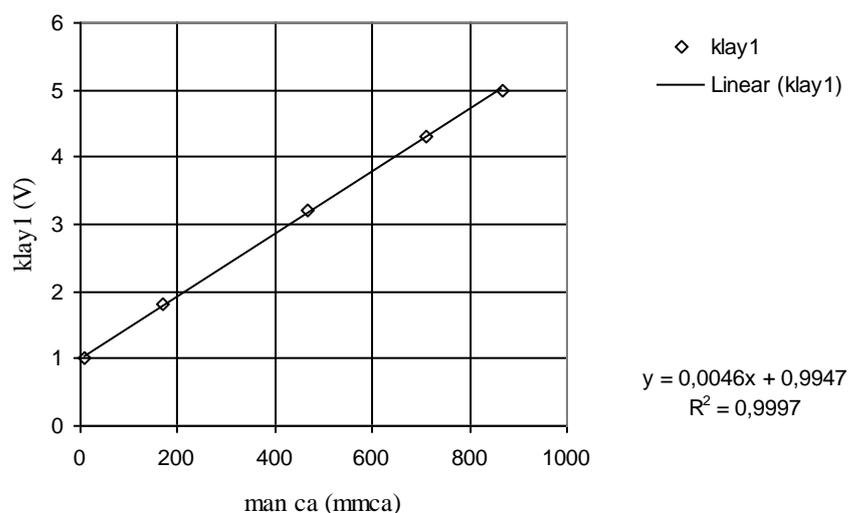


Fig. A2. 8- Curva de calibração do transdutor de pressão Klay Peramics CER 8000BRS (1).

Os transdutores Klay Peramic CER8000BRS, utilizados na determinação da variação da pressão entre uma dada altura do leito e a atmosfera, igualmente calibrados em paralelo, sendo os resultados da respectiva calibração os seguintes:

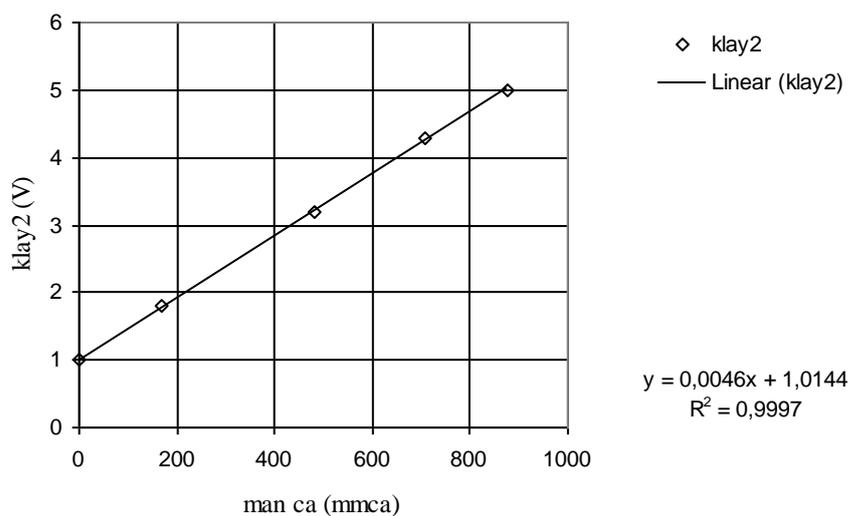


Fig. A2. 9- Curva de calibração do transdutor de pressão Klay Peramics CER 8000BRS (2).

Por último, os transdutores para pressões mais elevadas, Omron, Keller e Itise, utilizados nas calibrações das placas-orifício, dos quais serão apresentados apenas os resultados para o primeiro:

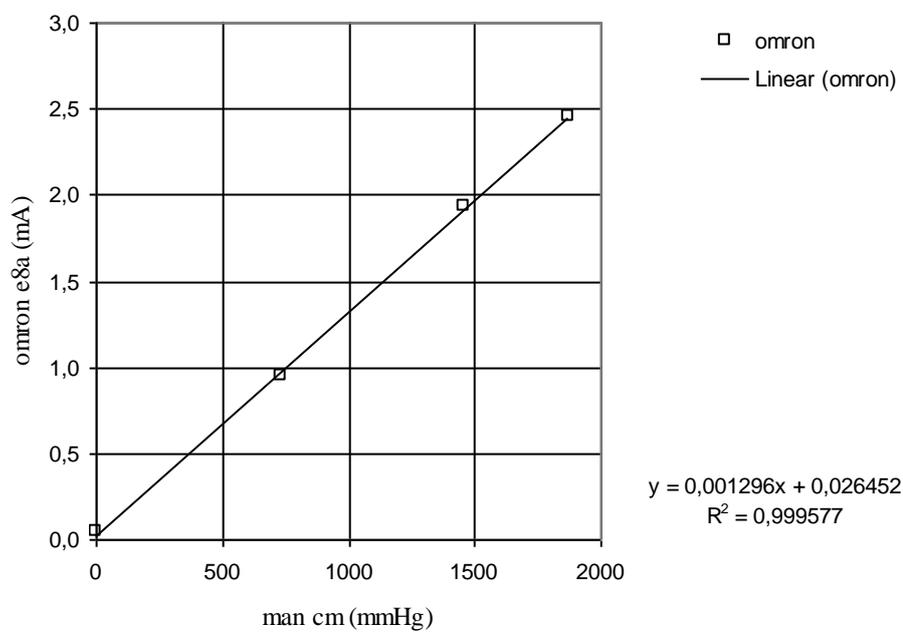


Fig. A2. 10- Curva de calibração do transdutor de pressão Omron E8A.

Refere-se, para terminar, que os transdutores permaneceram sempre no mesmo lugar em que se procedeu à sua calibração, estaticamente fixados a uma estrutura vertical.

ANEXO A3

```
program perdadecargafatiasedesviopadrao;
uses dos, crt;

type
  matriz=array[1..25,1..25] of real;
  const
    tab=chr(9);
    passo=0.02;
  var
    U0,dpt,dp6,dp5,dp4,dp3,dp2,dp1:real;
    tot_U0,tot_dpt,tot_dp6,tot_dp5,tot_dp4,tot_dp3,tot_dp2,tot_dp1:real;

    tot_u0_dpad,tot_dpt_dpad,tot_dp6_dpad,tot_dp5_dpad,tot_dp4_dpad:real;
    tot_dp3_dpad,tot_dp2_dpad,tot_dp1_dpad:real;

    u0_max,U0_min:real;
    dpt_max,dp6_max,dp5_max,dp4_max,dp3_max,dp2_max,dp1_max:real;
    dpt_min,dp6_min,dp5_min,dp4_min,dp3_min,dp2_min,dp1_min:real;

    v_medio_u0,v_medio_dpt,v_medio_dp6,v_medio_dp5,v_medio_dp4:real;
    v_medio_dp3,v_medio_dp2,v_medio_dp1:real;

    desv_pad_u0,desv_pad_dpt,desv_pad_dp6,desv_pad_dp5:real;
    desv_pad_dp4,desv_pad_dp3,desv_pad_dp2,desv_pad_dp1:real;

    u0_ant:real;
    pontos:integer;
    entra,sai:text;

    {*****}
begin
  clrscr;
  assign(entra, 'c:\data\num\dados.txt');
  reset(entra);
  assign(sai, 'c:\data\num\smd02.xls');
  rewrite(sai);
  write(sai,'u0_medio',tab,'dpt_medio',tab,'dp6_medio',tab,'dp5_medio',tab);
  write(sai,'dp4_medio',tab,'dp3_medio',tab,'dp2_medio',tab,'dp1_medio',tab);

  write(sai,'u0_desv_pad',tab,'dpt_desv_pad',tab,'dp6_desv_pad',tab);
  write(sai,'dp5_desv_pad',tab,'dp4_desv_pad',tab);
  write(sai,'dp3_desv_pad',tab,'dp2_desv_pad',tab,'dp1_desv_pad',tab);

  write(sai,'u0_max',tab,'u0_min',tab);
  write(sai,'dpt_max',tab,'dpt_min',tab);
  write(sai,'dp6_max',tab,'dp6_min',tab);
  write(sai,'dp5_max',tab,'dp5_min',tab);
  write(sai,'dp4_max',tab,'dp4_min',tab);
  write(sai,'dp3_max',tab,'dp3_min',tab);
  write(sai,'dp2_max',tab,'dp2_min',tab);
  writeln(sai,'dp1_max',tab,'dp1_min');
```

```

while not eof(entra) do
begin
  tot_U0:=0;tot_dpt:=0;tot_dp6:=0;tot_dp5:=0;
  tot_dp4:=0;tot_dp3:=0;tot_dp2:=0;tot_dp1:=0;
  tot_u0_dpad:=0;tot_dpt_dpad:=0;tot_dp6_dpad:=0;tot_dp5_dpad:=0;
  tot_dp4_dpad:=0;tot_dp3_dpad:=0;tot_dp2_dpad:=0;tot_dp1_dpad:=0;

  pontos:=0;

  u0_max:=-10;u0_min:=1000000;
  dpt_max:=-10;dpt_min:=1000000;
dp6_max:=-10;dp6_min:=1000000000;
dp5_max:=-10;dp5_min:=1000000;

  dp4_max:=-10;dp4_min:=1000000;
  dp3_max:=-10;dp3_min:=1000000;
  dp2_max:=-10;dp2_min:=1000000;
  dp1_max:=-10;dp1_min:=1000000;
  repeat
  readln(entra,u0,dpt,dp6,dp5,dp4,dp3,dp2,dp1);
  tot_u0:=tot_u0+u0;
  tot_dpt:=tot_dpt+dpt;
  tot_dp6:=tot_dp6+dp6;
  tot_dp5:=tot_dp5+dp5;
  tot_dp4:=tot_dp4+dp4;
  tot_dp3:=tot_dp3+dp3;
  tot_dp2:=tot_dp2+dp2;
  tot_dp1:=tot_dp1+dp1;

  {*****soma de quadrados para desvio padrEo*****}

  tot_u0_dpad:=tot_U0_dpad+sqr(u0);
  tot_dpt_dpad:=tot_dpt_dpad+sqr(dpt);
  tot_dp6_dpad:=tot_dp6_dpad+sqr(dp6);
  tot_dp5_dpad:=tot_dp5_dpad+sqr(dp5);
  tot_dp4_dpad:=tot_dp4_dpad+sqr(dp4);
  tot_dp3_dpad:=tot_dp3_dpad+sqr(dp3);
  tot_dp2_dpad:=tot_dp2_dpad+sqr(dp2);
  tot_dp1_dpad:=tot_dp1_dpad+sqr(dp1);

  pontos:=pontos+1;
  if U0>U0_max then U0_max:=U0;
  if U0<U0_min then U0_min:=U0;
  if dpt>dpt_max then dpt_max:=dpt;
  if dpt<dpt_min then dpt_min:=dpt;
  if dp6>dp6_max then dp6_max:=dp6;
  if dp6<dp6_min then dp6_min:=dp6;
  if dp5>dp5_max then dp5_max:=dp5;
  if dp5<dp5_min then dp5_min:=dp5;
  if dp4>dp4_max then dp4_max:=dp4;
  if dp4<dp4_min then dp4_min:=dp4;
  if dp3>dp3_max then dp3_max:=dp3;
  if dp3<dp3_min then dp3_min:=dp3;
  if dp2>dp2_max then dp2_max:=dp2;
  if dp2<dp2_min then dp2_min:=dp2;
  if dp1>dp1_max then dp1_max:=dp1;
  if dp1<dp1_min then dp1_min:=dp1;

  writeln('U0=',U0,'      ',pontos);
until ((abs(U0-U0_ant)>passo) and (pontos>=15)) or (eof(entra));

```

```

v_medio_u0:=tot_U0/pontos;
v_medio_dpt:=tot_dpt/pontos;
v_medio_dp6:=tot_dp6/pontos;
v_medio_dp5:=tot_dp5/pontos;
v_medio_dp4:=tot_dp4/pontos;
v_medio_dp3:=tot_dp3/pontos;
v_medio_dp2:=tot_dp2/pontos;
v_medio_dp1:=tot_dp1/pontos;

{*****desvio padrEo*****}

desv_pad_u0:=sqrt((tot_U0_dpad-pontos*sqr(v_medio_u0))/pontos);
desv_pad_dpt:=sqrt((tot_dpt_dpad-pontos*sqr(v_medio_dpt))/pontos);
desv_pad_dp6:=sqrt((tot_dp6_dpad-pontos*sqr(v_medio_dp6))/pontos);
desv_pad_dp5:=sqrt((tot_dp5_dpad-pontos*sqr(v_medio_dp5))/pontos);
desv_pad_dp4:=sqrt((tot_dp4_dpad-pontos*sqr(v_medio_dp4))/pontos);
desv_pad_dp3:=sqrt((tot_dp3_dpad-pontos*sqr(v_medio_dp3))/pontos);
desv_pad_dp2:=sqrt((tot_dp2_dpad-pontos*sqr(v_medio_dp2))/pontos);
desv_pad_dp1:=sqrt((tot_dp1_dpad-pontos*sqr(v_medio_dp1))/pontos);

write(sai,v_medio_U0:6:4,tab);
write(sai,v_medio_dpt:6:4,tab);
write(sai,v_medio_dp6:6:4,tab,v_medio_dp5:6:4,tab);
write(sai,v_medio_dp4:6:4,tab,v_medio_dp3:6:4,tab);
write(sai,v_medio_dp2:6:4,tab,v_medio_dp1:6:4,tab);

{*****desvio padrEo*****}

write(sai,desv_pad_u0:6:4,tab);
write(sai,desv_pad_dpt:6:4,tab);
write(sai,desv_pad_dp6:6:4,tab,desv_pad_dp5:6:4,tab);
write(sai,desv_pad_dp4:6:4,tab,desv_pad_dp3:6:4,tab);
write(sai,desv_pad_dp2:6:4,tab,desv_pad_dp1:6:4,tab);

write(sai,u0_max:6:4,tab,U0_min:6:4,tab);
write(sai,dpt_max:6:4,tab,dpt_min:6:4,tab);
write(sai,dp6_max:6:4,tab,dp6_min:6:4,tab);
write(sai,dp5_max:6:4,tab,dp5_min:6:4,tab);
write(sai,dp4_max:6:4,tab,dp4_min:6:4,tab);
write(sai,dp3_max:6:4,tab,dp3_min:6:4,tab);
write(sai,dp2_max:6:4,tab,dp2_min:6:4,tab);
writeln(sai,dp1_max:6:4,tab,dp1_min:6:4);

U0_ant:=U0;
end;

close(entra); close(sai);
writeln('Terminou!');
readln
end.

```

ANEXO A4

A.4.1 Introdução

São apresentadas nesta secção, após uma breve introdução sobre o processo utilizado na sua determinação, as incertezas das grandezas directamente medidas pelos vários equipamentos, nomeadamente pressão atmosférica, temperatura, perdas de carga e diâmetro das partículas.

Segundo Holman (1994) ou Coleman e Steele (1999), genericamente um resultado experimental r é uma função de J variáveis X_i :

$$r = r(X_1, X_2, \dots, X_j) \quad (\text{A4. 1})$$

sendo esta equação designada por ‘Equação de Redução de Dados’, utilizada na determinação de r a partir dos valores medidos das variáveis X_i . A incerteza no resultado é dada por:

$$I_r^2 = \left(\frac{\partial r}{\partial X_1} \right) I_{X_1}^2 + \left(\frac{\partial r}{\partial X_2} \right) I_{X_2}^2 + \dots + \left(\frac{\partial r}{\partial X_j} \right) I_{X_j}^2 \quad (\text{A4. 2})$$

onde I_{X_i} são as incertezas absolutas na medição das variáveis X_i e se supõe que a função representada pela Eq. (A4. 2) é contínua e que possui derivadas contínuas no intervalo em causa e que, quer as variáveis medidas, quer as incertezas respectivas, são independentes;

As derivadas parciais existentes na Eq. (A4. 2) são definidas como os coeficientes de sensibilidade absoluta, de tal modo que se se indexarem à variável θ ,

$$\theta_i = \frac{\partial r}{\partial X_i} \quad (\text{A4. 3})$$

poderá reescrever-se a Eq. (A4. 2) como:

$$I_r^2 = \sum_{i=1}^J \theta_i^2 I_{X_i}^2 \quad (\text{A4. 4})$$

Será utilizada uma das formas adimensionalizadas da Eq. (A4. 2) sugerida por Coleman e Steele (1999), de utilidade significativa na apresentação dos resultados, dividindo cada termo da equação por r^2 e multiplicando o segundo membro por $(X_i/X_i)^2$. Obtém-se então:

$$\frac{I_r^2}{r^2} = \left(\frac{X_1}{r} \frac{\partial r}{\partial X_1} \right) \left(\frac{I_{X_1}}{X_1} \right)^2 + \left(\frac{X_2}{r} \frac{\partial r}{\partial X_2} \right) \left(\frac{I_{X_2}}{X_2} \right)^2 + \dots + \left(\frac{X_J}{r} \frac{\partial r}{\partial X_J} \right) \left(\frac{I_{X_J}}{X_J} \right)^2 \quad (\text{A4. 5})$$

onde o quociente I_r/r representa a incerteza relativa do resultado e os factores I_{X_i}/X_i são as incertezas relativas de cada variável.

O procedimento a utilizar na análise detalhada das incertezas consiste em apurar as contribuições das fontes de erros sistemáticos elementares, em obter estimativas das incertezas sistemáticas e aleatórias para cada uma das variáveis medidas e em utilizar a expressão da análise de incertezas para obter valores da incerteza sistemática, I_{Fr} , e aleatória, I_{Ar} , do resultado experimental. Para a equação geral de redução de dados, Eq. (A4. 1), as equações de análise de incertezas para amostras infinitas, com um intervalo de confiança de 95% , em praticamente todos os casos, são do tipo (Coleman e Steele, 1999):

$$I_r^2 = I_{Fr}^2 + I_{Ar}^2 \quad (\text{A4. 6})$$

em que I_{Fr}^2 e I_{Ar}^2 são calculados por meio de

$$I_{Fr}^2 = \sum_{i=1}^J \theta_i^2 I_{Fi}^2 + 2 \sum_{i=1}^{J-1} \sum_{k=i+1}^J \theta_i \theta_k I_{Fik} \quad (\text{A4. 7})$$

e de

$$I_{Ar}^2 = \sum_{i=1}^J \theta_i^2 I_{Ai}^2 \quad (\text{A4. 8})$$

A.4.1 Incertezas associadas às medições de perda de carga

Para este caso foram considerados três erros fixos: um devido ao processo de calibração dos transdutores, I_{Fcalib} , que se tomou correspondente à divisão mínima do papel milimétrico utilizado para a leitura nos manómetros de coluna de água, ou seja $\pm 0,5$ mmH₂O, a que correspondem $\pm 4,9$ Pa; outro associado à conversão analógico-digital, I_{FAD} , que, de acordo com Coleman e Steele (1999), valerá no máximo $\pm 1/2$ MBS (menor bit significativo)- numa placa de aquisição de dados de oito canais, em que 1 bit/dígito fica hipotecado ao valor zero, restam 2047 dígitos para correspondência ao valor máximo da gama de operação dos transdutores; e o valor, indicado pelos fabricantes, da precisão dos aparelhos utilizados, a que corresponde um erro

$I_{F_{exact}}$, obtido pelo produto entre a precisão e o valor máximo da gama de operação de cada transdutor.

Tab. A4. 1 – Valores da incerteza fixa associada à medição das perdas de carga.

Transdutores	$I_{F_{calib}}$ (%)	I_{FAD} (%)	$I_{F_{exact}}$ (%)
FCO3415	0,3527	0,0488	1,5000
FCO3416	0,1411	0,0487	1,5000
FCO3418	0,0353	0,0488	1,5000
LS P3061	0,0335	0,4885	0,5000
LS P3091	0,0346	0,4885	0,5000
KP CER 8000	0,0346	0,0489	0,2000
Omron E8A	0,0093	0,0488	1,0000
SCX 15AN	0,0393	0,0419	0,5000
Keller PAA-23	0,0173	0,0489	0,1000

Quanto aos erros de precisão, considerou-se um erro associado à calibração, $I_{A_{calib}}$, que se tomou igual a $\pm 0,5$ mm de coluna de água ou de mercúrio, respectivamente 4,9 ou 66,6 Pa, conforme o tipo de transdutor utilizado, e um erro estatístico, $I_{A_{est}}$, inerente à leituras do sistema de aquisição de dados. Para este último, uma vez que foram recolhidos valores de acordo com o programa de aquisição exposto no Anexo 6, a frequência era susceptível de variação dentro de uma gama de significativa, tendo-se escolhido uma frequência de 5 Hz. A esta frequência não correspondia uma leitura descontínua do sinal, que estava mais limitado pelos processos internos de leitura de instruções do que pelos da aquisição, que rondavam o milissegundo. Assim, os valores adquiridos eram já correspondentes a médias aritméticas simples realizadas em cada intervalo de 200 ms. Não obstante, sobre esses valores era ainda realizado um processo de tratamento de dados para eliminar, de acordo com o critério de Chauvenet (Holman, 1994), utilizando o programa exposto no Anexo 3, os pontos correspondentes aos regimes transitórios fruto das mudanças de caudal, impostas por regulação da válvula de agulha. Considerou-se uma distribuição normal, atendendo a um número de leituras que justifica amplamente a consideração de populações infinitas para um intervalo de confiança de 95%. O erro aleatório estatístico para n medidas é então obtido por meio de

$$I_{A_{est}} = \frac{\tau\sigma}{\sqrt{n}}$$

(A4. 9)

em que o desvio normalizado da média, τ , toma o valor 1,96, ou seja, 95% da população fica no intervalo $\pm 1,96\sigma$ da média, sendo σ o desvio padrão.

Como exemplo, apresentam-se seguidamente os resultados relativos à obtenção de curvas de perda de carga em função da velocidade superficial, para um ensaio realizado com partículas no intervalo 355-425 μm .

Tab. A4. 2 – Valores da incerteza aleatória associada à medição das perdas de carga.

Transdutores	I_{Acalib} (%)	I_{Aest} (%)
FCO3415	0,4995	Ver Fig. 4. 2
FCO3416	0,1998	Ver Fig. 4. 2
FCO3418	0,0499	Ver Fig. 4. 2
LS P3061	0,0474	(*)
LS P3091	0,0490	(*)
KP CER 8000	0,0490	Ver Fig. A4. 1 e A4. 3
Omron E8A	0,0131	(*)
SCX 15AN	0,0555	(*)
Keller PAA-23	0,0245	(*)

(*)- não foram utilizados na leitura de perdas de carga

São medidas n vezes as mesmas perdas de carga de cada fatia, ΔP_j . Nos exemplos que se seguem, o número de leituras para algumas velocidades seleccionadas correspondeu aos valores constantes na tabela seguinte:

Tab. A4. 3 – Número de pontos por cada ensaio.

U_0 (m/s)	N
0,10	810
0,49	765
1,10	845
1,47	730
2,10	610

A variação da incerteza relativa da medição da perda de carga por fatia do leito, para estas cinco velocidades, pode observar-se nas figuras seguintes:

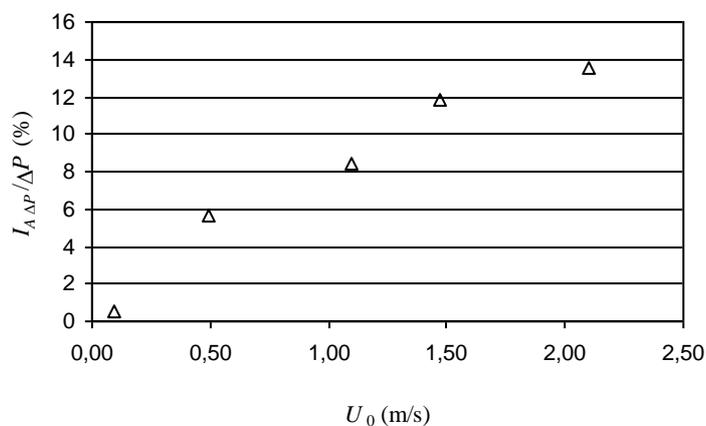


Fig. A4. 1- Variação da incerteza estatística da leitura de perda de carga da 6ª fatia dum leito de partículas 355/425 μm , em função da velocidade superficial, (valores em percentagem).

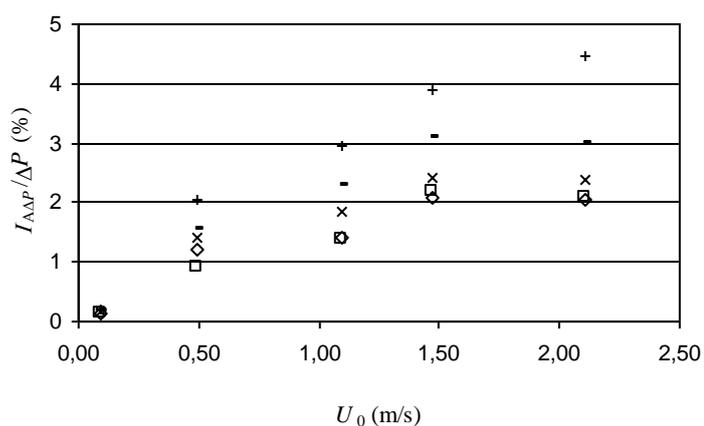


Fig. A4. 2- Variação da incerteza estatística da leitura de perda de carga num leito de partículas 355/425 μm , em função da velocidade superficial, valores em percentagem (\square : 1ª fatia, \diamond : 2ª fatia, \times : 3ª fatia, $+$: 4ª fatia, $-$: 5ª fatia).

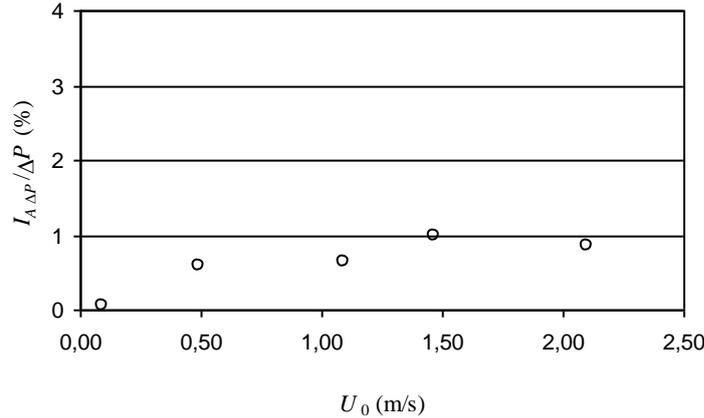


Fig. A4. 3- Variação da incerteza estatística da leitura de perda de carga total dum leito de partículas 355/425 μm , em função da velocidade superficial, valores em percentagem.

A incerteza relativa é mais elevada para a última camada, onde o contacto da superfície do leito com a atmosfera ambiente constitui uma zona de marcadas instabilidades, que se traduzem numa flutuação significativa. Os valores das restantes camadas seguem uma distribuição semelhante à que as hierarquiza por ordem de grandeza da perda de carga registada em cada uma, com excepção da 4ª. O conjunto do leito apresenta os valores mais baixos, sinal de que, globalmente, amortece as flutuações registadas nos vários níveis. A incerteza aumenta genericamente com a velocidade, apresentando variações do declive na vizinhança das velocidades de transição de regime.

A incerteza do valor da perda de carga de uma amostra com n leituras, I_n , é igual a

$$I_n = \frac{\sqrt{\sum_{i=1}^n I_i^2}}{n} \tag{A4. 10}$$

onde I_i é a incerteza de cada leitura. Sendo o processo extremamente trabalhoso, só com a elaboração de um programa de computador específico seria razoável implementar um tal sistema. Optar-se-á então por calcular a incerteza global resultante da combinação do limite do erro fixo, I_F ,

$$I_{F\Delta P} = \sqrt{I_{F\text{calib}}^2 + I_{F\text{AD}}^2 + I_{F\text{exact}}^2} \tag{A4. 11}$$

e do limite do erro aleatório, I_A ,

$$I_{A\Delta P} = \sqrt{I_{A\text{calib}}^2 + I_{A\text{est}}^2}$$

(A4. 12)

segundo a equação:

$$I_{\Delta P} = \sqrt{I_{F\Delta P}^2 + I_{A\Delta P}^2} \quad (\text{A4. 13})$$

A.4.2 Incertezas associadas às medições de pressão atmosférica e temperatura ambiente

Relativamente à medição da pressão atmosférica, foi considerado como erro fixo o erro introduzido pelo processo de calibração do barómetro aneróide pelo barómetro de coluna de mercúrio, I_{Fcalib} , que se admitiu ser de $\pm 0,25$ mmHg, ou seja, $\pm 33,33$ Pa, e como erros aleatórios o associado à calibração, I_{Acalib} , que se estimou em $\pm 0,5$ mmHg, ou seja, $\pm 66,66$ Pa, e o associado à incerteza estatística das leituras, I_{Aest} , que se avaliou em 37,97 Pa. Não foi possível conhecer dados do fabricante relativamente à inexactidão de funcionamento do barómetro aneróide.

Tab. A4. 4 – Valores da incerteza sistemática, aleatória e global associadas à medição da pressão atmosférica

	I_{Fcalib}	I_{Acalib} pressão	I_{Aest} pressão	$I_{pressão}$
Incerezas (%)	0,034	0,069	0,039	0,086

A incerteza associada à medição da temperatura do ar dentro do leito, acima da superfície livre, foi considerada como sendo essencialmente de natureza sistemática e com um valor de $\pm 0,5$ °C.

A.4.3 Incertezas associadas às medições de diâmetros

Tal como foi anteriormente referido no Cap. 3, a medição do diâmetro das partículas, após o processo de peneiramento, constituiu na retirada de amostras significativas, em termos de número de esferas, e posterior medição com um paquímetro digital. Sobre este aparelho não se conhecia o tipo de transdutor por forma a estimar a incerteza relativa à conversão analógico-digital. O fabricante indicava, contudo, uma inexactidão de 0,02 mm e uma resolução de 0,01 mm. Para o caso das amostras nos intervalos 355-425 μm , 600-710 μm e 850-1000 μm , trabalharam-se populações consideradas infinitas (462, 476 e 587 partículas, respectivamente) e obtiveram-se os seguintes valores,

Tab. A4. 5 – Valores da incerteza fixa, aleatória e global associadas à medição dos diâmetros das partículas

Diâmetro	I_{Finex} diâmetro (%)	I_{Aest} diâmetro (%)	$I_{diâmetro}$ (%)
387 μm	5,172	0,401	5,188
651 μm	3,071	0,412	3,098
941 μm	2,125	0,195	2,134

que revelam que a incerteza na medição dos diâmetros, para dimensões de amostras como as referidas, é quase só dependente da precisão do aparelho utilizado.

A.4.4 Incertezas associadas às medições de velocidade

Neste trabalho, o cálculo de incertezas com erros sistemáticos correlacionados foi realizado através da versão beta do programa ‘Uncertnt’, da autoria de R.A. Ferguson, sob a orientação do Prof. Glenn Steele. A velocidade é calculada através de

$$U_0 = \frac{4k_1 \Delta P^{k_2} RT}{PD^2} \tag{A4. 14}$$

em que k_1 e k_2 são os coeficientes de ajuste encontrados no Anexo 1, para correlacionar a variação de pressão lida na placa orifício, ΔP , com o caudal de ar que por ela passa, R a constante particular deste, T a temperatura no escoamento acima da superfície livre e D o diâmetro do leito.

As incertezas individuais são as anteriormente mencionadas, pelo que se irá apenas expor a contribuição estatística das leituras nos valores da incerteza aleatória, para os três tamanhos de partículas utilizados e para a mesma ordem de grandeza das velocidades superficiais indicadas na Tab. A4. 2:

Tab. A4. 6 – Valores das incertezas aleatórias I_{AU0}/U_0 .

