

1400069422

UNIVERSITAT POLITÈCNICA DE CATALUNYA
ESCOLA TÈCNICA SUPERIOR D'ENGINYERS
INDUSTRIALS DE BARCELONA

top. 766.096.5 (043) Ann

ESTUDI DE L'ESTABILITZACIÓ DELS LLITS
FLUÏDITZATS SÒLID-GAS MITJANÇANT
L'APLICACIÓ D'UN CAMP MAGNÈTIC

Memoria presentada per
Josep Arnaldos i Viger per
a optar al grau de Doctor
Enginyer Industrial.

Barcelona, Març de 1986.

A Fina i Vanessa,
als meus pares i
germà.

AGRAÏMENTS

Aquesta tesi doctoral ha estat realitzada a la càtedra de Tecnologia Química General del departament d'Enginyeria Química de l'Escola Tècnica Superior d'Enginyers Industrials de Barcelona, sota la direcció del Doctor Enginyer Industrial Joaquim Casal i Fàbrega, a qui agraeixo el seu ajut i recolzament en tot el desenvolupament d'aquest estudi.

Dono també les gràcies al Sr. Manuel Lazaro pel seu ajut i col.laboració, així com als Srs. Jaume Folch i Agustín Gorruchaga per les seves orientacions en les instal.lacions experimentals.

Agraeixo a tots els companys de la càtedra la gentilesa amb què ben sovint m'han ajudat així com el bon ambient de treball i cordialitat que sempre m'ha envoltat.

Finalment, dono les gràcies a la Generalitat de Catalunya pel seu suport econòmic per a l'acabament d'aquest treball.

INDEX

INDEX

I.	INTRODUCCIÓ	
I.1	La fluïdització	2
	I.1.1 Generalitats	2
	I.1.2 Avantatges i inconvenients dels llits fluïditzats	4
	I.1.3 Història i aplicacions	6
I.2	Tipus de fluïdització	8
I.3	Fluïdització per gas i per líquid	11
	I.3.1 Sistemes gas-sòlid	11
	I.3.2 Sistemes líquid-sòlid	12
I.4	Fluïdització sota la influència d'una acció externa	15
	I.4.1 Agitació	15
	I.4.2 Centrifugació	16
	I.4.3 Camp elèctric	17
	I.4.4 Camp magnètic	18
I.5	La fluïdització estabilitzada magnèticament	21
	I.5.1 Estudi bibliogràfic	21
	I.5.2 Característiques generals	22
	I.5.2.1 Fluïdització incipient i expansió del llit	22
	I.5.2.2 Velocitat de transició i diagrama de fases	25
	I.5.2.3 Circulació de partícules	26
	I.5.3 Aplicacions potencials i limitacions	29

II.	ESTUDI HIDRODINÀMIC	
II.1	Introducció	34
II.2	Instal.lació experimental	36
II.3	Llit fluïditzat estabilitzat magnèticament emprant material magnètic sol	39
II.3.1	Expansió del llit. Porositat i velocitat de transició	39
II.3.1.1	Determinació experimental de les porositats	39
II.3.1.2	Expansió del llit en funció de la velocitat del gas	41
II.3.1.3	Determinació de la velocitat de transició i la porositat corresponent	45
II.3.2	Variació de la porositat i de la velocitat de transició amb el camp magnètic	49
II.3.3	Homogeneïtat del llit fluïditzat estabilitzat	55
II.3.3.1	Metodologia experimental	55
II.3.3.2	Influència del camp magnètic sobre l'homogeneïtat del llit	57
II.3.3.3	Influència de la velocitat superficial del gas sobre l'homogeneïtat	59
II.3.4	Estudi del llit a velocitats superiors a la de transició. Semiestabilització	60
II.4	Llit fluïditzat estabilitzat magnèticament emprant barreges de material magnètic i no magnètic	69
II.4.1	Metodologia experimental	69

II.4.2	Variació de la velocitat de transició en funció del camp magnètic	69
II.4.3	Variació de la velocitat de transició en funció del percentatge en massa de material magnètic	71
III.	MODELITZACIÓ	
III.1	Antecedents	77
III.2	Proposició d'un nou model	80
III.2.1	Hipòtesis del model	80
III.2.2	Desenvolupament matemàtic	81
	III.2.2.1 Analogia hidrodinàmica	81
	III.2.2.2 Aplicació de la teoria del magnetisme	86
	III.2.2.3 Obtenció i validesa de l'equació teòrica deduida del model	90
III.3	Aplicació a barreges	93
IV.	TRANSFERÈNCIA DE CALOR	
IV.1	Introducció	97
IV.2	Instal.lació experimental	99
IV.3	Estudi de la isothermicitat	102
	IV.3.1 Distribució de temperatures en un llit fix	102
	IV.3.2 Distribució de temperatures en un llit fluïditzat clàssic	104
	IV.3.3 Distribució de temperatures en el L.F.E.M.	107
	IV.3.4 Distribució de temperatures en un llit semiestabilitzat	115

IV.3.5	Variació de la distribució radial de temperatures en funció del camp magnètic en el L.F.E.M.	115
IV.4	Variació del coeficient de conductivitat tèrmica efectiva	120
IV.4.1	Modelització matemàtica	120
IV.4.1.1	Hipòtesis i equació del model	120
IV.4.1.2	Condicions inicials i de contorn	124
IV.4.1.3	Resolució del model	127
IV.4.2	Càlcul de la conductivitat tèrmica efectiva del llit	132
IV.4.3	Resultats	133
IV.5	Estudi del coeficient de transferència de calor superfície-llit	141
IV.5.1	Metodologia experimental	141
IV.5.2	L.F.E.M. emprant material magnètic sol	142
IV.5.3	L.F.E.M. emprant material magnètic i inert	146
IV.5.4	Obtenció d'una correlació per al càlcul dels coeficients de transferència de calor superfície-llit	150
V.	TRANSFERÈNCIA DE MATÈRIA	
V.1	Situació actual i finalitat de l'estudi	161
V.2	Metodologia experimental	163
V.2.1	Instal·lació experimental	163
V.2.2	Mètode d'anàlisi	165
V.2.3	Programació dels experiments	166

V.3	Resultats experimentals	168
	V.3.1 Factor d'eficàcia	169
	V.3.2 El L.F.E.M. en front del llit fluïditzat clàssic	171
	V.3.3 El L.F.E.M. en front del llit fix	179
V.4	Modelització	187
	V.4.1 Desenvolupament i descripció dels models emprats	187
	V.4.1.1 Solucions dels models per al llit fluïditzat clàssic	194
	V.4.1.2 Solucions dels models per al llit estabilitzat	196
	V.4.1.3 Solucions dels models per al llit semiestabilitzat	196
	V.4.2 Comparació dels resultats teòrics amb els experimentals	199
CONCLUSIONS		206
ANNEX 1. DETERMINACIÓ DEL FACTOR DE FORMA I DENSITAT DE LES PARTÍCULES		
Al.1	Introducció	213
Al.2	Pèrdua de càrrega en un llit fix	215
Al.3	Partícules no poroses	218
Al.4	Partícules poroses	222
ANNEX 2. SUB-RUTINA I ALGORISME PER AL CÀLCUL DE LA CONDUCTIVITAT TÈRMICA EFECTIVA		

A2.1	Elecció de la sub-rutina	226
A2.2	Algorisme	228
NOTACIÓ		232
BIBLIOGRAFIA		241

I. INTRODUCCIÓ

I.1 LA FLUÏDITZACIÓ

I.2 TIPUS DE FLUÏDITZACIÓ

I.3 FLUÏDITZACIÓ PER GAS I PER LÍQUID

I.4 FLUÏDITZACIÓ SOTA LA INFLUÈNCIA D'UNA ACCIÓ EXTERNA

I.5 LA FLUÏDITZACIÓ ESTABILITZADA MAGNÈTICAMENT

I.1 LA FLUÏDITZACIÓ

I.1.1 GENERALITATS

La fluïdització de sòlids és una tècnica utilitzada per a posar en contacte un fluid i un conjunt de partícules, la suspensió de les quals en un gas o en un líquid confereix al sistema unes propietats i un comportament peculiars. Aquestes característiques fan que els llits fluïditzats resultin molt útils per a una serie d'operacions industrials.

Si una massa de partícules és suportada per una placa perforada o un suport porós, formant així un llit fix, i un fluid circula en direcció ascendent a través de la placa i del llit, poden observar-se una sèrie de fenòmens a mesura que la velocitat de pas del fluid va augmentant (Fig. I.1):

- a) Amb una baixa velocitat del fluid, la massa de partícules es manté fixa, provocant-se una caiguda de pressió deguda al fregament amb aquestes. Simultaniament, i pel mateix motiu, el fluid exerceix una força sobre el conjunt de partícules.
- b) Si augmenta la velocitat del fluid, la pèrdua de càrrega anirà augmentant, degut a que el fregament sobre la massa de partícules augmenta corresponentment.
- c) Augmentant més i més la velocitat, arribarà un moment en el qual la força exercida pel fluid sobre les partícules serà igual al pes d'aquestes; en aquest instant les partícules quedaran suspeses en el fluid; s'ha passat de llit fix a llit fluïditzat.

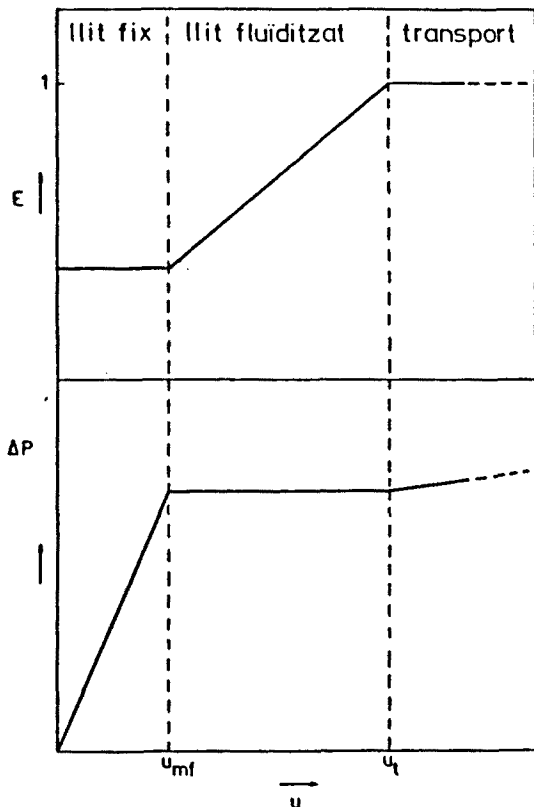


Fig. I.1. Variació de la pèrdua de càrrega i de la porositat en funció de la velocitat de pas del fluid, en un llit de partícules.

Les partícules no són, però, arrossegades, ja que una lleugera expansió del conjunt impedeix que la força de fregament augmenti en un grau suficient per a provocar el transport. Aquesta transició de llit fix a fluiditzat apareix a un valor determinat de la velocitat del fluid, que hom denomina velocitat mínima de fluidització, que és funció de les propietats i característiques del sistema fluid-partícula.

d) En augmentar la velocitat de pas del fluid, el llit fluiditzat va expansionant-se, augmentant la seva porositat, mantenint però la seva pèrdua

de càrrega pràcticament constant.

e) A velocitats molt elevades del fluid, pot arribar-se a l'arrossegament de les partícules, és a dir, al transport pneumàtic, en el qual la porositat és pràcticament igual a la unitat ; la pèrdua de càrrega torna a augmentar degut al fregament amb les parets del recipient. La velocitat del fluid a la qual apareix l'arrossegament de partícules és denominada "velocitat màxima de fluidització" o "velocitat terminal" de les partícules.

La denominació de "llit fluïditzat" és deguda a que la suspensió de partícules dins el corrent de fluid es comporta com un líquid; això fa que aquests llits tinguin unes característiques especials:

- 1) Quan un llit fluïditzat és inclinat, la superfície superior es manté sempre horitzontal.
- 2) Si s'introdueix un objecte dins del llit, segueix la llei d'Arquimedes: sura si la seva densitat és inferior a la mitjana del llit, i s'enfonsa si és superior.
- 3) Un orifici practicat en el recipient on es trova el llit provoca l'aparició instantània d'un doll de partícules: el llit vessa.
- 4) Qualsevol alteració provoca ones en la superfície, semblants a les que apareixen en la superfície d'un líquid.

I.1.2 AVANTATGES I INCONVENIENTS DELS LLITS FLUÏDITZATS

Les característiques especials d'aquest tipus de llits, els hi confereixen certs avantatges en ser aplicats a reaccions químiques, catalítiques o no, i a altres operacions industrials que requereixin contacte sòlid-fluid.

Així, els llits fluïditzats permeten obtenir uns medis homogenis des del punt de vista de la temperatura. També son adequats per a realitzar bescanvis ràpids de calor entre el sòlid i el fluid, permetent també la realització d'operacions de transferència de matèria.

En operacions en continu, la regulació del cabal de partícules és fàcil de realitzar, així com la circulació de partícules entre dos llits fluïditzats, que permet transferir grans quantitats d'energia o de sòlid d'un reactor a un altre. Això implica un gran avantatge en el cas d'aplicació a reaccions catalítiques, doncs l'activació del catalitzador pot fer-se continuament; com també a l'hora d'utilitzar el llit fluïditzat com a bescanviador de calor degut a l'aprofitament energètic ja esmentat.

A més a més, gràcies a les seves propietats, aquests reactors o bescanviadors son de grandària més petita que d'altres tipus d'instal·lacions basades en altres tècniques de contacte.

Finalment, cal dir també que la pèrdua de càrrega en un llit fluïditzat és constant i normalment més petita que en un llit fix.

Ara bé, totes aquestes característiques fan, per altra part, que els llits fluïditzats presentin alguns inconvenients. Així, les partícules més fines poden ser arrossegades pel fluid, requerint-se eventuais sistemes de recuperació.

En alguns casos, degut al moviment continu del llit i als xocs entre partícules, aquestes poden experimentar uns fenòmens d'erosió i trencament notables, disminuint la seva grandària i produint-se així l'aparició de fins que son arrossegats fora del llit. Pels motius ja esmentats, pot produir-se una erosió de les parets del reactor o recipient on se troba el llit.

La barreja ràpida de les partícules i del fluid condueix a uns temps de contacte variables entre fluid i sòlid, fent que els temps de resideència siguin diferents dins d'un mateix aparell.

I.1.3 HISTÒRIA I APLICACIONS

Malgrat els inconvenients esmentats, la fluïdització té moltes aplicacions en diferents camps de la indústria química. La primera de la qual es té coneixement data del segle XV, quan hom la utilitzà per a la purificació de minerals, encara que la seva història sembla que pot remuntar-se molt més enrretera, fins i tot als temps dels romans.

En el segle XIX començà a tenir una aplicació menys artesanal, utilitzant-se en el tractament d'aigües residuals industrials. Més tard, en 1910, aparegué el primer article sobre fluïdització. Philips i Bulteel, a Anglaterra, construïren el primer llit fluïditzat de laboratori, en el qual hi portaren a terme una reacció catalítica.

En 1922, Winkler, a Alemanya, desenvolupà la primera aplicació industrial en aplicar la fluïdització a la gasificació de carbons. Vint anys després, i en part degut a la segona guerra mundial, es realitzà una importantíssima aplicació industrial a gran escala d'aquesta tècnica: en 1940, als Estats Units de Nordamèrica s'utilitzà el llit fluïditzat per al craking d'hidrocarburs en fase gasosa. El primer reactor construït data de 1942, a la refinèria de BATON ROUGE de la Standard Oil Development Company; aquest model rebé el nom de SOD Model I i tractà 2000 tones/dia d'hidrocarburs.

En 1950 ESSO, juntament amb Kellogg i la Standard Oil Company of Indiana, milloraren el sistema emprat des del punt de vista de captació de fins i de l'erosió dels tubs de transport dels

sòlids.

A part d'aquesta primera gran aplicació, en 1952 DORR OLIVER construí el primer forn de llit fluïditzat per a la torrefacció de pirites, per a obtenir SO_2 com a matèria prima per a la posterior producció d'àcid sulfúric.

Al mateix temps, la BASF, recuperant la tecnologia dels gasògens Winkler, construeix un forn de torrefacció de pirites de 50 tones/dia. SUMIMOTO, al Japó, realitzà un forn de calcinació per a produir gas sulfurós concentrat.

Així, entre 1950 i 1960, la indústria de l'àcid sulfúric reemplaçà els forns rotatoris i multietapes més pesats i costosos, per forns de llit fluïditzat.

Per aquesta època, DORR OLIVER començà a realitzar l'asseccament de dolomita en llit fluïditzat, obrint així una aplicació més d'aquesta tècnica dins de la indústria química.

Des de 1960, el llit fluïditzat s'ha imposat cada vegada més en altres aplicacions; actualment aquesta tècnica s'utilitza en indústries com les del petroli i petroquímica, química orgànica i mineral, agroalimentària, metal·lúrgica, de materials de construcció, etc.. El seu grau d'aplicació a un nombre tant elevat de camps ha conduït en tots els països avançats a un gran esforç d'estudi i investigació per a un millor aprofitament d'aquesta tècnica.

I.2 TIPUS DE FLUÏDITZACIÓ

Fins ara s'ha tractat la fluïdització com a un fenomen únic. Existeixen no gensmenys diferents tipus o règims de fluïdització, en funció de les partícules a tractar, del fluid emprat, de la grandària del reactor o recipient, etc..