U_0 (m/s)	355/425 μm (%)	U_0 (m/s)	600/710 μm (%)	U_0 (m/s)	850/1000 μm (%)
2,10	0,1199	2,09	0,0011	2,24	0,0015
1,47	0,0565	1,41	0,0007	1,54	0,0010
1,10	0,0359	1,18	0,0006	0,99	0,0007

0,49	0,0433	0,54	0,0011	0,46	0,0013
0,20	0,2116	0,28	0,0070	0,21	0,0087
0,10	1,0200	0,12	0,1348	0,09	0,0242

A.4.5 Incertezas inerentes à perda de carga adimensional ΔP^*

O objectivo é estimar os valores das incertezas experimentais associadas à determinação dos valores da perda de carga adimensional ΔP^* :

$$\Delta P^* = \frac{(1 - \varepsilon)(\rho_p - \rho_f)gH}{\Delta P_i} \left\{ 1 - \frac{U_0 - U_{mf}}{0,373(U_0 - U_{mf})^{\frac{1}{5}} g^{\frac{2}{5}} \left[(H + a\sqrt{A_0})^{\frac{7}{5}} - (4\sqrt{A_0})^{\frac{7}{5}} \right] + U_0 + (\beta - 2)U_{mf}} \right\} \quad (\text{A4. 15})$$

Para isso são calculadas as incertezas associadas à medição da perda de carga nas sucessivas camadas, ΔP_i , bem como as relativas às diferentes variáveis utilizadas naquele cálculo.

Tab. A4. 7 – Incerteza global, absoluta e relativa, e suas componentes, para a perda de carga das camadas.

camada i	$I_{F\Delta P_i}$ (Pa)	$I_{F\Delta P_i}$ (%)	$I_{A\Delta P_i}$ (Pa)	$I_{A\Delta P_i}$ (%)	$I_{\Delta P_i}$ (Pa)	$I_{\Delta P_i}$ (%)
1	15,11	3,08	5,11	1,04	15,95	3,25
2	21,38	2,18	7,22	0,74	22,57	2,30
3	26,19	1,78	8,85	0,60	27,65	1,88
4	149,58	7,62	10,21	0,52	149,92	7,64
5	154,08	6,28	11,42	0,47	154,50	6,30
6	249,54	8,48	12,51	0,43	249,85	8,49
total	196,29	6,67	5,11	0,17	196,36	6,67

É dada uma ênfase particular à influência do parâmetro β , resultado de uma correlação avançada no Cap. 5. A expressão utilizada será:

$$\beta = 10 \sqrt{\frac{U_0 - U_{mf}}{U_0} \left(\frac{H}{d_p} \right)^{0,3}} \quad (\text{A4. 16})$$

Tab. A4. 8 – Incerteza global, absoluta e relativa, e suas componentes, das velocidades U_0 e U_{mf} .

	I_F (m/s)	I_F (%)	I_A (m/s)	I_A (%)	I (m/s)	I (%)
U_0 (2,1 m/s)	0,00825	0,38	0,00179	0,08	0,00845	0,39
U_0 (1,5 m/s)	0,01290	0,61	0,00150	0,09	0,01039	0,62
U_0 (1,0 m/s)	0,01472	1,27	0,00137	0,12	0,01479	1,28
U_{mf} (0,45 m/s)	0,02461	3,55	0,00180	0,26	0,02467	3,56
U_{mf} (0,28 m/s)	0,03182	5,92	0,00267	0,42	0,03190	5,93
U_{mf} (0,1 m/s)	0,03418	6,82	0,00243	0,48	0,03427	6,84

Tab. A4. 9 – Significado das designações relativas ao parâmetro β .

	U_0 (m/s)	U_{mf} (m/s)	H (m)	d_p (m)
β_1	0,5	0,10	0,05	0,000387
β_2	1,0	0,10	0,05	0,000387
β_3	2,0	0,10	0,05	0,000387

Tab. A4. 9 (cont.)- Significado das designações relativas ao parâmetro β .

	U_0 (m/s)	U_{mf} (m/s)	H (m)	d_p (m)
β_4	0,5	0,27	0,05	0,000651
β_5	1,0	0,27	0,05	0,000651
β_6	2,0	0,27	0,05	0,000651
β_7	0,5	0,45	0,05	0,000941
β_8	1,0	0,45	0,05	0,000941
β_9	2,0	0,45	0,05	0,000941
β_{11}	0,5	0,10	0,30	0,000387
β_{12}	1,0	0,10	0,30	0,000387
β_{13}	2,0	0,10	0,30	0,000387
β_{14}	0,5	0,27	0,30	0,000651
β_{15}	1,0	0,27	0,30	0,000651
β_{16}	2,0	0,27	0,30	0,000651
β_{17}	0,5	0,45	0,30	0,000941
β_{18}	1,0	0,45	0,30	0,000941
β_{19}	2,0	0,45	0,30	0,000941

Tab. A4. 10 – Incerteza global, absoluta e relativa, e suas componentes, parâmetro β .

	I_F (-)	I_F (%)	I_A (-)	I_A (%)	I (-)	I (%)
β_1	1,76	4,59	0,13	0,33	1,77	4,60
β_2	1,75	4,56	0,13	0,33	1,76	4,58

β_3	0,75	1,79	0,06	0,14	0,75	1,80
β_4	1,88	7,55	0,14	0,55	1,89	7,57
β_5	0,74	2,37	0,06	0,20	0,75	2,37
β_6	0,45	1,30	0,05	0,14	4,48	1,31
β_7	3,04	28,6	0,02	2,12	3,05	28,7
β_8	0,57	0,18	0,05	0,18	0,57	2,33
β_9	0,29	1,02	0,02	0,08	0,29	1,02
β_{11}	3,01	4,58	0,22	0,33	3,02	4,59
β_{12}	1,71	2,45	0,13	0,18	1,71	2,46
β_{13}	1,28	1,79	0,09	0,14	1,29	1,80
β_{14}	3,22	7,55	0,23	0,55	3,23	7,57
β_{15}	1,28	2,38	0,11	0,20	1,29	2,39
β_{16}	0,27	0,92	0,02	0,07	0,27	0,93
β_{17}	5,85	32,2	0,45	2,47	5,87	32,3
β_{18}	0,96	2,28	0,08	0,20	0,96	2,29
β_{19}	0,41	0,82	0,04	0,09	0,41	0,82

Vão apresentar-se em seguida alguns dos resultados referentes a situações experimentais mais gravosas, nomeadamente as que correspondem a utilização do início da gama de leitura transdutores de pressão. Escolheu-se o valor de β com a incerteza mais elevada de todas as combinações expostas na Tab. A4. 10, β_{17} , a que corresponde uma velocidade superficial de 0,5 m/s, e um outro valor para uma velocidade mais elevada, 2 m/s, β_{13} . São calculadas as incertezas para os tamanhos 355/425, 600/710 e 850/1000 μm . No que respeita à perda de carga por camada, ΔP_i , as camadas escolhidas são a 4ª e a 6ª, dado serem aquelas que apresentam maiores valores de incerteza global, Tab. A4. 7.

O significado dos subscritos de ΔP^* , na tabela seguinte, é o mesmo do exposto na Tab. A4. 9 para o parâmetro β .

Tab. A4. 11 – Incerteza global, absoluta e relativa, e suas componentes, da perda de carga adimensional ΔP^* , partículas 355/425 μm .

	$I_F(-)$	$I_F(\%)$	$I_A(-)$	$I_A(\%)$	$I(-)$	$I(\%)$
$\Delta P^*_{13\ 4^\text{a}\ \text{camada}}$	0,022	1,41	0,004	1,41	0,023	7,75
$\Delta P^*_{17\ 4^\text{a}\ \text{camada}}$	0,089	11,74	0,006	0,78	0,090	11,77
$\Delta P^*_{13\ 6^\text{a}\ \text{camada}}$	0,037	7,55	0,006	1,27	0,037	7,66
$\Delta P^*_{17\ 6^\text{a}\ \text{camada}}$	0,094	11,04	0,006	0,67	0,094	11,06

Tab. A4. 12 – Incerteza global, absoluta e relativa, e suas componentes, da perda de carga adimensional

ΔP^* , partículas 600/710 μm .

	$I_F(-)$	$I_F(\%)$	$I_A(-)$	$I_A(\%)$	$I(-)$	$I(\%)$
ΔP^* 13 4ª camada	0,050	8,10	0,003	0,56	0,050	8,12
ΔP^* 17 4ª camada	0,059	6,58	0,003	0,39	0,059	6,59
ΔP^* 13 6ª camada	0,057	8,36	0,003	0,49	0,057	8,38
ΔP^* 17 6ª camada	0,071	7,32	0,003	0,34	0,071	7,32

Tab. A4. 13 – Incerteza global, absoluta e relativa, e suas componentes, da perda de carga adimensional ΔP^* , partículas 850/1000 μm .

	$I_F(-)$	$I_F(\%)$	$I_A(-)$	$I_A(\%)$	$I(-)$	$I(\%)$
ΔP^* 13 4ª camada	0,042	6,33	0,002	0,36	0,042	6,34
ΔP^* 17 4ª camada	0,055	6,10	0,003	0,34	0,055	6,11
ΔP^* 13 6ª camada	0,053	7,11	0,002	0,32	0,054	7,11
ΔP^* 17 6ª camada	0,068	6,95	0,003	0,30	0,069	6,95

Da análise dos resultados expostos verifica-se uma redução da incerteza com o aumento do tamanho das partículas. Fica a dever-se aos maiores valores de velocidades utilizadas, sobretudo no que toca à influência da velocidade mínima de fluidização, que aumenta com o diâmetro das partículas, afastando-se assim a medição efectuada do fundo da escala, sendo que era sempre o mesmo transdutor utilizado nas leituras das variações de pressão nas placas-orifício. No geral, os valores são admissíveis, sobretudo se for tido em conta que parte das situações escolhidas foram aquelas em que, à partida, os valores das incertezas eram os mais elevados das amostras em análise. Os valores de $I_{\Delta P^*}$ obtidos para estas combinações estão compreendidos entre 6,1 e 11,8 %, sendo que as incertezas são essencialmente de tipo sistemático.

A.4.5 Incertezas inerentes aos quocientes U_c/U_{mf} e U_c/U_{relT}

A variação com o tipo de distribuidor não tendo influência significativa nas incertezas calculadas, apresentar-se-ão os resultados para um distribuidor tipo, ‘p9x’, com 948 orifícios de 0,3 mm de diâmetro, em leitos utilizando os três tipos de partículas, 355/425, 600/170 e 850/1000 μm .

Tab. A4. 14 – Incerteza global, absoluta e relativa, e suas componentes, razão U_c/U_{mf} .

	$I_F(-)$	$I_F(\%)$	$I_A(-)$	$I_A(\%)$	$I(-)$	$I(\%)$
355/425 μm	0,0549	7,10	0,0099	1,28	0,0558	7,21

600/710 μm	0,0341	3,54	0,0098	1,02	0,0354	3,69
850/1000 μm	0,0169	2,25	0,0061	0,81	0,0181	2,40

Tab. A4. 15 – Incerteza global, absoluta e relativa, e suas componentes, razão U_c/U_{relT} .

	$I_F(-)$	$I_F(\%)$	$I_A(-)$	$I_A(\%)$	$I(-)$	$I(\%)$
355/425 μm	0,0353	8,25	0,0064	1,48	0,0358	8,38
600/710 μm	0,0237	4,08	0,0068	1,17	0,0247	4,24
850/1000 μm	0,0174	2,67	0,0062	0,95	0,0185	2,83

As incertezas são sobretudo de natureza sistemática. Prendem-se com as medições de temperatura (e pressão) associadas à viscosidade e massa volúmica do fluido, e da massa volúmica e do diâmetro das partículas. Situam-se em valores aceitáveis, que vão dos 2,4 aos 8,38 %, sendo que as diferenças se ficam dever às equações em si e não às condições em que foram adquiridas as grandezas físicas utilizadas.

ANEXO A5

A.5.1 Introdução

No Cap. 5 foram utilizadas várias correlações para o cálculo de valores da fracção de bolhas que, uma vez substituídos numa expressão de raiz fundamental, possibilitaram a obtenção de valores da perda de carga no interior dos vários leitos fluidizados testados. Esses valores, obtidos por modelização, foram depois utilizados na expressão ΔP^* , Eq. (5. 42), dado o conhecimento que se possuía dos valores experimentais e tendo como objectivo definir uma hierarquia entre os vários distribuidores utilizados.

O aparecimento de valores negativos, nas primeiras camadas e para as partículas maiores, que supostamente deveriam fazer com que ΔP^* fosse igual à unidade, valores designados por fracção de bolhas equivalente, δ^* , levantou dúvidas sobre a adequação da expressão utilizada, uma vez que significava que os valores experimentais eram superiores não só aos valores calculados mas, inclusive, aos valores que se supunham constituir um limite naquelas condições, os valores da perda de carga nas condições de fluidização incipiente.

A.5.2 Os valores de δ calculados pelas correlações ‘wwk1’ e ‘lin2k1’ e os valores resultantes de δ^*

Não se tendo então observado a evolução dos valores de δ^* resultantes da utilização das correlações para δ provenientes quer do modelo de Werther e Wein (1994), quer da expressão designada por ‘lin2k1’, Eq. (5. 54), são os mesmos seguidamente apresentados, para os três tamanhos de partículas utilizadas neste estudo e utilizando os vários tipos de distribuidores, para diferentes valores da razão U_0/U_{mf} .

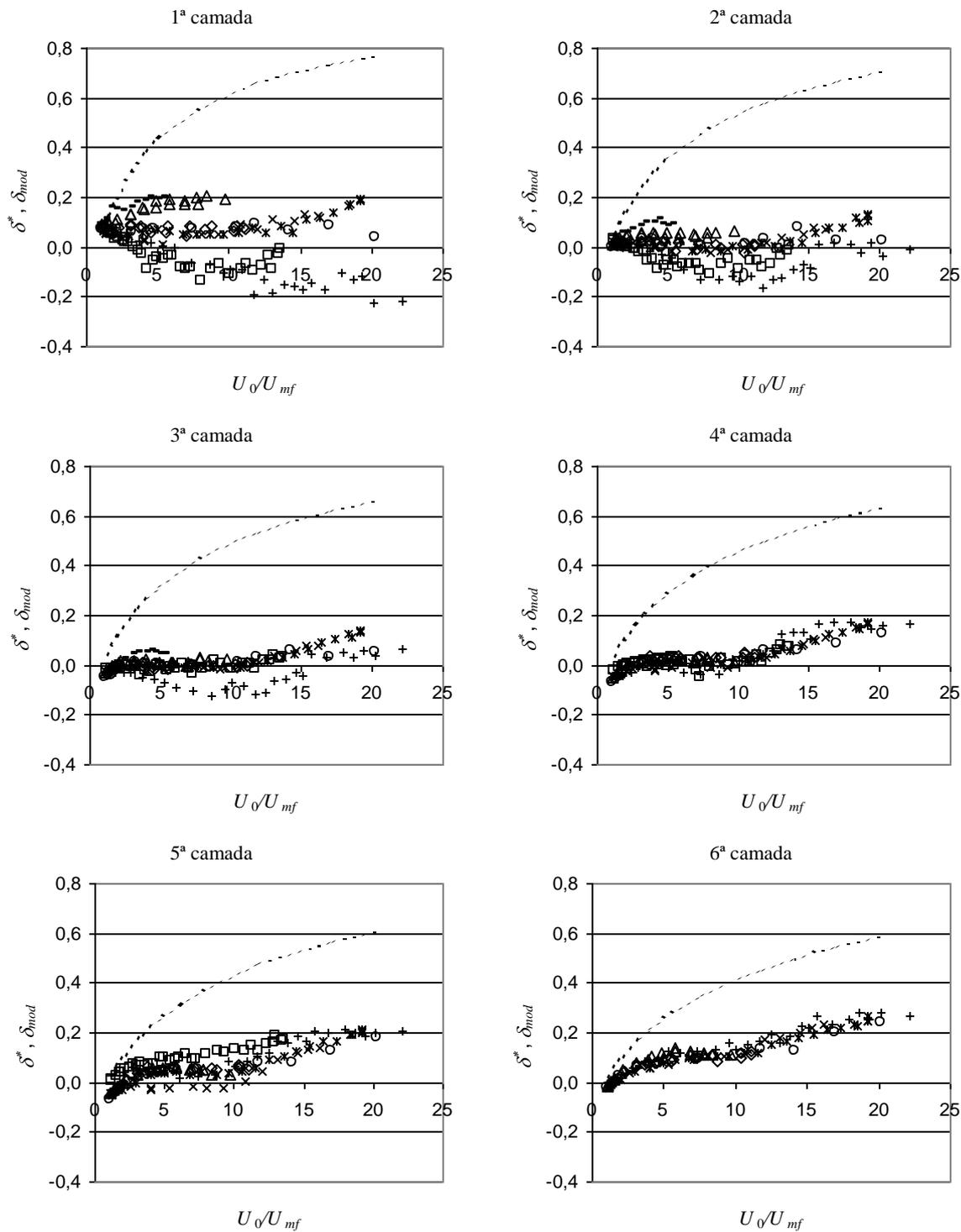


Fig. A5.1- Comparação entre os valores de δ_{mod} , mod. Werther e Wein (1994), 'wwk1', Eq. (5. 18), linhas a tracejado curto, e de δ^* , Eq. (5. 49), com a variação de U_0/U_{mf} , para 355/425 μm (\square : ker, \circ : p9x, $+$: dyn, $*$: p4x, \times : p3x, \diamond : p2x, κ : p1x, $-$: p0x).

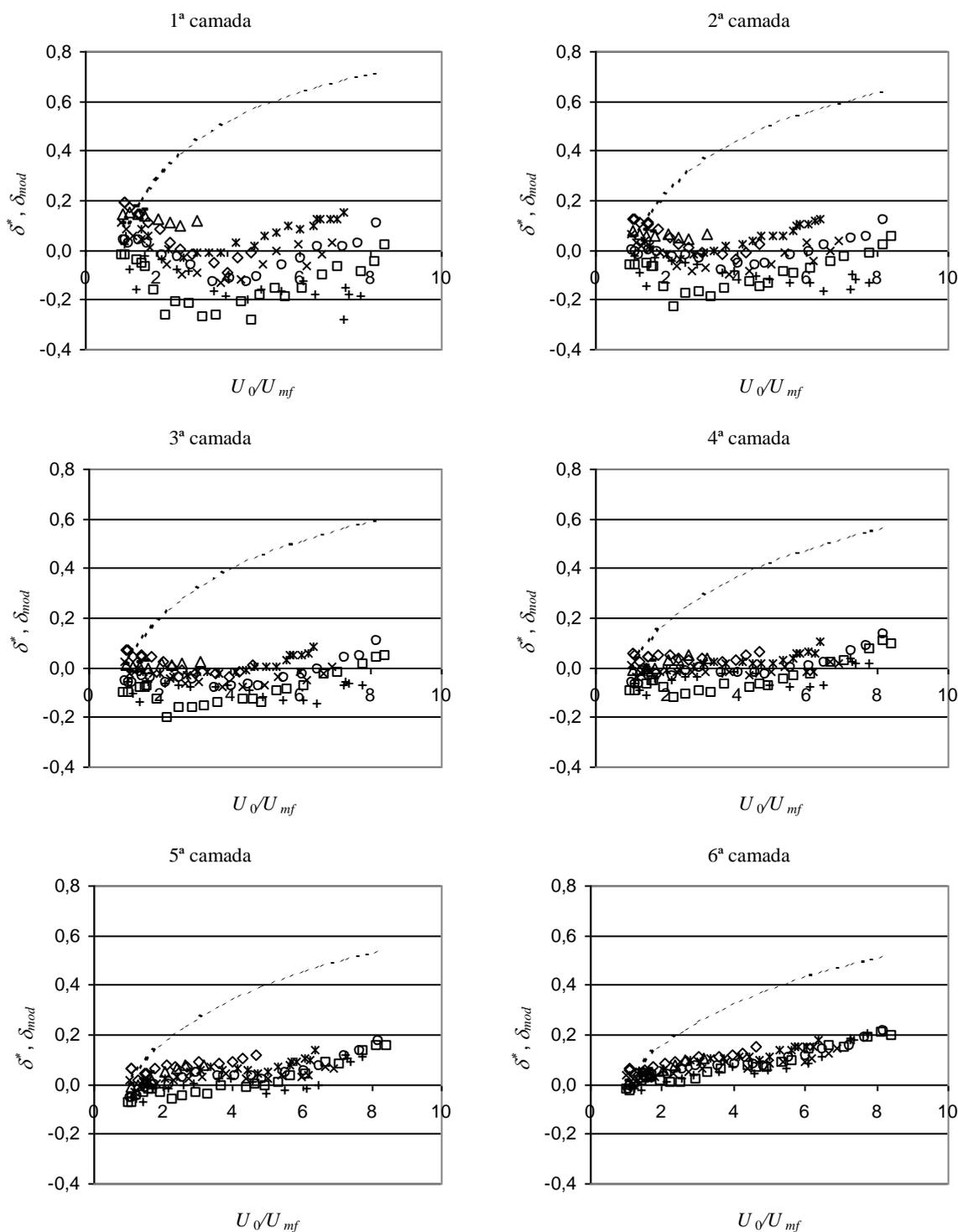


Fig. A5.2- Comparação entre os valores de δ_{mod} , mod. Werther e Wein (1994), 'wwk1', Eq. (5. 18), linhas a tracejado curto, e de δ^* , Eq. (5. 49), com a variação de U_0/U_{mf} , para 600/710 μm (\square : ker, \circ : p9x, $+$: dyn, $*$: p4x, \times : p3x, \diamond : p2x, ∇ : p1x, $-$: p0x).

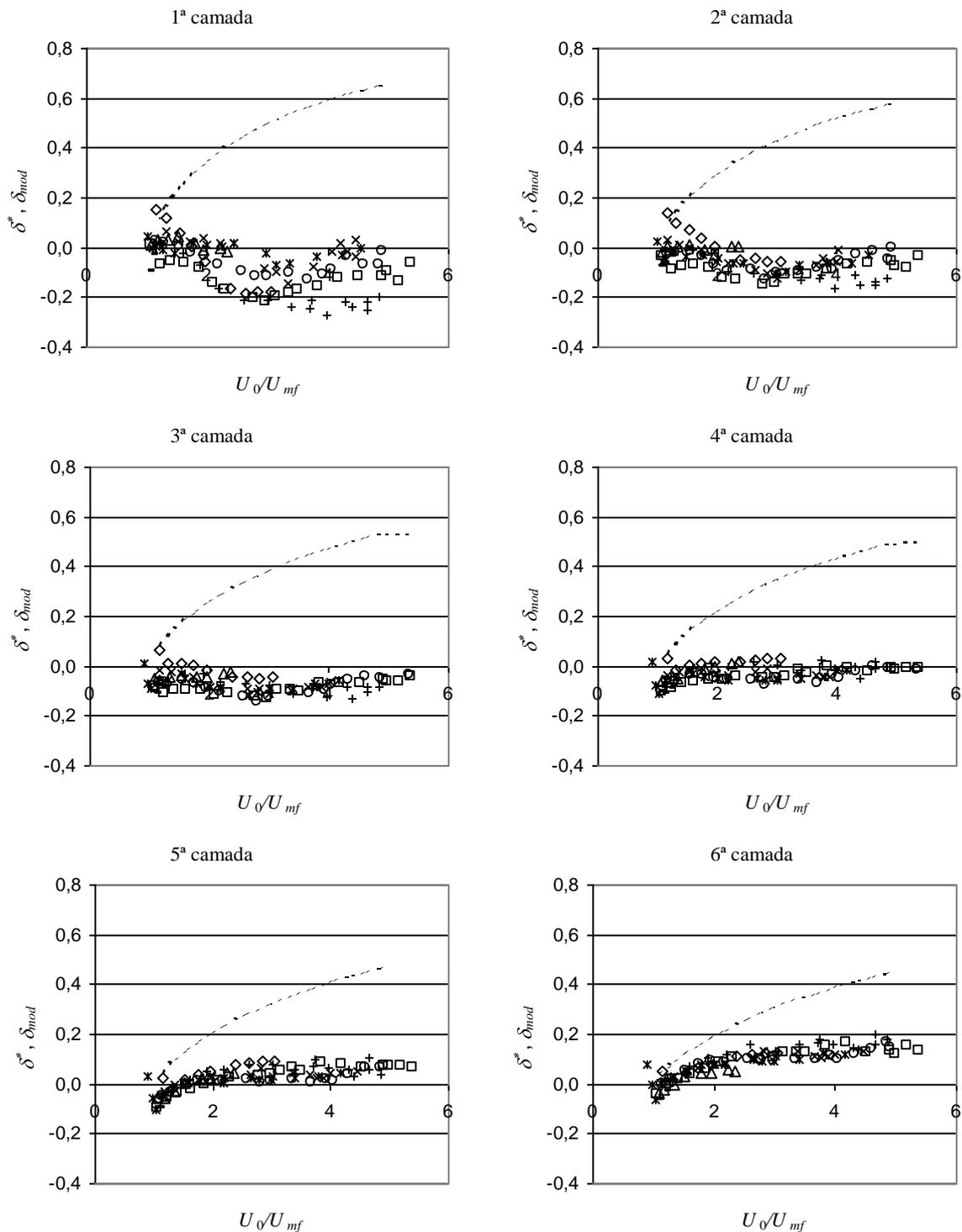


Fig. A5.3- Comparação entre os valores de δ_{mod}^* , mod. Werther e Wein (1994), ‘wwk1’, Eq. (5. 18), linhas a tracejado curto, e de δ^* , Eq. (5. 49), com a variação de U_0/U_{mf} , para 850/1000 μm (\square : ker, \circ : p9x, $+$: dyn, $*$: p4x, \times : p3x, \diamond : p2x, ∇ : p1x, $-$: p0x).

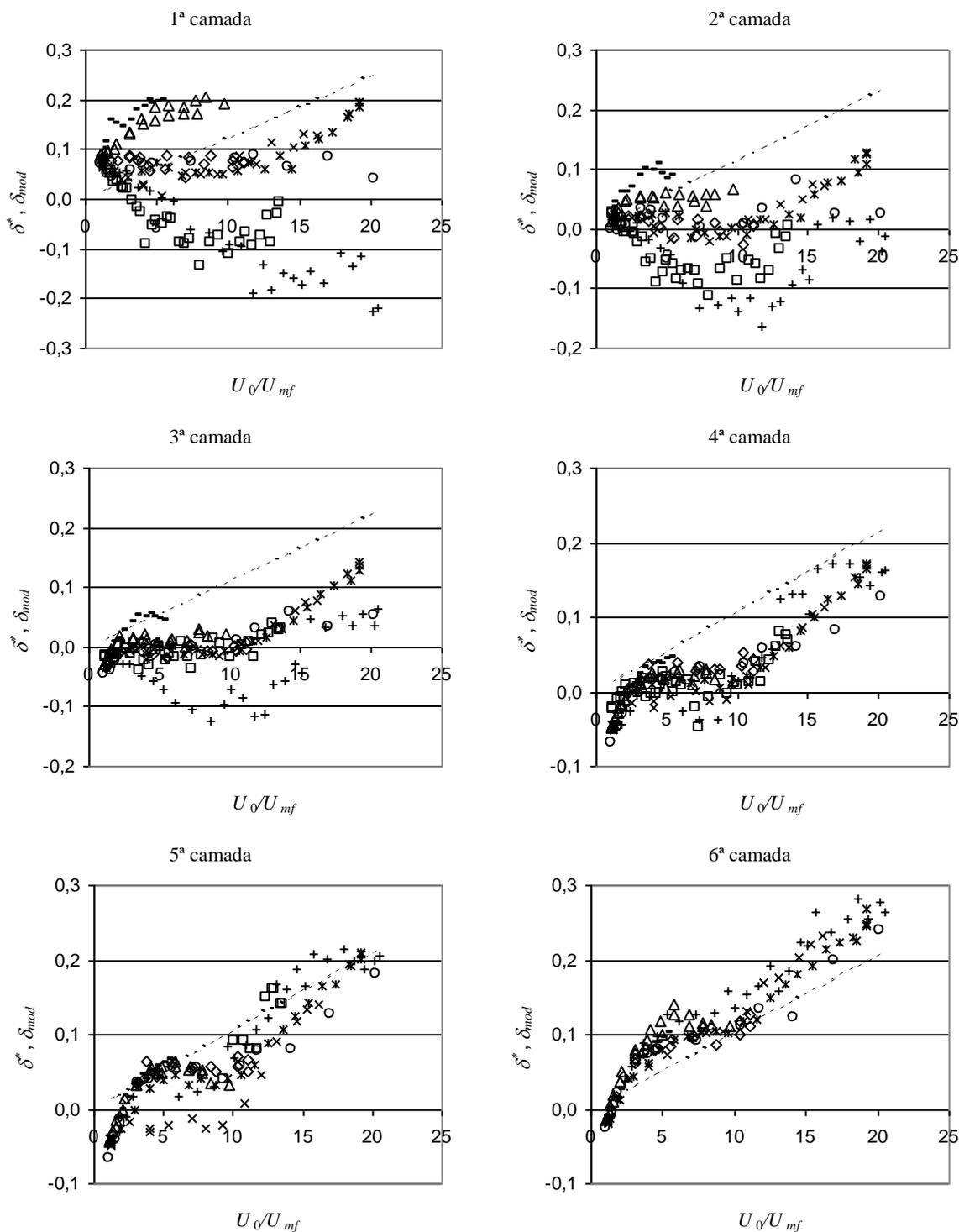


Fig. A5.4- Comparação entre os valores de δ_{mod} , correlação 'lin2k1', Eq. (5. 54), linhas a tracejado curto, e de δ^* , Eq. (5. 49), com a variação de U_0/U_{mf} , para 355/425 μm (\square : ker, \circ : p9x, $+$: dyn, $*$: p4x, \times : p3x, \diamond : p2x, κ : p1x, $-$: p0x).

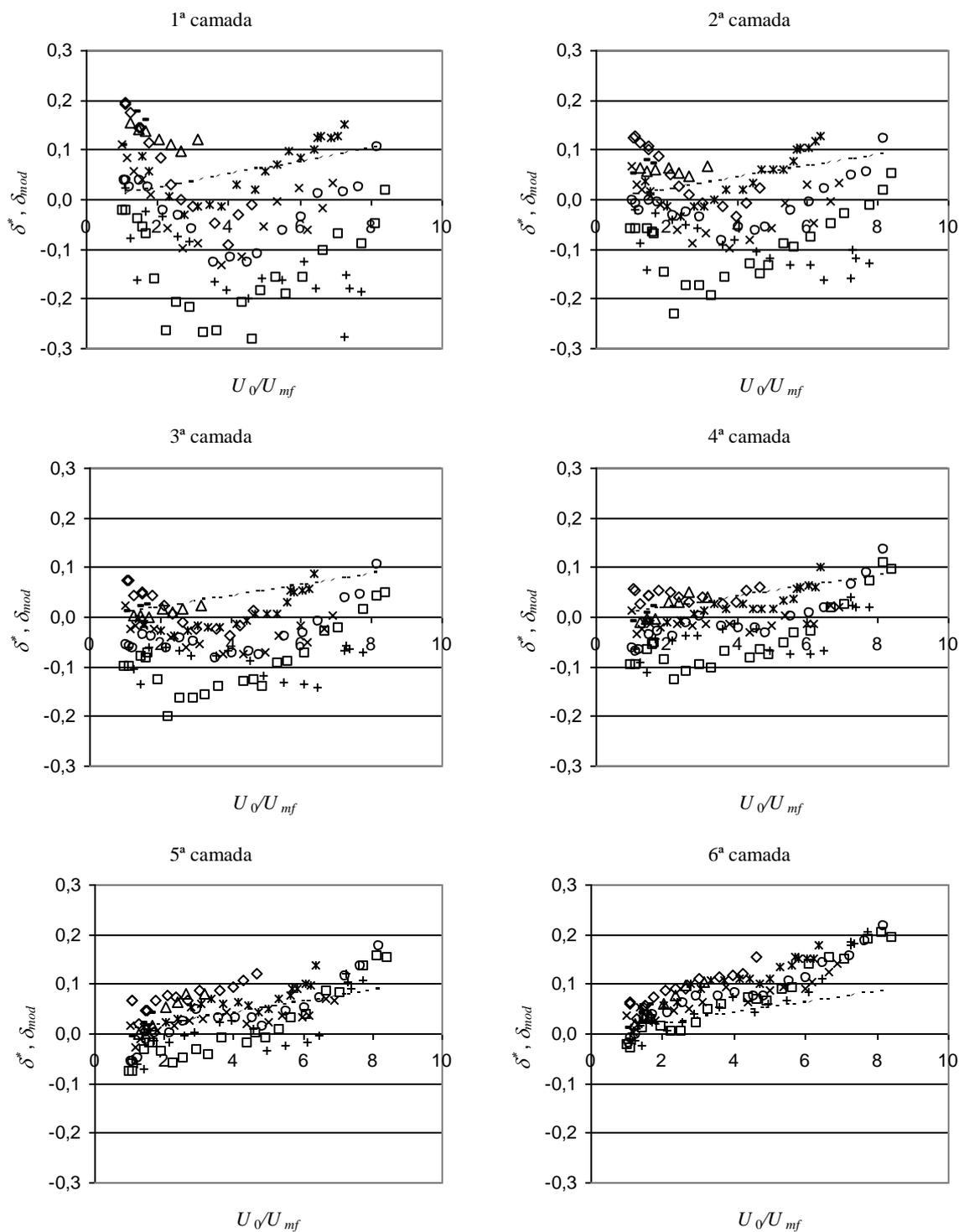


Fig. A5.5- Comparação entre os valores de δ_{mod} , correlação 'lin2k1', Eq. (5.54), linhas a tracejado curto, e de δ^* , Eq. (5.49), com a variação de U_0/U_{mf} , para 600/710 μm (\square : ker, \circ : p9x, $+$: dyn, $*$: p4x, \times : p3x, \diamond : p2x, κ : p1x, $-$: p0x).