En principi, poden definir-se dos tipus de fluïdització: fluïdització homogènia o "particulada" (Wilhelm-Kwauk, 1948), en què les partícules es troben uniformement distribuïdes en el fluid, i pel altre part la fluïdització heterogènia o "agregativa" en la que apareixen dues fases: una, constituïda per bombolles produïdes per porcions de fluid que travessen el llit sense contenir partícules a llur interior; l'altre constituïda per la resta del llit, en estat de fluïdització particulada (Fig. I.2). Les bombolles ascendeixen a través d'aquesta segona fase i, en arribar a la superfície del llit, "esclaten" projectant partícules en diverses direccions.

En general, la fluïdització homogènia o particulada ha estat associada a sistemes sòlid-líquid, mentre que la fluïdització heterogènia o agregativa apareix en sistemes sòlid-gas. Malgrat això, poden presentar-se els diferents tipus de fluïdització en els dos sistemes esmentats. Així, en els sistemes sòlid-gas, la fluïdització homogènia es presenta quan la velocitat del gas és propera a la mínima de fluïdització o bé a velocitats molt elevades a les que la porositat del llit és molt gran; aquests règims es denominen "fluïdització particulada densa" i "fluïdització particulada diluïda".

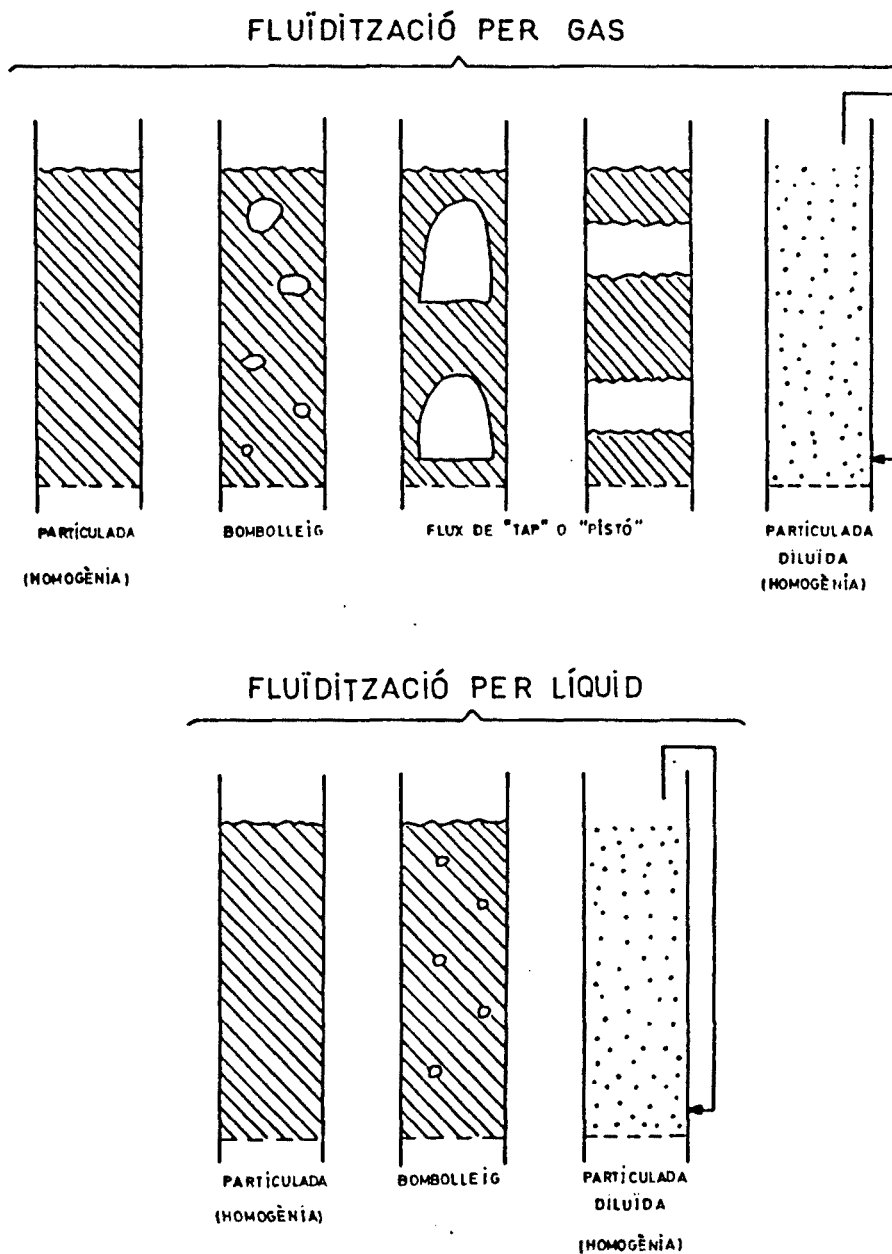


Fig. I.2. Règims de fluïdització.

Dins de la fluïdització agregativa poden existir també diferents tipus de flux. Pot existir un llit amb bombolles petites, o règim de "bommeig" ("bubbling-flow"), que es presentarà a velocitats baixes del fluïd, en el cas de fluïdització de partícules de gran diàmetre, i també en zones properes al suport del llit. A mesura

que la velocitat del fluid va augmentant, la quantitat de gas que travessa el llit en les bombolles augmenta també; ademès, el seu diàmetre creix a mesura que ascendeixen a través del llit. Depenent del diàmetre del llit, fins i tot poden arribar a ocupar la seva secció transversal, denominant-se en aquest cas "pistons"; aquests recorren tota la longitud del llit fins arribar a la seva superfície superior, fraccionant-lo així continuament. Això origina un règim on se separen les dues fases abans esmentades, creant així uns "taps" dins del llit. Aquest tipus de flux es coneix per flux de "pistó" o de "tap" ("slug-flow") (Zenz-Othmer, 1960). Tots aquests règims s'han representat a la Fig. I.2.

En els sistemes líquid-sòlid, l'aparició de bombolles es presenta nomès en casos aïllats. Així, Stewart-Davidson (1967) fluïditzaren partícules de Tungstè en aigua, observant la formació de bombolles. Casal (1984) observà el mateix fenomen en la fluïdització de partícules de coure en una dissolució acuosa d'àcid sulfúric, per a elevades velocitats del fluid. En general, però, la fluïdització en aquests sistemes és homogènia o particulada.

Es possible aconseguir també fluïdització particulada en sistemes gas-sòlid a velocitats elevades. En general, aquest tipus de fluïdització s'obté aplicant una acció externa, imposada a la fluïdització propiament dita. Aquesta acció pot ser de tipus mecànic, elèctric, etc..

I.3 FLUÏDITZACIÓ PER GAS I PER LÍQUID

I.3.1 SISTEMES GAS-SÒLID

En els sistemes fluïditzats mitjançant un gas, normalment té lloc una expansió limitada de la fase continua del llit. Amb materials fins, pot obtenir-se una expansió del 30% a velocitats iguals a tres vegades la mínima de fluïdització (u_{mf}) (Coulson-Richardson, 1981). Amb materials més grans, l'expansió és més petita. A velocitats immediatament superiors a u_{mf} , té lloc una petita expansió del llit fluïditzat; ara bé, qualsevol increment posterior de la velocitat del gas produeix la formació de bombolles, que tendeixen a augmentar en nombre i grandària en incrementar la velocitat de flux. La importància de les bombolles és deguda a que no únicament transporten una gran proporció del gas a través del llit, i per tant hi ha gas que no interacciona amb el sòlid, sino que també afecten el model global de flux del gas i dels sòlids.

Harrison et al. (1961), fluïditzant partícules de plom amb aigua i aire, demostraren que les bombolles són estables en el cas de fluïdització per gas, mentre que son inestables i tendeixen a destruir-se en el cas de fluïdització per líquid. Així, en general un sistema sòlid-gas presenta una formació de bombolles estable i de grandària considerable, mentre que en un sistema líquid-sòlid la formació de bombolles no és estable i, com a màxim, aquestes adquireixen una grandària igual al diàmetre de

les partícules fluïditzades.

Jackson (1963) demostrà que les petites discontinuïtats produïdes en un llit fluïditzat creixen més si el sistema es gas-sòlid que líquid-sòlid.

En un sistema gas-sòlid, si la velocitat de les bombolles és superior a la velocitat del gas en la fase continua, es produeix una recirculació del gas dins de les mateixes; aquest reciclatge es tradueix en un "curt-circuit" del gas i una "retro-barreja" de sòlids, reduint el contacte entre les partícules i el gas.

En general, la qualitat de la fluïdització és afectada per la presència de fins; ara bé, en els sistemes gas-sòlid aquella pot ser millorada si hi ha una proporció de fins adequada.

Els coeficients de transferència de calor entre un llit fluïditzat per gas i una superfície depenen molt de la disposició geomètrica i de la qualitat de la fluïdització. En aquests sistemes, els coeficients augmenten en un factor de 100 vegades respecte a si la transmissió fos únicament de la superfície al gas (Richardson-Coulson, 1981). Això és degut a la presència de les partícules i, sobretot, a l'agitació d'aquestes per les bombolles, ja que una ràpida circulació proporciona un elevat coeficient de transferència de calor; ara bé, si aquest bombolleig és molt elevat pot provocar un efecte contrari sobre la transferència de calor.

I.3.2 SISTEMES LÍQUID-SÒLID

Els sistemes fluïditzats mitjançant un líquid es caracteritzen

generalment per l'expansió regular del llit que té lloc en augmentar la velocitat des del valor corresponent a la fluïdització incipient fins a la velocitat terminal de caiguda de les partícules. Així, Richardson-Zaki (1954) demostraren que en aquests sistemes la porositat era funció de la velocitat del fluid elevada a un exponent que variava segons el tipus de sòlid i líquid utilitzats, característiques geomètriques del llit, etc.. Més tard, Ricardson i Smith (1962) i Bailey (1971) investigaren el comportament de partícules denses, establint que en aquests casos la porositat no era funció només de la velocitat del líquid elevada a un exponent, sino que existien unes desviacions que augmentaven a mesura que augmentava la densitat i l'alçada del llit i a mesura que disminuïa la grandària de les partícules. Aquestes desviacions són acompanyades d'una desigualtat en la fluïdització, observant-se l'aparició de remolins en l'interior del líquid, que provoquen la separació de les partícules per acció centrífuga. D'aquesta manera hi han fluctuacions en la densitat del llit, bé que són de caràcter completament diferent al de les bombolles de la fluïdització gas-sòlid.

Anderson (1967) demostrà que en els llits de diàmetre molt petit fluïditzats per líquid, s'originen franges de baixa concentració de partícules. Aquestes franges es propaguen en sentit ascendent a través del llit, augmentant en amplitud i creant una mena de flux de "pistó".

El moviment de les partícules sòlides dins d'aquests sistemes líquid-sòlid ha estat estudiat per diferents autors. Així, Carlos

(1967) i Latif (1971) han establert que la circulació de les partícules dins d'un llit fluiditzat per líquid és ascendent en el centre i descendent en les parets, és a dir, existeix una recirculació constant del sòlid a través del líquid. A més a més, s'ha observat que la velocitat del moviment de les partícules en aquests sistemes és baixa, essent el flux del líquid predominantment del tipus "pistó" amb una certa "retro-barreja" de sòlid, especialment a velocitats de flux baixes.

Per a un sistema líquid-sòlid, la transferència de calor no és tan bona com en els sistemes gas-sòlid, degut a la falta de bombolles. Els coeficients de transferència de calor en un llit fluiditzat per líquid, són de l'ordre de 2 ò 3 vegades més grans que els que s'obtindrien si només hi hagués el líquid (Coulson i Richardson, 1981).

I.4 FLUÏDITZACIÓ SOTA LA INFLUÈNCIA D'UNA ACCIÓ EXTERNA

La majoria d'aplicacions industrials es realitzen en llits fluïditzats per gas, que, com s'ha dit ja en apartats anteriors, impliquen la formació de bombolles; encara que aquestes reporten uns certs avantatges, originen també els inconvenients força importants ja esmentats. Aquests inconvenients han fet que diferents investigadors hagin intentat diversos mètodes per a obtenir una fluïdització gas-sòlid exenta de bombolles, o al menys amb un cert control sobre la grandària de les mateixes. Això hauria de permetre assolir una fluïdització particulada o homogènia en aquests sistemes, amb els avantatges que això suposa dins d'aquest tipus de fluïdització.

Amb aquesta finalitat s'han desenvolupat diverses tècniques amb diferent exit en la seva realització. Normalment, l'acció utilitzada per a fer desaparèixer el bombolleig ha estat de tipus extern, com l'agitació mecànica, la centrifugació, els camps elèctrics i els camps magnètics.

I.4.1 AGITACIÓ

Si un llit fluïditzat per gas s'agita mitjançant un agitador en el qual les pales estan col·locades de manera que fan ascendir les partícules, té lloc una expansió, podent-se portar a terme la fluïdització utilitzant una velocitat de flux del gas més petita; en disminuir aquesta velocitat, la formació de bombolles és

reduïda considerablement, podent-se arribar a la seva eliminació. Matheson et al. (1949) mesuraren el parell motor necessari per a fer girar una paleta a 3 Hz en un llit fluïditzat. Observaren que aquest era directament proporcional al diàmetre de les partícules, i que augmentava amb la densitat del material. També observaren que l'increment de l'aireació reduïa considerablement el parell motor necessari.

Diekman i Forsythe (1953) trobaren que la fluïdització més uniforme s'obtenia amb materials que mostraven un petit augment de la viscositat aparent en reduir la velocitat de flux.

En general, aquesta tècnica ha estat utilitzada com a eina d'investigació per a mesurar una propietat semblant a la viscositat del llit. La utilització de l'agitació a escala industrial és relativament habitual en l'operació d'asseccament, sobretot en el cas de materials de difícil fluïdització.

I.4.2 CENTRIFUGACIÓ

Aquesta tècnica es fonamenta en l'aplicació d'un camp centrfug en el qual l'acceleració sigui 2 ó 3 vegades superior a la de la gravetat, retardant-se així la formació de bombolles dins el llit i podent per tant treballar a velocitats superiors a u_{mf} .

Kroger et al. (1980) han observat, confirmant estudis realitzats per altres autors, que la distribució radial de les partícules en aquests llits és funció de la grandària de les mateixes i del flux radial del gas. A més a més, la circulació en direcció axial augmenta ràpidament quan augmenta el flux radial del gas.

Aquests tipus de llits, que reben el nom de llits fluïditzats centrifugats, bé que coneguts des de fa temps, no tenen cap aplicació industrial; en ells l'aparició de les bombolles es produeix ràpidament, tenint una zona de treball sense bombolleig molt petita. A més a més, a mesura que augmenta la velocitat de pas del gas es formen estrangulacions al llarg del llit, originades per la presència de remolins, que dificulten la fluïdització. Això també es produeix si s'augmenta l'acceleració del camp centrífug.

L'aplicació més desenvolupada d'aquests llits es la combustió de carbó en estudis realitzats a escala pilot.

I.4.3 CAMP ELÈCTRIC

Un altra acció externa utilitzada per a eliminar les bombolles d'un llit fluïditzat sòlid-gas és l'aplicació d'un camp elèctric. Aquesta tècnica aparegué quan diversos investigadors observaren que en alguns casos de fluïdització gas-sòlid es formaven espontàniament camps elèctrics, desapareixent les bombolles automàticament (Anderson-Silverman, 1958).

Més tard, Katz i Sears (1969) tenint en compte les investigacions precedents i utilitzant un camp elèctric generat en corrent discontinu d'alt voltatge i baixa intensitat, obtingué un llit fluïditzat estabilitzat amb l'ajut de materials conductors com l'acer.

Altres autors han fet estudis utilitzant camps elèctrics generats

a partir de baixes diferències de potencial i elevats corrents de descàrrega i amb voltatges moderats i corrents de descàrrega baixes. Aquests camps es generen aplicant dos elèctrodes a dos punts determinats del llit, i en general la seva direcció té sentit contrari a la del flux de gas. Aquest camp elèctric fa que les partícules adquireixin càrrega elèctrica, de manera que s'atreuen entre elles ordenant-se segons les línies del camp; això fa que les bombolles existents desapareixin, degut a la força d'atracció exercida entre les partícules.

Aplicant camps elèctrics s'ha observat que la desaparició de les bombolles és funció del material utilitzat, és a dir, de les seves característiques (conductivitat elèctrica, forma, etc.), així com de la intensitat de camp aplicada i de la humitat present en el sistema sòlid-gas.

Aquesta tècnica ha estat aplicada per a la captació d'aerosols, així com en altres operacions per a evitar la contaminació atmosfèrica. Zahedi i Melcher (1974), però, han observat en aquests tipus d'aplicacions que, degut als corrents induïts, es formen aglomerats de partícules; això és un inconvenient per a l'aplicació industrial. Jhonson i Melcher (1975) i Colver (1977) han proposat altres aplicacions d'aquesta tècnica, relatives al control de la transferència de matèria i de calor en llits fluïditzats sòlid-gas, actualment en estudi.