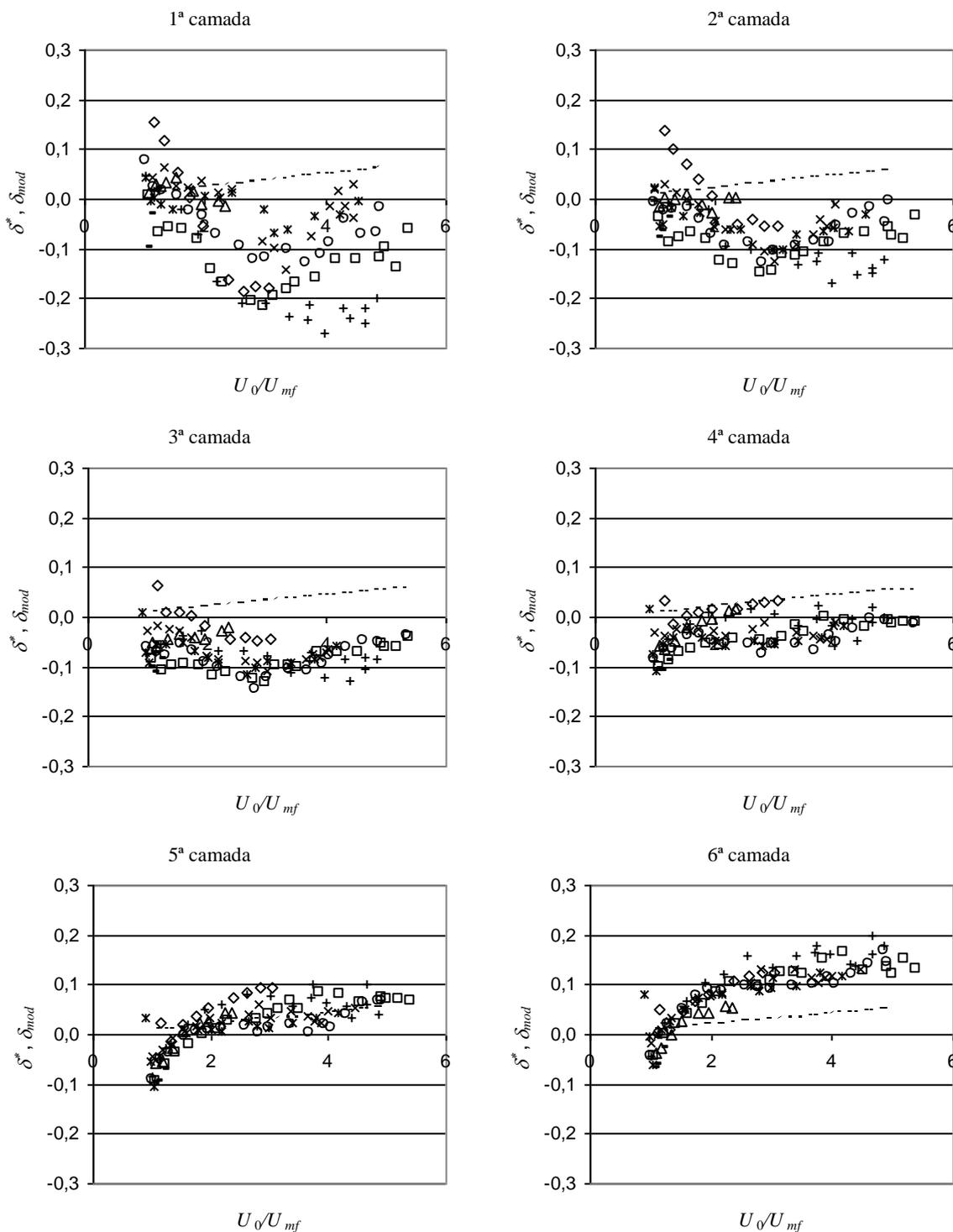


Fig. A5.6- Comparação entre os valores de δ_{mod} , correlação 'lin2k1', Eq. (5.54), linhas a tracejado curto, e de δ^* , Eq. (5.49), com a variação de U_0/U_{mf} , para 850/1000 μm (□: ker, ○: p9x, +: dyn, *: p4x, ×: p3x, ◇: p2x, κ: p1x, -: p0x).

Como pode observar-se, os valores obtidos por utilização da correlação ‘ $\ln 2k1$ ’ são praticamente coincidentes com os que se obtiveram para as correlações β_1 e β_2 , uma vez que a expressão utilizada para o cálculo de δ_{mod} é da mesma natureza das expressões encontradas para aquelas, quase formalmente equivalentes, a menos dos valores atribuídos aos parâmetros que nelas constam. O mesmo já não acontece com a expressão de δ para o modelo Werther e Wein (1994), em que o andamento é visivelmente mais próximo do de um perfil logarítmico, em que um forte crescimento inicial do volume de bolhas se vai atenuando à medida que se atingem valores em torno de 10, 5 e $3U_0/U_{mf}$, para os tamanhos de 355/425, 600/710 e 850/1000 μm , respectivamente. Do ponto de vista dos valores de δ^* , continuam a registar-se, para as duas situações apresentadas, valores negativos nas primeiras camadas. Particularmente para os valores de δ^* que são fruto de um ajuste, forçado pelos valores obtidos para δ pelo modelo Werther e Wein (1994), por forma a obrigar ΔP^* a atingir um valor igual à unidade, o afastamento é considerável em todas as situações, embora se verifique uma ligeira redução nessa distância quando aumenta o diâmetro médio das partículas, $\overline{d_p}$.

A.5.3 O modelo ΔP^+

Quando no capítulo 4, após a análise de resultados de uma modelização que tinha por base um valor de perda de carga calculada de acordo com a Eq. (5.52), se desenvolveu uma aproximação fundada no que se supôs ser um fenómeno de redução global do arrasto, registado no interior do leito para velocidades superiores à velocidade mínima de fluidização, quer por via da interacção entre as partículas e entre as partículas e as paredes do leito, quer por via de flutuações na porosidade da fase densa, tinha-se como objectivo melhorar os resultados dessa modelização, aproximando-os mais dos resultados experimentais obtidos para a perda de carga nos vários níveis do leito. É essa mesma aproximação que agora se vai realizar, com a limitação importante de, pelos motivos atrás abordados em §5.3.2, não se admitir a variação da porosidade da fase densa e de se manter como premissa a utilização de correlações para toda a gama de velocidades, tamanhos de partículas e tipos de distribuidores. Sendo o objectivo do Cap. 5 a análise da influência dos distribuidores na qualidade da fluidização, tentar-se-á aqui ainda que esse efeito, destinado a ser avaliado comparativamente, seja desse modo ressaltado, e não prejudicado pela parametrização da porosidade da fase densa.

Relativamente ao modelo anteriormente designado por ΔP^* , a principal diferença vai consistir no modo como se pretende avaliar a perda de carga no interior do leito. Essa expressão

passa a integrar um termo que contabiliza o arrasto incipiente sobre as partículas, sendo obtida por meio da Eq. (4. 35), agora aplicada a uma altura finita de leito:

$$\Delta P_{calc} = \left[(\rho_p - \rho_f)g + \frac{3}{4} \lambda \left(\frac{U_{mf}}{\varepsilon_{mf}} - U_p \right)^2 \rho_f \frac{D^2}{d_p^3} \right] (1 - \varepsilon_{mf}) (1 - \bar{\delta}) H_i$$

(A5.1. 1)

Nesta equação, o factor λ contabiliza, como se expôs em §4.4.1, o efeito combinado do atrito entre as partículas e entre as partículas e a parede do leito, no coeficiente global de arrasto, e determina-se através de

$$\lambda = 1,5 \times 10^{-4} \left(\frac{U_0}{U_{mf}} \right)^{1,5}$$

(A5.1. 2)

partindo do princípio de que a velocidade de escorregamento é, *grosso modo*, a velocidade terminal de uma partícula isolada:

$$U_f - U_p \equiv U_t = \sqrt{\frac{4 \rho_p g d_p}{3 C_{Dc} \rho_f}}$$

(A5.1. 3)

Para a sua determinação vai novamente utilizar-se o coeficiente de arrasto corrigido, C_{Dc} , definido por Wen e Yu (1960) e citado por Klinzing (1981), para uma nuvem de partículas:

$$C_{Dc} = C_{Ds} \varepsilon_{mf}^{-4,7}$$

(A5.1. 4)

em que C_{Ds} é o coeficiente de arrasto para uma partícula singular. Como se referiu anteriormente, não será utilizada uma porosidade variável para a fase densa, como havia sido feito em § 4.4.2.

Assim, e à semelhança do que se estabeleceu em § 5.3.2, vai definir-se agora um quociente entre a perda de carga medida experimentalmente e a perda de carga calculada que se

pretende o mais aproximada possível daquela, com base no balanço de forças estabelecido pela Eq. (4. 31),

$$\Delta P^+ = \frac{\Delta P_{exp}}{\Delta P_{calc}} = \frac{\Delta P_{exp}}{\Delta P_{P-I} + \Delta P_{Ti}} \tag{A5.1. 5}$$

sendo a perda de carga calculada estabelecida pela Eq. (A5.1. 1).

A.5.4 Correlações ‘k31’, ‘k32’, ‘k41’ e ‘k42’ para a determinação de δ e valores de ΔP^+ correspondentes

Para o cálculo de valores de δ por meio da Eq. (5. 20), e uma vez que a introdução do termo de arrasto incipiente vai alterar os valores anteriormente calculados para β , há necessidade de obter novos parâmetros para ajustar a correlação deste factor, mantendo-se a forma da expressão (5. 30):

$$\beta \propto \left(\frac{U_0 - U_{mf}}{U_0} \right)^{\gamma_1} \left(\frac{H_i}{d_p} \right)^{\gamma_2} \tag{A5.1. 6}$$

Os valores utilizados, quer para os parâmetros γ_1 e γ_2 , quer para o factor de proporcionalidade k , são os seguintes:

Tab. A5. 1- Parâmetros a utilizar na Eq. (A5.1. 6). k representa o factor de proporcionalidade para a mesma equação.

correlação	K	γ_1	γ_2
k31	1	0,5	0,3
k32	1	0,5	0,5
k41	40	0,5	-0,3
k42	15	0,5	-0,3

Tal como se observa na Tab. 5. 1, e como simplificação de utilização de termos de referência, passará a designar-se por ‘correlação k31’, ‘k32’, ‘k41’ e ‘k42’, a correlação que tem por base a expressão (A5.1. 6) quando nela se substituírem os parâmetros correspondentes constantes da mesma tabela.

Pretende-se, com as variações dos valores da Tab. 5.1, analisar a evolução, quer de δ^+ , quer de ΔP^+ , para as duas situações abordadas no Cap. 5, respeitando à evolução decrescente (‘k31’ e ‘k32’) e crescente (‘k41’ e ‘k42’) da fracção de bolhas com o aumento da altura no leito. Uma vez estabelecidas estas duas situações, de referência relativamente ao modelo então utilizado, ΔP^* , acresce o facto de se tentar melhorar os resultados obtidos, simultaneamente conseguindo traduzir a influência da granulometria do leito e procurando obter um melhor ajuste nas velocidades mais baixas (‘k32’ e ‘k41’) ou nas mais elevadas (‘k31’ e ‘k42’).

A comparação entre os valores calculados para a fracção de bolhas, δ_{mod} , e os valores obtidos quando se impõe $\Delta P^+ = 1$, toma agora a forma

$$\delta^+ = 1 - \frac{\Delta P_{exp}}{(\Delta P_{P-l} + \Delta P_{Ti})_{mf}} \quad (A5.1. 7)$$

e é feita seguidamente, comparando mais uma vez para cada camada os vários tipos de distribuidores utilizados, seguida dos resultados obtidos para ΔP^+ .

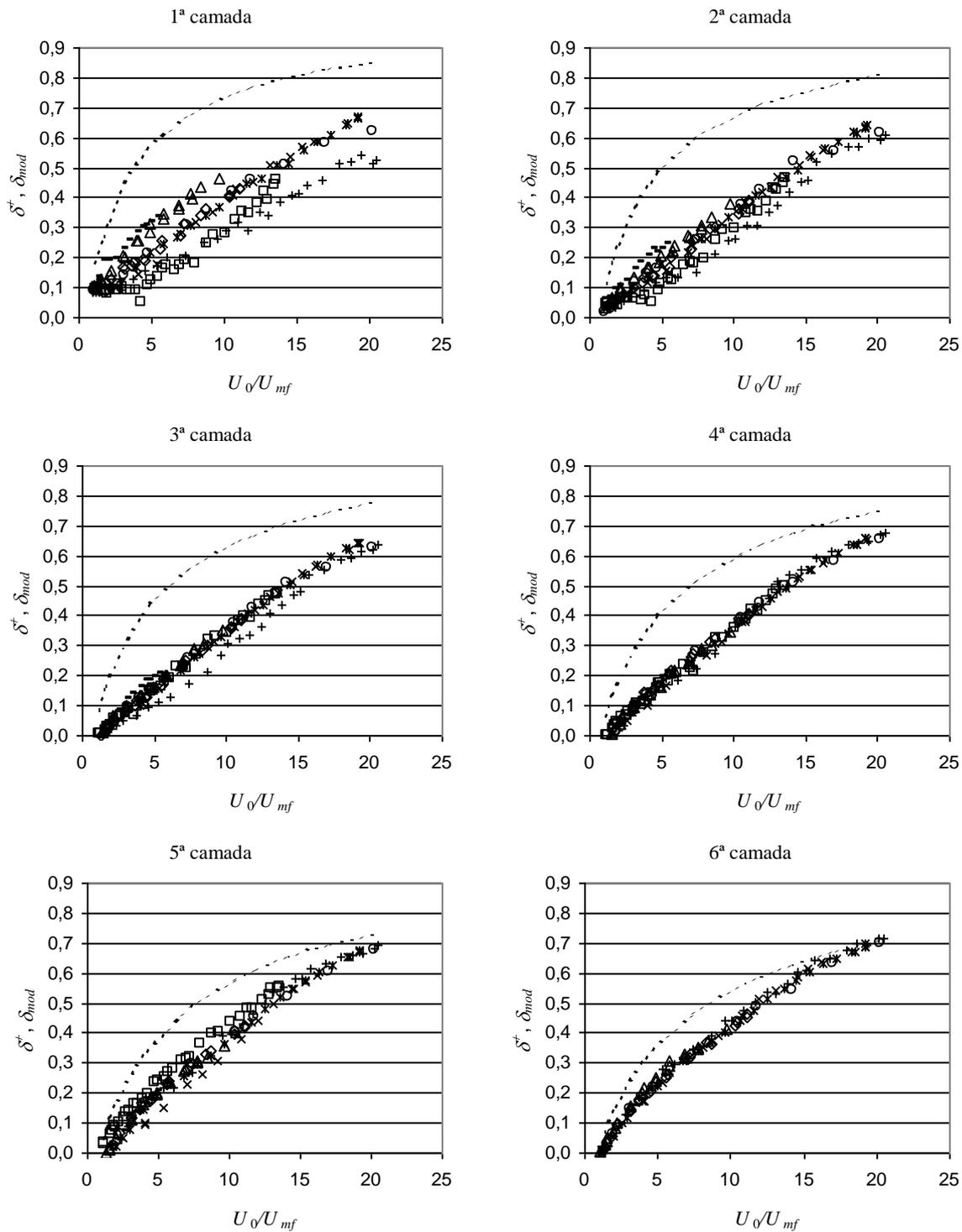


Fig. A5.7- Comparação entre os valores de δ_{mod} , correlação 'k31', Eq.(5. 20), linhas a tracejado curto, e de δ^* , Eq.(A5.1. 7), com a variação de U_0/U_{mf} , para 355/425 μm (\square : ker, \circ : p9x, $+$: dyn, $*$: p4x, \times : p3x, \diamond : p2x, ∇ : p1x, $-$: p0x).

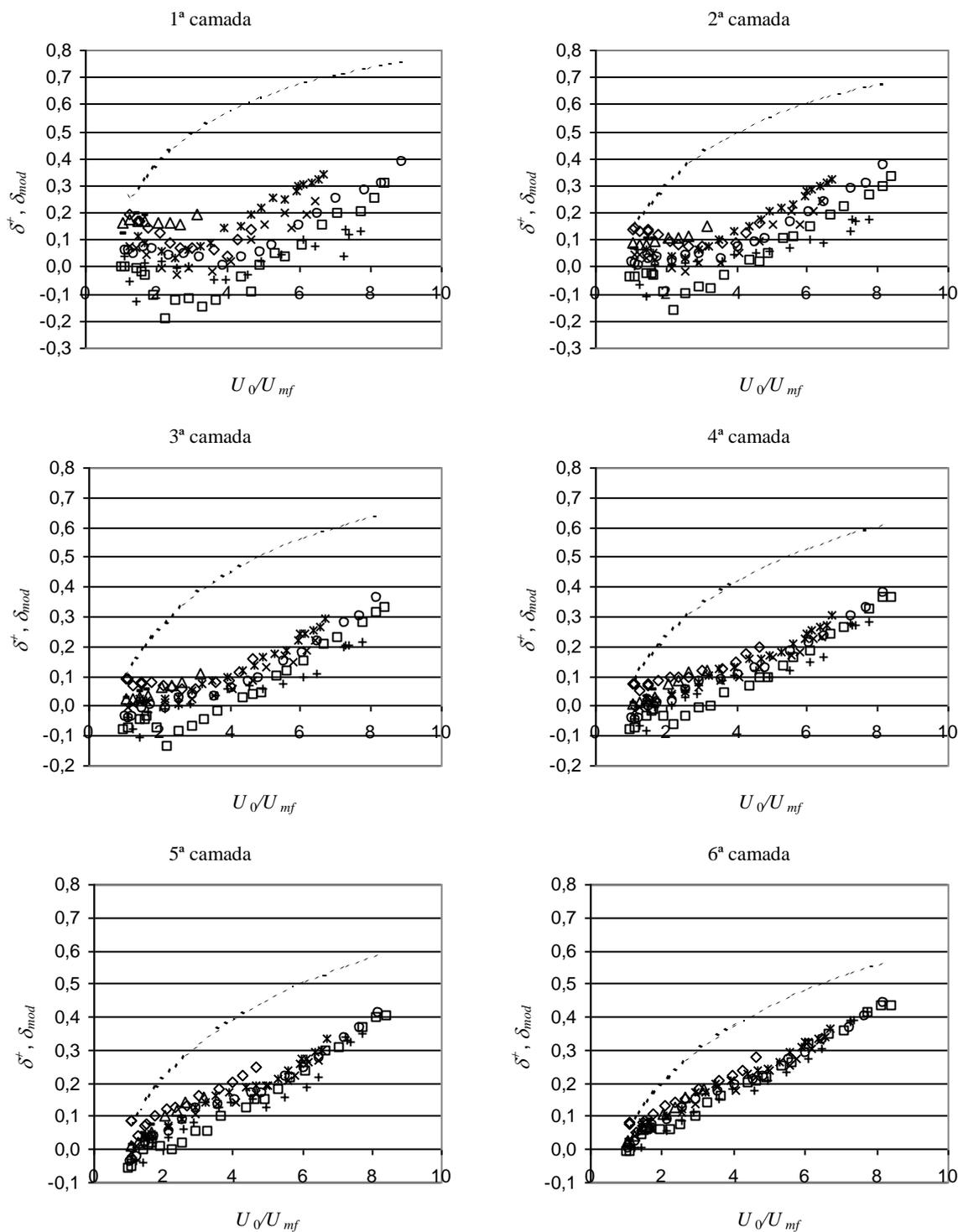


Fig. A5.8- Comparação entre os valores de δ_{mod} , correlação 'k31', Eq.(5. 20), linhas a tracejado curto, e de δ^* , Eq.(A5.1. 7), com a variação de U_0/U_{mf} , para 600/710 μm (□: ker, ○: p9x, +: dyn, *: p4x, ×: p3x, ◇: p2x, ▽: p1x, -: p0x).

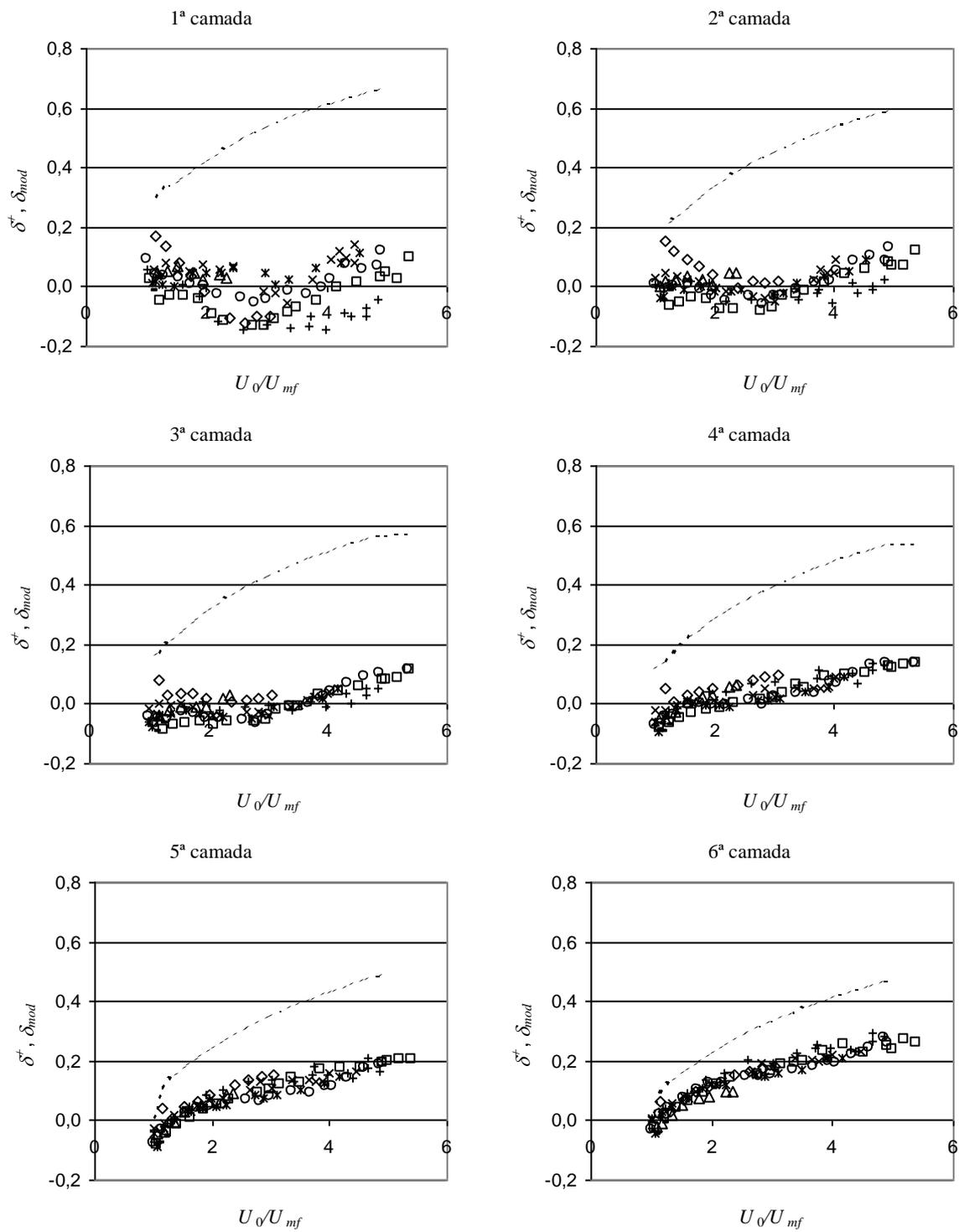


Fig. A5.9- Comparação entre os valores de δ_{mod} , correlação 'k31', Eq.(5. 20), linhas a tracejado curto, e de δ^+ , Eq.(A5.1. 7), com a variação de U_0/U_{mf} , para 850/1000 μm (\square : ker, \circ : p9x, $+$: dyn, $*$: p4x, \times : p3x, \diamond : p2x, ∇ : p1x, $-$: p0x).

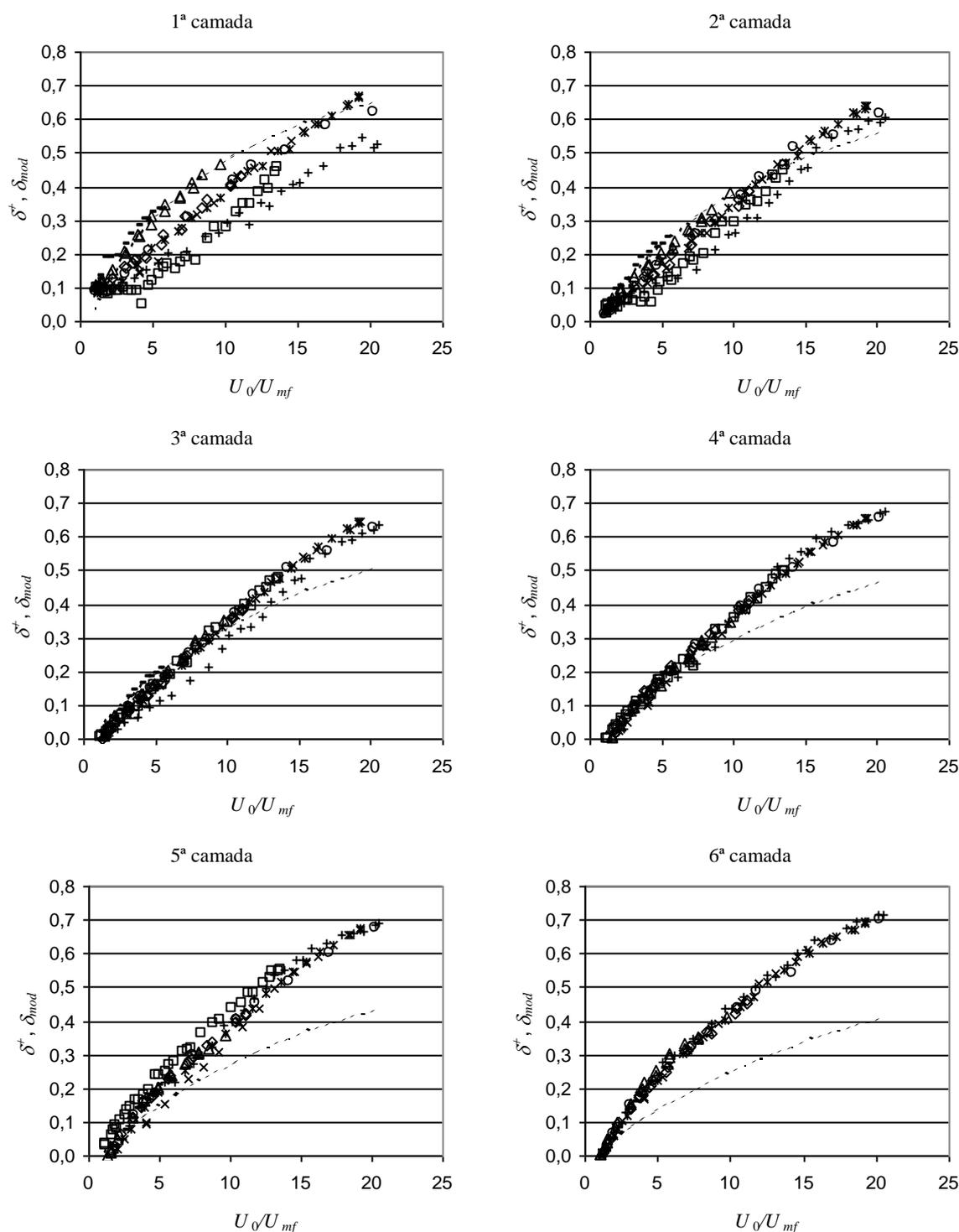


Fig. A5.10- Comparação entre os valores de δ_{mod} , correlação 'k32', Eq.(5. 20), linhas a tracejado curto, e de δ^+ , Eq.(A5.1. 7), com a variação de U_0/U_{mf} , para 355/425 μm (\square : ker, \circ : p9x, $+$: dyn, $*$: p4x, \times : p3x, \diamond : p2x, κ : p1x, $-$: p0x).

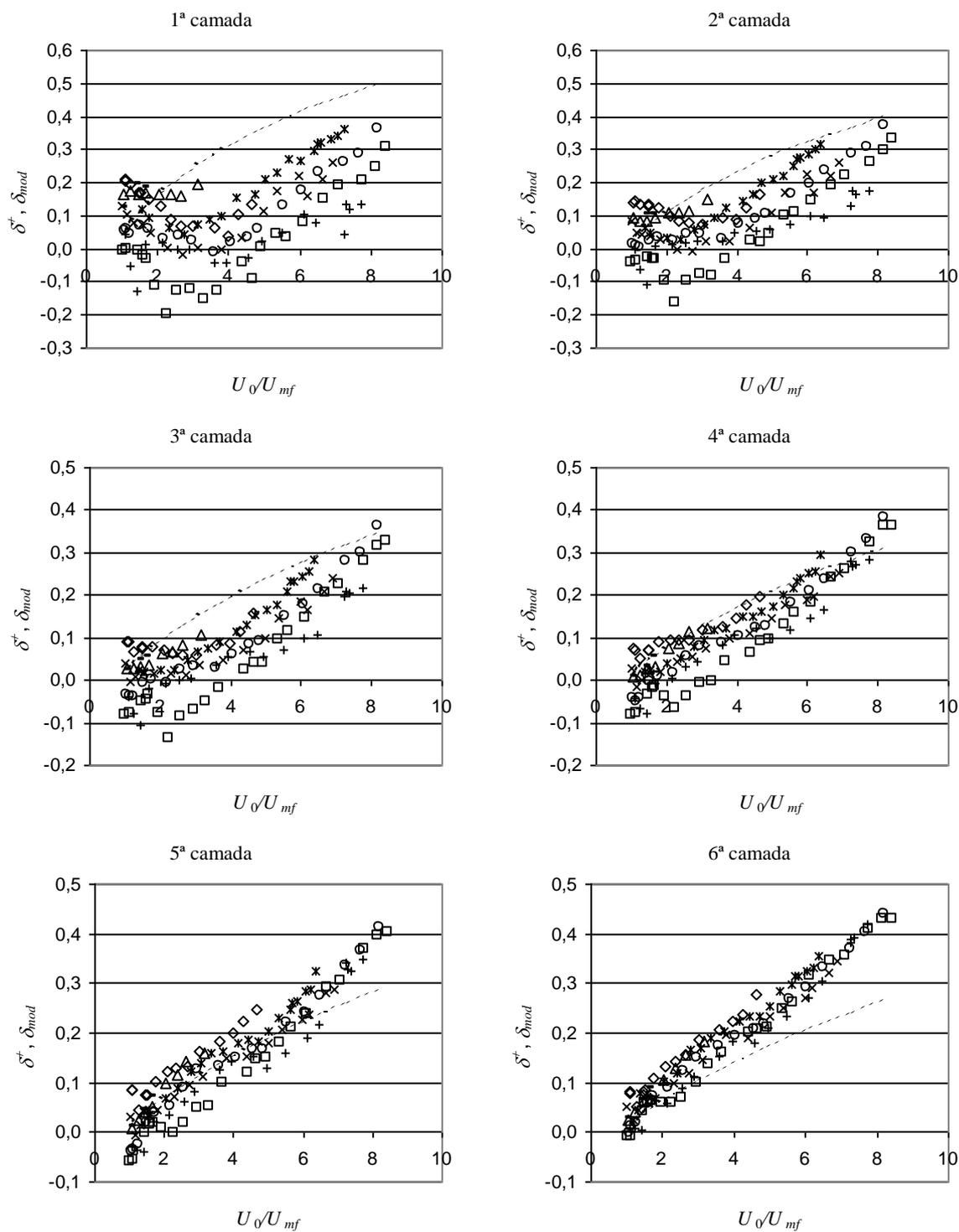


Fig. A5.11- Comparação entre os valores de δ_{mod} , correlação 'k32', Eq.(5. 20), linhas a tracejado curto, e de δ^+ , Eq.(A5.1. 7), com a variação de U_0/U_{mf} , para 600/710 μm (\square : ker, \circ : p9x, $+$: dyn, $*$: p4x, \times : p3x, \diamond : p2x, κ : p1x, $-$: p0x).

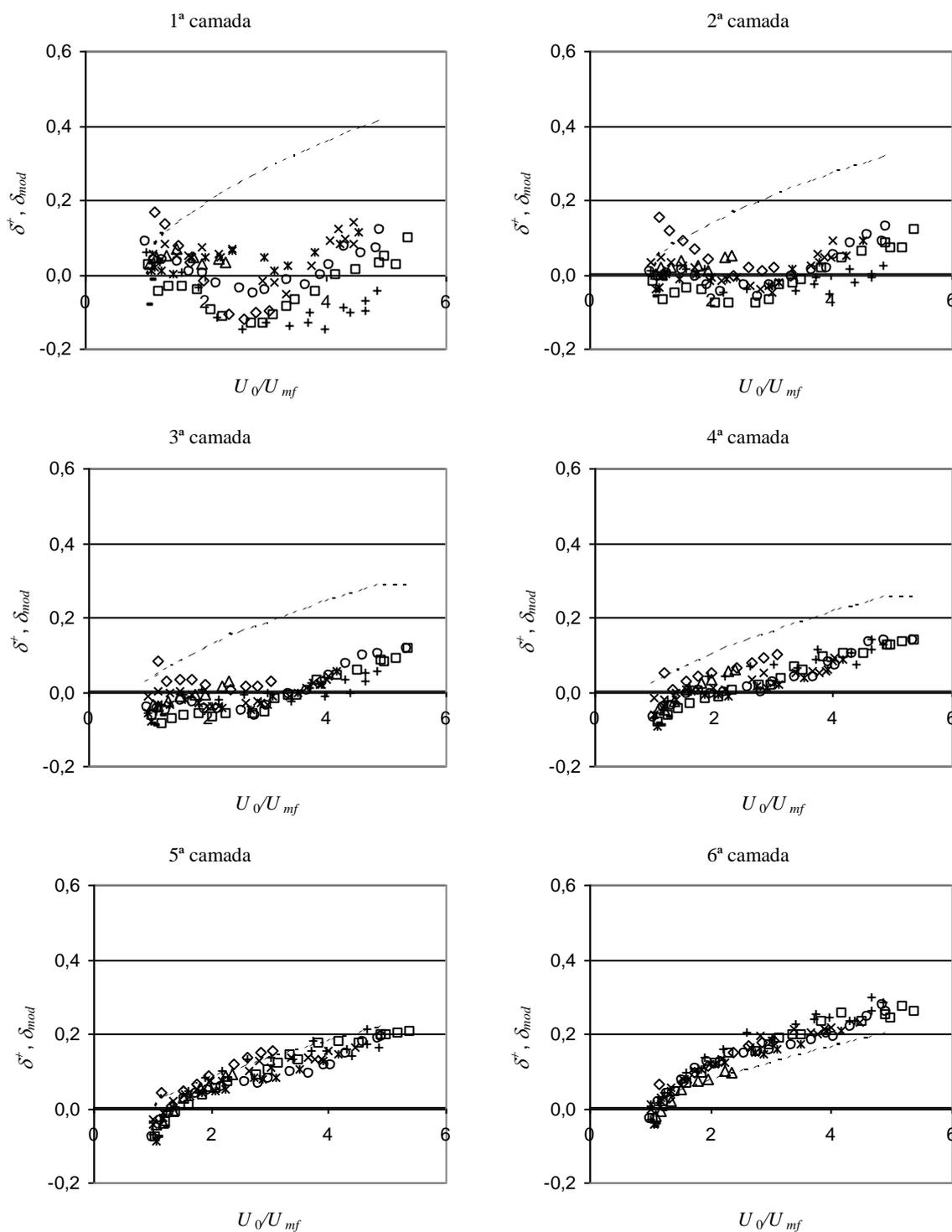


Fig. A5.12- Comparação entre os valores de δ_{mod} , correlação 'k32', Eq.(5. 20), linhas a tracejado curto, e de δ^+ , Eq.(A5.1. 7), com a variação de U_0/U_{mf} , para 850/1000 μm (□: ker, ○: p9x, +: dyn, *: p4x, ×: p3x, ◇: p2x, κ: p1x, -: p0x).

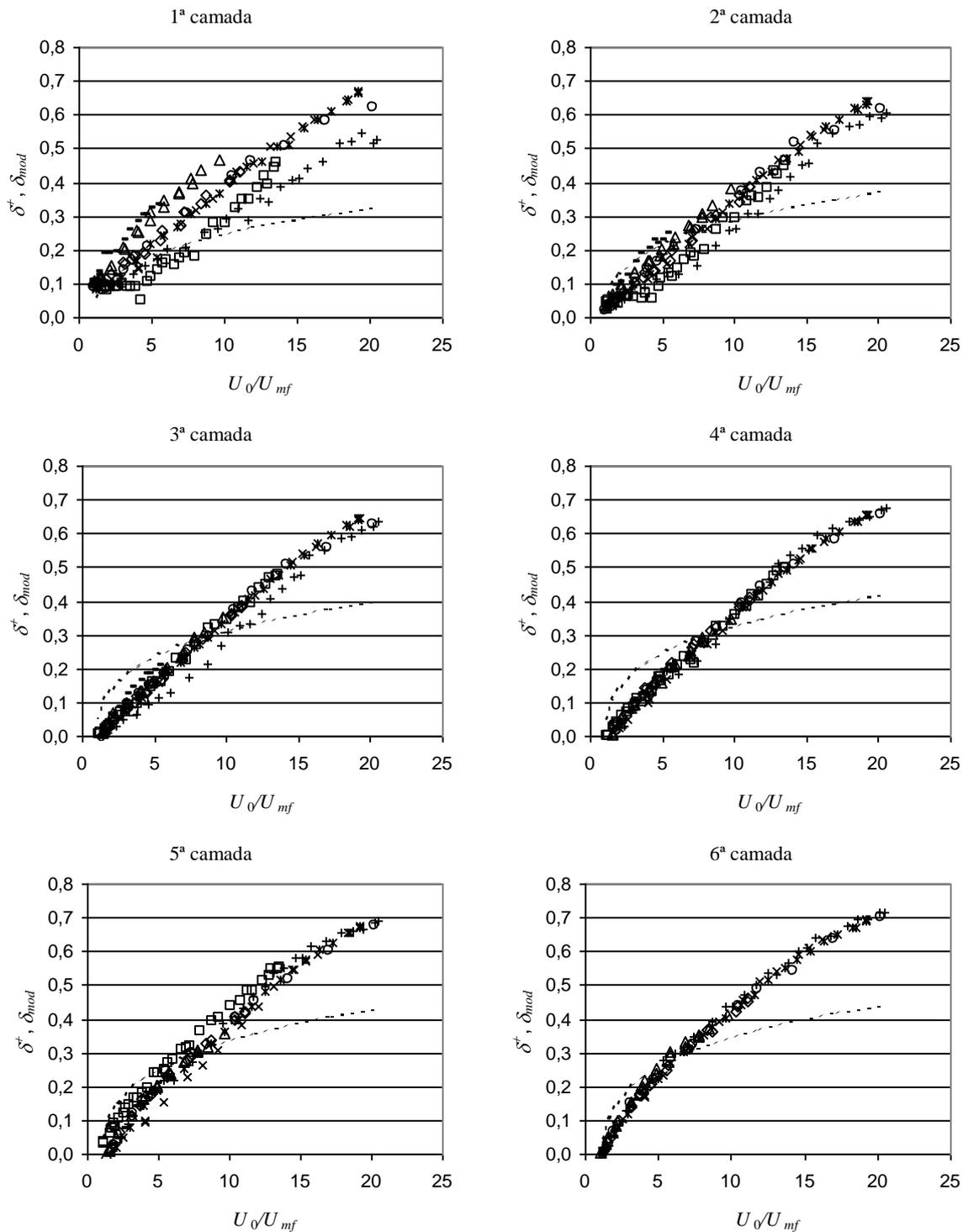


Fig. A5.13- Comparação entre os valores de δ_{mod} , correlação 'k41', Eq.(5. 20), linhas a tracejado curto, e de δ^+ , Eq.(A5.1. 7), com a variação de U_0/U_{mf} , para 355/425 μm (\square : ker, \circ : p9x, $+$: dyn, $*$: p4x, \times : p3x, \diamond : p2x, ∇ : p1x, $-$: p0x).

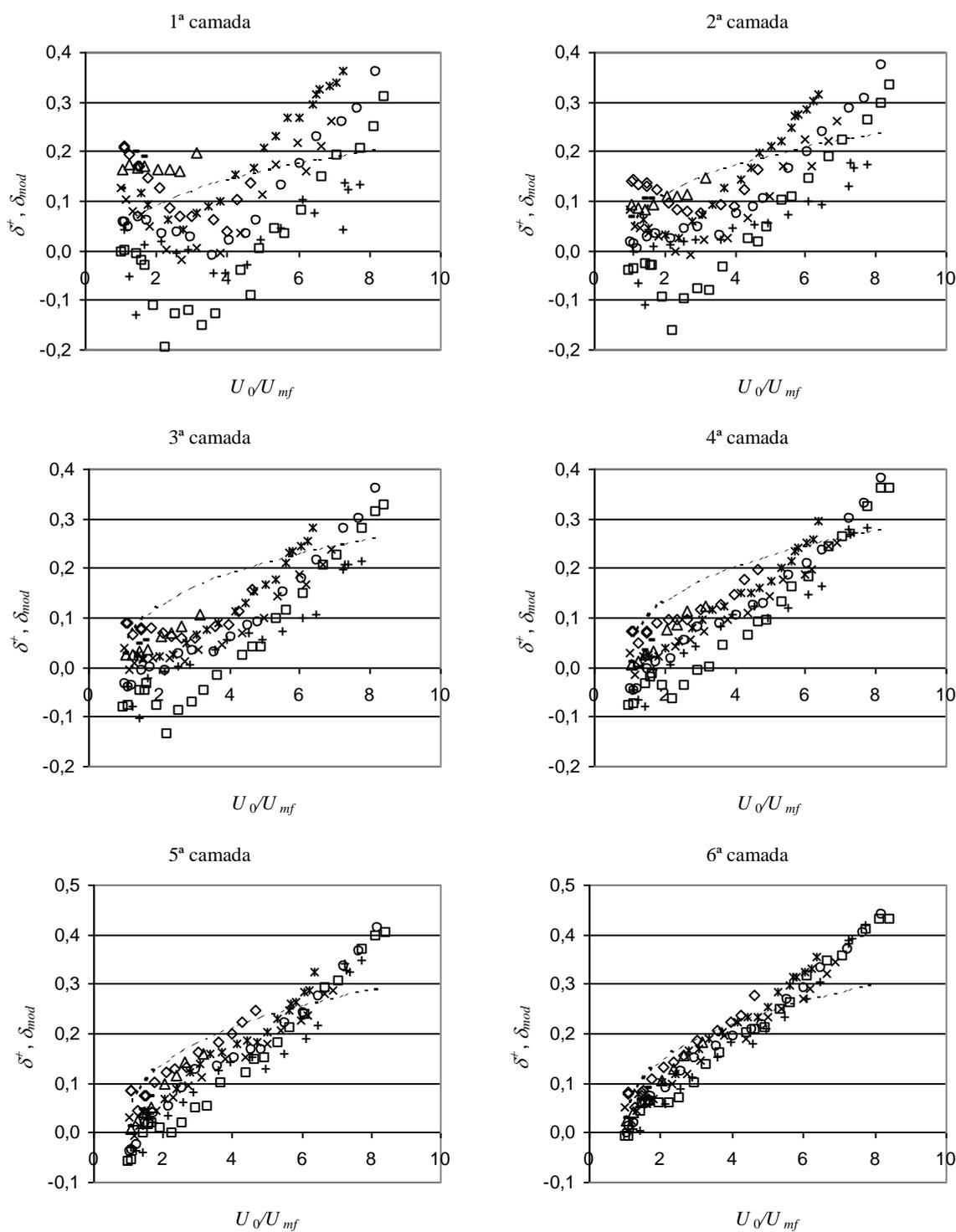


Fig. A5.14- Comparação entre os valores de δ_{mod} , correlação 'k41', Eq.(5. 20), linhas a tracejado curto, e de δ^+ , Eq.(A5.1. 7), com a variação de U_0/U_{mf} , para 600/710 μm (□: ker, ○: p9x, +: dyn, *: p4x, ×: p3x, ◇: p2x, ϖ: p1x, -: p0x).

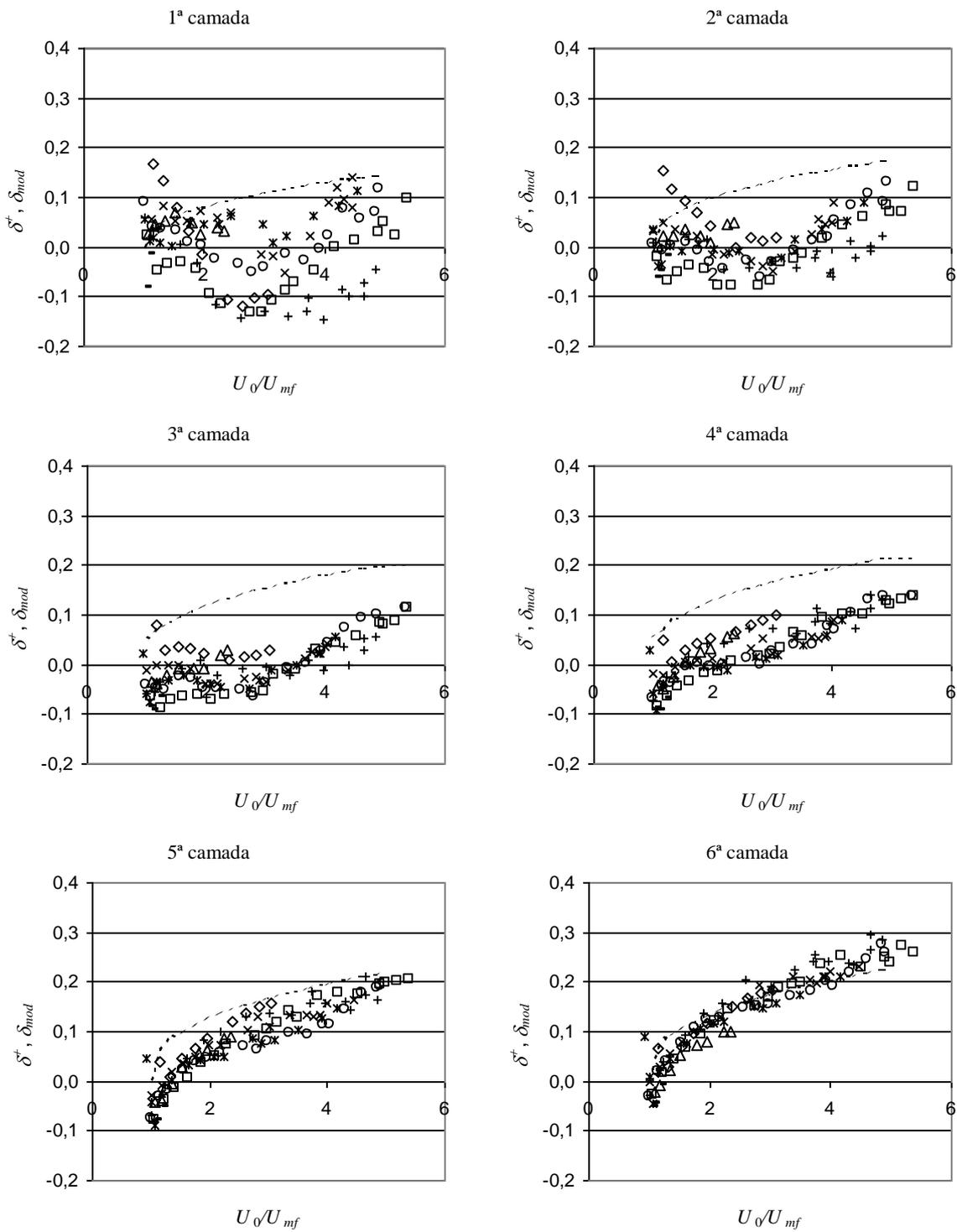


Fig. A5.15- Comparação entre os valores de δ_{mod} , correlação 'k41', Eq.(5. 20), linhas a tracejado curto, e de δ^+ , Eq.(A5.1. 7), com a variação de U_0/U_{mf} , para 850/1000 μm (\square : ker, \circ : p9x, $+$: dyn, $*$: p4x, \times : p3x, \diamond : p2x, κ : p1x, $-$: p0x).

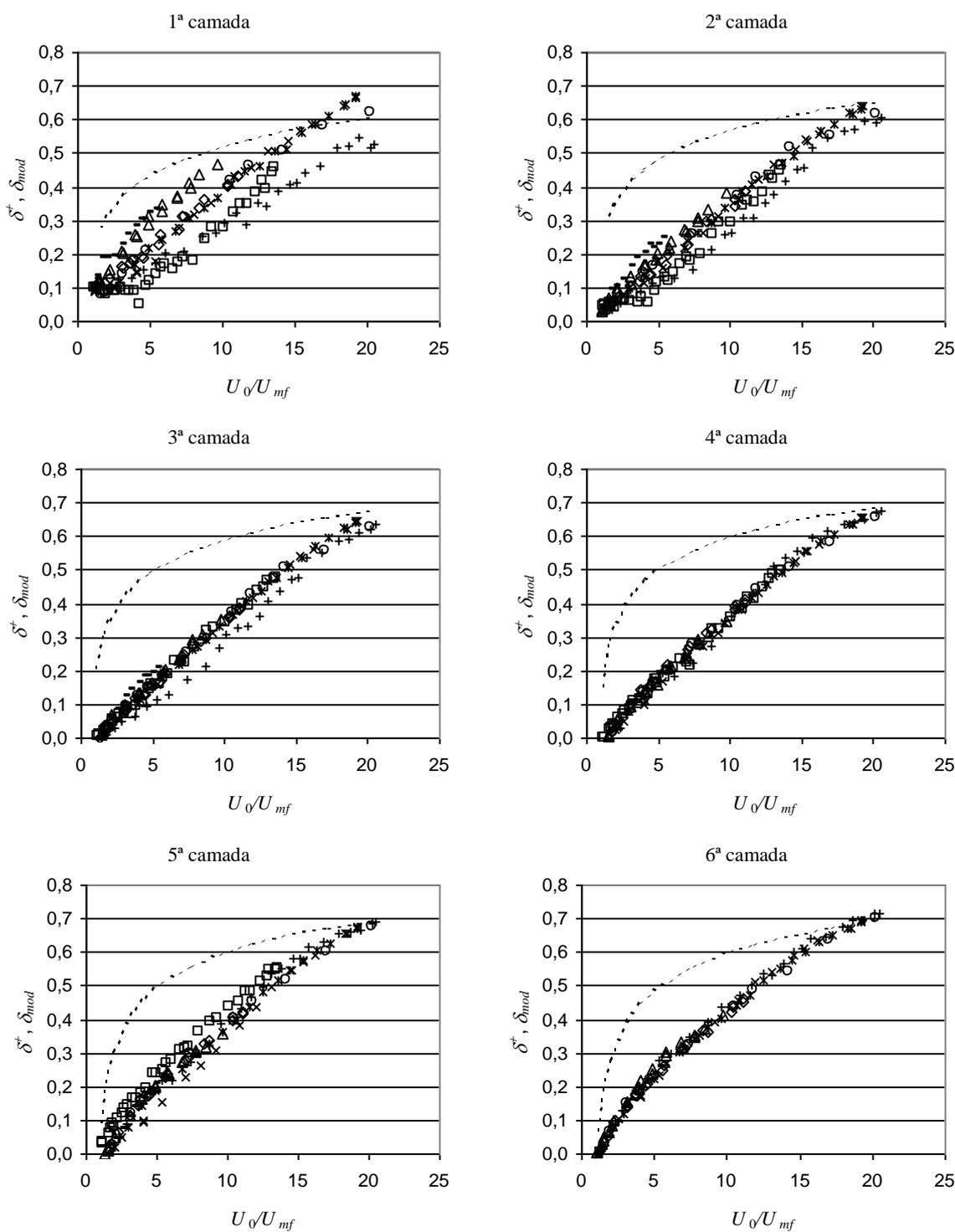


Fig. A5.16- Comparação entre os valores de δ_{mod} , correlação 'k42', Eq.(5. 20), linhas a tracejado curto, e de δ^+ , Eq.(A5.1. 7), com a variação de U_0/U_{mf} , para 355/425 μm , (\square : ker, \circ : p9x, $+$: dyn, $*$: p4x, \times : p3x, \diamond : p2x, ∇ : p1x, $-$: p0x).

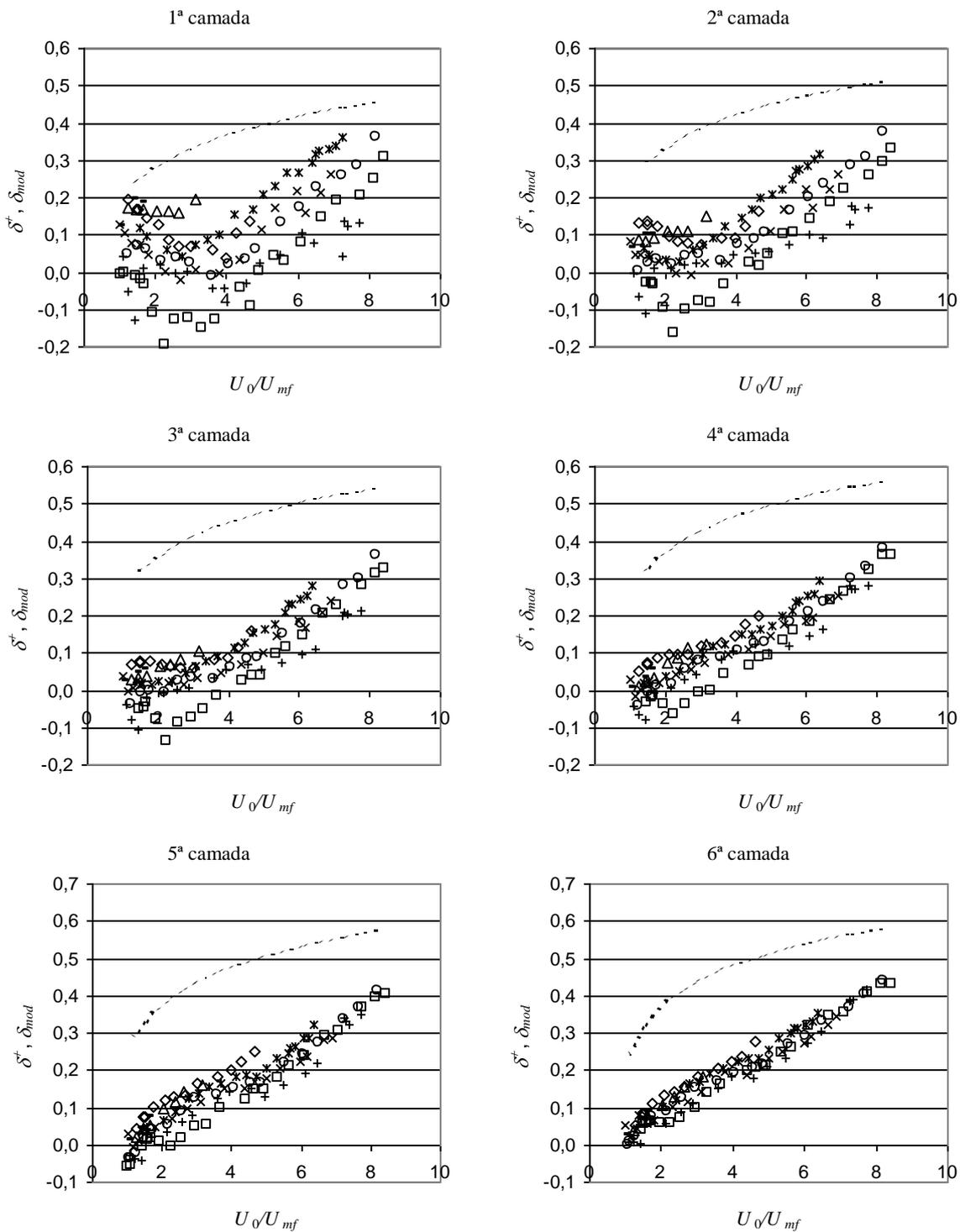


Fig. A5.17- Comparação entre os valores de δ_{mod} , correlação 'k42', Eq.(5. 20), linhas a tracejado curto, e de δ^+ , Eq.(A5.1. 7), com a variação de U_0/U_{mf} , para 600/710 μm (\square : ker, \circ : p9x, $+$: dyn, $*$: p4x, \times : p3x, \diamond : p2x, ∇ : p1x, $-$: p0x).

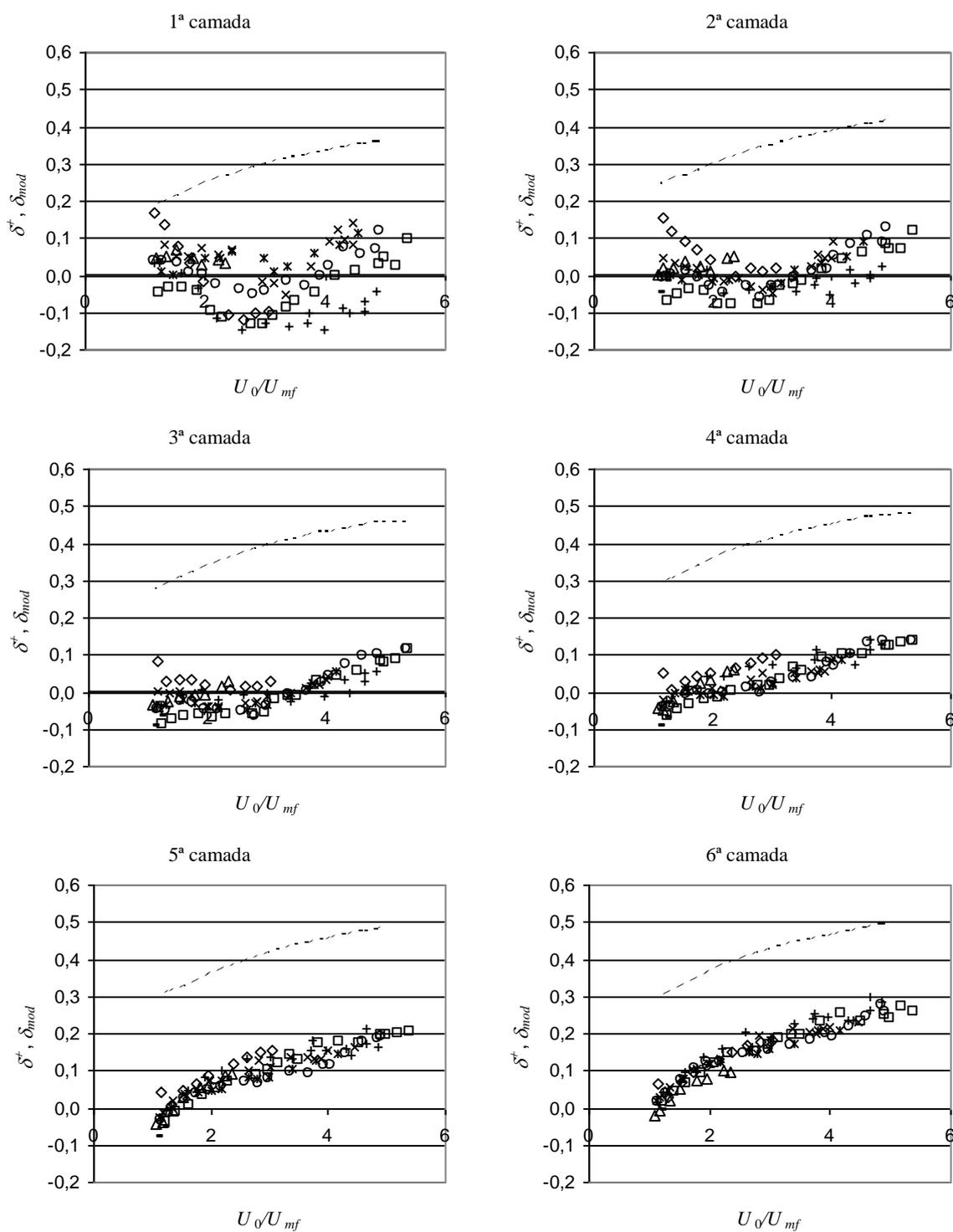


Fig. A5.18- Comparação entre os valores de δ_{mod} , correlação 'k42', Eq.(5. 20), linhas a tracejado curto, e de δ^+ , Eq.(A5.1. 7), com a variação de U_0/U_{mf} , para 850/1000 μm (\square : ker, \circ : p9x, $+$: dyn, $*$: p4x, \times : p3x, \diamond : p2x, \triangle : p1x, $-$: p0x).

Como se vê, os resultados não apresentam uma melhoria relativamente aos casos anteriores, com excepção do tamanho 355/425 μm , em que não só os valores de δ^+ são sempre positivos como até, no caso da correlações 'k31' e 'k32', acompanham, com bastante fidelidade, os valores calculados pelo modelo, δ_{mod} , nas últimas camadas, para a primeira, e nas primeiras três, para a segunda.

Para os restantes tamanhos de partículas utilizadas, os resultados obtidos para δ^+ são interessantes, nas últimas camadas, para os casos 'k32' e 'k41', verificando-se a inflexão, já registada no Cap. 5, para valores de U_0/U_{mf} próximos de 3 e 5 para os tamanhos 850/1000 e 600/710 mm, respectivamente. Quanto aos valores calculados da fracção de bolhas, δ_{mod} , eles são crescentes com o aumento do diâmetro das partículas.

No que respeita aos resultados da modelização em termos de adequação de valores de perda de carga no leito, as correlações 'k32' e 'k41' revelam um bom desempenho quando aplicadas às partículas de maior tamanho, conduzindo a valores de perda de carga adimensional inferiores à unidade sempre que a velocidade superficial excede cinco a seis vezes a velocidade mínima de fluidização. Enquanto representação nas gamas disponíveis, estas duas correlações produzem resultados satisfatórios quando aplicadas aos leitos de partículas 600/710 e 850/1000 μm , sendo a correlação 'k31' aceitável nas últimas camadas e nas velocidades mais elevadas no intervalo 355/425 μm . Quanto à a correlação 'k42', que tinha como objectivo conseguir valores da fracção de bolhas válidos para as velocidades mais elevadas, aplicada a todas as partículas, revelou um grande afastamento para os regimes intermédios, traduzido em valores de ΔP^+ próximos de 1,5 em todos os tamanhos.

A distinção entre os vários distribuidores, e a suas influências comparadas no âmbito do comportamento do leito, não ficariam prejudicadas caso baseássemos a sua análise nestes resultados, como pode observar-se nas figuras seguintes.