I.4.4 CAMP MAGNÈTIC

L'aplicació d'un camp magnètic, utilitzant partícules

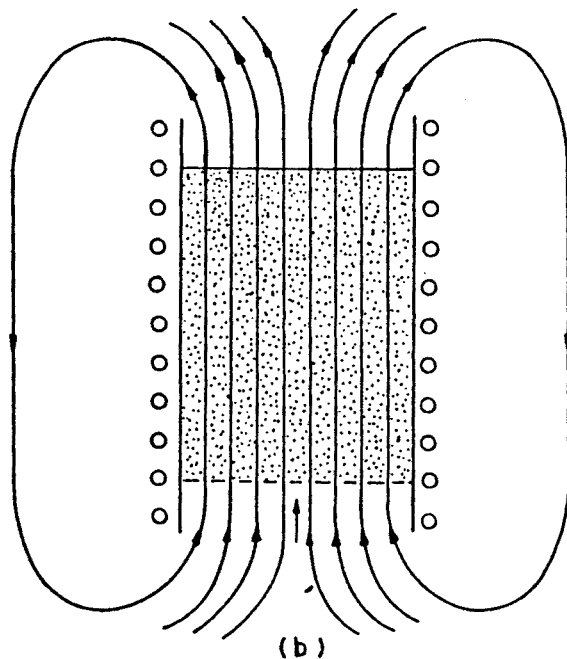
magnetitzables dins un llit fluïditzat gas-sòlid, per a eliminar el bombolleig i assolir una fluïdització particulada a velocitats superiors a la mínima de fluïdització, ha estat també proposada. Aquesta tècnica és la menys estudiada de totes les exposades fins ara, encara que el primer treball publicat sobre el tema data de 1960 (Filipov, 1960).

Aquests tipus d'acció s'obté a partir de bobines en les que es fa passar un corrent d'elevada intensitat i baix voltatge. En general, els camps aplicats son uniformes i el corrent utilitzat és continu; darrerament alguns investigadors han cercat noves aplicacions treballant amb camps discontinus i corrent altern (Resnick-Zimmels, 1984). Les bobines, al passar el corrent, creen un camp magnètic que fa que les partícules es col·loquin sobre les línies del camp, ordenant-se i impeding la formació de les bombolles (Fig. I.3). Existeixen dues teories per a explicar aquest fenomen, que s'exposaran detalladament en apartats posteriors.

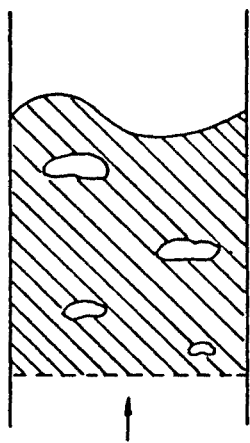
Aquesta tècnica s'aplicà inicialment a llits que només tenien com a sòlid material magnètic. Més tard, Rosensweig (1978) i Arnaldos et al. (1983) han demostrat que també es pot obtenir l'estabilització utilitzant barreges de partícules magnètiques i no magnètiques.

Aquest tipus d'estabilització depen en general de les propietats magnètiques de les partícules utilitzades, així com de la intensitat del camp magnètic aplicat.

Els llits estabilitzats magnèticament tenen diverses aplicacions potencials, fins i tot en sistemes líquid-sòlid que operen amb



(b)



(a)

Fig. I.3. Efecte del camp magnètic sobre un llit fluïditzat per gas: a) llit fluïditzat clàssic, b) llit fluïditzat estabilitzat.

suspensions de materials magnètics (Sada et al., 1981). Degut a la seva novetat, però, no hi ha encara cap aplicació industrial trovant-se actualment en període d'investigació i estudi.

I.5 LA FLUÏDITZACIÓ ESTABILITZADA MAGNÈTICAMENT

I.5.1 ESTUDI BIBLIOGRÀFIC

Malgrat l'interès que aquesta tècnica presenta, el nombre de publicacions sobre el tema és molt reduït. Així, la informació disponible és limitada.

S'ha dit ja que el primer treball publicat sobre el tema data del 1960. Filipov (1960, 1961) i Kirko i Filipov (1960) publicaren els primers estudis. Més tard, Ivanov i Grozev (1970) publicaren un treball on no van tenir en compte la influència de l'orientació del camp magnètic, estudiant, però, la influència de la seva posició al llarg del llit. Un altre estudi fou publicat per Sonoliker et al. (1972), que observaren la influència de la intensitat del camp magnètic sobre la velocitat crítica del llit. Bologna i Syutkin (1977) efectuaren una revisió dels diversos treballs publicats fins aquell moment. A partir de 1979, Rosensweig i altres autors començaren a publicar estudis relatius al comportament hidrodinàmic i a la modelització d'aquest tipus de llit. Així, Rosensweig (1978, 1979), Lucchesi et al. (1979), Rosensweig et al. (1981), realitzaren diferents treballs dins un programa de la companyia EXXON. Altres treballs dedicats a l'estudi d'aquests llits son els realitzats per Casal et al. (1981), Casal (1982) i Lucas et al. (1984), tots ells referents al comportament hidrodinàmic i a la modelització, però amb hipòtesis diferents respecte a les del grup de l'EXXON.

Recentment, Arnaldos et al. (1983) han fet una recopilació general del comportament d'aquests llits, revisant els aspectes més importants de la seva aplicació i publicant els primers resultats sobre barreges de material inert i material magnetitzable, encara que Rosensweig (1978) ja havia obtingut alguns resultats al respecte que no havien estat publicats.

I.5.2 CARACTERÍSTIQUES GENERALS

I.5.2.1 Fluidització incipient i expansió del llit

La representació gràfica de la pèrdua de càrrega front a la velocitat del gas per a un llit fluiditzat gas-sòlid, en presència de camp magnètic i sense camp, mostra que són idèntiques les línies obtingudes quan $u < u_{mf}$ (llit fix). Les diferències comencen a aparèixer en la zona corresponent a l'inici de la fluidització (Fig. I.4). La diferència essencial es presenta més enllà d' u_{mf} , on es constata que en presència d'un camp magnètic, les bombolles no es formen per a una certa gama de velocitats del gas. Més enllà d'aquesta zona, és a dir, per a velocitats superiors a una velocitat denominada "velocitat de transició", u_p , comencen a formar-se les primeres bombolles; l'agitació deguda al bombolleig assolit en aquest moment és poc intensa. S'ha de fer notar que si el camp magnètic és desconnectat, l'aspecte del llit és el mateix que si no hagués existit l'acció del camp en cap moment.

Els efectes d'aquests fenòmens són més clars en observar la Fig.

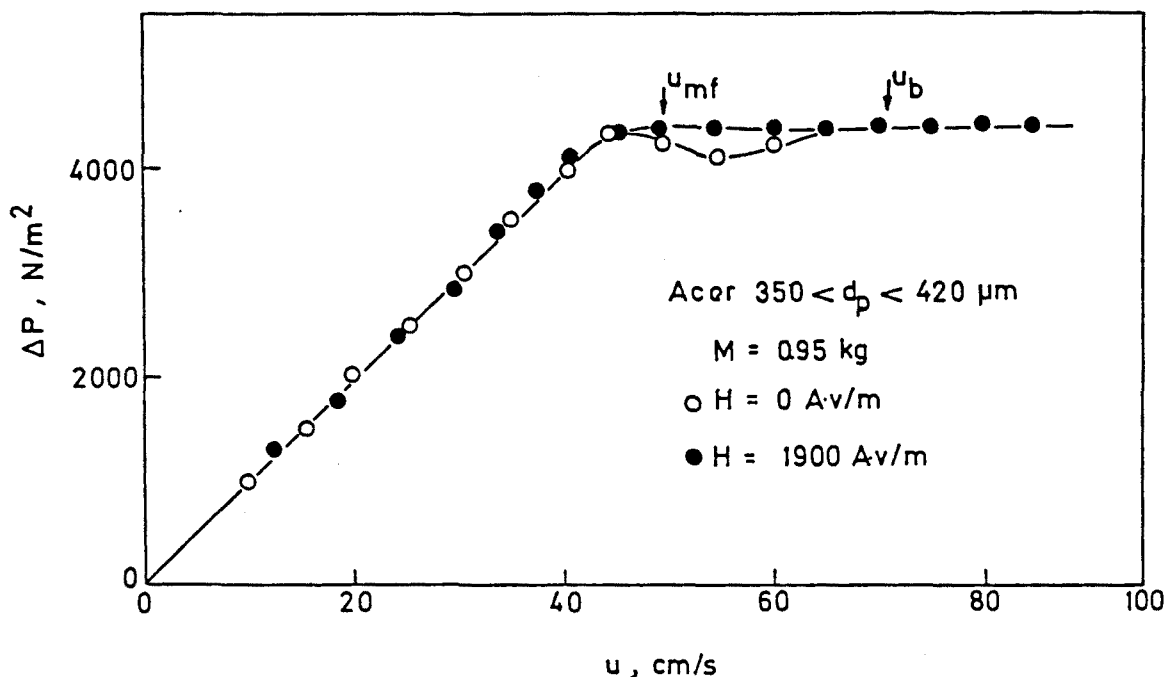


Fig. I.4. Corba de fluïdització amb i sense camp magnètic.

I.5. En aquesta representació poden veure's les variacions d'amplitud de les oscil.lacions de la pèrdua de càrrega, lligades al fenomen de bombolleig, en funció del valor del camp magnètic, per al cas d'un llit de partícules de níquel sinteritzat fluïditzades per aire (Casal, 1982). Pot observar-se que l'amplitud de les oscil.lacions decreix a mesura que el camp magnètic augmenta, fins que pràcticament s'anul.la quan les bombolles desapareixen.

El comportament és totalment diferent quan es produeix la desfluïdització del llit, és a dir, quan es treballa a velocitat decreixent, mètode generalment utilitzat per a determinar la velocitat mínima de fluïdització en els llits fluïditzats clàssics gas-sòlid. S'observa en efecte que quan es disminueix la velocitat del gas, la pèrdua de càrrega comença a disminuir a

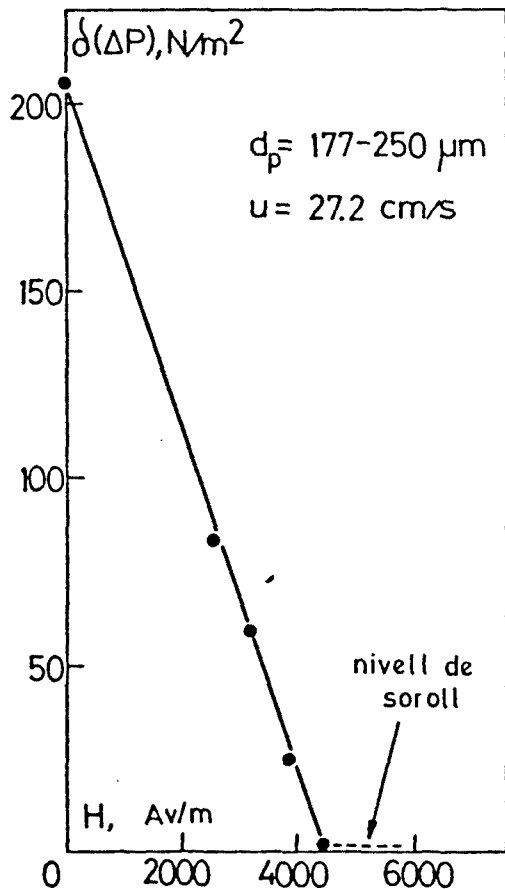


Fig. I.5. Influència del camp magnètic sobre les variacions d'amplitud de les oscil.lacions de la pèrdua de càrrega (Casal, 1982).

partir d'una velocitat pròxima a la velocitat de transició; això indica que s'ha passat a llit fix (Fig. I.6). Aquest fenomen observat per diferents autors (Rosensweig, 1979; Casal et al., 1981), condueix a la conclusió de que a velocitat decreixent de pas del gas a través del llit és impossible tenir un llit estabilitzat.

Pel que fa a l'expansió del llit, aquesta és semblant a l'assolida per un llit fluïditzat per líquid (Fig. I.7). Les partícules es mantenen in mòvils mentre la velocitat del gas és inferior a la velocitat mínima de fluïdització; més enllà

d'aquesta, es produeix una expansió del llit acompanyada d'una ordenació de la superfície lliure. Als voltants de la velocitat de transició u_p , la superfície lliure és perturbada per l'esclatament de les bombolles, disminuint l'expansió del llit, que passa a ser l'expansió típica d'un llit fluïditzat per gas clàssic.

Aquest apartat s'estudia més acuradament en el proper capítol.

I.5.2.2 Velocitat de transició i diagrama de fases

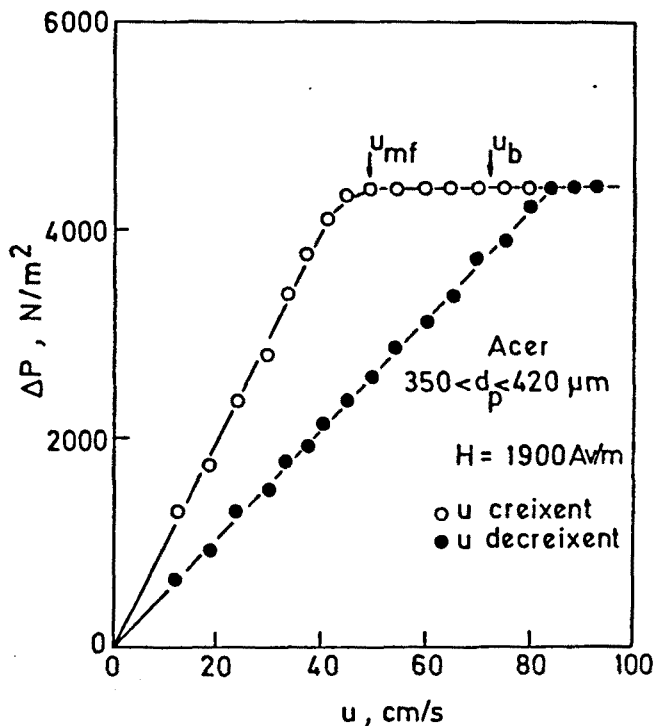


Fig. I.6. Corba de fluidització-desfluidització amb camp magnètic.

La velocitat a la qual apareixen les bombolles ("velocitat de transició", u_b) és funció del camp magnètic i de les propietats magnètiques de les partícules: u_b augmenta amb la intensitat de camp magnètic per a un sistema determinat.

En la Fig. I.8, s'ha representat aquesta variació per a dos materials diferents,

totes les demés condicions essent idèntiques (Rosensweig (1979), Casal (1982)). Aquest diagrama presenta tres zones, que corresponen a llit fix (velocitat del gas inferior a u_{mf}), a fluidització en presència de bombolles (velocitat superior a u_b) i a fluidització estabilitzada (velocitat compresa entre u_{mf} i u_b). La velocitat mínima de fluidització no varia ni amb la magnetització del llit ni amb al camp magnètic.

Aquesta representació pot assimilar-se a un diagrama fisicoquímic de fases d'un cos pur (Rosensweig, 1979), el llit fix

representant una fase sòlida, la zona d'estabilització una fase líquida i el llit fluiditzat amb bombolles la fase vapor. Seguint

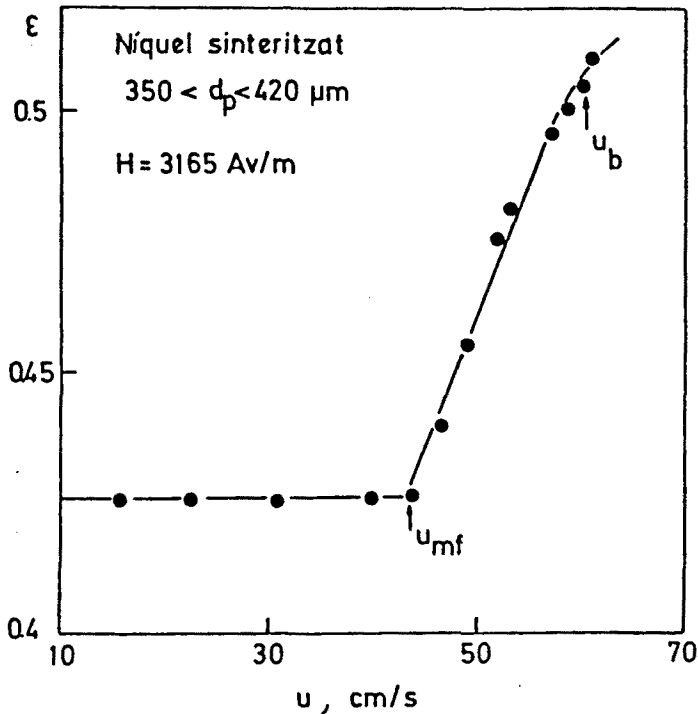


Fig. I.7. Expansió d'un llit fluiditzat gas-sòlid sota l'acció d'un camp magnètic.

aquesta analogia, la velocitat del gas, que influeix sobre l'agitació del llit, fa un paper anàleg al que fa la temperatura, i el camp magnètic correspon a la pressió. La línia que representa la velocitat mínima de fluidització és anàloga a la línia corresponent a la temperatura de fusió; no és pràcticament influenciada

pel camp magnètic (pressió). Les línies de transició entre el llit estabilitzat i el llit fluiditzat amb presència de bombolles, obtingudes amb camp magnètic constant, correspondrien a la transició entre líquid i vapor.