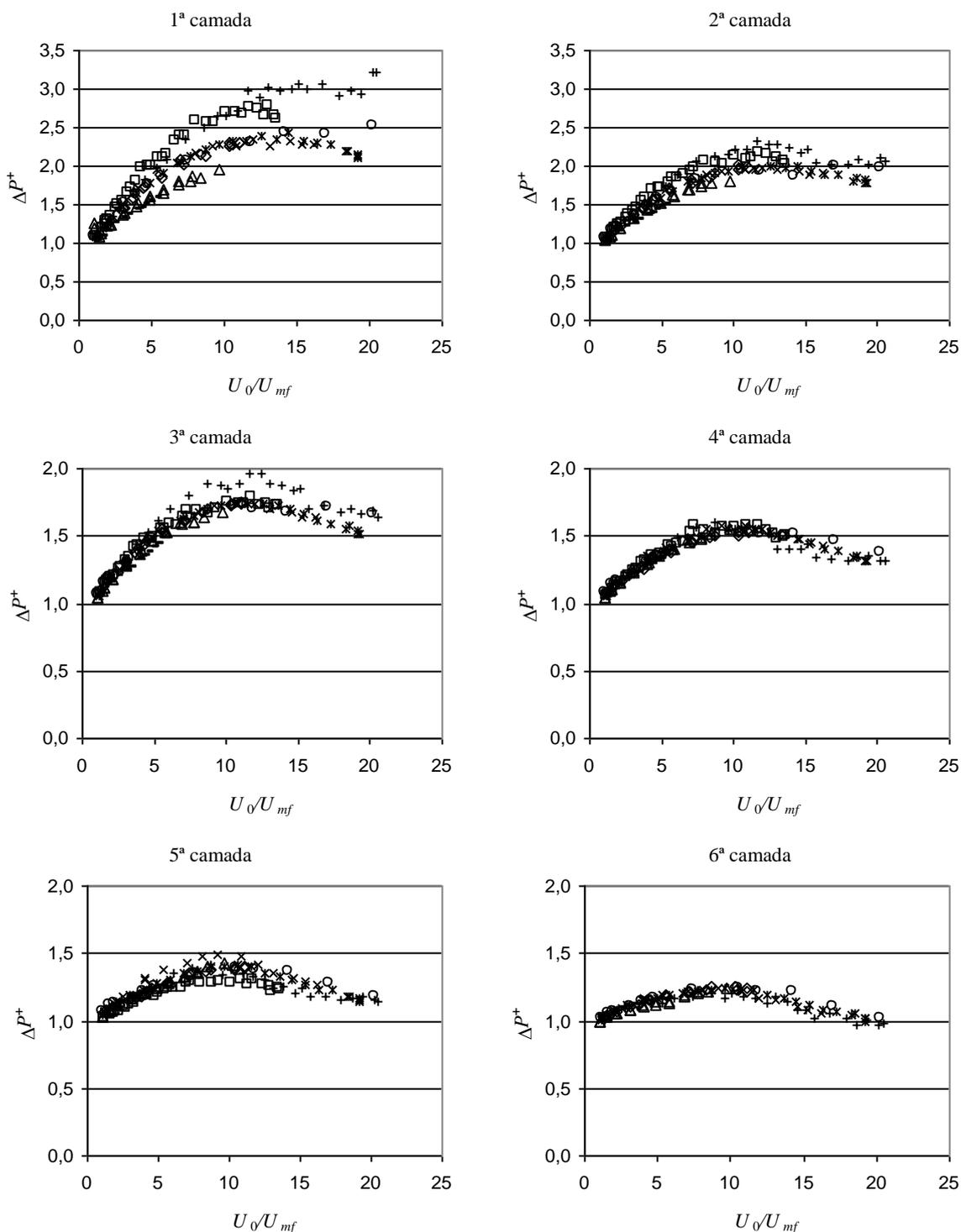


Fig. A5.19- Variação de ΔP^+ , Eq.(A5.1. 5), para 355/425 μm , correlação 'k31'.
 (\square : ker, \circ : p9x, $+$: dyn, $*$: p4x, \times : p3x, \diamond : p2x, κ : p1x, $-$: p0x)

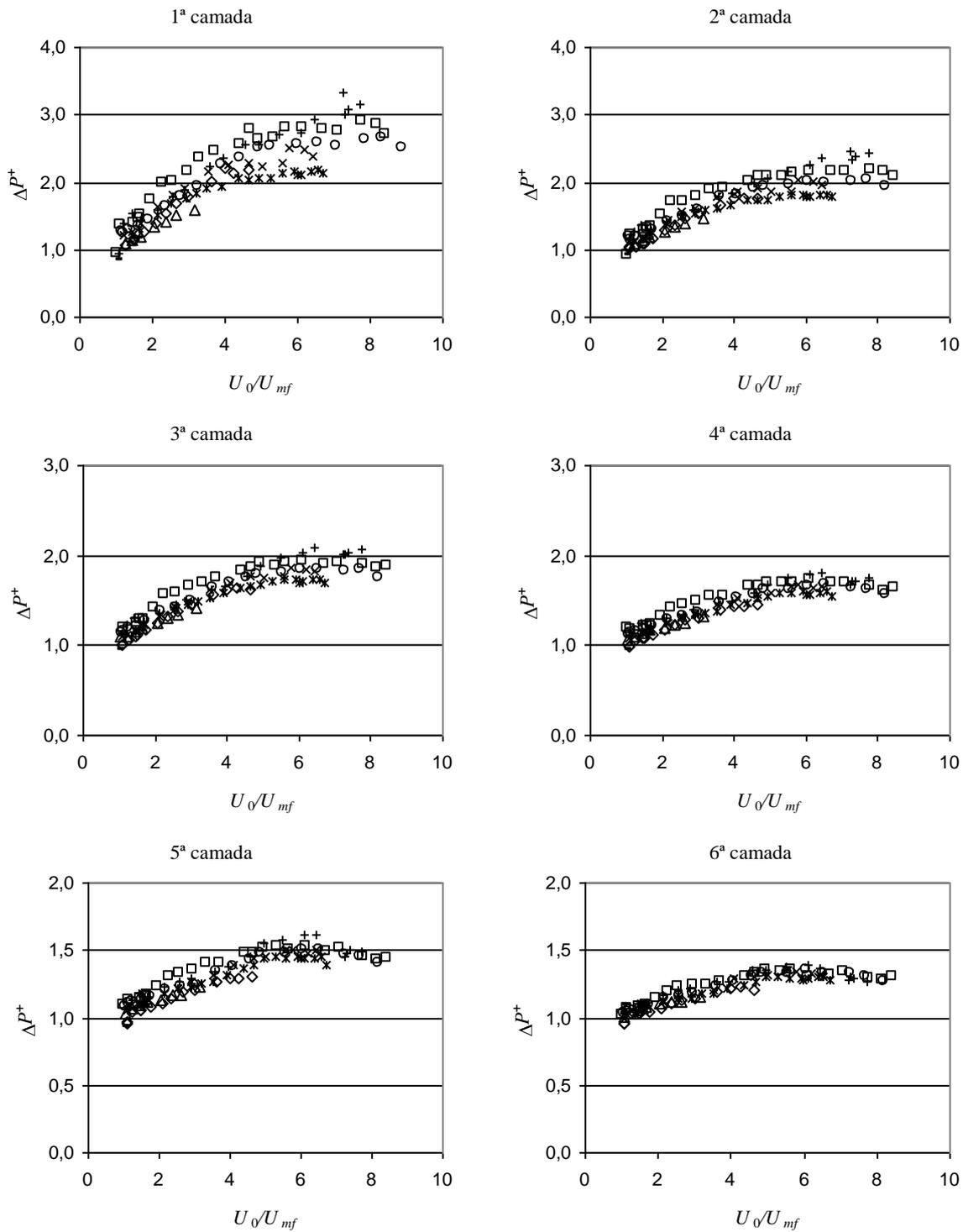


Fig. A5.20- Variação de ΔP^+ , Eq.(A5.1. 5), para 600/710 μm , correlação 'k31'.
 (\square : ker, \circ : p9x, $+$: dyn, $*$: p4x, \times : p3x, \diamond : p2x, κ : p1x, $-$: p0x)

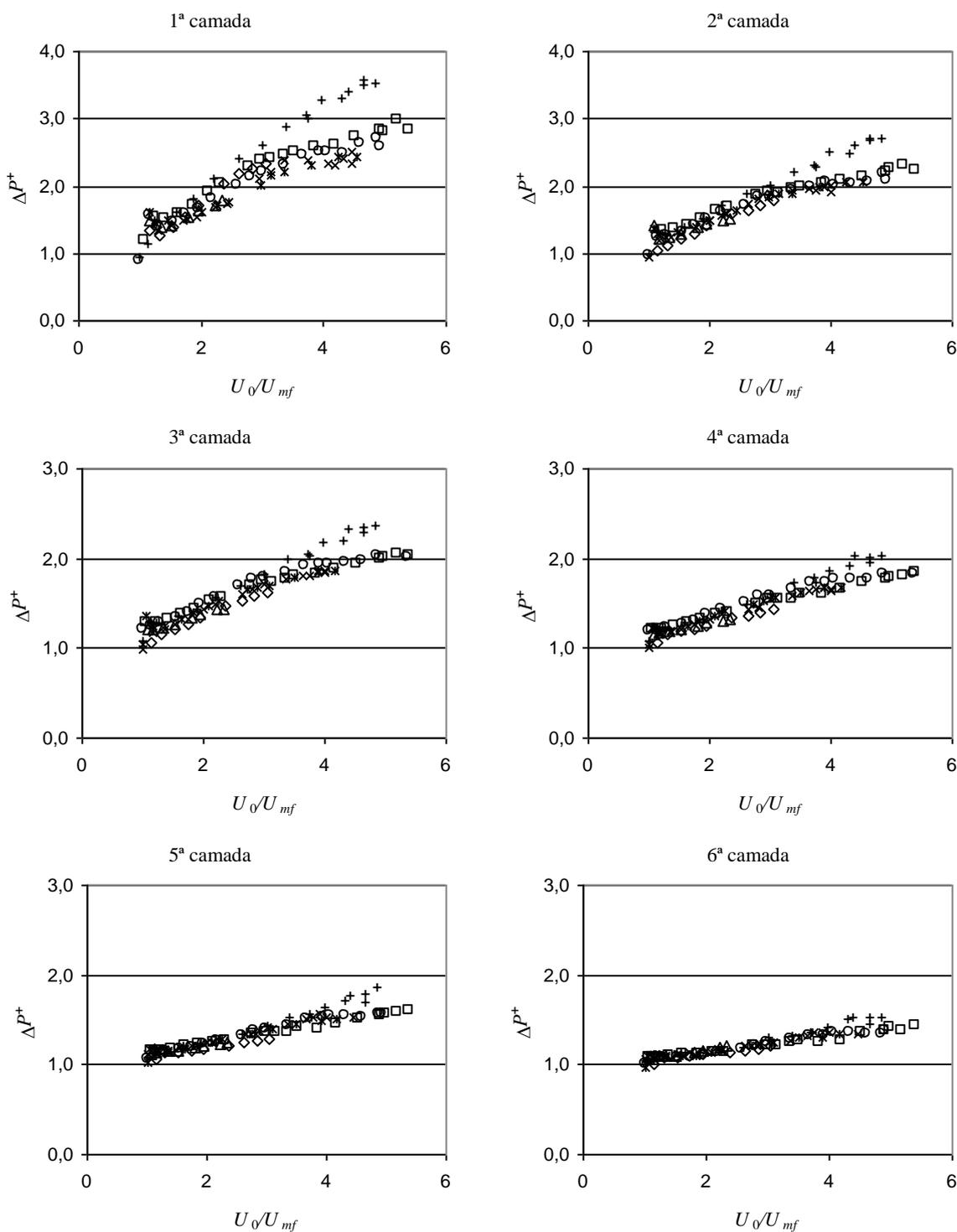


Fig. A5.21- Variação de ΔP^+ , Eq.(A5.1. 5), para 850/1000 μm , correlação 'k31'.
 (\square : ker, \circ : p9x, $+$: dyn, $*$: p4x, \times : p3x, \diamond : p2x, ∇ : p1x, $-$: p0x)

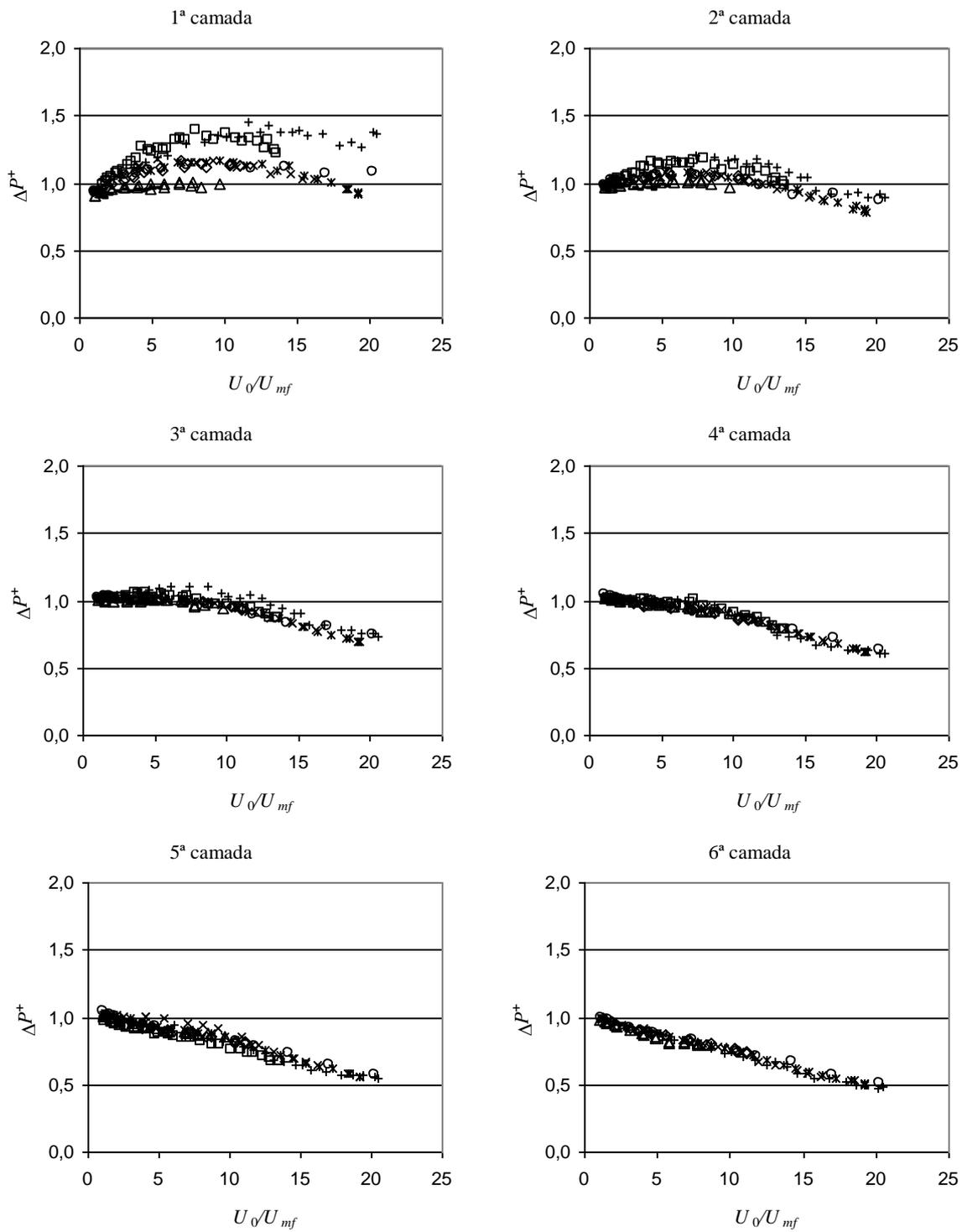


Fig. A5.22- Variação de ΔP^+ , Eq.(A5.1. 5), para 355/425 μm , correlação 'k32'.
 (\square : ker, \circ : p9x, $+$: dyn, $*$: p4x, \times : p3x, \diamond : p2x, κ : p1x, $-$: p0x)

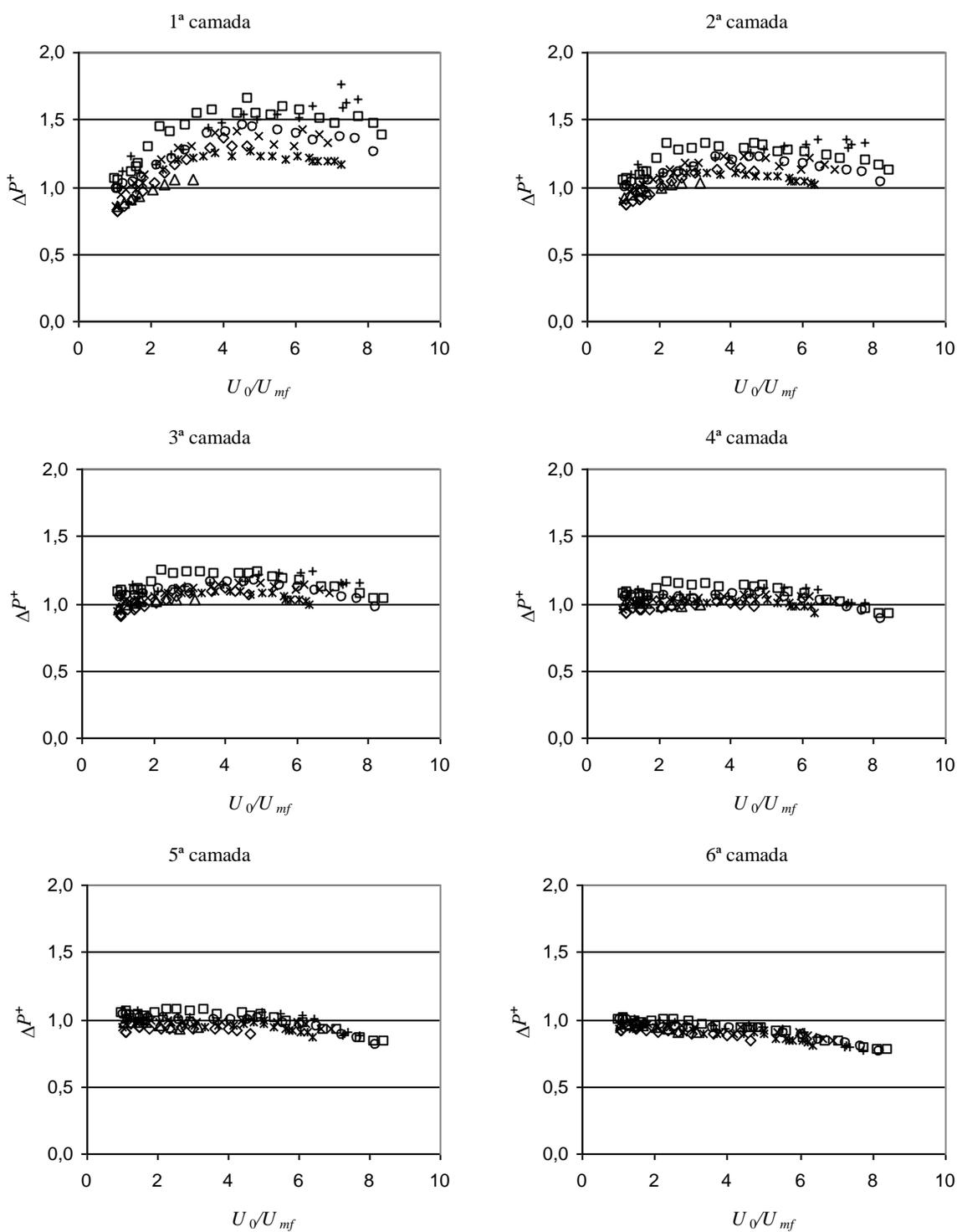


Fig. A5.23- Variação de ΔP^+ , Eq.(A5.1. 5), para 600/710 μm , correlação 'k32'.
 (\square : ker, \circ : p9x, $+$: dyn, $*$: p4x, \times : p3x, \diamond : p2x, \triangle : p1x, $-$: p0x)

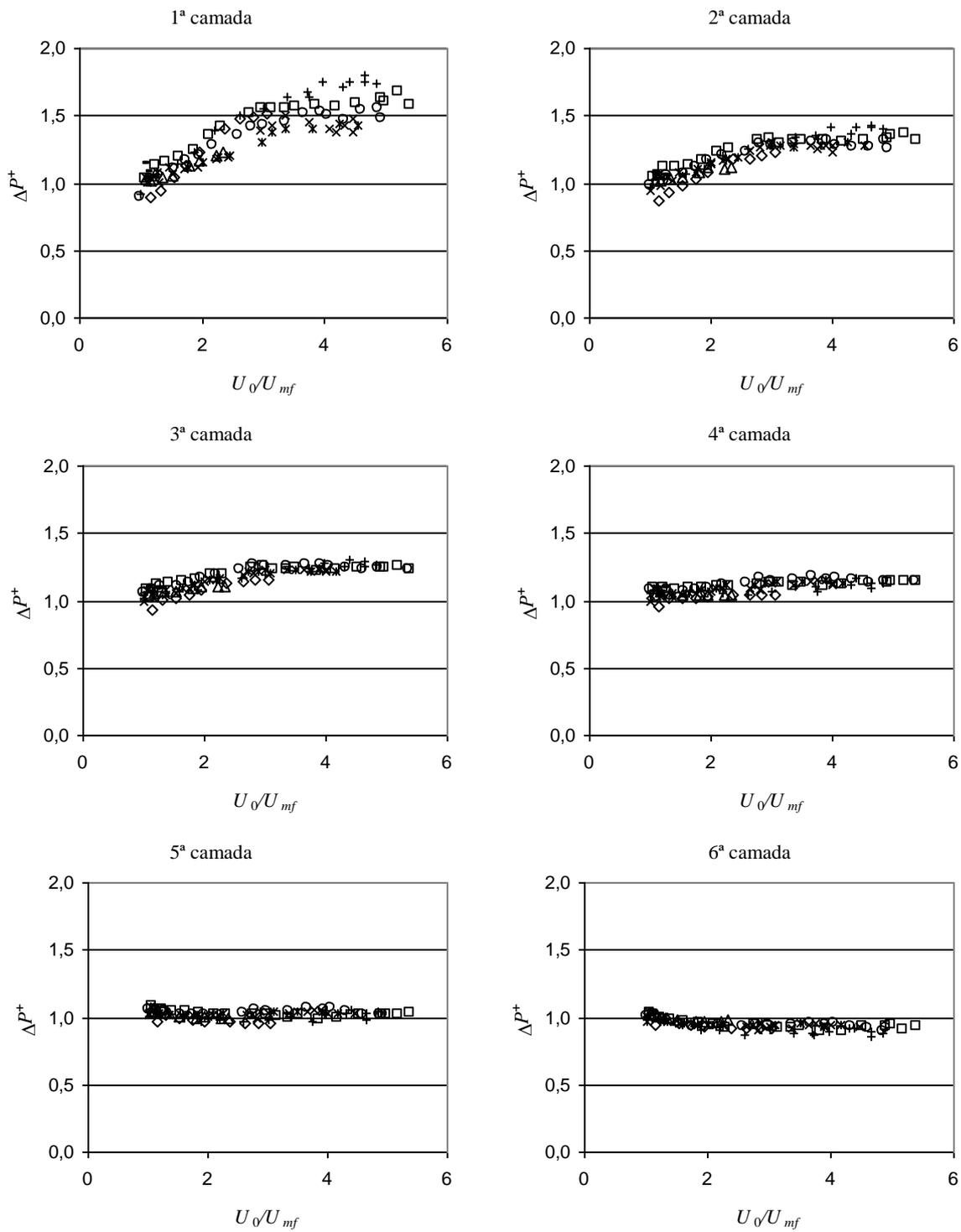


Fig. A5.24- Variação de ΔP^+ , Eq.(A5.1. 5), para 850/1000 μm , correlação 'k32'.
 (□: ker, ○: p9x, +: dyn, *: p4x, ×: p3x, ◇: p2x, ⋈: p1x, -: p0x)

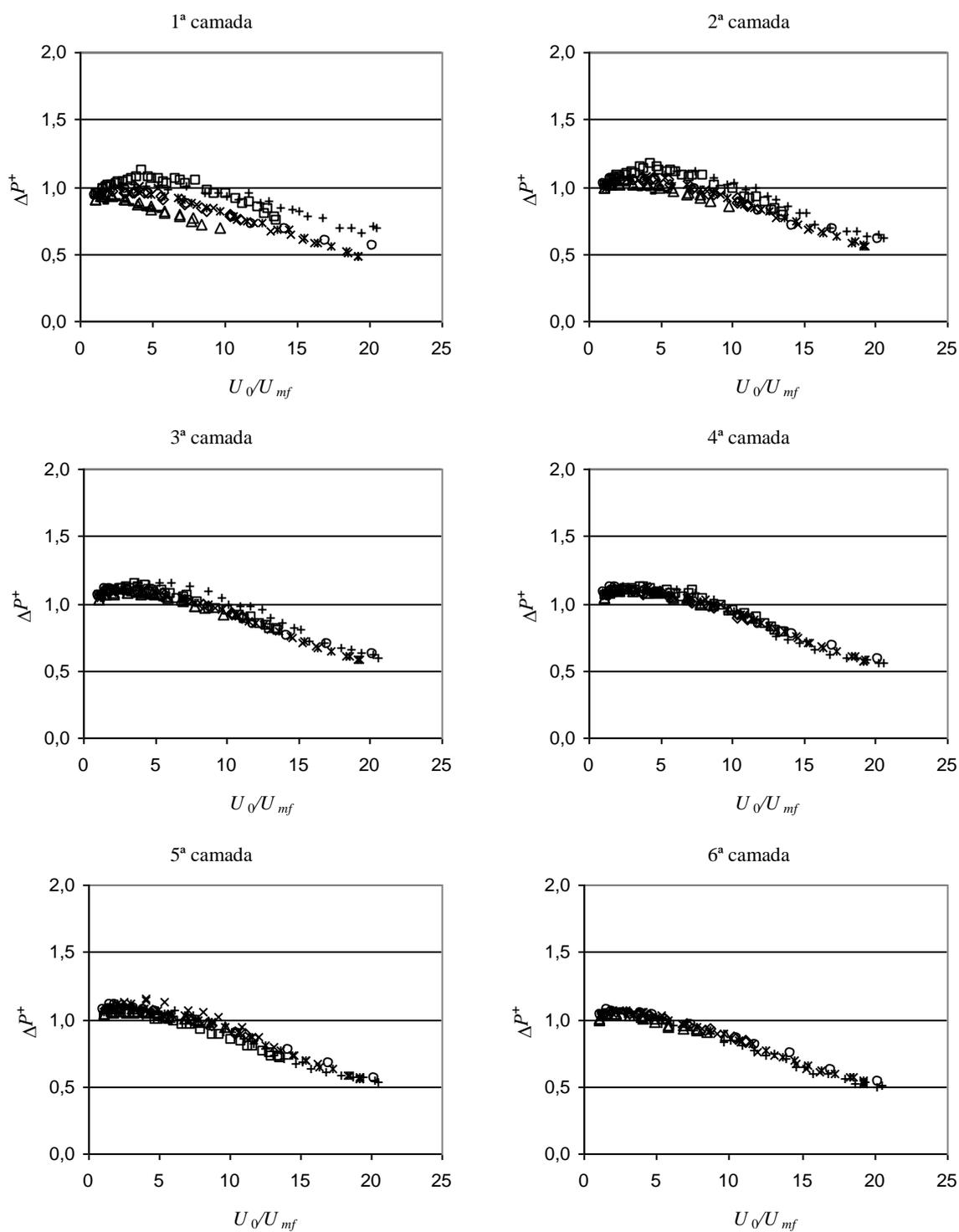


Fig. A5.25- Variação de ΔP^+ , Eq.(A5.1. 5), para 355/425 μm , correlação 'k41'.
 (\square : ker, \circ : p9x, +: dyn, *: p4x, \times : p3x, \diamond : p2x, ∇ : p1x, -: p0x)

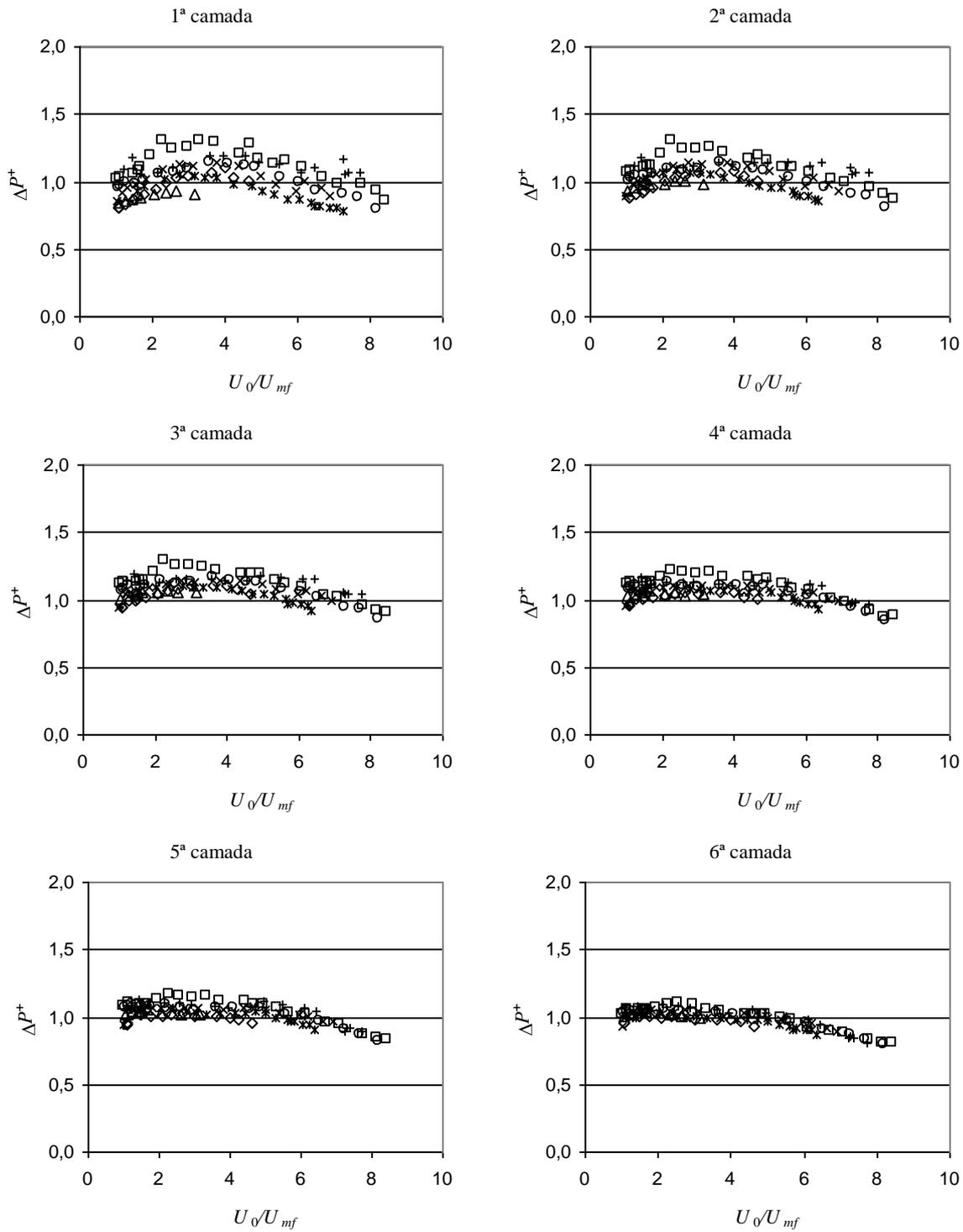


Fig. A5.26- Variação de ΔP^+ , Eq.(A5.1. 5), para 600/710 μm , correlação 'k41'.
 (□: ker, ○: p9x, +: dyn, *: p4x, ×: p3x, ◇: p2x, ▽: p1x, -: p0x)