I.5.2.3 Circulació de partícules

Rosensweig et al. (1981) efectuaren estudis referits a la descàrrega de sòlids a través d'un orifici. Els resultats obtinguts mostren que l'estabilització per camp magnètic no

impedeix pas el moviment de les partícules, mantenint així un

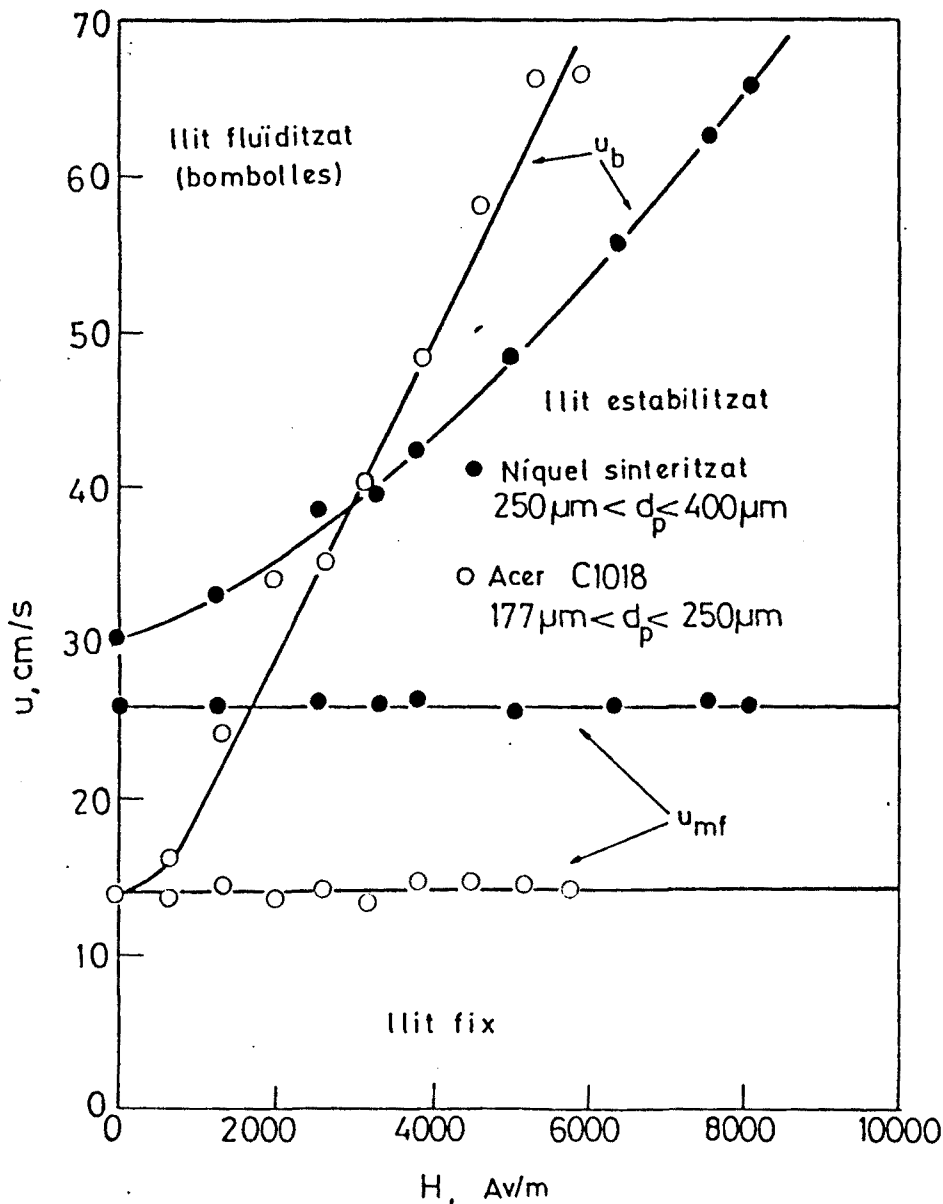


Fig. I.8. Influència del camp magnètic i de la velocitat del gas sobre la velocitat de transició i sobre la velocitat mínima de fluidització, per a dos sistemes sòlid-gas (Rosensweig, 1979; Casal, 1982).

dels avantatges més importants del llit fluiditzat clàssic.

Aquests autors observaren que si la magnetització assolida pels sòlids era molt elevada, es produïa una disminució de la

velocitat de descàrrega, podent arribar-se a una interrupció total del flux de sòlids; això no succeïa, però, en un llarg interval de H , en el qual el coeficient de descàrrega es mantenia constant.

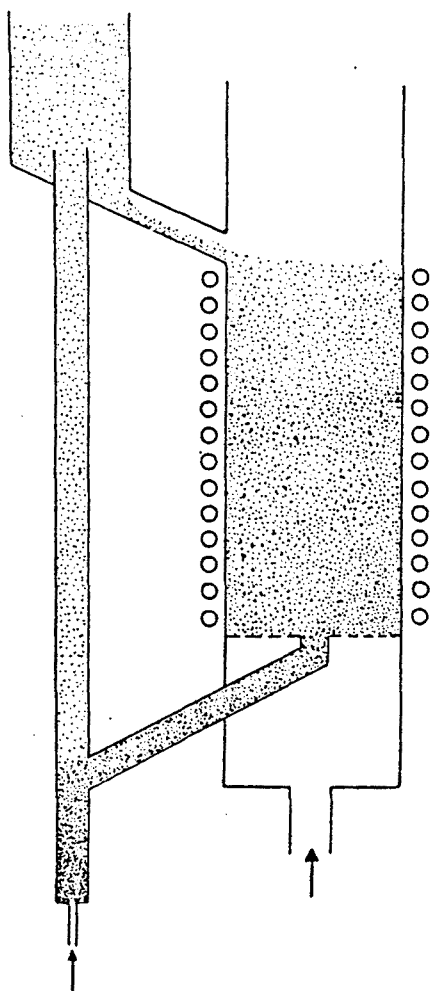


Fig. I.9. Circulació de sòlids en un llit estabilitzat (Rosensweig et al., 1981).

Altres autors (Lucchesi et al. (1979), Rosensweig et al. (1981)) han establert correlacions en les quals aquest coeficient és funció de tres grups adimensionals, que representen respectivament la relació entre l'energia magnètica i la cinètica, entre l'energia magnètica i la gravitacional, i entre el diàmetre de la partícula i el de l'orifici de descàrrega.

També s'ha estudiat la circulació del sòlid sota els efectes de l'estabilització, utilitzant l'instal·lació representada esquemàticament en la Fig. I.9.

Aquest estudi ha demostrat que la uniformitat del flux de sòlid és constant en tot el volum del llit, i que l'estabilitat del llit no és perturbada

aparentment quan la velocitat de circulació és elevada.

I.5.3 APLICACIONES POTENCIALES I LIMITACIONES

El llit fluïditzat estabilitzat, de característiques força diferents respecte al llit fluïditzat clàssic, presenta un cert nombre de possibles aplicacions que, fins ara, han estat poc estudiades. Les que han estat objecte d'estudis experimentals són la captació de partícules d'un gas i l'adsorció. Una altra possibilitat, estudiada pels búlgars, és l'aplicació a les reaccions catalítiques. En totes aquestes operacions, el millorament del contacte gas-sòlid degut a l'estabilització implica probablement una eficàcia superior a les obtingudes en un llit fluïditzat clàssic i en un llit fix. El llit fluïditzat estabilitzat reuneix, com pot veure's en la taula I.1, una part important de les millors característiques del llit fluïditzat clàssic i del llit fix.

Altres possibles aplicacions d'aquest tipus de llit, són la utilització com a distribuïdor per a llits fluïditzats clàssics (Jaraiz et al., 1983) o com a vàlvules magnètiques (Yang et al., 1982). Ara bé, la utilització d'aquesta tècnica presenta certes limitacions. Una d'elles és la pèrdua de les propietats ferromagnètiques que té lloc en augmentar la temperatura per sobre d'un valor crític. Aquest és el denominat "temperatura de Curie" per als materials ferromagnètics i "temperatura de Néel" per als antiferromagnètics; aquests darrers són materials que presenten propietats molt semblants als ferromagnètics, amb una diferència substancial: mentre que en els materials ferromagnètics la seva susceptibilitat magnètica varia en funció de la intensitat del camp magnètic, els materials

Taula I.1. Característiques del contacte gas-sòlid.

Característica	Llit fluïditzat clàssic	Llit fluïditzat estabilitzat	Llit fix
ΔP constant vs. cabal de gas.	si	si	no
ΔP constant vs. diàmetre de partícula.	si	si	no
Circulació de sòlids.	si	si	no
Eliminació del "by-pas" del gas.	no	si	si
Eliminació de la "retro-barreja" de sòlids.	no	si	si
Eliminació del desgast de partícules.	no	si	si
Captació de partícules a baixes ΔP .	no	si	no
Isotermicitat.	si	no	no
Temperatura d'operació il.limitada.	si	no	si

antiferromagnètics tenen una susceptibilitat constant per a qualsevol camp. La taula I.2 (Arnaldos et al., 1983) presenta els valors d'aquestes temperatures per a diferents materials, posant de manifest que la major part d'aquests no poden treballar en operacions a alta temperatura, com per exemple la combustió o la gasificació. També pot veure's que, amb materials com el níquel, les operacions a temperatura moderada són de difícil aplicació.

Per altra part, l'absència de bombolles pot ser considerada també com un inconvenient d'aquesta tècnica en relació amb la fluïdització clàssica. Les bombolles constitueixen el factor primordial d'agitació dins dels llits fluïditzats, portant-los pràcticament a la isothermicitat i provocant l'existència d'elevats coeficients de transferència de calor.

Un altre punt a considerar és el sobreconsum energètic necessari per a crear i mantenir el camp magnètic. Aquest consum correspon a l'energia perduda per l'efecte Joule. L'ordre de magnitud serà diferent per a cada dispositiu experimental, segons el nombre d'espines. Així doncs, en un estudi d'optimització, el cost de l'estabilització pot ser minimitzat per a cada instal·lació en funció del nombre d'espines.

Tota aquesta informació posa de manifest que el llit fluïditzat estabilitzat magnèticament és interessant per a operacions a temperatura moderada que requereixin un bon contacte gas-sòlid. Nogensmenys, aquest tipus de llit és encara poc conegut i requereix més treball de recerca tant des del punt de vista fonamental com d'aplicació.

Taula I.2. Temperatures de Curie i de Néel per a elements, òxids i aliatges ferromagnètics i antiferromagnètics.

	Temperatura de Curie. (K)	Temperatura de Néel. (K)
<u>Elements</u>		
Ferro	1043	-
Cobalt	1394	-
Niquel	631	-
<u>Aliatges</u>		
Fe-Co (50% Co)	1271	-
Fe-Ni (46% Ni)	733	-
Monel 400	316/333	-
<u>Oxids</u>		
Magnetita (Fe_3O_4)	848	-
Maghemita (Fe_2O_3)	858	-
Hematita (Fe_2O_3)	-	950
Oxid de Cobalt (CoO)	-	291
Oxid de Niquel (NiO)	-	523
Oxid de Ferro (FeO)	-	198

II. ESTUDI HIDRODINÀMIC

II.1 INTRODUCCIÓ

II.2 INSTAL·LACIÓ EXPERIMENTAL

II.3 LLIT FLUÏDITZAT ESTABILITZAT MAGNÈTICAMENT EMPRANT MATERIAL MAGNÈTIC SOL

II.4 LLIT FLUÏDITZAT ESTABILITZAT MAGNÈTICAMENT EMPRANT BARREGES DE MATERIAL MAGNÈTIC I NO MAGNÈTIC

II.1 INTRODUCCIÓ

Un aspecte molt important de l'estudi dels llits fluïditzats estabilitzats magnèticament (L.F.E.M.) és la hidrodinàmica dels mateixos, ja que a partir d'aquesta serà possible obtenir les seves característiques més importants, així com una millor comprensió del seu funcionament. Això permetrà posteriorment el desenvolupament d'un model matemàtic per al càlcul teòric de la velocitat de transició, així com l'explicació d'altres fenòmens com els de transfèrència de calor i de matèria.

Encara que una gran part dels treballs realitzats sobre el tema esmentats en el capítol anterior estan dedicats al comportament hidrodinàmic, existeixen diferents aspectes que no han estat prou clarificats. Així, l'expansió d'aquests llits, bé que ha estat estudiada per alguns autors (Rosensweig (1979), Casal (1982)), és un dels fenòmens poc explicats. Es per això que una part important d'aquest capítol està dedicada a l'observació i interpretació de l'expansió del L.F.E.M., que constituirà la base necessària per a la posterior modelització del sistema.

Un altre punt a tractar també poc estudiat fins ara, és la homogeneïtat d'aquests llits; és a dir, si la seva porositat és o no constant en tot el seu volum, o, dit d'una altra manera, si existeixen variacions anòmales de la pèrdua de càrrega axial o radialment a través del llit. Alguns investigadors han realitzat estudis en aquest sentit (Ivanov-Shumkov (1975), Rosensweig (1979), Rosensweig et al. (1982)), i encara que tots coincideixen en la inexistència d'anomalies sobre la secció transversal, hi han resultats contradictoris respecte a la variació axial de la

porositat. Ivanov et al. (1975) i Rosensweig (1979) arriben a la conclusió que el comportament és normal i que aquests llits son uniformes tan axial com radialment; posteriorment Rosensweig et al. (1982) dedueixen que per a camps magnètics elevats la variació de la pèrdua de càrrega no és uniforme axialment, evidenciant així l'existència d'un llit no homogeni. Es per això que una part del treball ha estat dedicat a estudiar la isotropia, és a dir, la variació de la pèrdua de càrrega i de la porositat amb l'alçada.

Un altre aspecte encara poc o gairebé gens estudiat és el del comportament dels llits estabilitzats una vegada superada la velocitat de transició. Aquestes condicions s'han definit com de "semiestabilització", ja que en aquest cas el llit, tot i que està sotmès a l'acció d'un camp magnètic, ha assolit ja un cert grau de bombolleig; això li confereix unes característiques especials, a mig camí entre el llit fluïditzat clàssic i el llit estabilitzat, l'estudi de les quals és molt interessant per a una possible ampliació del camp d'aplicació.

Finalment, en la darrera part del capítol hom analitza el comportament d'aquests llits amb barreges de material inert i magnètic. Tot i que és lògic preveure que aquests tipus de llits s'utilitzaran sobretot en aplicacions en les que el material magnetitzable es trobarà barrejat amb material inert, la fluïdització estabilitzada de barreges ha estat ignorada pels altres investigadors. Només Rosensweig (1978), d'una manera molt breu, analitzà parcialment el seu comportament.

II.2 INSTAL·LACIÓ EXPERIMENTAL

La instal·lació experimental utilitzada pot veure's en la Fig. II.1. Està formada per una columna de polimetacrilat de metil,

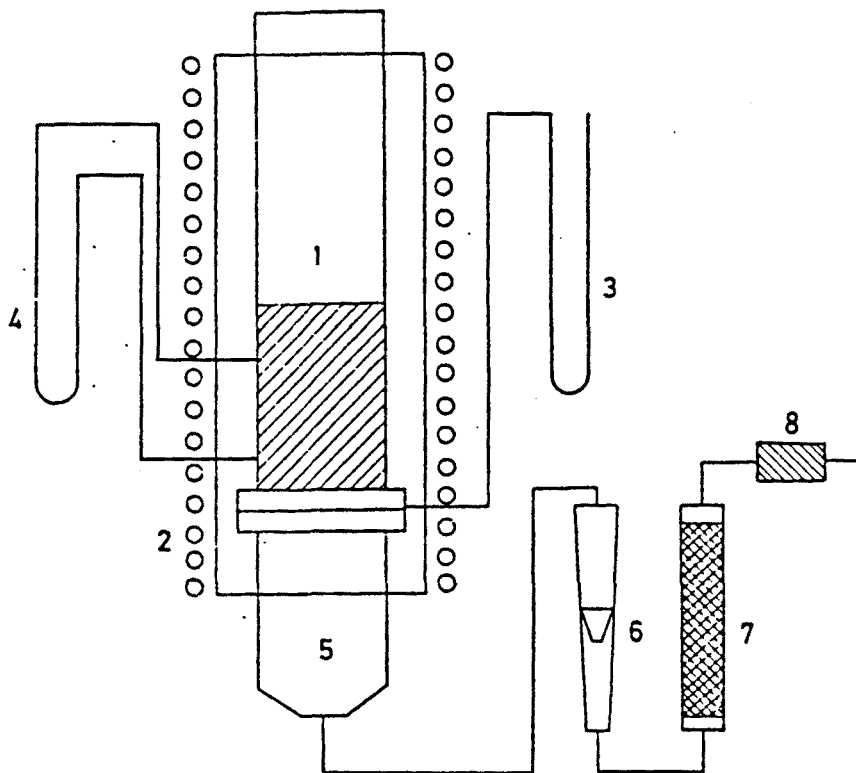


Fig. II.1. Instal·lació experimental.

amb un diàmetre interior de 51 mm, amb dues preses de pressió separades 65 mm (1). La distribució uniforme del gas s'ha aconseguit mitjançant un llit fix d'esferes de vidre, de grandària progressivament decreixent, separat del llit fluiditzat per una malla metàl·lica i una placa porosa de niló (5).

La pèrdua de càrrega a través de tot el llit s'ha mesurat entre el distribuïdor i l'atmosfera (3); per a determinar la porositat

dins del llit s'ha mesurat la pèrdua de càrrega entre els dos punts abans esmentats (4), utilitzant en cada cas manòmetres diferencials.

L'aire utilitzat ha estat a pressió atmosfèrica, previament filtrat (7) i assecat (8).

S'han fluïditzat partícules de níquel sinteritzat i d'acer, previament classificades per tamissat. En el treball amb barreges, hom ha utilitzat ademés coure i silice. Les característiques d'aquestes partícules poden veure's a la taula II.1.

La densitat i el factor de forma s'han obtingut pel mètode exposat en l'Annex 1.

En gairebé tots els experiments la relació L/D_R ha estat superior a 2. D'aquesta manera s'ha tingut la seguretat d'obtenir valors de la velocitat de transició representatius, d'acord amb les observacions de Rosensweig (1979).

El camp magnètic s'ha produït utilitzant una bobina de fil de coure d'1.5 mm de diàmetre, instal·lada sobre un tub de polimetacrilat de metil de 120 mm de diàmetre exterior, coaxial a la columna (2) (vegi's Fig. II.1). La bobina té 155 espines en 24.5 cm. En tots els experiments la direcció del camp magnètic ha coincidit amb la direcció de flux del gas. S'ha utilitzat corrent continu estabilitzat a intensitat constant, procedent d'una font estabilitzadora.

Taula II.1. Caracteristiques de les particules.

Material	Densitat (ρ_p) (kg/m ³)	Factor de forma (ϕ)
Acer	7500	0.94
Niquel sinteritzat	5900	0.80
Coure	8900	0.96
Silice	2720	0.57
Alúmina	2080	0.68

II.3 LLIT FLUÏDITZAT ESTABILITZAT MAGNÈTICAMENT EMPRANT MATERIAL MAGNÈTIC SOL

II.3.1 EXPANSIÓ DEL LLIT. POROSITAT I VELOCITAT DE TRANSICIÓ

II.3.1.1 Determinació experimental de les porositats.

La determinació de les porositats s'ha realitzat de dues maneres. Per a obtenir les porositats corresponents al llit fluïditzat s'ha mesurat la caiguda de pressió entre dos punts fixes situats a l'interior del llit. Aquesta caiguda de pressió correspon al pes aparent per unitat de superfície de la massa de partícules que en el moment de la mesura es troben situades entre els dos punts. Per tant,

$$\Delta P = (1 - \epsilon) * (\rho_p - \rho) g \Delta l \quad (\text{II-1})$$

d'on es dedueix que:

$$\epsilon = 1 - (1 / ((\rho_p - \rho) * g)) * (\Delta P / \Delta l) \quad (\text{II-2})$$

essent

ϵ = porositat del llit,

ρ_p = densitat de les partícules,

ρ = densitat del gas,

ΔP = pèrdua de càrrega entre els dos punts del llit,

Δl = diferència d'alçada entre els dos punts del llit,
 g = acceleració de la gravetat.

Aquesta equació permet doncs calcular la porositat mitjana del llit quan aquest està fluïditzat. Cal observar que el valor així obtingut no té sentit en el cas de llit fix. Per tant, per a determinar la porositat en aquest segon cas cal utilitzar una altra metodologia, mesurant simplement l'alçada total del llit i utilitzant les equacions següents:

$$V_b = S_R L \quad (\text{II-3})$$

$$\rho_b = M/V_b \quad (\text{II-4})$$

$$\epsilon = 1 - (\rho_b/\rho_p) \quad (\text{II-5})$$

essent

V_b = volum del llit,

S_R = secció del llit,

L = alçada total del llit,

M = massa de material emprat,

ρ_b = densitat del llit.

Aquest mètode no s'ha utilitzat en el cas de llit fluïditzat per raons de precisió, ja que a la part de dalt del llit es produeixen unes perturbacions i irregularitats que fan pràcticament impossible determinar amb exactitud la seva alçada; és per això que, en aquest cas, s'ha fet servir el primer mètode.

II.3.1.2 Expansió del llit en funció de la velocitat del gas

Si s'observa la Fig. II.2, on es presenta la variació de la porositat en funció d' u per a una mostra de níquel sinteritzat ($d_p = 177-250 \mu\text{m}$, $H = 2530 \text{ Av/m}$), pot veure's que a velocitat creixent existeix un canvi de pendent en un punt determinat;

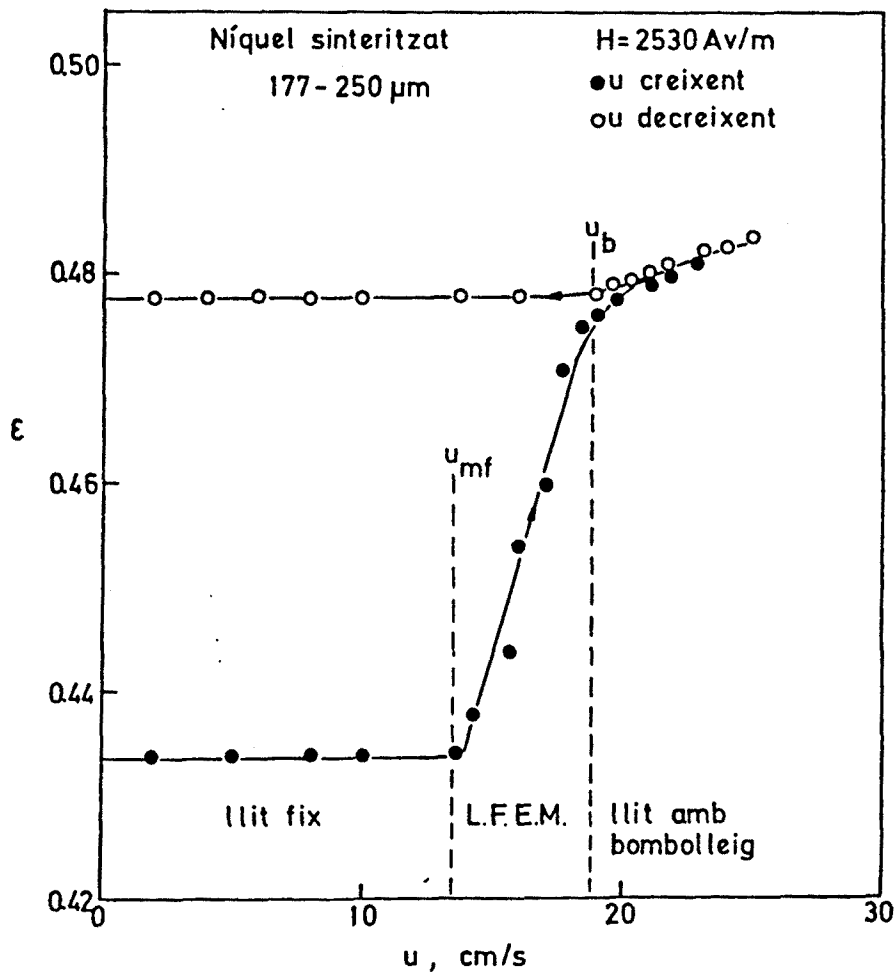


Fig. II.2. Variació de la porositat en funció de la velocitat superficial del gas (Níquel sinteritzat).

aquest punt correspon a la transició del llit fluïditzat estabilitzat a llit amb bombolleig. Pot observar-se que

l'expansió és diferent en un cas que en l'altre. Per a un llit estabilitzat pot dir-se que l'expansió és molt gran a mida que la velocitat de pas del gas va augmentant, mentre que en el cas de llit amb bombolleig aquesta expansió és més reduïda. Tenint en compte els règims de fluïdització coneguts, pot associar-se el llit estabilitzat a un llit fluïditzat per líquid, en el qual l'expansió va augmentant continuament a mida que la velocitat de pas del fluid augmenta; mentre que quan es canvia de règim, és a dir, es passa a llit amb bombolles, aquest té un comportament semblant al cas típic d'un llit fluïditzat per gas on l'expansió és limitada i petita per molt que s'augmenti la velocitat del gas.

En la mateixa figura pot veure's que a velocitat decreixent, del règim de fluïdització amb bombolles es passa a un llit amb porositat constant, és a dir, com si es tractés d'un llit fix. Això demostra el que ja havia estat exposat en un treball anterior (Casal, 1982), on s'observà que a velocitat decreixent és impossible l'obtenció d'un llit fluïditzat estabilitzat. Un altre punt a ressaltar és la diferència existent entre la porositat inicial del llit fix (llit desordenat) i la porositat final obtinguda una vegada el llit ha estat sotmès a un cicle de fluïdització-desfluïdització. En general, els llits fluïditzats gas-sòlid presenten una diferència de porositats en els llits fixes d'inici i final denominada "porositat residual". Això és degut al reordenament que té lloc al sotmetre el llit de partícules desordenat i compactat a un cicle de fluïdització-desfluïdització, que fa que la seva porositat sigui una mica més gran. Ara bé, la diferència obtinguda per a aquest cas és molt

elevada comparada amb les diferències que normalment es presenten; això vol dir que l'ordenament obtingut és molt més elevat i l'única explicació lògica és que aquesta ordenació està lligada íntimament amb el camp magnètic aplicat. Si s'observa la Fig. II.3, en la qual es representa la porositat en funció de la

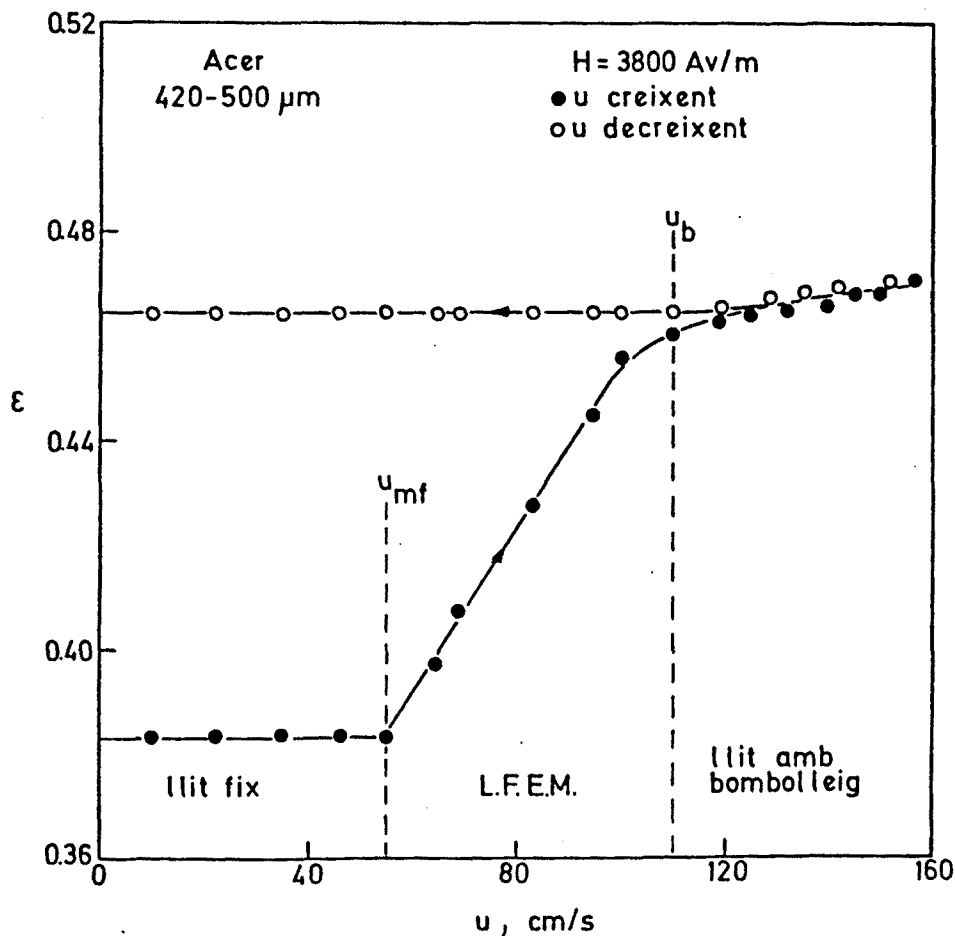


Fig. II.3. Variació de la porositat en funció de la velocitat superficial del gas (Acer).

velocitat del gas per a un llit de partícules d'acer, amb un diàmetre de partícula comprès entre 420 i 500 μm i amb un camp magnètic aplicat d'intensitat $H = 3800 \text{ Av/m}$, poden observar-se resultats semblants als obtinguts anteriorment per al níquel.

Tenint en compte aquests resultats, s'ha portat a terme un estudi cíclic de fluidització-desfluidització. La Fig. II.4 presenta els resultats experimentals de tres cicles sota l'acció d'un camp magnètic amb una intensitat de 3800 Av/m, amb partícules de níquel sinteritzat. Pot observar-se que el primer cicle segueix

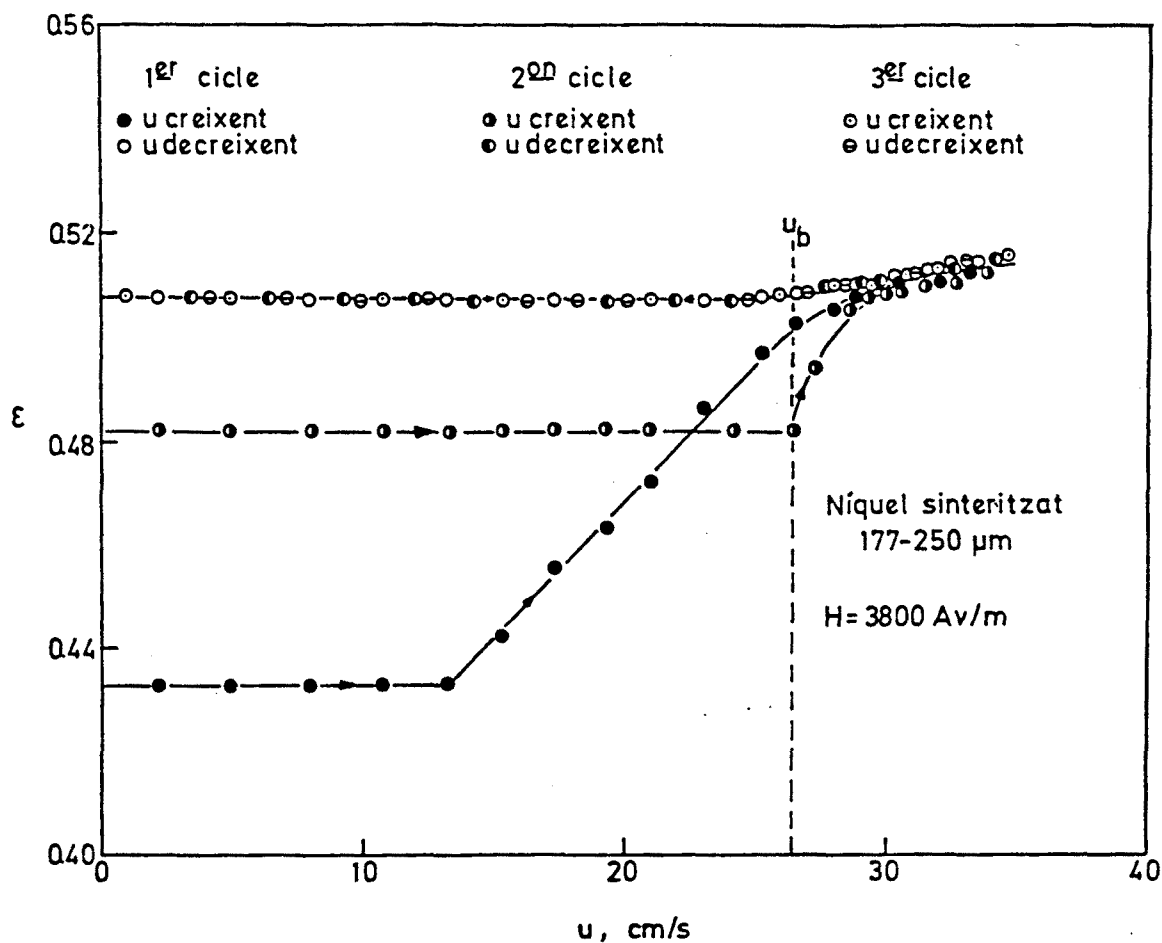


Fig. II.4. Cicles de fluidització-desfluidització sota l'acció d'un camp magnètic (Níquel sinteritzat).

el comportament ja observat anteriorment, mentre que el segon comença amb una porositat a llit fix més petita que l'observada al final del primer; això és probablement degut a que en començar

el pas del gas per segona vegada el llit té encara una certa desordenació, tot i que la seva estructura ja ha variat, com demostra el fet que la seva porositat ha augmentat. En el tercer cicle, en canvi, la porositat és des del primer moment pràcticament igual a la corresponent a la velocitat de transició -a velocitat decreixent-. Això indica clarament que ha variat novament l'estructura del llit i que aquest ha adquirit una major porositat, probablement la màxima que pot assolir en aquestes condicions d'operació; tres cicles semblen doncs suficients, en absència de vibracions, per a que el llit adquireixi la màxima ordenació possible.

El mateix comportament ha estat observat amb partícules d'acer, com pot veure's en la Fig. II.5 ($H = 3165 \text{ Av/m}$). Això confirma doncs la teoria que el llit fluïditzat estabilitzat no pot existir en realitat si el llit està ordenat, passant-se en aquest cas directament d'un llit fix (tot i ser la velocitat del gas superior a la mínima de fluïdització) a un llit fluïditzat de bombolleig.