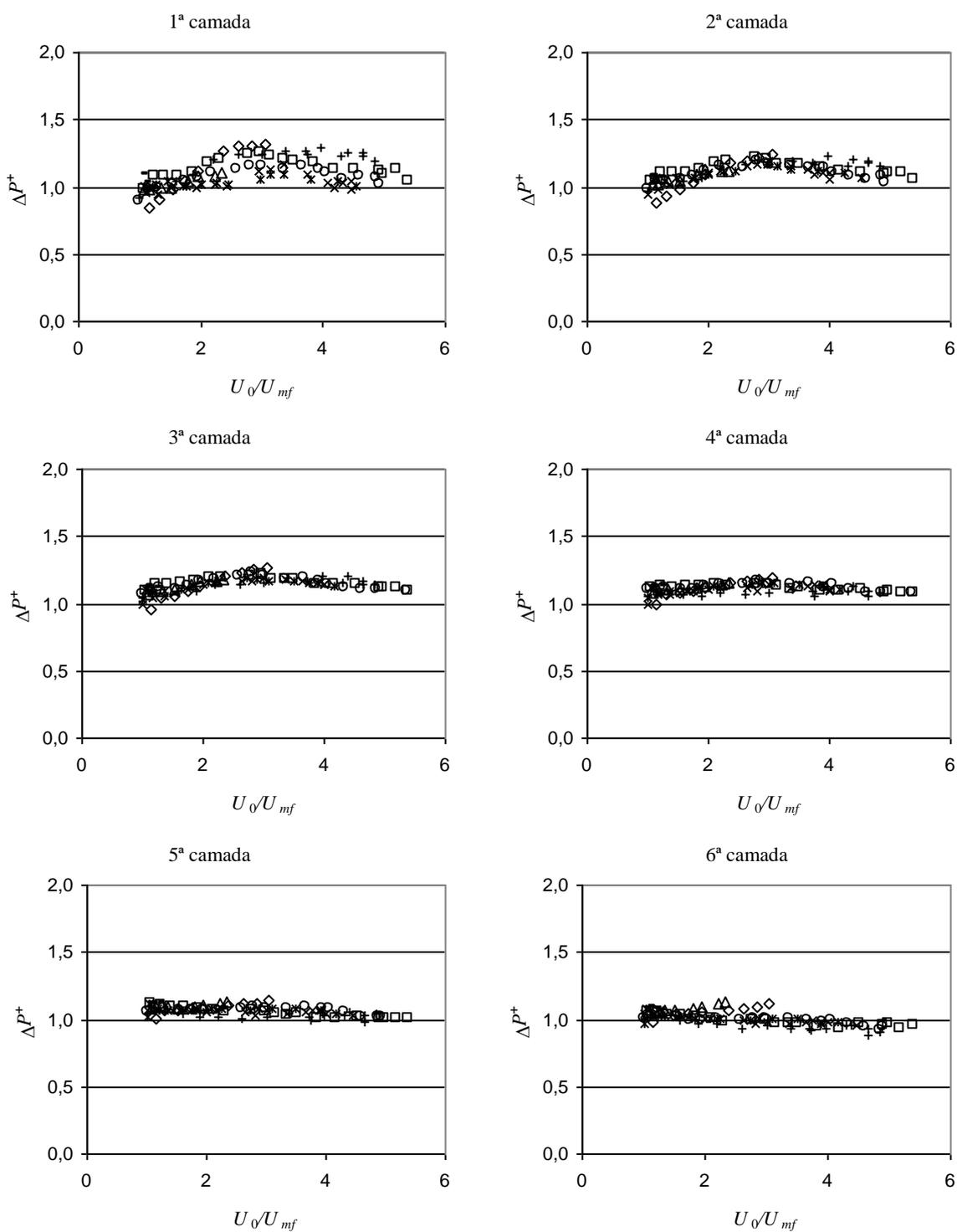


Fig. A5.27- Variação de ΔP^+ , Eq.(A5.1. 5), para 850/1000 μm , correlação 'k41'.
 (\square : ker, \circ : p9x, $+$: dyn, $*$: p4x, \times : p3x, \diamond : p2x, κ : p1x, $-$: p0x)

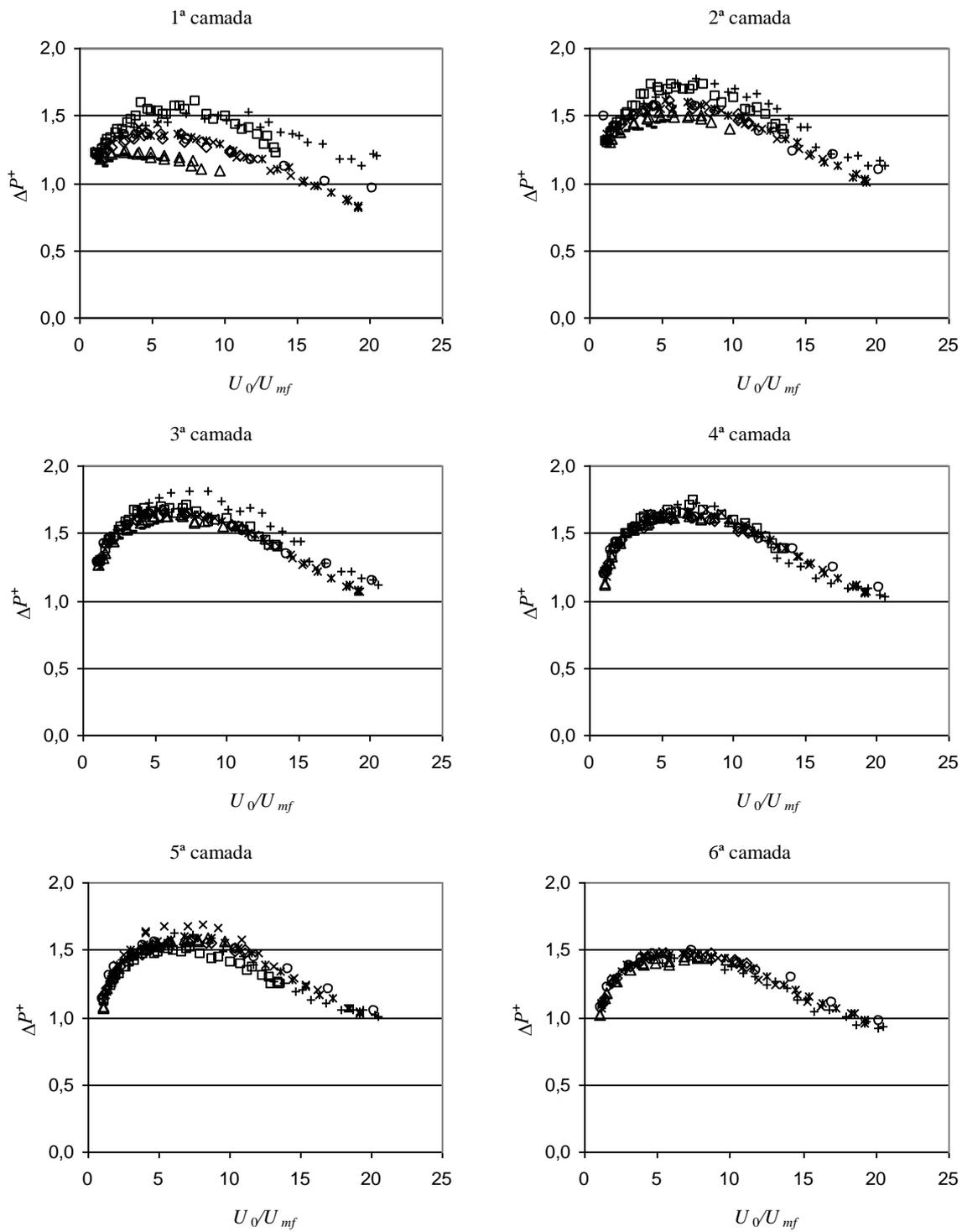


Fig. A5.28- Variação de ΔP^+ , Eq.(A5.1. 5), para 355/425 μm , correlação 'k42'.
 (\square : ker, \circ : p9x, $+$: dyn, $*$: p4x, \times : p3x, \diamond : p2x, κ : p1x, $-$: p0x)

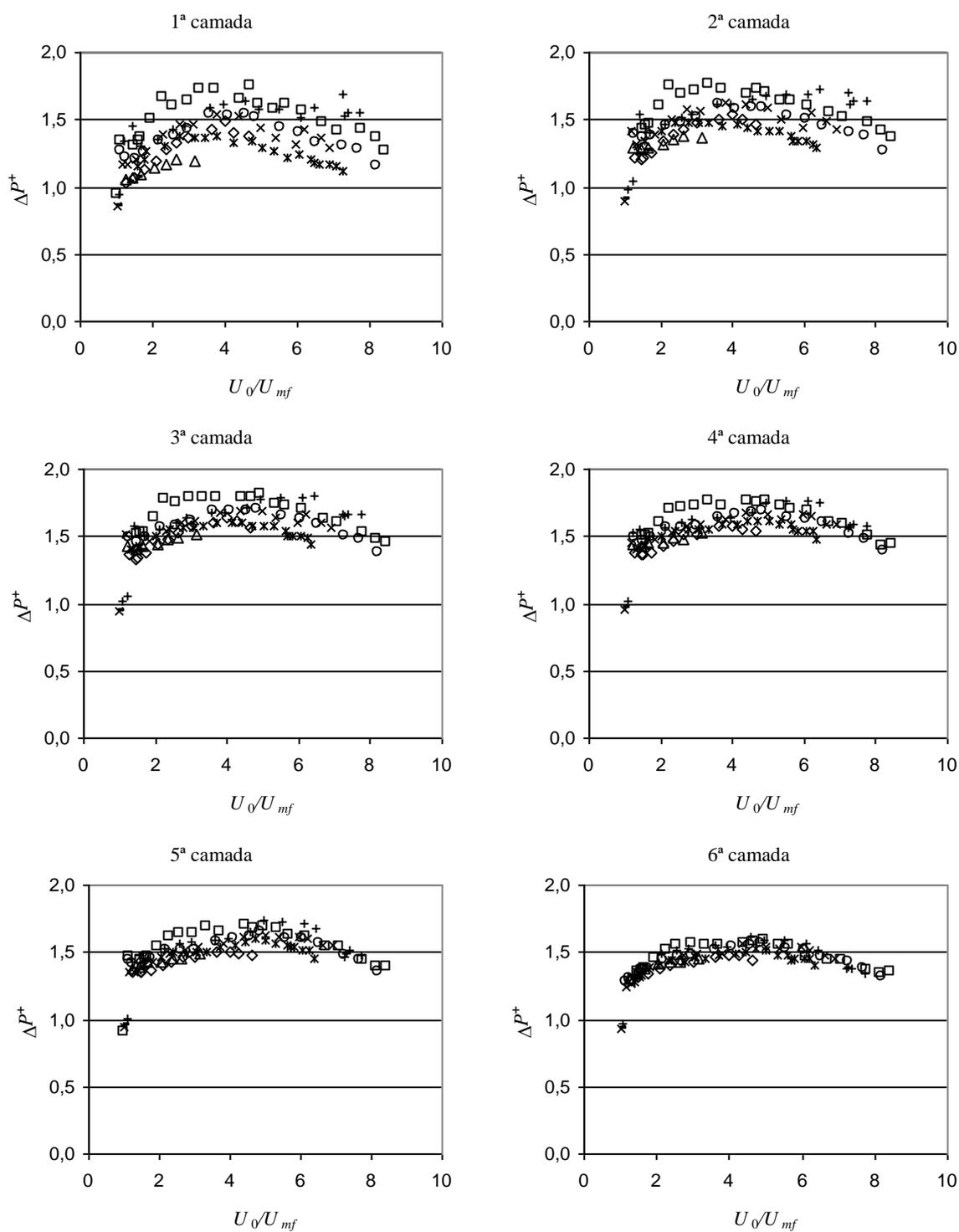


Fig. A5.29- Variação de ΔP^+ , Eq.(A5.1. 5), para 600/710 μm , correlação 'k42'.
 (\square : ker, \circ : p9x, $+$: dyn, $*$: p4x, \times : p3x, \diamond : p2x, ∇ : p1x, $-$: p0x)

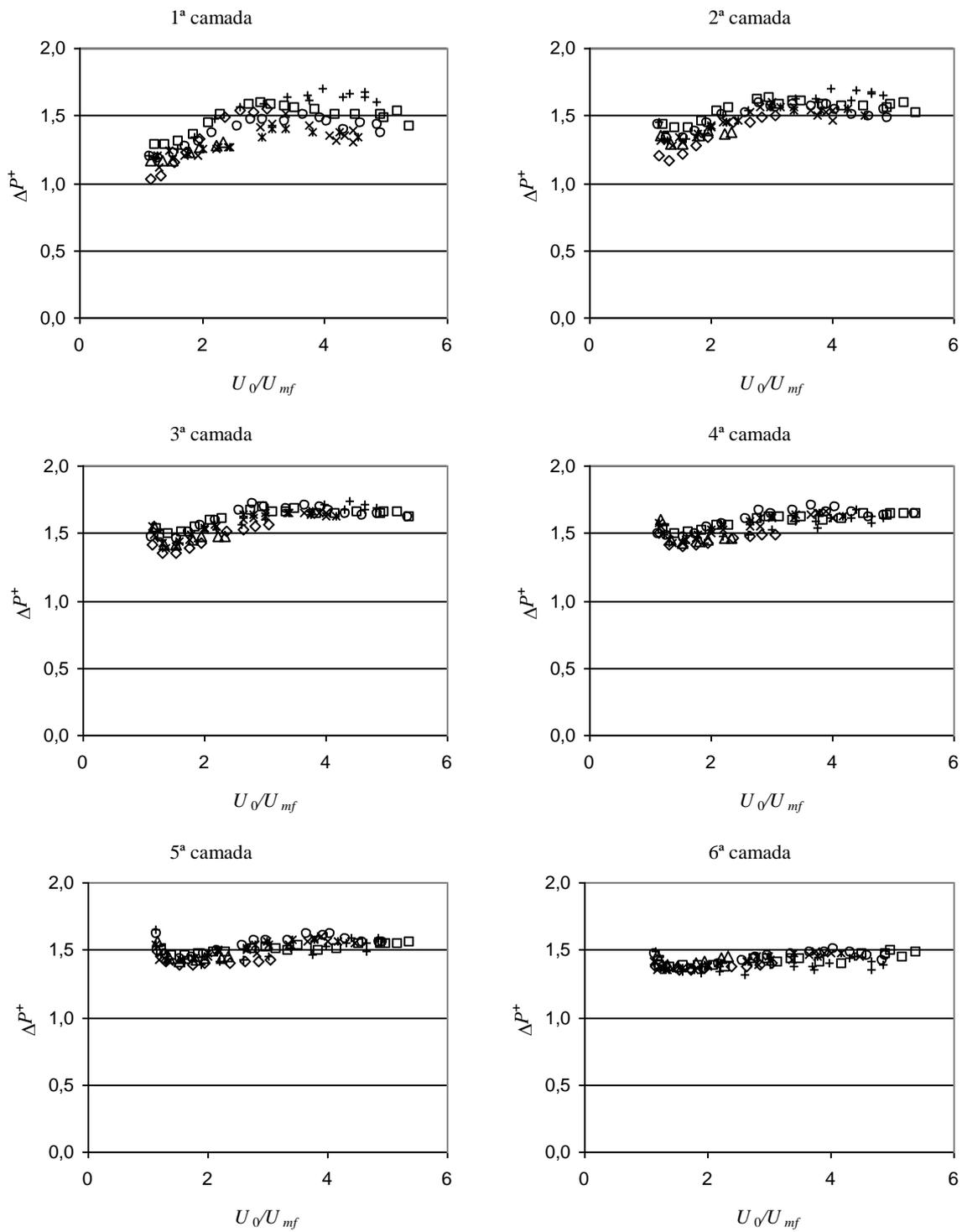


Fig. A5.30- Variação de ΔP^+ , Eq.(A5.1. 5), para 850/1000 μm , correlação 'k42'.
 (\square : ker, \circ : p9x, $+$: dyn, $*$: p4x, \times : p3x, \diamond : p2x, ∇ : p1x, $-$: p0x)

A.5.5 Determinação de ΔP^+ , e valores correspondentes de δ^+ , com base em Werther e Wein (1994), 'ww2', e 'lin2k1'

A utilização do modelo e correlação acima referidos, mantendo obviamente inalterados os valores de δ_{mod} , conduzem a diferentes resultados de ΔP^+ e, por arrastamento, de δ^+ . Em todos os tamanhos, os resultados da perda de carga adimensional quando se utiliza o modelo de Werther e Wein (1994), ficam aquém dos melhores resultados obtidos com as correlações β_1 e β_2 , mas representam uma melhoria quando comparados com os resultados deste mesmo modelo utilizado na forma ΔP^* , particularmente nas partículas de menores dimensões, onde mais uma vez surge uma inflexão para velocidades próximas de 1 m/s. É nos valores de δ^+ , sempre positivos, que se verifica uma boa proximidade com os valores calculados, para o intervalo 355/425 μm , podendo deduzir-se que, especialmente nas últimas camadas, o modelo ΔP^+ e as considerações hidrodinâmicas que lhe estão subjacentes, encontram a sua melhor expressão. A dificuldade em estabelecer comparações homólogas em termos de razão U_0/U_{mf} faz com que seja difícil afirmar o mesmo para as restantes partículas, verificando-se, no entanto, que a divergência da porosidade calculada se dá para valores inferiores relativamente a δ^+ para o tamanho 355/425 μm e para valores superiores para os restantes tamanhos. Significa então que, para o leito correspondente às últimas camadas, e para as partículas menores, este modelo estima uma perda de carga inferior à determinada experimentalmente, para velocidades superiores a $10 U_0/U_{mf}$, por via do cálculo de uma fracção de bolhas superior à existente no interior do leito, e que para as partículas maiores a fracção de bolhas é subavaliada em todos os regimes. Recordando o facto do modelo em causa ter sido estabelecido para partículas do Grupo B, uma melhoria dos resultados obtidos teria certamente que passar por correcções aos parâmetros nele estabelecidos, nomeadamente dos factores que afectam o número de Arquimedes.

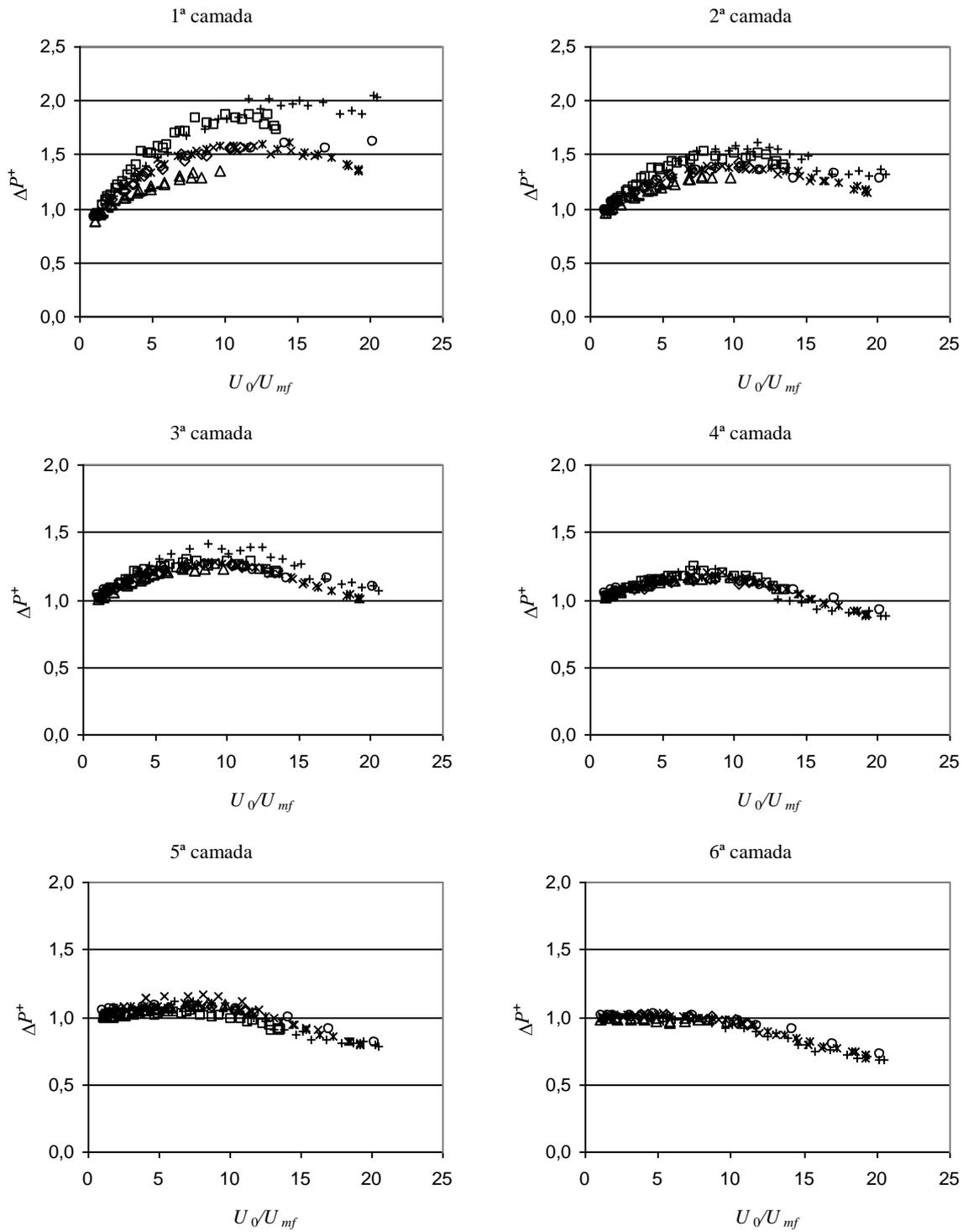


Fig. A5.31- Variação de ΔP^+ , Eq.(A.5.1. 5), para 355/425 μm , modelo de Werther e Wein (1994), 'ww2'.
 (\square : ker, \circ : p9x, +: dyn, *: p4x, \times : p3x, \diamond : p2x, κ : p1x, -: p0x)

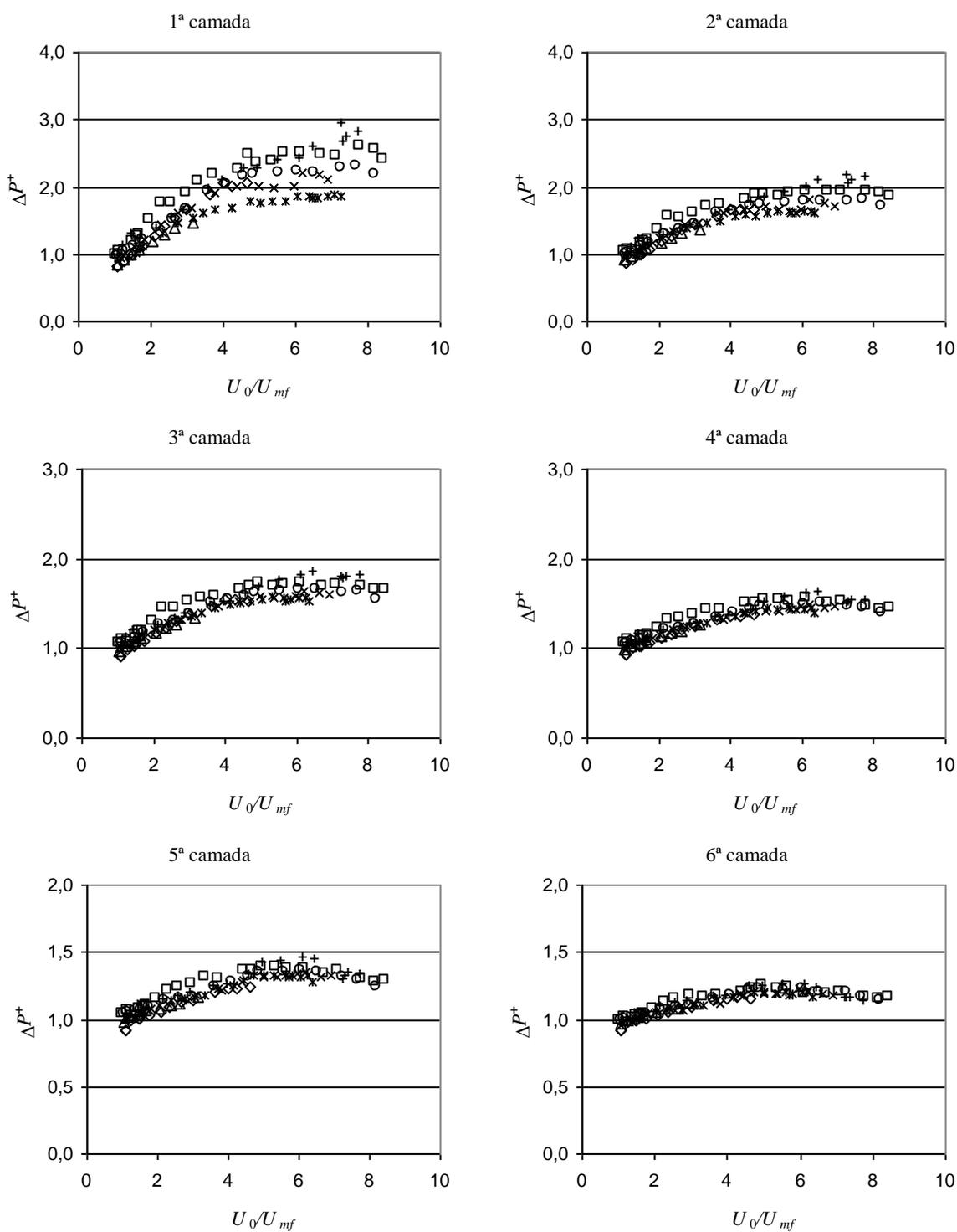


Fig. A5.32- Variação de ΔP^+ , Eq.(A.5.1. 5), para 600/710 μm , mod. Werther e Wein (1994), 'ww2'.
 (\square : ker, \circ : p9x, $+$: dyn, $*$: p4x, \times : p3x, \diamond : p2x, ∇ : p1x, $-$: p0x)

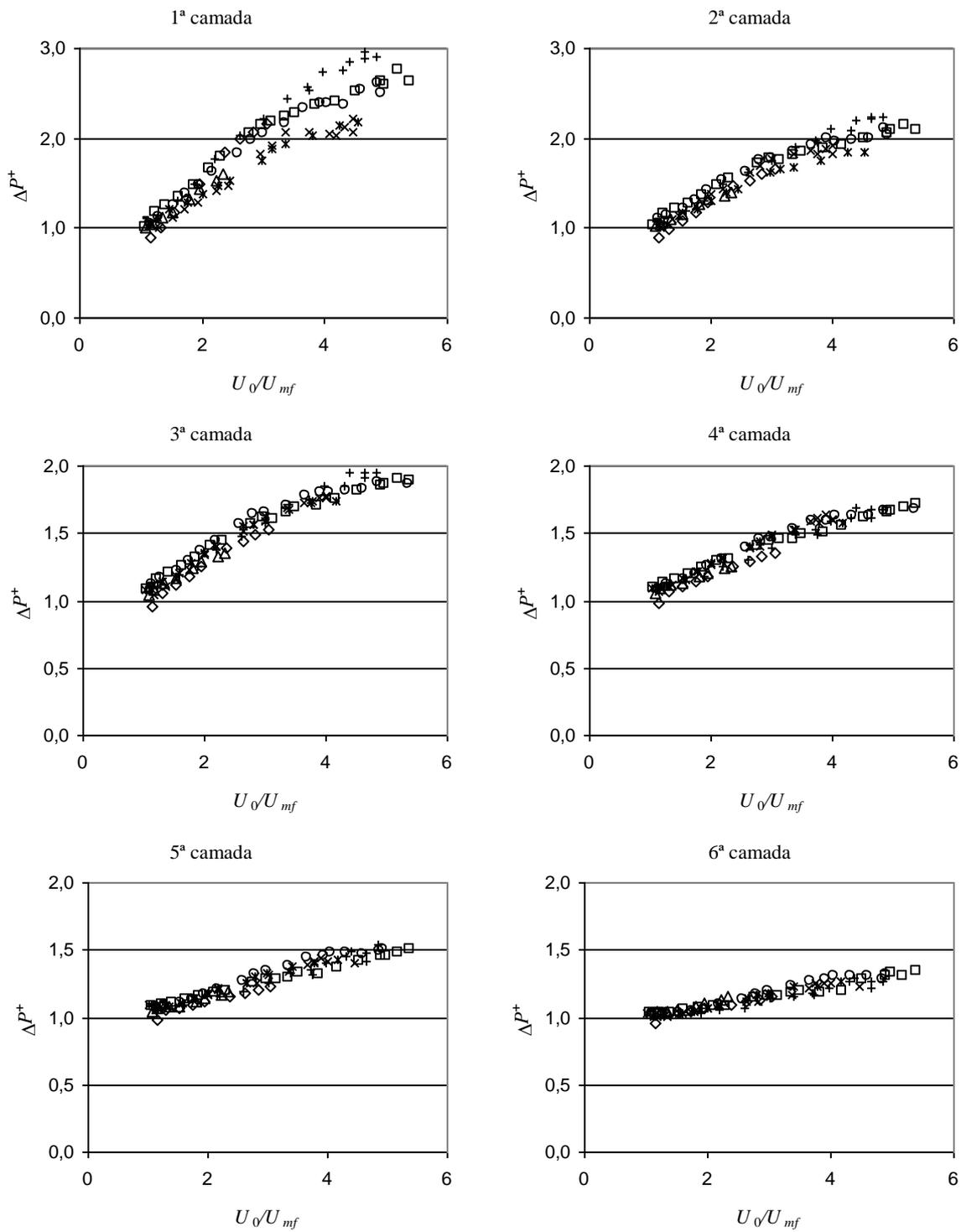


Fig. A5.33- Variação de ΔP^+ , Eq.(A.5.1. 5), para 850/1000 μm , mod. Werther e Wein (1994), 'ww2'.
 (\square : ker, \circ : p9x, $+$: dyn, $*$: p4x, \times : p3x, \diamond : p2x, κ : p1x, $-$: p0x)

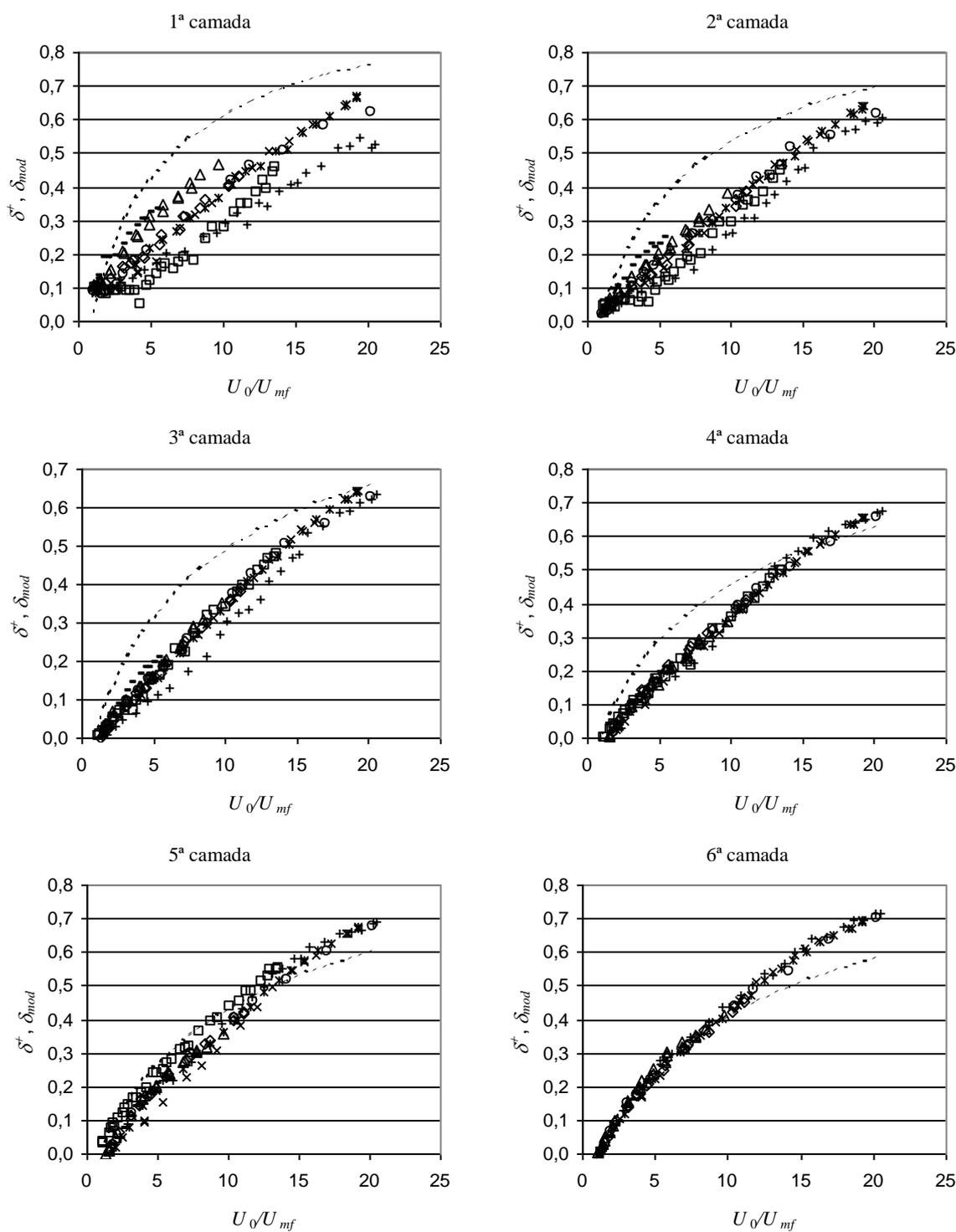


Fig. A5.34- Comparação entre os valores de δ_{mod} , mod. Werther e Wein (1994), ‘ww2’, Eq.(5. 18), linhas a tracejado curto, e de δ^* , Eq.(A5.1. 7), com a variação de U_0/U_{mf} , para 355/425 μm (\square : ker, \circ : p9x, $+$: dyn, $*$: p4x, \times : p3x, \diamond : p2x, ∇ : p1x, $-$: p0x).