II.3.1.3 Determinació de la velocitat de transició i de la porositat corresponent

Els tres règims observats, llit fix, llit fluïditzat i llit amb bombolleig, estan separats per dos punts importants. El llit fix passa a ser fluïditzat en el punt que denominem "mínim de fluïdització"; aquesta variació és típica de tots els llits fluïditzats i no és afectada per la presència del camp magnètic aplicat, essent el punt de fluïdització incipient sempre el

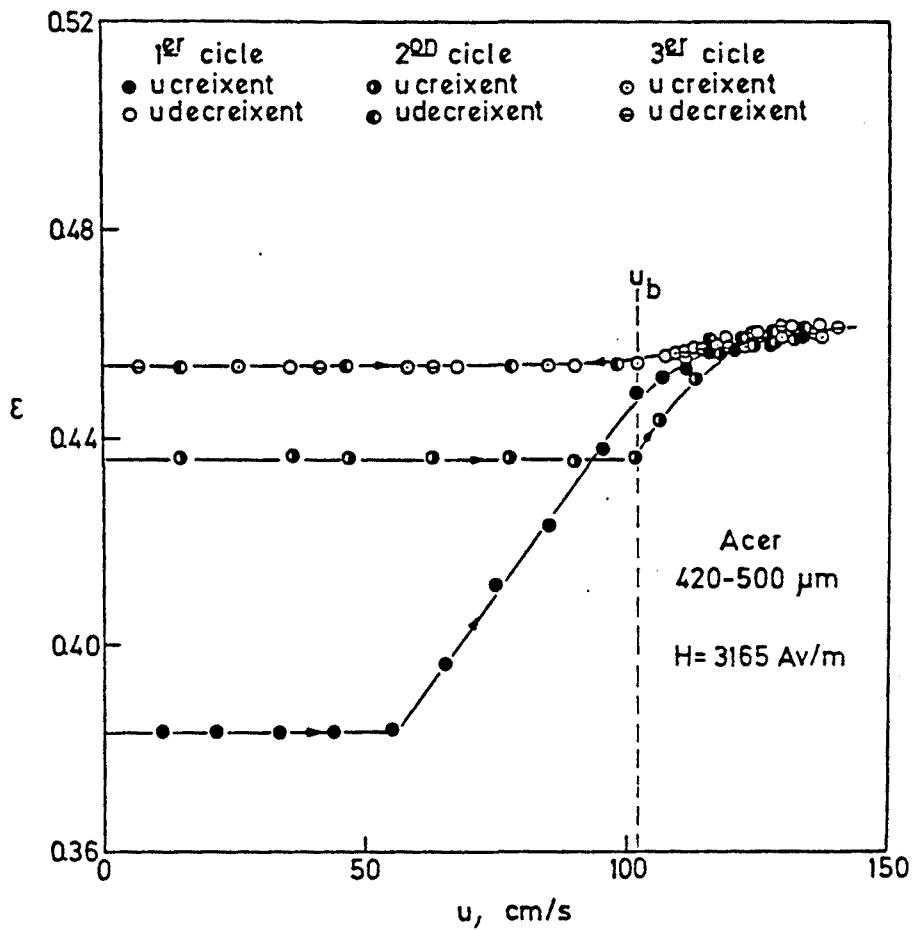


Fig. II.5. Cicles de fluidització-desfluidització sota l'acció d'un camp magnètic (Acer).

mateix sigui quina sigui la intensitat del camp. L'altre punt important és el denominat "de transició"; aquesta es produeix quan d'un llit estabilitzat (no existeix bombolleig) passem a un llit fluiditzat amb bombolleig.

La velocitat de transició varia segons el camp aplicat, efecte ja determinat per altres autors (Ivanov-Grozev, (1970); Sonoliker et al., (1972); Rosensweig, (1979) i Casal, (1982)); per això la determinació exacta d'aquesta dependència és important, ja que

permetria conèixer exactament la zona de treball denominada llit fluïditzat estabilitzat, servint també per a comprovar la validesa del model desenvolupat en el proper capítol. Aquest punt de transició és caracteritzat per la porositat i la velocitat; els valors d'aquests paràmetres corresponents a les condicions de transició tenen un significat semblant al que per als llits fluïditzats clàssics tenen la porositat a les condicions de fluïdització incipient i la velocitat mínima de fluïdització. Així, s'ha utilitzat un mètode per a conèixer aquests paràmetres semblant als que normalment s'utilitzen per a determinar ϵ_{mf} i u_{mf} en els llits fluïditzats clàssics. L' u_{mf} es determina a velocitat decreixent en la representació de ΔP vs. u . Ara bé, en els llits fluïditzats estabilitzats aquests tipus de gràfics no són els més adequats, ja que el punt de transició no hi queda ben definit; per tant, és millor utilitzar gràfics de porositat en front de velocitat superficial del gas, a velocitat decreixent, en els quals el punt de transició hi queda ben reflectit.

Mitjançant l'equació II-1, poden obtenir-se els gràfics de la Fig. II.6, on s'observa que existeixen dues rectes que es creuen en un punt, que correspon a la transició; així, gràficament, pot determinar-se per a cada camp aplicat la porositat de transició (ϵ_p) i la velocitat de transició (u_p). Com pot veure's en aquesta figura, quan d'un llit fluïditzat amb bombolleig es passa a llit fix, les porositats obtingudes mitjançant l'equació II-1 no es mantenen constants, observant-se un canvi de pendent més marcat que en el cas de llit fluïditzat; això no té sentit físic, com ja s'ha fet notar en l'apartat II.2.2.1. La intersecció d'aquesta recta amb la de llit fluïditzat presenta un mínim que defineix

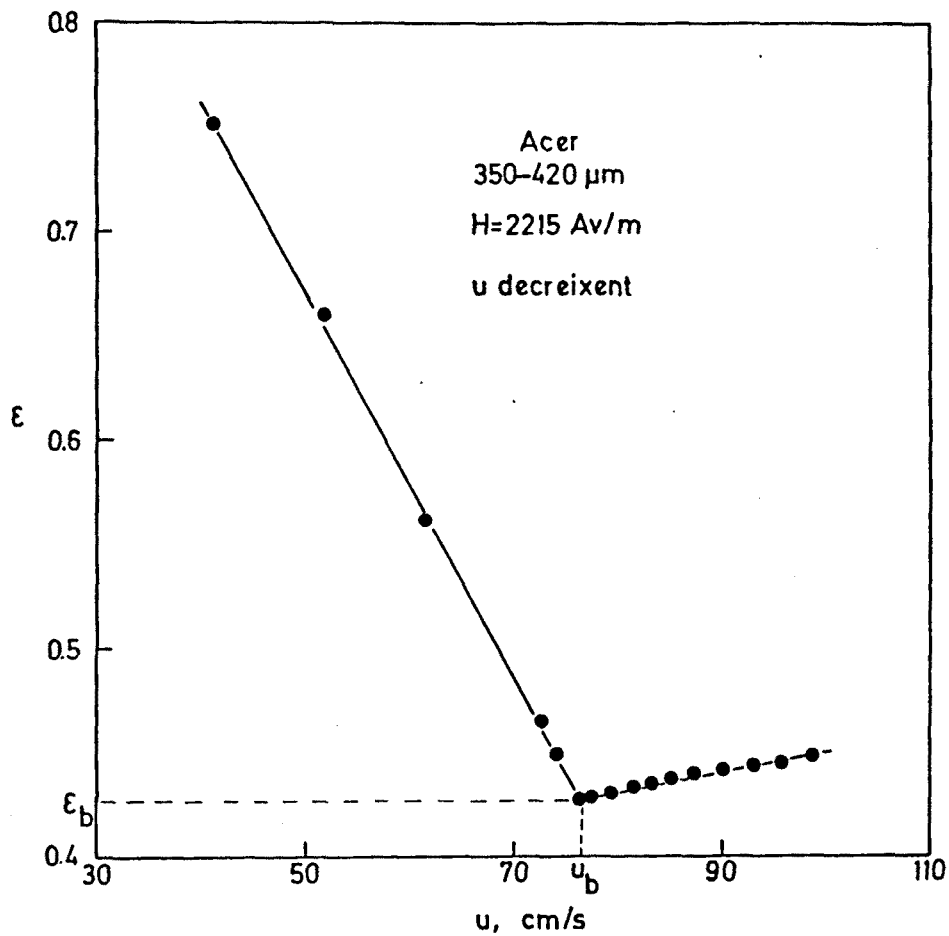


Fig. II.6. Determinació experimental de la velocitat i la porositat de transició.

els paràmetres ϵ_b i u_b . Per a la confirmació d'aquests resultats s'ha utilitzat l'equació proposada per Lucas (1985), que relaciona la porositat amb la velocitat quan $u > u_{mf}$:

$$\log(\epsilon^3 / (1 - \epsilon)) = \log(\epsilon_{mf}^3 / (1 - \epsilon_{mf})) + m_1 * \log(u / u_{mf}) \quad (II-6)$$

on ϵ = porositat del llit fluïditzat,

ϵ_{mf} = porositat a fluïdització incipient,

u = velocitat del gas en el llit fluïditzat,
 u_{mf} = velocitat mínima de fluïdització,
 $m_1 = -1/m$,
 m = factor d'expansió de Leva.

En el present cas s'han introduït algunes modificacions: ϵ_{mf} en el cas de llit estabilitzat serà ϵ_b , i u_{mf} serà u_b ; així, l'equació II-6 queda transformada de la següent manera:

$$\log(\epsilon^3/(1 - \epsilon)) = \log(\epsilon_b^3/(1 - \epsilon_b)) + m'_1 \log(u/u_b) \quad (\text{II-7})$$

Extrapolant la recta que determina aquesta equació quan $\log(u/u_b) = 0$, s'obté el valor de $\log(\epsilon_b^3/(1 - \epsilon_b^3))$ que permetrà posteriorment determinar el valor de ϵ_b , quan $u = u_b$, per als diferents camps magnètics aplicats (Fig. II.7). A la taula II.2 es presenten els resultats així calculats.

Comparant aquests resultats amb els obtinguts mitjançant la Fig. II.6 per a cada camp magnètic, pot observar-se que la desviació és molt petita ($\pm 0.25\%$), confirmant la validesa del mètode (Fig. II.8).

II.3.2 VARIACIÓ DE LA POROSITAT I DE LA VELOCITAT DE TRANSICIÓ AMB EL CAMP MAGNÈTIC

Determinats ja els valors de la porositat i de la velocitat de transició per a cada camp magnètic, s'ha realitzat la

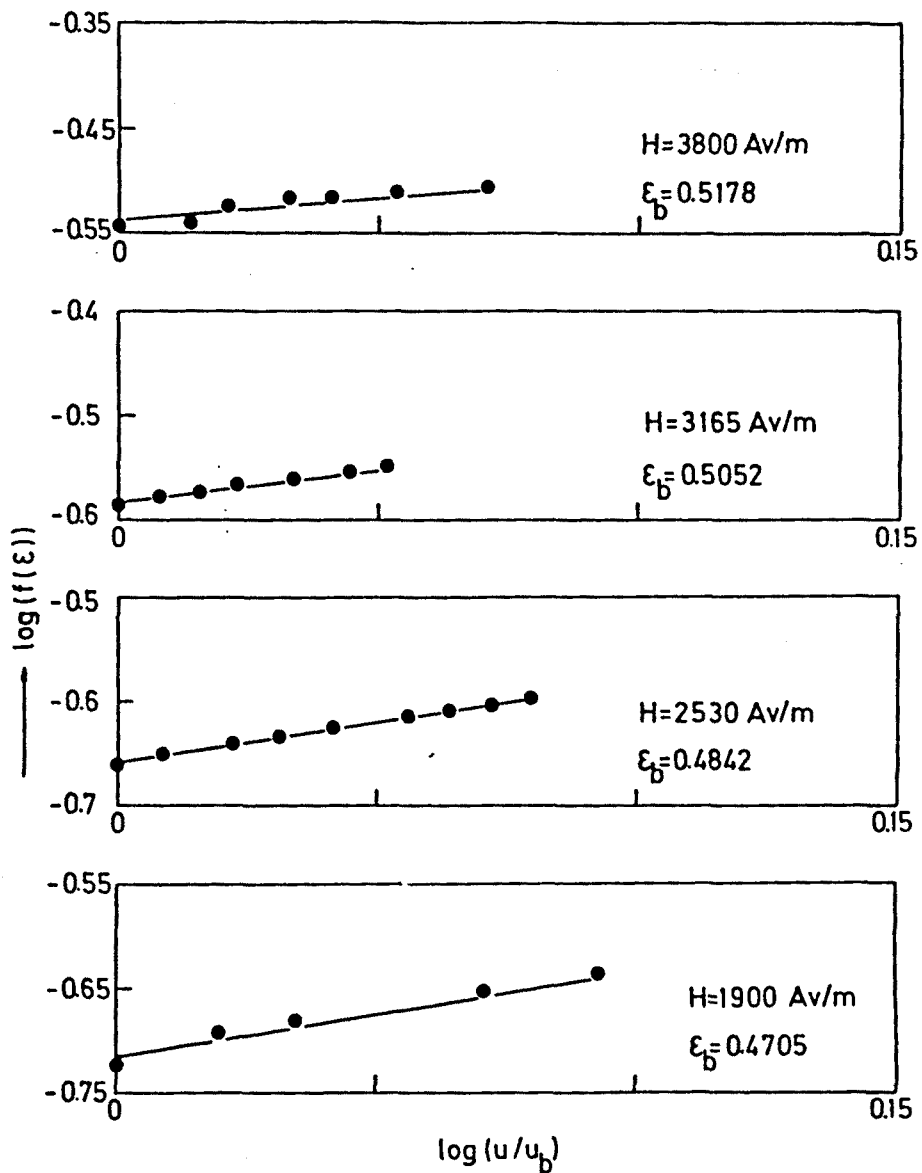


Fig. II.7. Determinació de la porositat de transició mitjançant l'Eq. II-7 per a diferents camps magnètics (Níquel sinteritzat 250-400 μm).

representació de ϵ_b i u_b , respectivament, en funció de la intensitat de camp magnètic. En les Figures II.9 i II.10, que mostren els resultats obtinguts, pot veure's per als diferents materials i diàmetres de partícula estudiats un comportament

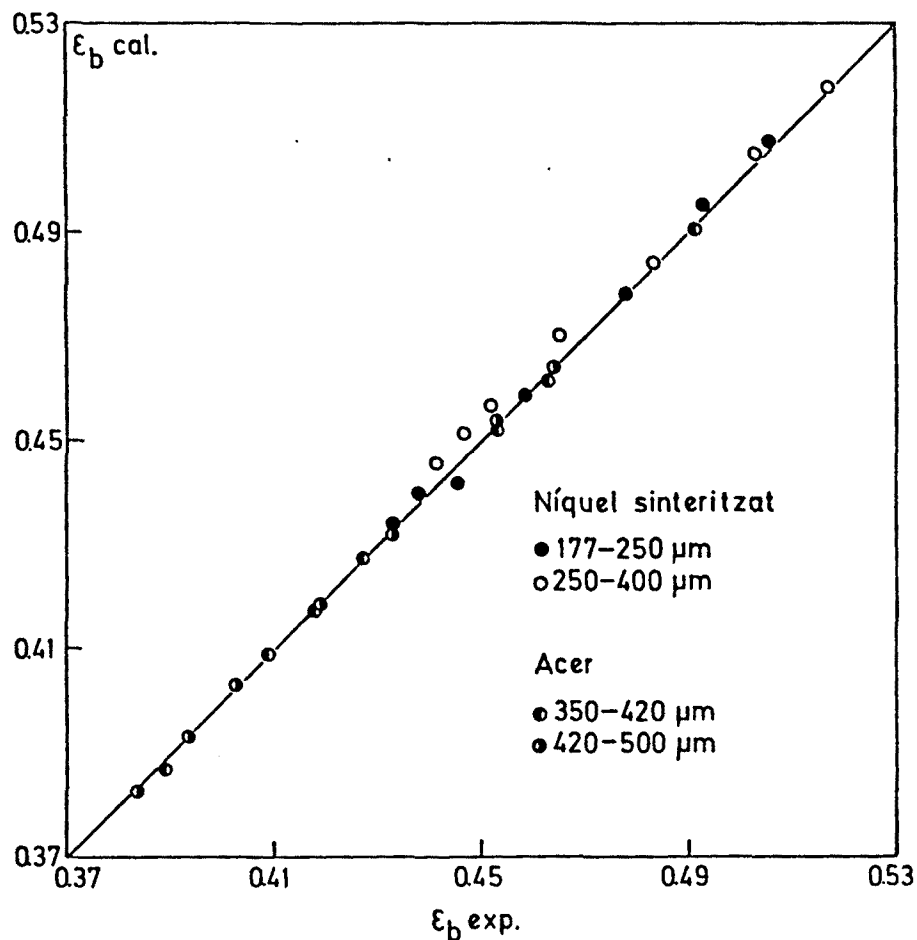


Fig. II.8. Comparació de la porositat calculada amb l'experimental.

semblant, tant per a ϵ_b com per a u_b . Observant la Fig. II.9, on s'ha representat ϵ_b en funció de H , pot veure's que la porositat de transició va augmentant a mida que H augmenta; les diferències de porositat per als diferents diàmetres de partícula es deuen als diferents valors de la porositat a $H = 0$, és a dir, de ϵ_{mf} . Aquesta variació segueix una llei, que s'ha establert mitjançant la correlació de les dades. L'estudi estadístic de diferents expressions ha posat de manifest que el millor ajust corresponia

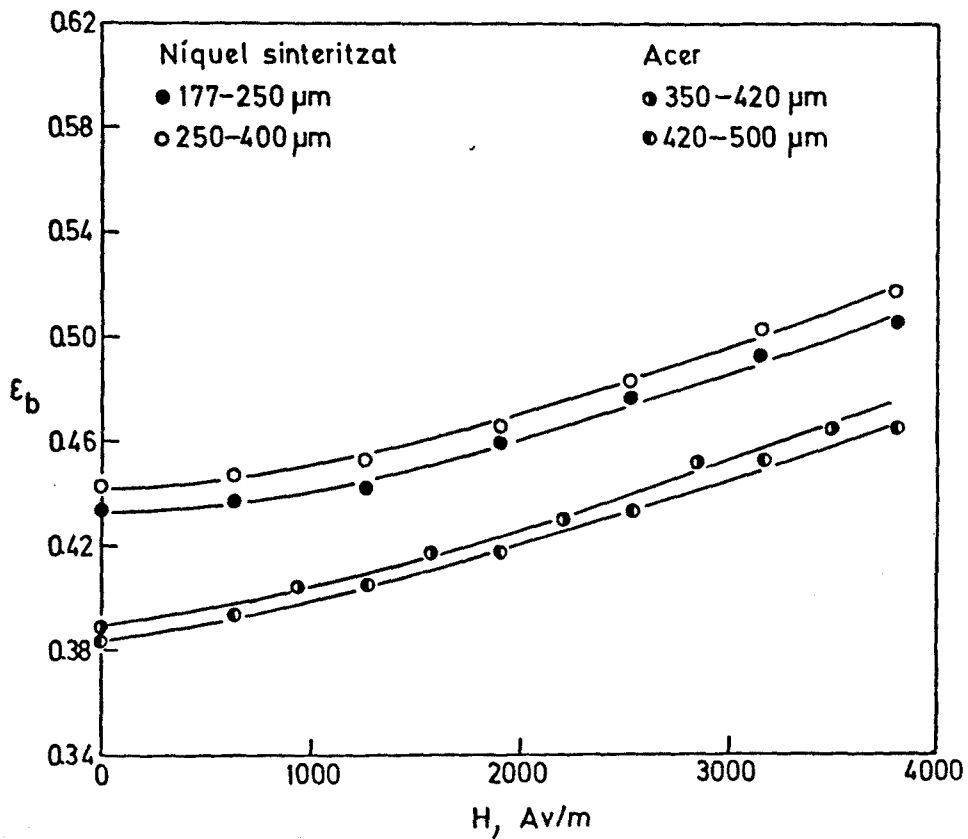


Fig. II.9. Variació de la porositat de transició en funció de la intensitat del camp magnètic.

a una relació exponencial:

$$\epsilon_b = \epsilon_{mf} \cdot \exp(k_1 H) \quad (\text{II-8})$$

on $k_1 = \text{constant}$.