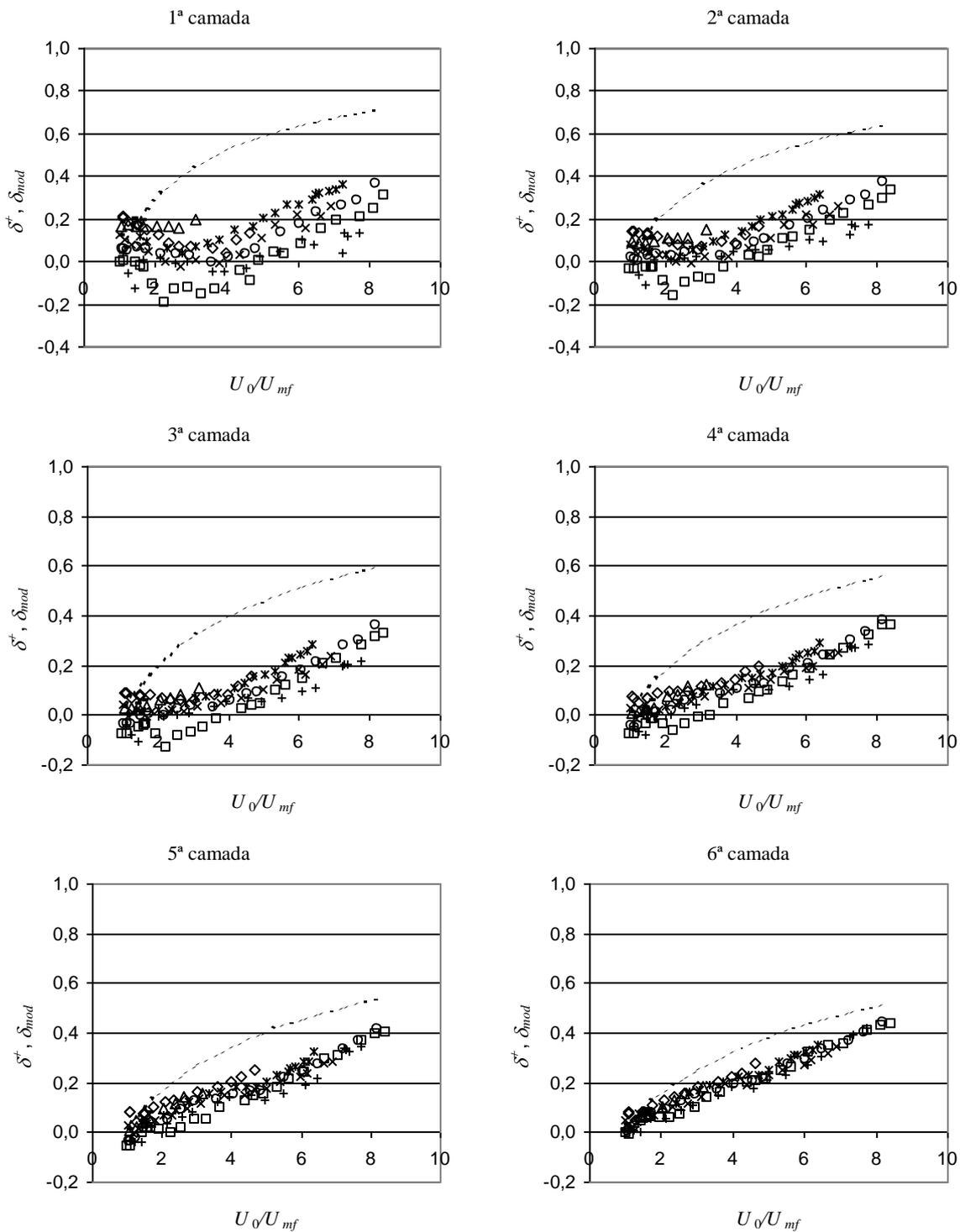


Fig. A5.35- Comparação entre os valores de δ_{mod} , mod. Werther e Wein (1994), 'ww2', Eq. (5. 18), linhas a tracejado curto, e de δ^+ , Eq.(A5.1. 7), com a variação de U_0/U_{mf} , para 600/710 μm (\square : ker, \circ : p9x, $+$: dyn, $*$: p4x, \times : p3x, \diamond : p2x, ∇ : p1x, $-$: p0x).

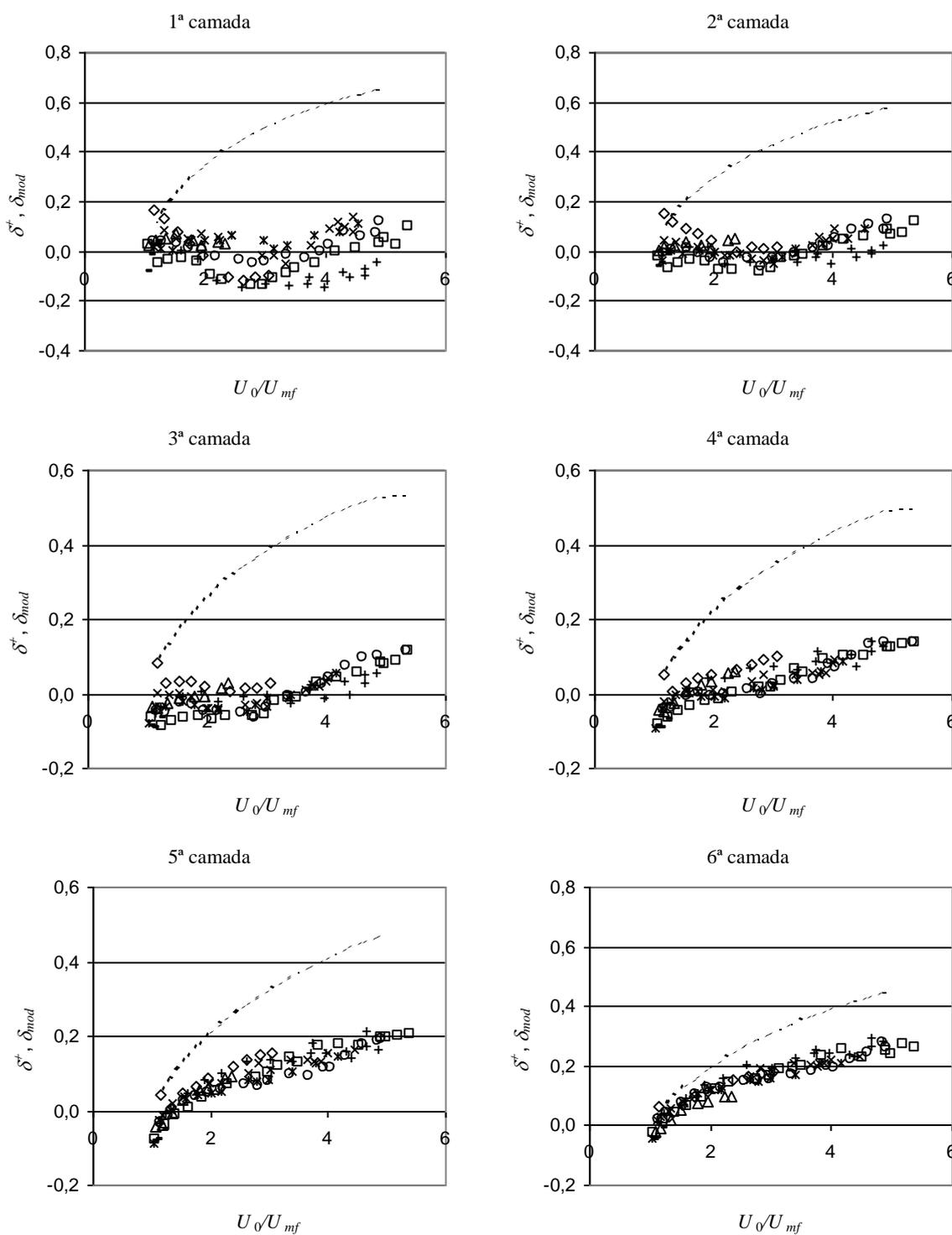


Fig. A5.36- Comparação entre os valores de δ_{mod} , mod. Werther e Wein (1994), ‘ww2’, Eq.(5. 18), linhas a tracejado curto, e de δ^+ , Eq.(A5.1. 7), com a variação de U_0/U_{mf} , para 850/1000 μm (\square : ker, \circ : p9x, $+$: dyn, $*$: p4x, \times : p3x, \diamond : p2x, \ast : p1x, $-$: p0x).

No Cap. 5 foi apresentada uma correlação simples para a fracção de bolhas δ , destinada a conseguir melhores resultados do que aquelas que, por recurso a correlações para o factor β , eram utilizadas nas Eq.s (5. 37) e (5. 45), especialmente nas últimas camadas, por forma a possibilitar uma estimativa de um valor de altura “virtual” para todo o leito, H'_{total} . Essa correlação, designada por ‘lin2k1’, não incorporava explicitamente uma expressão para o diâmetro das bolhas, embora o facto de ser formalmente semelhante às correlações para o factor β se viesse a traduzir em resultados que não se afastavam muito dos produzidos por utilização daquelas.

Não obstante os valores resultantes para ΔP^* serem interessantes, eles eram conseguidos à custa de valores da fracção de bolhas muito reduzidos, colmatando desse modo o facto de a perda de carga que estava ser determinada experimentalmente ser muito superior à que resultava da modelização feita pela Eq. (5. 47). Tendo sido introduzido o termo que representa o transporte incipiente, faz sentido que sejam avaliados, para uma correlação igualmente simples da fracção de bolhas, e com a mesma forma, os resultados a que conduz quando utilizada no cálculo dos valores de ΔP^+ . A correlação será então a mesma da Eq. (5. 54), ou seja,

$$\delta = \kappa \left(\frac{U_0}{U_{mf}} \right)^{\gamma_1} \left(\frac{d_p}{H} \right)^{\gamma_2} \tag{A5.1. 8}$$

em que agora se utilizam os seguintes parâmetros:

Tab. A5. 2- Parâmetros a utilizar na Eq. (A5.1. 8).

correlação	κ	γ_1	γ_2
lin2k2	0,0351	1	0,01

Esta correlação será designada por ‘lin2k2’.

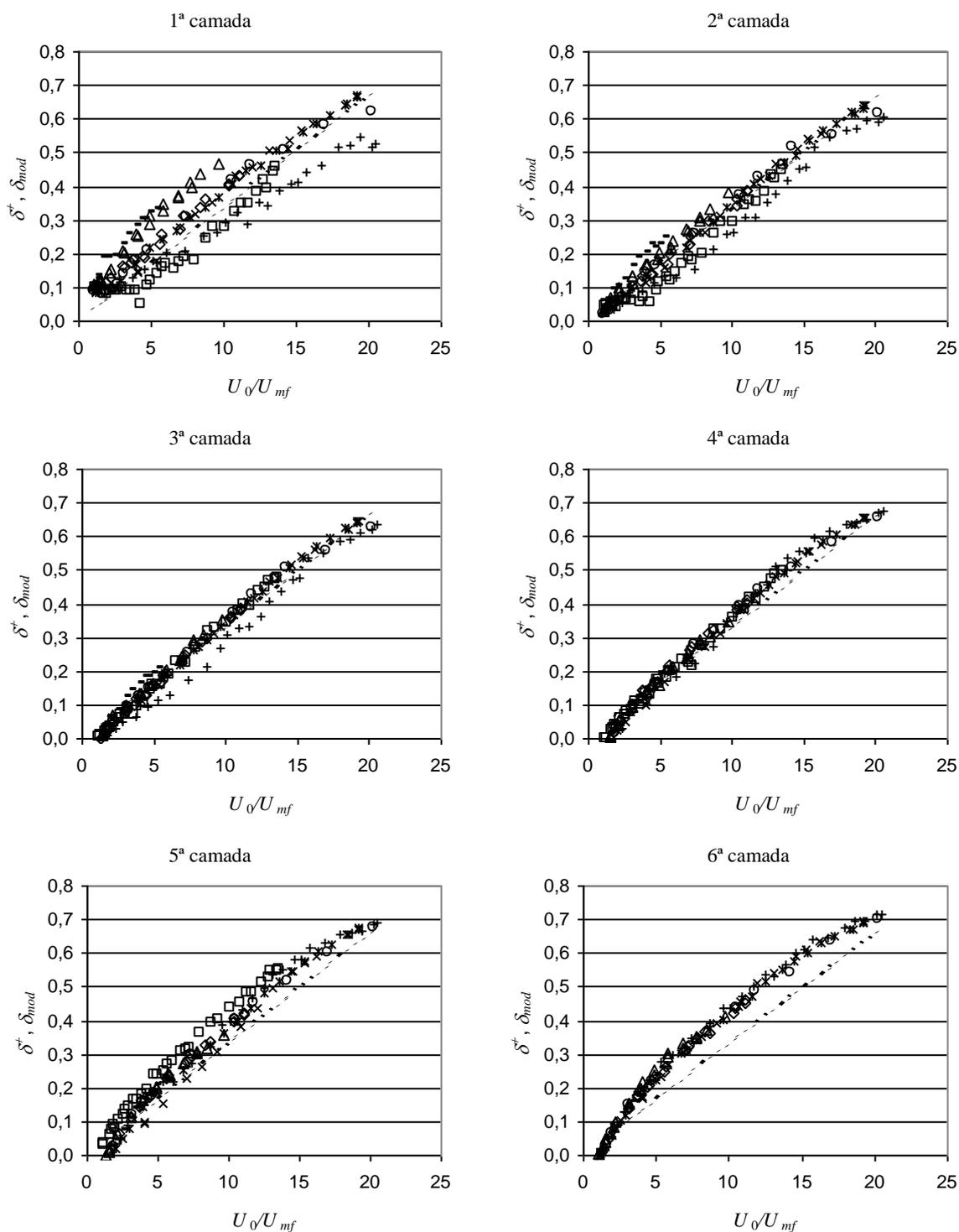


Fig. A5.37- Comparação entre os valores de δ_{mod} , correlação 'lin2k2', Eq.(A5.1. 8), linhas a tracejado curto, e de δ^* , Eq.(A5.1.7) com a variação de U_0/U_{mf} , para 355/425 μ m (□: ker, ○: p9x, +: dyn, *: p4x, ×: p3x, ◇: p2x, κ: p1x, -: p0x).

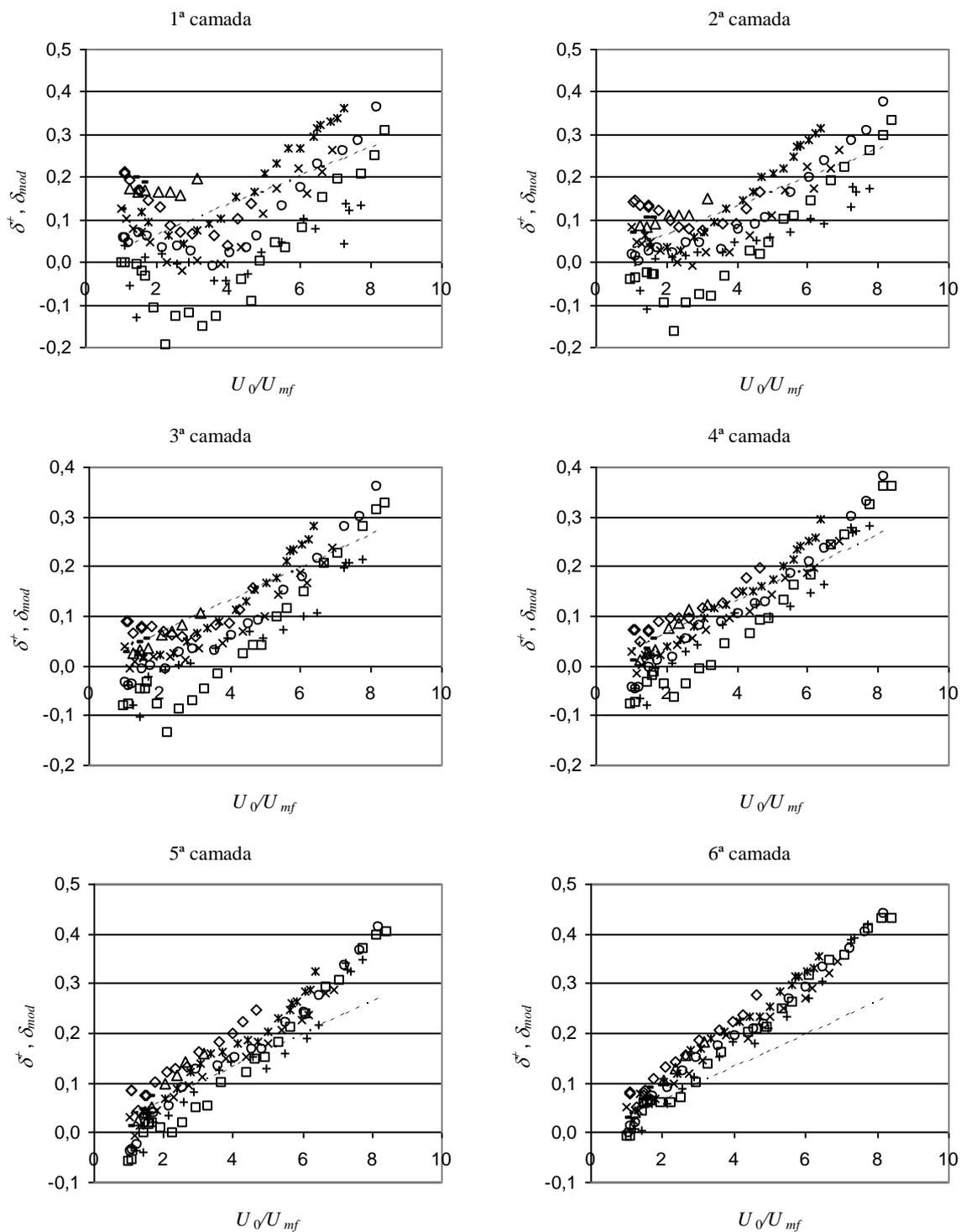


Fig. A5.38- Comparação entre os valores de δ_{mod} , correlação 'lin2k2', Eq.(A5.1. 8), linhas a tracejado curto, e de δ^r , Eq.(A5.1.7) com a variação de U_0/U_{mf} , para 600/710 μm (\square : ker, \circ : p9x, $+$: dyn, $*$: p4x, \times : p3x, \diamond : p2x, ∇ : p1x, $-$: p0x).

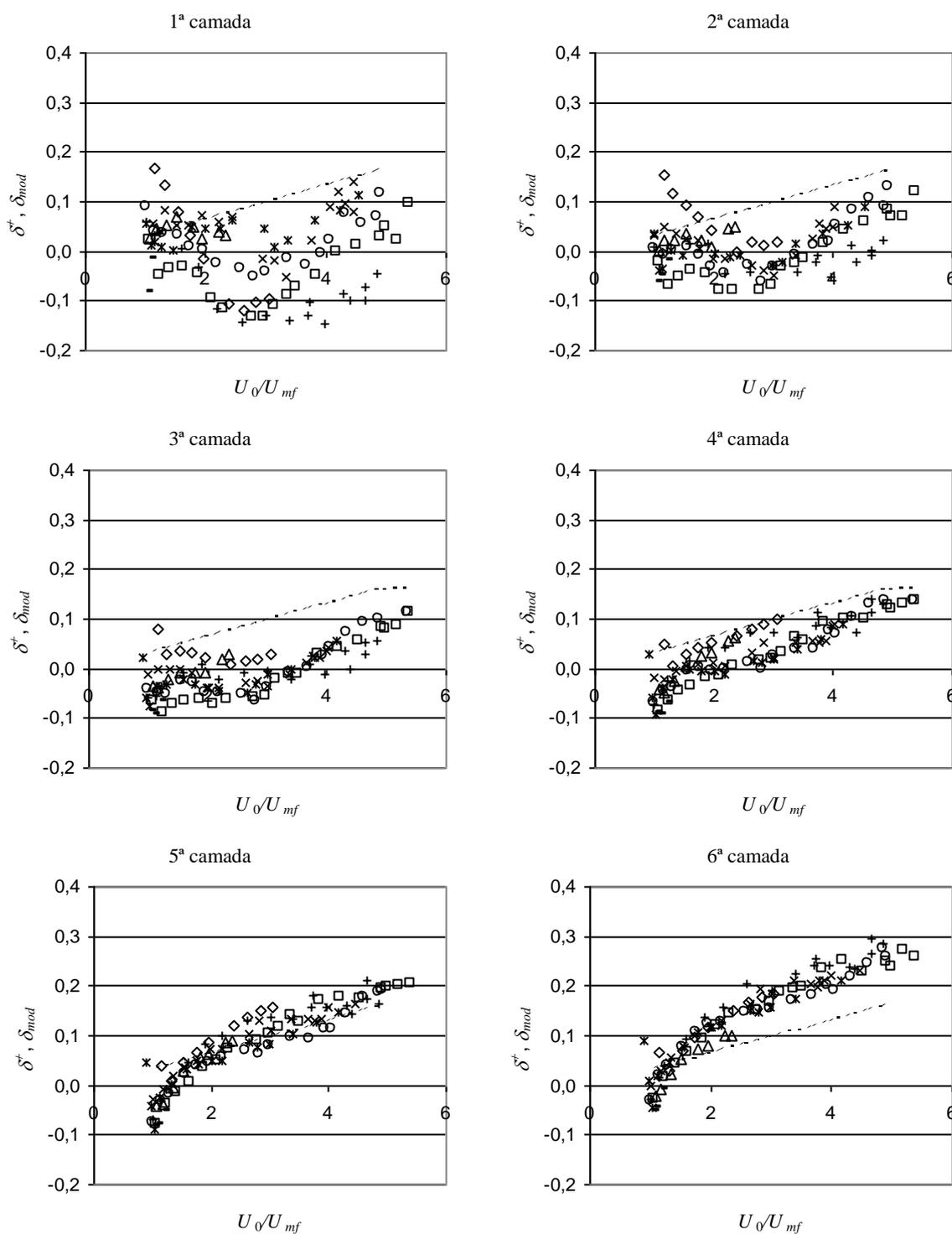


Fig. A5.39- Comparação entre os valores de δ_{mod} , correlação 'lin2k2', Eq.(A5.1. 8), linhas a tracejado curto, e de δ^+ , Eq.(A5.1.7) com a variação de U_0/U_{mf} , para 850/1000 μm (\square : ker, \circ : p9x, $+$: dyn, $*$: p4x, \times : p3x, \diamond : p2x, ∇ : p1x).

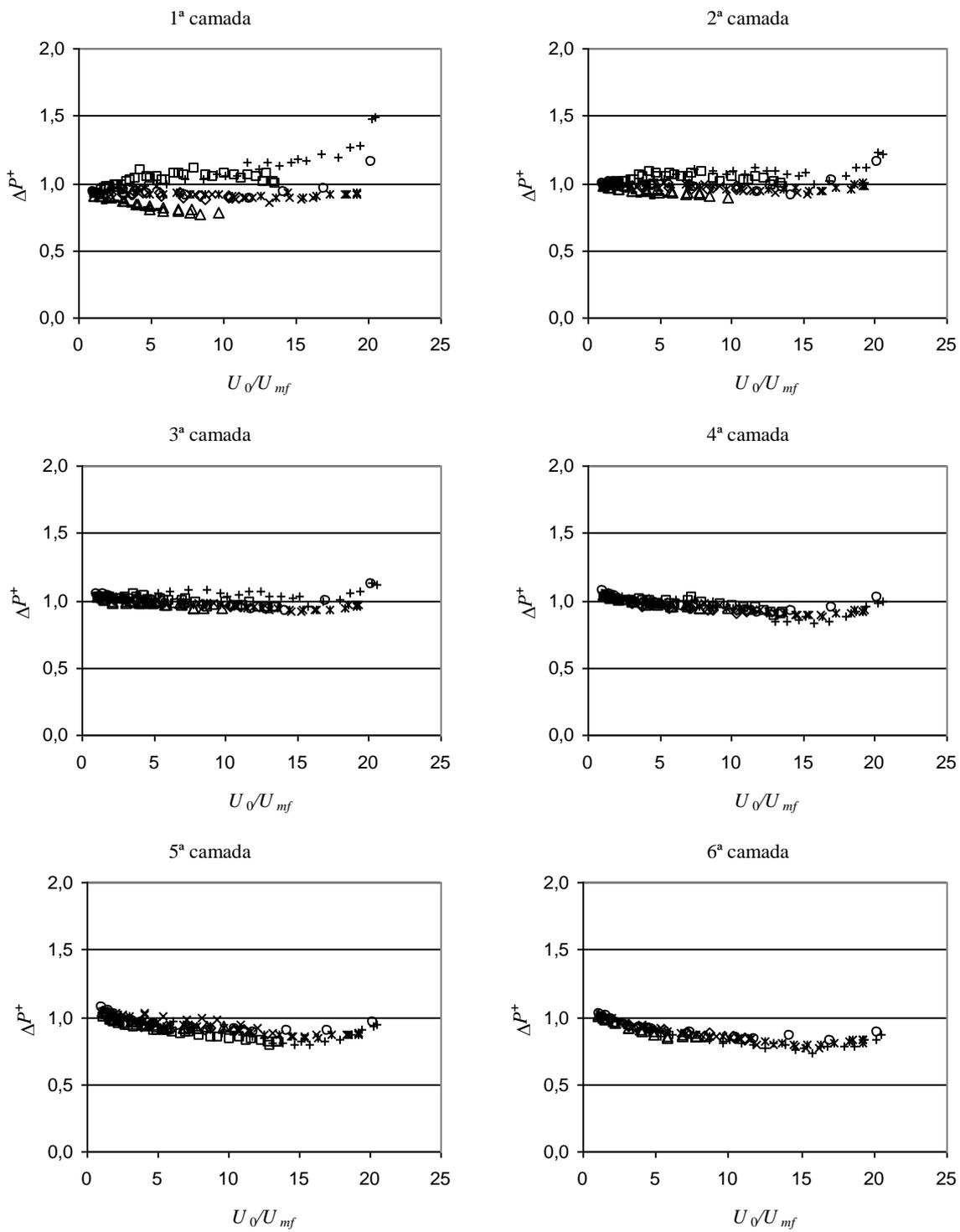


Fig. A5.40- Variação de ΔP^+ , Eq.(A5.1. 5), para 355/425 μm , correlação 'ln2k2'.
 (\square : ker, \circ : p9x, $+$: dyn, $*$: p4x, \times : p3x, \diamond : p2x, κ : p1x, $-$: p0x)

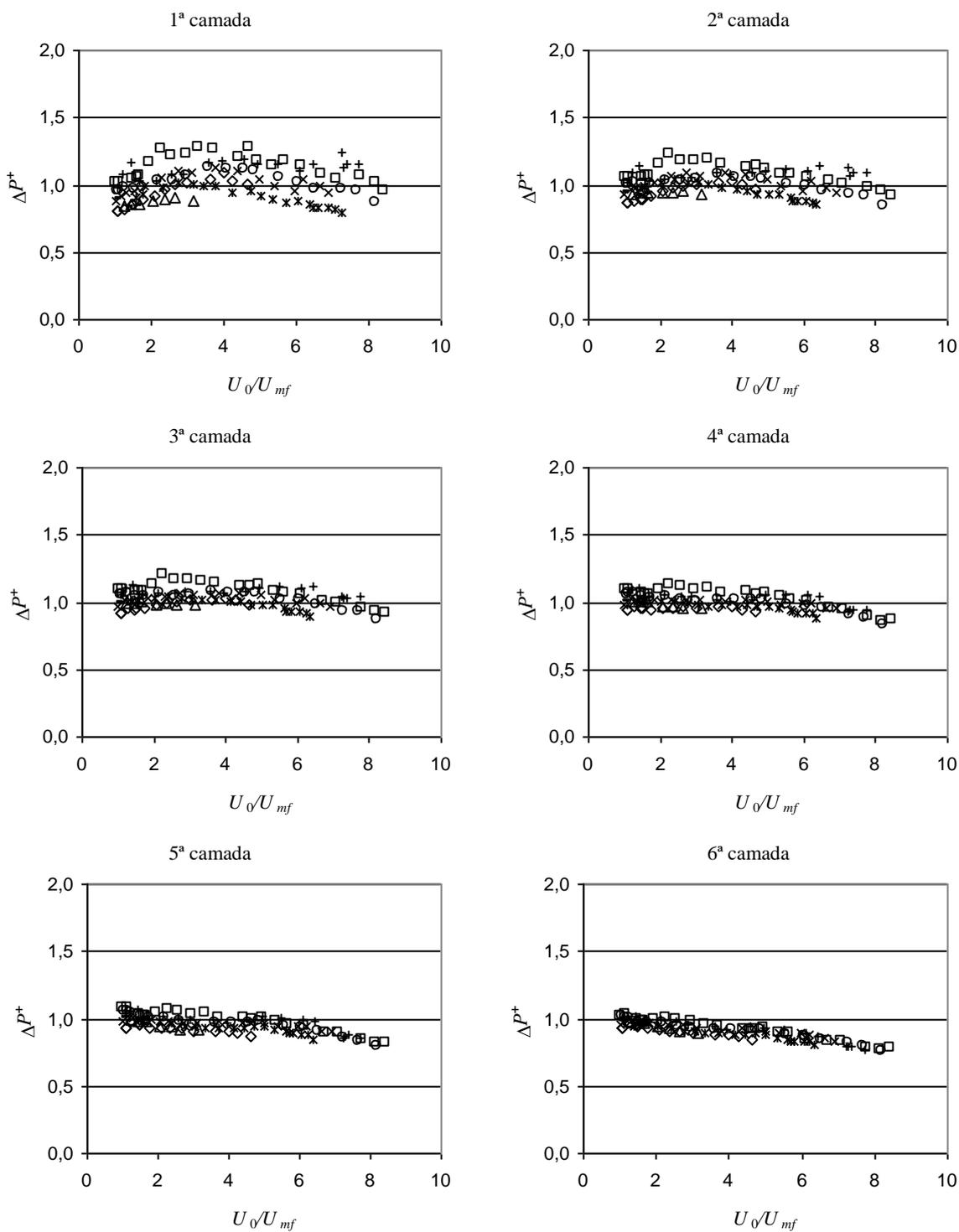


Fig. A5.41- Variação de ΔP^+ , Eq.(A5.1. 5), para 600/710 μm , correlação 'lin2k2'.
 (\square : ker, \circ : p9x, +: dyn, *: p4x, \times : p3x, \diamond : p2x, ∇ : p1x, -: p0x)