A la taula II.3 es presenten els valors de k_1 i ρ_c per a cada material i diàmetre de partícula utilitzat.

Analitzant la Fig. II.10, on es mostren els resultats experimentals de la velocitat de transició en funció de H , pot

Taula II.2. Porositats, constants i factors de correlació determinats a partir de l'equació II-7.

Material	d_p (μm)	$H(\text{Av}/\text{m})$	ϵ_{bc}	m'_1	m'	ρ_c
Niquel sinteritzat	177-250	0	0.4339	0.5814	-1.72	0.99
		635	0.4397	0.4587	-2.18	0.97
		1270	0.4452	0.4292	-2.33	0.97
		1900	0.4590	0.4219	-2.37	0.99
		2530	0.4781	0.3401	-2.94	0.99
		3165	0.4952	0.3367	-2.97	0.98
		3800	0.5076	0.2513	-3.98	0.97
Niquel sinteritzat	250-400	0	0.4454	0.8772	-1.14	0.99
		635	0.4514	0.8333	-1.20	0.99
		1270	0.4571	0.7874	-1.27	0.95
		1900	0.4705	0.7782	-1.285	0.98
		2530	0.4842	0.7692	-1.30	0.99
		3165	0.5052	0.7092	-1.41	0.99
		3800	0.5178	0.5650	-1.77	0.99
Acer	350-420	0	0.3872	1.2195	-0.82	0.99
		950	0.4093	0.9346	-1.07	0.99
		1580	0.4172	0.9009	-1.11	0.99
		2215	0.4275	0.7246	-1.38	0.98
		2850	0.4525	0.6667	-1.50	0.98
		3480	0.4623	0.6211	-1.61	0.99
		Acer	420-500	0	0.3829	0.8197
635	0.3937			0.7299	-1.37	0.99
1270	0.4033			0.7092	-1.41	0.99
1900	0.4190			0.5970	-1.675	0.99
2530	0.4325			0.5882	-1.70	0.99
3165	0.4539			0.5848	-1.71	0.99
3800	0.4645			0.5714	-1.75	0.99

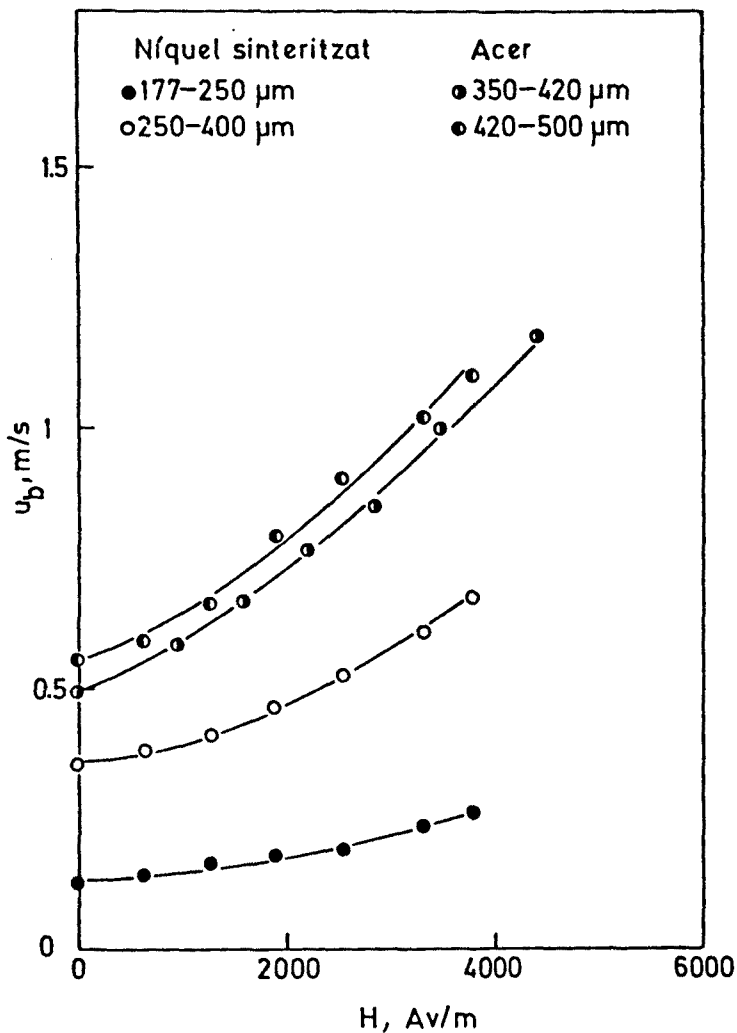


Fig. II.10. Variació de la velocitat de transició en funció de la intensitat del camp magnètic.

$$u_b = u_{mf} \cdot \exp(k_2 H) \quad (\text{II-9})$$

on $k_2 = \text{constant}$.

A la taula II.4 es presenten els resultats de k_2 i ρ_c per a cada material i diàmetre de partícula utilitzat.

Equacions d'aquest tipus havien estat ja establertes per altres

veure's que u_b també augmenta a mida que augmenta el camp aplicat, comportament que està d'acord amb les observacions d'altres autors (Sonoliker et al., (1972); Rosensweig, (1979) i Casal, (1982)). Correlacionant novament les dades d' u_b en funció de H , s'obté la següent expressió:

autors (Sonoliker et al., (1972) , Casal, (1982)). La concordança d'aquests resultats confirma les hipòtesis inicials per a determinar les porositats i velocitats de transició en aquests tipus de llits.

II.3.3 HOMOGENEÏTAT DEL LLIT FLUÏDITZAT ESTABILITZAT

Determinades la velocitat i la porositat de transició, un altre aspecte important és observar si aquests tipus de llits mantenen una porositat i un flux del gas homogeni, tan radialment com axialment (isotropia). Això ha estat estudiat per diversos autors, amb resultats diferents, com s'ha esmentat ja en la introducció. Pel que fa a la variació radial del flux, no s'han observat discontinuïtats, tractant-se per tant d'un medi homogeni. Ara bé, pel que fa a la dispersió axial, els resultats publicats són contradictoris; aquesta informació contradictòria ha motivat que l'estudi es centrés en determinar l'homogeneïtat axial del llit.

II.3.3.1 Metodologia experimental

Per a estudiar l'homogeneïtat axial s'ha mesurat la pèrdua de càrrega a través del llit. S'han establert cinc punts de mesura al llarg del mateix, realitzant-se proves a velocitat constant variant el camp magnètic aplicat, i a camp magnètic constant variant la velocitat del gas.

Taula II.3. Valors de k_1 i ρ_c (equació II-8).

Material	d_p (μm)	$k_1 \times 10^5$	ρ_c
Níquel sinteritzat	177-250	4.41	0.98
Níquel sinteritzat	250-400	4.39	0.98
Acer	350-420	5.30	0.99
Acer	420-500	5.23	0.99

Taula II.4. Valors de k_2 i ρ_c (equació II-9).

Material	d_p (μm)	$k_2 \times 10^4$	ρ_c
Níquel sinteritzat	177-250	1.91	0.99
Níquel sinteritzat	250-400	1.74	0.99
Acer	350-420	2.00	0.99
Acer	420-500	1.97	0.99

Els resultats obtinguts s'han representat mitjançant la confrontació del grup $\Delta P / (\rho_s g (1 - \epsilon) L)$ amb la relació l/L , on:

ΔP = pèrdua de càrrega a diferents punts del llit,

ρ_s = densitat del sòlid,

g = acceleració de la gravetat,

ϵ = porositat del llit,

l = distància entre la superfície del llit i el punt on es mesura la pèrdua de càrrega,

L = alçada del llit.

Aquests tipus de representació es basa en que la relació (pèrdua de càrrega / pes aparent del llit) ha de ser uniforme a través del mateix en tots els seus punts; o, també, en que la pèrdua de càrrega ha de ser constant al llarg d'ell. Això implica que la porositat serà constant, ja que el flux sempre trobarà la mateixa resistència hidràulica en travessar el llit; així, les línies obtingudes al fer la representació seran de pendent constant si el medi on s'ha treballat és homogeni o isòtrop, i de pendent variable si el medi és no homogeni.

II.3.3.2 Influència del camp magnètic sobre l'homogeneïtat del llit

Els paràmetres esmentats en el apartat anterior s'han representat en la Fig. II.11 per a partícules d'acer. Pot veure's que encara que el camp magnètic augmenta, les línies obtingudes són rectes

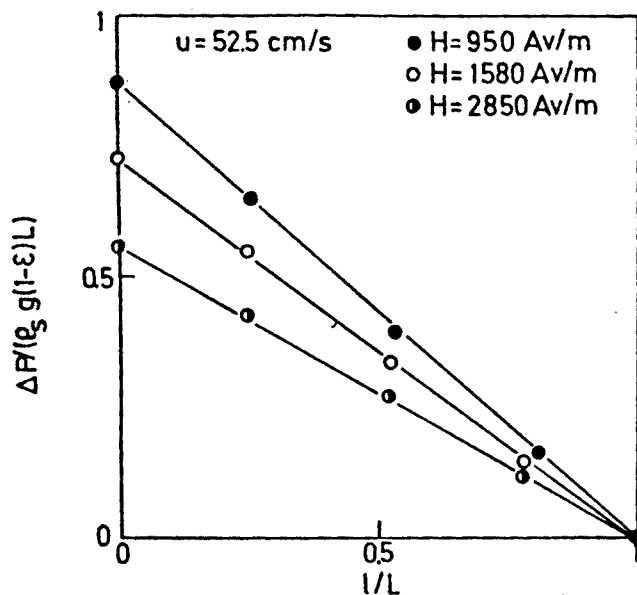


Fig. II.11. Homogeneïtat del llit en funció del camp magnètic aplicat (Acer 350-420 μm).

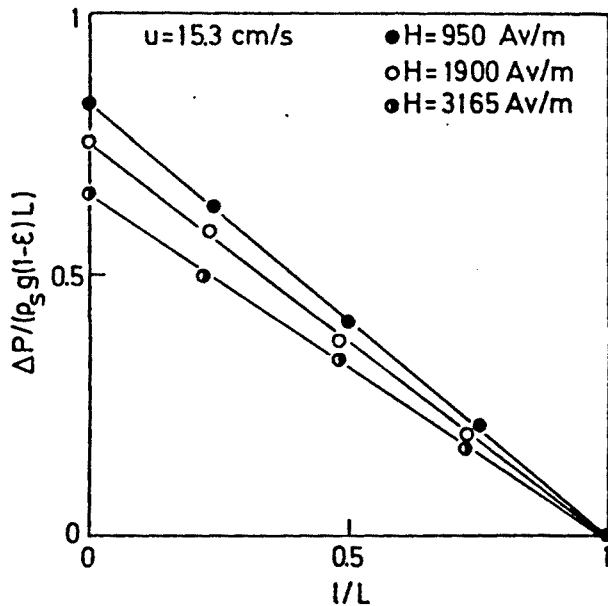


Fig. II.12. Homogeneïtat del llit en funció del camp magnètic aplicat (Níquel sinteritzat 177-250 μm).

amb pendent constant. Analitzant la Fig. II.12, on es presenta el mateix tipus de funció per a partícules de níquel sinteritzat, pot observar-se el mateix comportament que en el cas de l'acer. Pot afirmar-se doncs que el camp magnètic no influeix en l'homogeneïtat del llit, mantenint-se la porositat i el flux constants en tots els casos encara que el camp magnètic variï. Una observació que cal fer en aquest tipus de representació és que els valors del paràmetre $\Delta P / (\rho_s g(1-\epsilon)L)$ varien en funció del camp magnètic, sobretot en el punt $l/L = 0$ (zona del distribuïdor). Això és degut a

que, fins i tot en els llits fluiditzats clàssics, la zona del distribuïdor no presenta generalment una bona qualitat de fluidització; això afecta a les mesures de ΔP , de tal manera que encara que teòricament la pèrdua de càrrega és igual al pes aparent del llit, en realitat el valor que s'obté és més petit. Aquest efecte s'ha observat també en el present cas, augmentant a mida que augmenta el camp magnètic, -degut probablement a la disminució de l'agitació-. Això no afecta, però, els resultats obtinguts, ja que l'important és que es mantingui constant la relació $\Delta P/(\rho_s g(1-\epsilon)L)$ al llarg del llit.

II.3.3.3 Influència de la velocitat superficial del gas sobre l'homogeneïtat

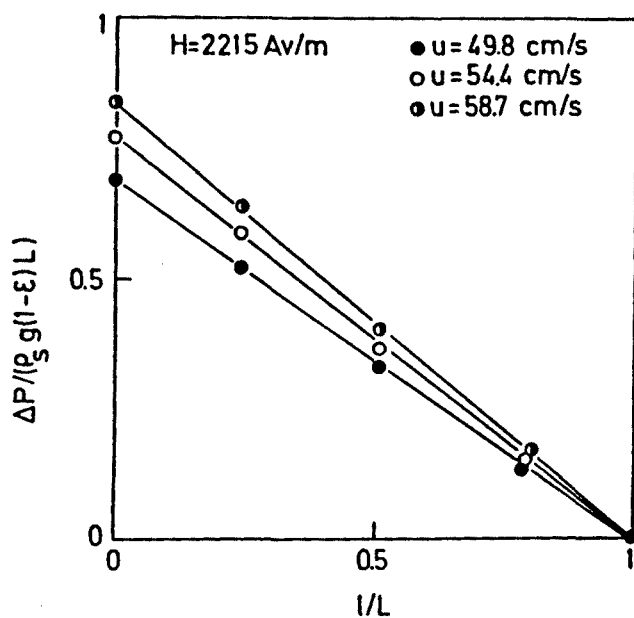


Fig. II.13. Homogeneïtat del llit en funció de la velocitat superficial del gas (Acer 350-420 μm).

En les Figures II.13 i II.14 s'ha representat la variació del paràmetre $\Delta P/(\rho_s g(1-\epsilon)L)$ en funció de l/L per a dos tipus de partícules.

Com pot observar-se, els pendents són constants per a cada velocitat, tant en un cas com en l'altre. A mida que augmenta la velo-

citada, però, augmenta el pendent de les rectes i, sobretot, els valors corresponents a $l/L = 0$; això és degut a que un augment de velocitat implica un augment d'agitació, millorant la qualitat de la fluïdització en general i, sobretot, en la zona del distribuïdor: els valors de ΔP mesurats s'aproximen als teòrics. Nogensmenys, això no afecta a l'homogeneïtat del llit, encara que es treballi a velocitats diferents. Pot dir-se per tant que en aquests llits l'homogeneïtat és total, almenys dins de la zona de treball explorada.