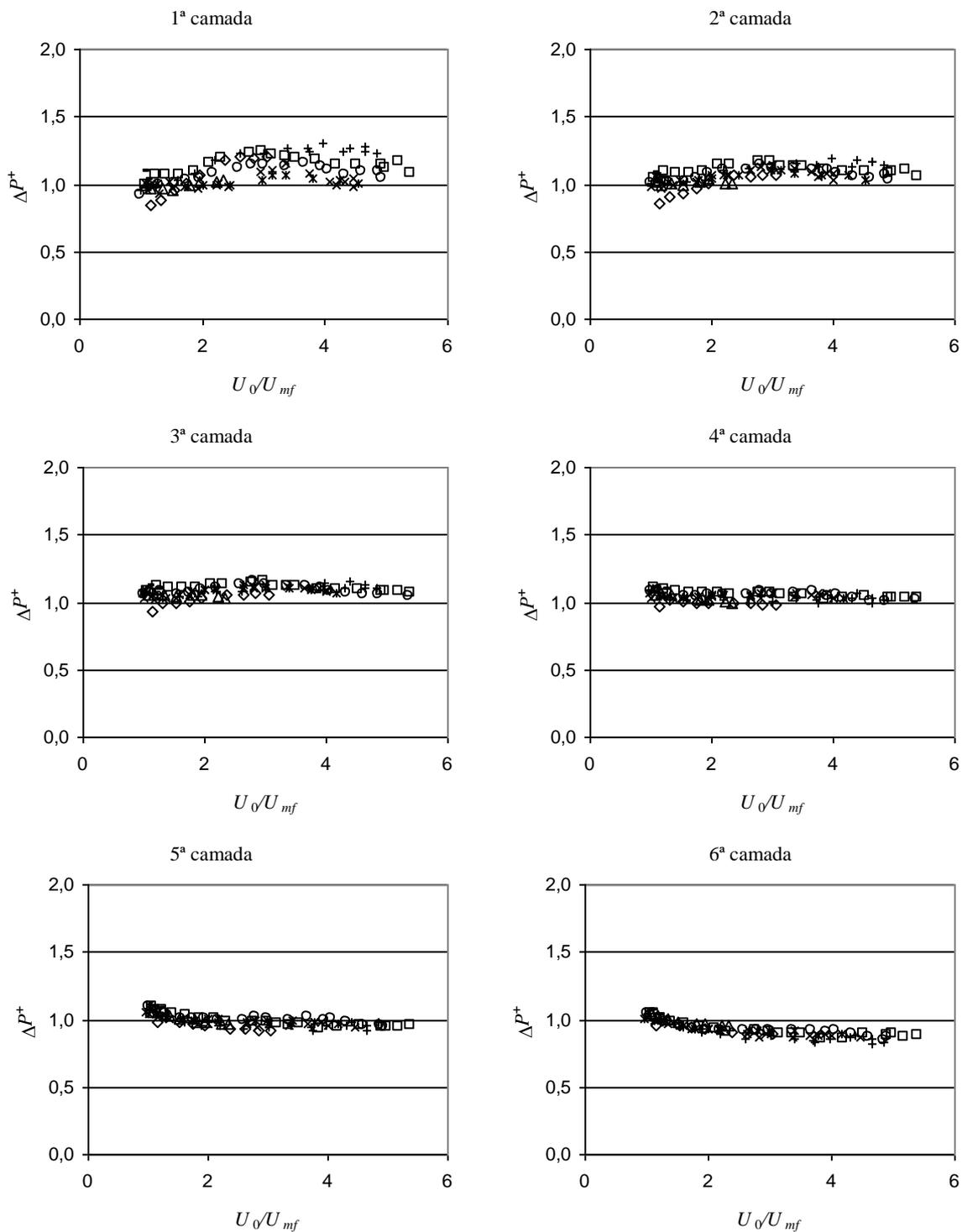


Fig. A5.42- Variação de ΔP^+ , Eq.(A5.1. 5), para 850/1000 μm , correlação 'lin2k2'.
 (\square : ker, \circ : p9x, $+$: dyn, $*$: p4x, \times : p3x, \diamond : p2x, ∇ : p1x, $-$: p0x)

Salienta-se o facto de se conseguir um resultado que, em termos comparativos com todas as restantes situações entretanto apresentadas, consegue um ajustamento muito interessante, para todas as situações, nas primeiras camadas, o ‘fundo do leito’, com a excepção, para as partículas 355/425 mm, do distribuidor ‘dyn’. Em termos globais, sempre com a ressalva de não estarem a ser comparadas velocidades adimensionais homólogas, a utilização desta correlação representa o valor médio mais baixo do factor de aferição χ , Eq. (5. 48). Mas é no que respeita aos valores da fracção de bolhas que, especialmente quando se considera o leito próximo da totalidade, se obtém uma boa concordância entre os valores modelizados, δ_{mod} , e os que resultam da utilização da Eq. (A5.1. 7), δ^+ . Reafirmando mais uma vez que se trata de uma correlação ‘utilitária’, sem pretensões a substituir-se às obtidas por outros trabalhos cujas particularidades em termos de adesão aos resultados experimentais se desconhecem em detalhe, serão também estes valores utilizados para estimar um valor para H'_{total} e, com ele, comparar os valores da fracção de bolhas calculados com os valores correspondentes obtidos experimentalmente.

A.5.6 Determinação de δ_{total}

Assumindo que, com uma dada correlação, o ajuste para todo o leito será de qualidade semelhante ao evidenciado para as últimas camadas, se impusermos $\Delta P^+_{total} = 1$ como primeira iteração na Eq. (A5.1. 5) poderemos determinar um valor para a fracção de bolhas total correspondente:

$$\delta_{mod} = 1 - \frac{(\Delta P_{exp})_{total}}{\left[(\rho_p - \rho_f)g + \frac{3}{4} \lambda \left(\frac{U_{mf}}{\varepsilon_{mf}} - U_p \right)^2 \rho_f \frac{D^2}{d_p^3} \right] (1 - \varepsilon_{mf}) H'_{total}}$$

(A5.1. 9)

Utilizando as expressões das correlações ‘k31’, ‘k32’, ‘k41’, ‘k42’, ‘ww2’ e ‘lin2k2’ para a determinação da fracção de bolhas, δ_{mod} , poderemos resolver a Eq. (A5.1. 9) relativamente a H'_{total} . Conhecendo o valor inicial da altura do leito, H_{mf} , e o valor médio aproximado que o leito atinge para regimes superiores aos das condições de fluidização incipiente, H_{exp} , poderemos escrever, dentro dos limites impostos pela capacidade de observação:

$$\delta_{exp} = 1 - \frac{H_{mf}}{H_{exp}} \tag{A5.1.10}$$

e comparar os valores de δ_{mol} para todo o leito com alguns valores medidos

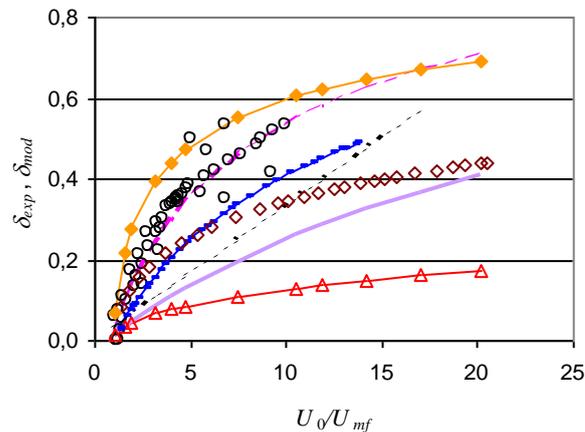


Fig. A5.43- Variação de δ_{exp} e δ_{mod} com a razão U_0/U_{mf} , partículas 355/425 μm , totalidade do leito (circunferências, valores experimentais; a vermelho com triângulos, a correlação ' β_2 ', a cor-de-rosa tracejado, 'k31', a roxo, 'k32', losangos castanhos, 'k41', a cor-de-laranja com losangos, 'k42', a azul com traço curto, 'ww2', e a tracejado preto, 'lin2k2').

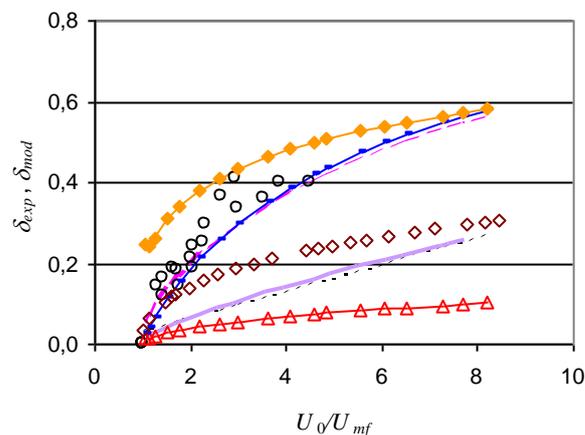


Fig. A5.44- Variação de δ_{exp} e δ_{mod} com a razão U_0/U_{mf} , partículas 600/710 μm , totalidade do leito (circunferências, valores experimentais; a vermelho com triângulos, a correlação ' β_2 ', a cor-de-rosa tracejado, 'k31', a roxo, 'k32', losangos castanhos, 'k41', a cor-de-laranja com losangos, 'k42', a azul com traço curto, 'ww2', e a tracejado preto, 'lin2k2').

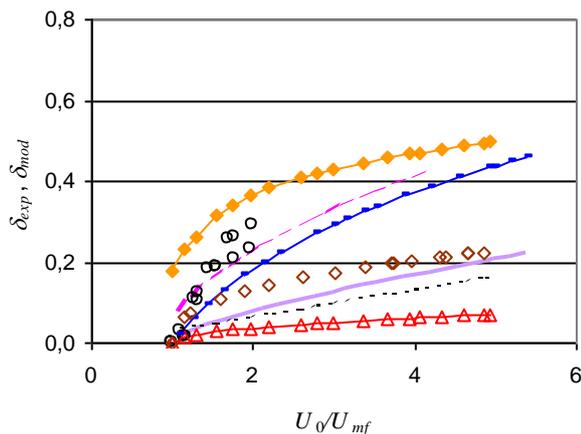


Fig. A5.45- Variação de δ_{exp} e δ_{mod} com a razão U_0/U_{mf} , partículas 850/1000 μm , totalidade do leito (circunferências, valores experimentais; a vermelho com triângulos, a correlação ' β_2 ', a cor-de-rosa tracejado, 'k31', a roxo, 'k32', losangos castanhos, 'k41', a cor-de-laranja com losangos, 'k42', a azul com traço curto, 'ww2', e a tracejado preto, 'ln2k2').

Daqui pode concluir-se que os valores da fracção de bolhas δ , calculada pelos vários modelos, funcionam de facto como parâmetros que forçam o ajuste da perda de carga calculada, por forma a aproximar o seu resultado dos resultados experimentais. Pelo que os valores de δ^* e de δ^+ , fracções de bolhas equivalentes ou virtuais, acabam por ser uma medida da qualidade desse ajuste, concluindo-se que os dois modelos, basicamente as formulações que estão na base de ΔP^* e de ΔP^+ , são incapazes de traduzir com inteira fiabilidade o que se passa no interior do leito, para os vários tamanhos de partículas utilizados. Ressalva-se no entanto o objectivo original do Cap. 5, uma vez que permanece lícito estabelecer comparações, quer em função dos tamanhos, quer em função dos vários tipos de distribuidores utilizados, no que respeita às diferenças na qualidade de fluidização obtida.

ANEXO A6

Programa elaborado e utilizado para aquisição de valores da placa ‘Action Instruments’

OAD8

```
<aquis.>
#include <stdio.h>
#include <conio.h>
#include <dos.h>
#include <time.h>
#include "struc.h"
extern int sensores[8], ecr, imp, fich;
extern char fi[15], nl[6], ni[5], il[5];
extern FILE *fh;
extern struct sens_bd sensores[50];
FILE *f;
leitura()
{
    int i, j, n, h, m, s, temp, inte, perc;
    float valor;
    struct date data;
    struct time ini, act;
    time_t segi, segn, seg;
    clrscr();
    quadrado(1, 1, 80, 23, 1, 0, 9);
    quadrado(5, 3, 10, 3, 1, 0, 12);
    quadrado(25, 3, 10, 3, 1, 0, 12);
    quadrado(45, 3, 10, 3, 1, 0, 12);
    quadrado(65, 3, 10, 3, 1, 0, 12);
    quadrado(5, 10, 10, 3, 1, 0, 12);
    quadrado(25, 10, 10, 3, 1, 0, 12);
    quadrado(45, 10, 10, 3, 1, 0, 12);
    quadrado(65, 10, 10, 3, 1, 0, 12);
    textcolor(2);
    gotoxy(8, 2);
    cprintf("In 0");
    gotoxy(28, 2);
    cprintf("In 1");
    gotoxy(48, 2);
    cprintf("In 2");
    gotoxy(68, 2);
    cprintf("In 3");
    gotoxy(8, 9);
    cprintf("In 4");
    gotoxy(28, 9);
    cprintf("In 5");
    gotoxy(48, 9);
    cprintf("In 6");
    gotoxy(68, 9);
    cprintf("In 7");
    quadrado(5, 15, 72, 8, 2, 0, 5);
    textcolor(11);
    gotoxy(8, 16);
    cprintf("N° leituras      Leitura      %      Decorridos");
```

```
textcolor(13);
gotoxy(8, 17);
cprintf("  %4s", nl);
gotoxy(65, 16);
getdate(&data);
textcolor(7);
cprintf("%0d/%0d/%0d", data.da_day, data.da_mon, data.da_year);
andamento("A recolher valores dos sensores da placa");
gettime(&ini);
inte = 0;
fprintf(fh, "Início de recolha: %02d/%02d/%d\t", data.da_day,
data.da_mon, data.da_year);
fprintf(fh, "\t%02d:%02d:%02d\n\n", ini.ti_hour, ini.ti_min,
ini.ti_sec);
if (fich == 1)
{
    textcolor(11);
    gotoxy(8, 20);
    cprintf("Ficheiro");
    textcolor(13);
    gotoxy(8, 21);
    cprintf("%s", fi);
    abre_fich(data, ini);
}
else
{
    textcolor(3);
    gotoxy(8, 20);
    cprintf("Ficheiro");
    textcolor(5);
    gotoxy(8, 21);
    cprintf("%s", fi);
}
if (imp == 1)
{
    textcolor(11);
    gotoxy(30, 20);
    cprintf("Impressora");
    textcolor(13);
    gotoxy(35, 21);
    cprintf("û");
}
else
{
    textcolor(3);
    gotoxy(30, 20);
    cprintf("Impressora");
    gotoxy(35, 21);
    cprintf(" ");
}
h = m = s = 0;
time(&segi);
apres();
n = atoi(nl);
for (i= 0; i < n; i++)
{
    gotoxy(25, 17);
    perc = i*100/n;
    textcolor(13);
    cprintf("%4d          %2d", i, perc);
    textcolor(7);
    gotoxy(66, 18);
    gettime(&act);
    cprintf("%0d:%0d:%0d", act.ti_hour, act.ti_min, act.ti_sec);
```

```

gotoxy(47, 17);
textcolor(13);
time(&segn);
seg = segn-segi;
if (seg > 59)
{
    segi = segn;
    if (m > 59)
    {
        m = 0;
        h++;
    }
    else
    {
        s = 0;
        m++;
    }
}
else
{
    s = seg;
}
cprintf("%02d:%02d:%02d", h, m, s);
fprintf(f, "%5d ", i);
if (bioskey(1) != 0)
{
    if (bioskey(0) == 283)
    {
        inte = 1;
        fprintf(f, "\n\nInterrupção manual\n");
        getdate(&data);
        gettime(&ini);
        fprintf(f, "\n%02d/%02d/%d\n\n", data.da_day, da-
ta.da_mon, data.da_year);
        fprintf(f, "%02d:%02d:%02d\n\n", ini.ti_hour,
ini.ti_min, ini.ti_sec);
        fclose(f);
        gotoxy(1, 24);
        textbackground(8);
        textcolor(4 | BLINK);
        andamento("Recolha interrompida extemporaneamente!
(Prima uma tecla para continuar)");
        fprintf(fh, "Interrupção imprevista: ");
        fprintf(fh, "%02d/%02d/%d\t", data.da_day, da-
ta.da_mon, data.da_year);
        fprintf(fh, "\t%02d:%02d:%02d\n\n", ini.ti_hour,
ini.ti_min, ini.ti_sec);
        getch();
        break;
    }
}
printf("");
for (j = 0; j < 8; j++)
{
    if (sensores[j] != 0)
    {
        conv_12(&valor, j);
        if (j < 4)
        {
            gotoxy((6+j*20), 4);
            printf("%8.2f", valor);

```

```

        }
        else
        {
            gotoxy((6+((j-4)*20)), 11);
            printf("%8.2f", valor); }
            if (fich == 1)
            {
                fprintf(f, "%7.2f ", valor);
            }
        }
    }
    else
    {
        if (fich == 1)
        {
            fprintf(f, " ");
        }
    }
    gotoxy(80, 24);
    temp = atoi(il);
    delay(temp);
}
fprintf(f, "\n");
}
fprintf(f, "\n\nAquisição terminada\n\n");
andamento("Aquisição de valores terminada (prima qq. tecla para
continuar)");
getch();
gettime(&act);
getdate(&data);
if (inte == 0)
{
    fprintf(fh, "Aquisição terminada: ");
    fprintf(fh, "%02d/%02d/%d\t", data.da_day, data.da_mon, da-
ta.da_year);
    fprintf(fh, "\t%02d:%02d:%02d\n\n", act.ti_hour, act.ti_min,
act.ti_sec);
}
fprintf(f, "%02d/%02d/%d\n\n", data.da_day, data.da_mon, data.da_year);
fprintf(f, "%02d:%02d:%02d\n", act.ti_hour, act.ti_min, act.ti_sec);
fclose(f);
}

apres()
{
    int i, j, q;
    char l[5], c;
    printf("");
    for (j = 0; j < 8; j++)
    {
        if (sensores[j] != 0)
        {
            q = sensores[j] - 1;
            for (i = 0; i < 11; i++)
            {
                if (sensores[q].design[i] != ' ')
                {
                    c = sensores[q].design[i];
                    if (c == 'T')
                    {
                        strcpy(l, "°C"); /* ø -alt 248 */
                    }
                }
            }
        }
    }
}

```



```
andamento("Configurações");
quadrado(1, 1, 80, 23, 1, 0, 9);
strcpy(opcs[2], "Configuração dos sensores");
strcpy(opcs[0], "Configuração das entradas");
strcpy(opcs[1], "Configuração das leituras");
esc = 3;
opções(15, 5, 30, 5, 2, 0, 15, &esc, opcs, "Configurações");
switch(esc)
{
    case(2): cfg_sensores();
            break;
    case(0): cfg_entrada();
            break;
    case(1): cfg_leituras();
            break;
    default: break;
}
}
printf("");
}

cfg_leituras()
{
    char opcs[10][50];
    int esc, len;
    clrscr();
    quadrado(1, 1, 80, 23, 1, 0, 9);
    quadrado(8, 3, 38, 8, 2, 0, 3);
    gotoxy(10, 5);
    textcolor(5);
    cprintf("N° de leituras _____");
    quadrado(34, 4, 10, 3, 1, 0, 2);
    gotoxy(10, 8);
    textcolor(5);
    cprintf("N° de iterações/leitura");
    gotoxy(73, 20);
    textcolor(7);
    cprintf("(ms)");
    quadrado(34, 7, 10, 3, 1, 0, 2);
    textcolor(5);
    gotoxy(50, 20);
    cprintf("Tempo/leitura");
    textcolor(14);
    gotoxy(38, 5);
    cprintf("%s", nl);
    gotoxy(39, 8);
    cprintf("%s", ni);
    gotoxy(67, 20);
    cprintf("%s", il);
    quadrado(8, 12, 38, 11, 2, 0, 3);
    quadrado(21, 13, 5, 3, 1, 0, 2);
    quadrado(21, 16, 20, 3, 1, 0, 2);
    quadrado(21, 19, 5, 3, 1, 0, 2);
    quadrado(48, 18, 30, 5, 2, 0, 3);
    quadrado(65, 19, 7, 3, 1, 0, 2);
    gotoxy(10, 14);
    textcolor(5);
    gotoxy(15, 14);
    cprintf("Ecran");
    gotoxy(12, 17);
    cprintf("Ficheiro");
```

```

gotoxy(10, 20);
cprintf("Impressora");
textcolor(14);
gotoxy(23, 14);
cprintf("û");
gotoxy(23, 17);
cprintf("%s", fi);
gotoxy(23, 20);
cprintf(" ");
while(esc != -1)
{
    andamento("Configuração da forma de leitura");
    strcpy(opcs[0], "N° leituras      ");
    strcpy(opcs[1], "N° iterações      ");
    strcpy(opcs[2], "Intervalo/leitura ");
    strcpy(opcs[3], "Destino: ecran    ");
    strcpy(opcs[4], "      disco       ");
    strcpy(opcs[5], "      impressora");
    esc = 6;
    opções(55, 3, 23, 8, 2, 0, 15, &esc, opcs, " Opções ");
    switch(esc)
    {
        case(0): gotoxy(38,5);
            cprintf("      ");
            andamento("N° de leituras total da recolha");
            textcolor(14);
            le_string(38, 5, 4, &nl);
            gotoxy(38,5);
            cprintf("%4s", nl);
            break;

        case(1): gotoxy(39,8);
            cprintf("      ");
            andamento("N° de iterações por cada leitura");
            textcolor(14);
            le_string(39, 8, 3, &ni);
            gotoxy(39,8);
            cprintf("%3s", ni);
            break;

        case(2): gotoxy(67, 20);
            cprintf("      ");
            andamento("Espaço de tempo entre 2 leituras
sucessivas");

            textcolor(14);
            le_string(67, 20, 3, &il);
            gotoxy(67, 20);
            cprintf("%3s", il);
            break;

        case(3): gotoxy(23,14);
            andamento("Valores no ecran");
            if (ecr == 1)
            {
                cprintf(" ");
                ecr = 0;
            }
            else
            {
                textcolor(14);
                ecr = 1;
                cprintf("%c", 251);
            }
            break;
    }
}

```

```
        case(4): gotoxy(23,17);
                cprintf("
                ");
                andamento("Ficheiro onde ficarão gravados os
valores (directoria corrente)");
                textcolor(14);
                le_string(23, 17, 12, &fi);
                gotoxy(23,17);
                cprintf("%12s", fi);
                if ((len = strlen(fi)) == 0)
                        fich = 0;
                else
                        fich = 1;
                break;
        case(5): gotoxy(23,20);
                andamento("Opção não disponível");
                if (imp == 1)
                {
                        cprintf(" ");
                        imp = 0;
                }
                else
                {
                        textcolor(14);
                        imp = 1;
                        cprintf("%c", 251);
                }
                cprintf(" ");
                textcolor(14);
                break;
        default: break;
}
}
}

config_entrada()
{
        char c, opcs[10][50];
        int esc, x, y;
        clrscr();
        quadrado(1, 1, 28, 24, 1, 0, 9);
        quadrado(35, 1, 45, 24, 2, 0, 3);
        quadrado(5, 1, 12, 3, 1, 0, 3);
        gotoxy(6, 2);
        cprintf("Entrada 0");
        quadrado(19, 1, 5, 3, 2, 0, 14);
        quadrado(5, 4, 12, 3, 1, 0, 3);
        gotoxy(6, 5);
        cprintf("Entrada 1");
        quadrado(19, 4, 5, 3, 2, 0, 14);
        quadrado(5, 7, 12, 3, 1, 0, 3);
        gotoxy(6, 8);
        cprintf("Entrada 2");
        quadrado(19, 7, 5, 3, 2, 0, 14);
        quadrado(5, 10, 12, 3, 1, 0, 3);
        gotoxy(6, 11);
        cprintf("Entrada 3");
        quadrado(19, 10, 5, 3, 2, 0, 14);
        quadrado(5, 13, 12, 3, 1, 0, 3);
        gotoxy(6, 14);
        cprintf("Entrada 4");
        quadrado(19, 13, 5, 3, 2, 0, 14);
}
```

```

quadrado(5, 16, 12, 3, 1, 0, 3);
gotoxy(6, 17);
cprintf("Entrada 5");
quadrado(19, 16, 5, 3, 2, 0, 14);
quadrado(5, 19, 12, 3, 1, 0, 3);
gotoxy(6, 20);
cprintf("Entrada 6");
quadrado(19, 19, 5, 3, 2, 0, 14);
quadrado(5, 22, 12, 3, 1, 0, 3);
gotoxy(6, 23);
cprintf("Entrada 7");
quadrado(19, 22, 5, 3, 2, 0, 14);
i_entradas();
while (esc != -1)
{
    strcpy(opcs[0], "Entrada 0");
    strcpy(opcs[1], "Entrada 1");
    strcpy(opcs[2], "Entrada 2");
    strcpy(opcs[3], "Entrada 3");
    strcpy(opcs[4], "Entrada 4");
    strcpy(opcs[5], "Entrada 5");
    strcpy(opcs[6], "Entrada 6");
    strcpy(opcs[7], "Entrada 7");
    esc = 8;
    opções(37, 3, 13, 10, 2, 0, 15, &esc, opcs, "Entrada");
    if (esc == -1)
        break;
    else
    {
        x = wherex();
        y = wherey();
        tipo_ent(esc, x, y);
    }
}

tipo_ent(e, px, py)
int e, px, py;
{
    char opcs[10][50];
    int esc, n;
    gotoxy((px+2), py);
    cprintf("--");
    busca_tipos(opcs, &esc);
    while (esc != -1)
    {
        strcpy(opcs[esc++], "  Livre");
        n = esc; /* n° de opções */
        opções((px+4), py, 12, (esc+2), 1, 0, 15, &esc, opcs, "Sensor");
        sel_sens(n, e, esc, (px+4+17), py);
        break;
    }
    limpa(px, py, 16, (n+2));
}

sel_sens(n, inp, tipo, x, y)
int n, inp, tipo;
{
    char q;
    int i;
    printf("");
}

```

```
if ((n-1) != tipo)
{
    for (i = 0; i < 11; i++)
    {
        if (sensores[tipo].design[i] != ' ')
            break;
    }
    q = sensores[tipo].design[i];
    gotoxy(21, (inp*3)+2);
    textcolor(12);
    cprintf("%c", q);
    sensores[inp] = tipo+1;
}
else
{
    gotoxy(21, (inp*3)+2);
    textcolor(0);
    cprintf(" ");
    sensores[inp] = 0;
}
}

limpa(x, y, dx, dy)
int x, y, dx, dy;
{
    int i, j;
    for (i = x; i < (x+dx); i++)
    {
        for (j = y; j < (y+dy); j++)
        {
            gotoxy(i, j);
            cprintf(" ");
        }
    }
}

busca_tipos(opcs, esc)
char opcs[10][50];
int *esc;
{
    FILE *fopen(), *ft;
    char linha[50], des[15];
    int i, k, v, j;

    ft = fopen("sensores.h", "r");
    k = 0;
    nsensos = 0;
    while (1)
    {
        if (fgets(linha, 50, ft) == NULL)
        {
            fclose(ft);
            strcpy(sensores[nsensos].tip, "x");
            *esc = k;
            break;
        }
        else
        {
            j = 0;
            for (i = 36; i < 44; i++)
            {
```

```

        des[j++] = linha[i];
    }
    des[j] = '\0';
    strcpy(opcs[k], des);
    strcpy(sensos[nsensos].tip, des);
    j = 0;
    for (i = 12; i < 17; i++)
    {
        des[j++] = linha[i];
    }
    des[j] = '\0';
    sensos[nsensos].vmax = atoi(des);
    j = 0;
    for (i = 18; i < 23; i++)
    {
        des[j++] = linha[i];
    }
    des[j] = '\0';
    sensos[nsensos].vmin = atoi(des);
    j = 0;
    for (i = 24; i < 29; i++)
    {
        des[j++] = linha[i];
    }
    des[j] = '\0';
    sensos[nsensos].max = atoi(des);
    j = 0;
    for (i = 30; i < 35; i++)
    {
        des[j++] = linha[i];
    }
    des[j] = '\0';
    sensos[nsensos].min = atoi(des);
    j = 0;
    for (i = 0; i < 11; i++)
    {
        des[j++] = linha[i];
    }
    des[j] = '\0';
    strcpy(sensos[nsensos].design, des);
    k++;
    nsensos++;
    }
}

i_entradas()
{
    char q;
    int i, j, pos;

    printf("");
    for (i = 0; i < 8; i++)
    {
        if (sensores[i] != 0)
        {
            pos = sensores[i] - 1;
            for (j = 0; j < 11; j++)
            {
                if (sensos[pos].design[j] != ' ')
                    break;
            }
        }
    }
}

```

```

        q = sensores[pos].design[j];
        gotoxy(21, (i*3)+2);
        textcolor(12);
        cprintf("%c", q);
    }
}

<placa.c>
#include <stdio.h>
#include <dos.h>
#include <stdlib.h>
#include <errno.h>
#include "struc.h"
extern char ni[5];
extern int sensores[8];
extern struct sens_bd sensores[50];
conv_12(val, can)
float *val;
{
    float va, vat;
    int v, vall, valh, i, it, q, r, vma, vmi, ma, mi;
    int p1, p2, p3;
    char erro[50];
    it = atoi(ni);
    if (can == 0)
        outportb(0x312, 0x10);
    if (can == 1)
        outportb(0x312, 0x11);
    if (can == 2)
        outportb(0x312, 0x12);
    if (can == 3)
        outportb(0x312, 0x13);
    if (can == 4)
        outportb(0x312, 0x14);
    if (can == 5)
        outportb(0x312, 0x15);
    if (can == 6)
        outportb(0x312, 0x16);
    if (can == 7)
        outportb(0x312, 0x17);
    vall = valh = 0;
    va = vat = 0;
    for (i = 0; i < it; i++)
    {
        outportb(0x311, 0);
        while (1)
        {
            if ((inportb(0x312) & 0x80) == 0)
            {
                break;
            }
            else
            {
                ; /* */
            }
        }
        vall = (int) (inportb(0x0310));
        valh = (int) (inportb(0x0311));
        v = ((valh<<4) | (vall>>4));
        va = (float) (v);
        vat += va; /*-2048;*/
    }
}

```

```

    }
    *val = vat/it;
    printf("");
    q = sensores[can] - 1;
    vma = sensos[q].vmax;
    vmi = sensos[q].vmin;
    ma = sensos[q].max;
    mi = sensos[q].min;
    *val = (float) (mi+((ma-mi)/(409.6*(vma-vmi)))*((*val)-
((vmi*409.6)+2048)));
}
<conv.c>
#include <stdio.h>
#include <dos.h>
#include <stdlib.h>
main(argc, argv)
int argc;
char argv[];
{
    int valh, vall, v, i, it=1, can, val;
    float va, vat;
    if (can == 0)
        outportb(0x312, 0x00);
    if (can == 1)
        outportb(0x312, 0x01);
    if (can == 2)
        outportb(0x312, 0x02);
    if (can == 3)
        outportb(0x312, 0x03);
    if (can == 4)
        outportb(0x312, 0x04);
    if (can == 5)
        outportb(0x312, 0x05);
    if (can == 6)
        outportb(0x312, 0x06);
    if (can == 7)
        outportb(0x312, 0x07);
    vall = valh = 0;
    va = vat = 0;
    for (i = 0; i < it; i++)
    {
        outportb(0x311, 0); /* inicia conversão */
        while (1)
        {
            if ((inportb(0x312) & 0x80) == 0) /*conversão terminada*/
            {
                break;
            }
            else
            {
                ; /* espera conversão terminar */
            }
        }
        vall = (int) (inportb(0x0310)); /* valores */
        valh = (int) (inportb(0x0311)); /* convertidos */
        v = ((valh<<4) | (vall>>4));
        va = (float) (v);
        vat += va; /*-2048;*/
    }
    *val = vat/it;
}

```