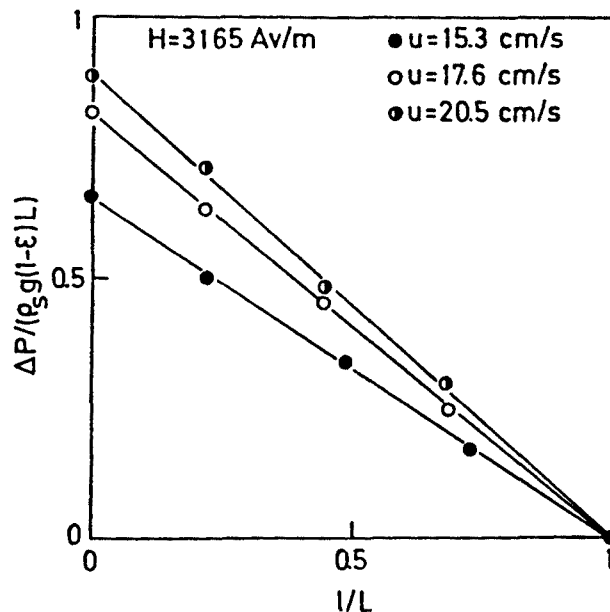


Fig. II.14. Homogeneïtat del llit en funció de la velocitat superficial del gas (Níquel sinteritzat 177-250 μm).

II.3.4 ESTUDI DEL LLIT A VELOCITATS SUPERIORS A LA DE TRANSICIÓ: SEMIESTABILITZACIÓ

El règim existent a velocitats superiors a la de transició,

corresponent al que s'ha anomenat fins ara "llit estabilitzat amb bombolleig", i que es denominarà "llit semiestabilitzat", ha estat molt poc estudiat. A continuació es presenten els primers resultats sobre les seves característiques principals.

L'anàlisi d'aquest règim de fluïdització s'ha portat a terme a partir dels resultats obtinguts per als pendents de l'equació II-7 (Taula II.2), i a partir de la variació del factor d'expansió (m') en funció del camp magnètic aplicat, per a cada material utilitzat.

Observant la Fig. II.15 pot veure's que aquest factor disminueix

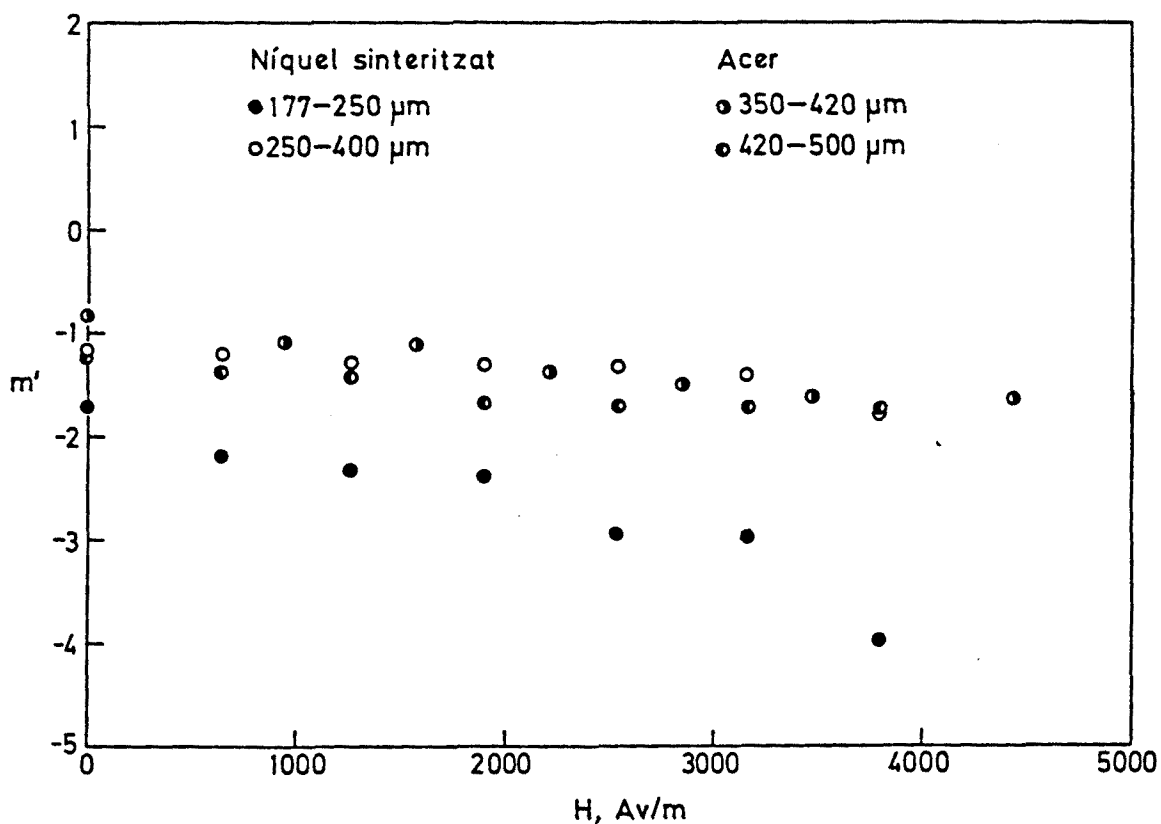


Fig. II.15. Variació del factor d'expansió, determinat mitjançant l'Eq. II-7, en funció de la intensitat del camp magnètic.

a mida que augmenta el camp magnètic; això implica, com ja s'ha fet notar en l'apartat II.2.2.2, que l'expansió disminueix en augmentar el camp magnètic una vegada superada la velocitat de transició. Aquest comportament és probablement degut a dues contribucions. Per una part, l'efecte d'agitació de les bombolles s'oposa a l'ordenació de les partícules dins el llit. Aquesta disminució de l'ordenació provoca un augment de l'empaquetament de les partícules -en definitiva, una disminució de la porositat- que contribueix a reduir l'expansió provocada per l'increment de la velocitat del gas. Aquest efecte serà més important a camps magnètics elevats, als quals correspondrà un major grau d'ordenació- en les condicions de transició- dins el llit. Ademés, és probable que la possibilitat física del llit d'expansionar-se s'hagi reduït degut al considerable increment de la porositat que ja ha tingut lloc en augmentar la velocitat mentre el llit estava encara dins el règim d'estabilització. La importància relativa d'aquestes dues contribucions és, però, molt difícil d'avaluar.

Per a estudiar el fenomen s'han utilitzat com a base les equacions proposades per Davidson i Harrison (1966) per a l'expansió i el bombolleig en llits fluïditzats clàssics, introduint-hi algunes modificacions.

L'equació

$$u_{\infty} = 0.711 \cdot (gD_B)^{1/2} \quad (\text{II-10})$$

representa la relació entre la velocitat d'ascensió d'una bombolla i el seu diàmetre, quan el llit es troba en les

condicions de fluidització incipient. Per altra part, l'expressió

$$u_B = (u - u_{mf}) + u_{\infty} \quad (\text{II-11})$$

estableix la velocitat d'una bombolla en el cas de coalescència de bombolles formades en continu.

Les diverses velocitats poden relacionar-se amb l'expansió del llit mitjançant l'equació:

$$(L - L_{mf})/L = (u - u_{mf})/u_B \quad (\text{II-12})$$

on L = alçada del llit,

L_{mf} = alçada del llit a fluidització incipient.

Aquesta equació s'obté suposant que el cabal de gas en excés respecte al necessari per a la fluidització incipient travessa el llit en forma de bombolles, i establint un balanç de continuïtat. Agrupant i desenvolupant aquestes equacions en funció de la porositat, s'arriba a l'expressió:

$$(\epsilon - \epsilon_{mf})/(1 - \epsilon) = (u - u_{mf})/u_{\infty} \quad (\text{II-13})$$

Ara bé, en el present cas, i excepte per a camp magnètic nul, les condicions de transició equivalen a la fluidització incipient; això permet modificar l'equació II-13, obtenint:

$$(\epsilon - \epsilon_b)/(1 - \epsilon) = (u - u_b)/u'_{\infty} \quad (\text{II-14})$$

Representant doncs $(\epsilon - \epsilon_b)/(1 - \epsilon)$ en front de $(u - u_b)$, si s'obtinguessin línies rectes de pendent constant, això indicaria un diàmetre de les bombolles formades constant.

Ara bé, observant les Figures II.16 i II.17, en les que s'ha

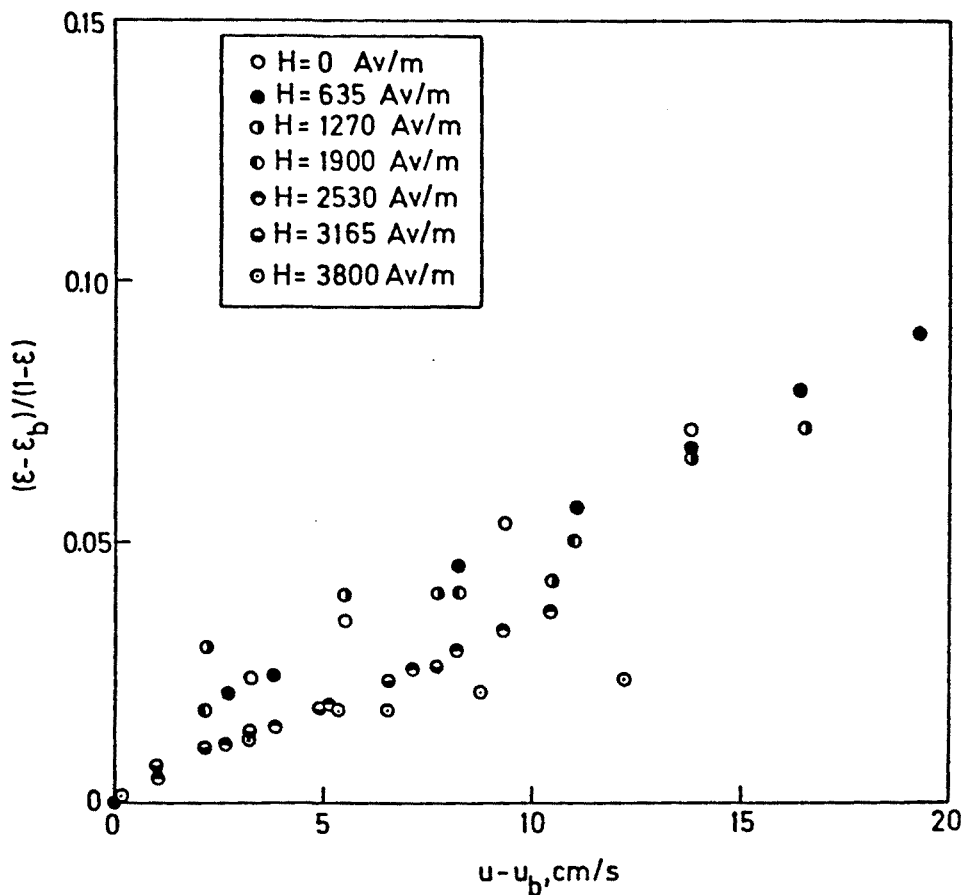


Fig. II.16. Expansió del llit semiestabilitzat per a partícules de níquel sinteritzat de 250-400 μm .

efectuat aquesta representació per a dos materials diferents, pot veure's que no presenten pendents constants en cap cas. Això indica que el diàmetre de les bombolles no és constant, observant-se d'una manera qualitativa que a mida que el camp

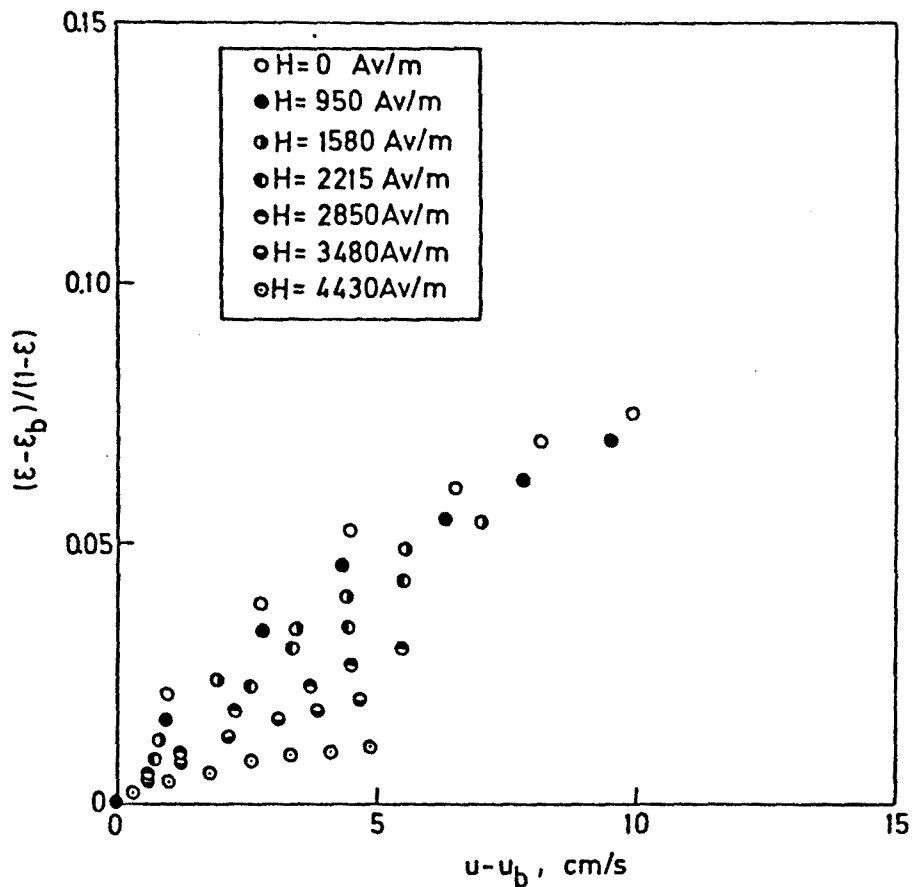


Fig. II.17. Expansió del llit semiestabilitzat per a partícules d'acer de 350-420 μm .

magnètic augmenta les velocitats de les bombolles augmenten també. Això ha portat a fer les representacions gràfiques que es mostren a les Figures II.18 i II.19, on es representa la velocitat d'ascensió de les bombolles calculada per a cada punt, en funció de la velocitat superficial del gas, sempre per a $u > u_b$.

Observant la Fig. II.18 pot veure's que, efectivament, a mida que el camp magnètic augmenta la velocitat d'ascensió de les bombolles també augmenta; això fa que esclatin abans, influint en

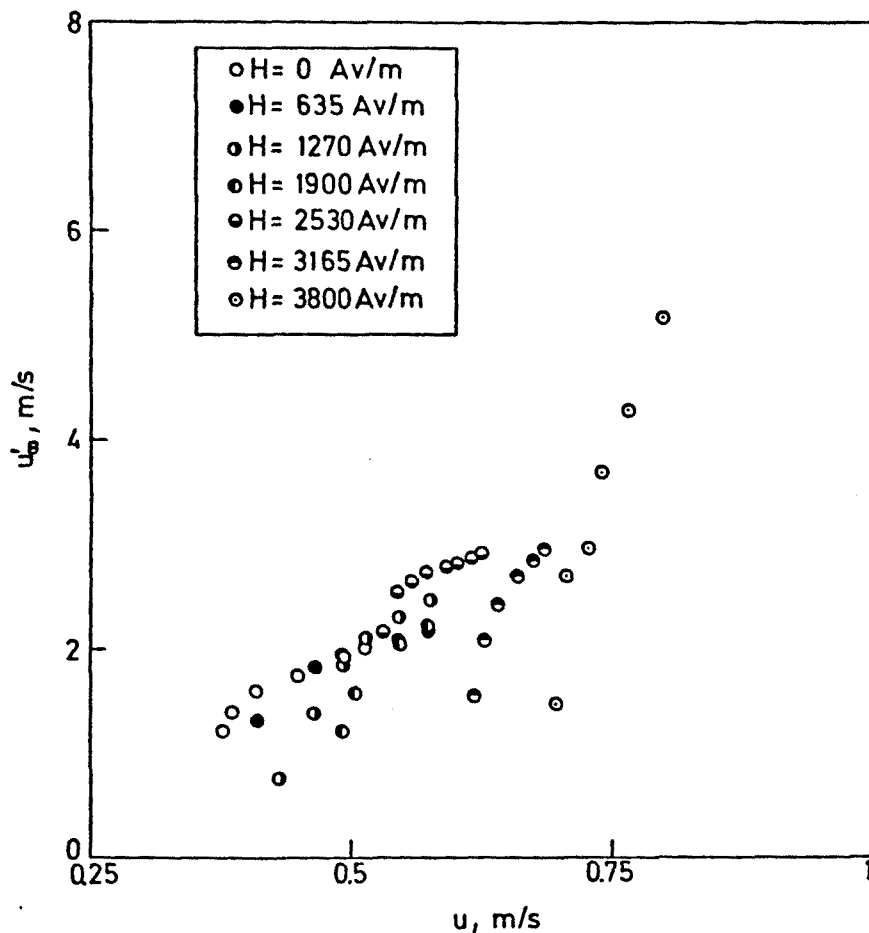


Fig. II.18. Variació de la velocitat d'ascensió de les bombolles en funció de la velocitat superficial del gas (Niquel sinteritzat 250-400 μm).

l'expansió de manera que aquesta es redueix cada vegada més. Ara bé, comparant les velocitats d'ascensió de les bombolles a velocitats iguals del gas, pot observar-se que aquelles són més petites quan hi ha camp magnètic aplicat que quan no n'hi ha, i que a mida que augmenta el camp magnètic, a velocitats superficials del gas iguals, encara disminueixen més les velocitats d'ascensió de les bombolles. Aquest fenomen s'entén més clarament quan s'analitza la Fig. II.19, on, si s'extrapolen

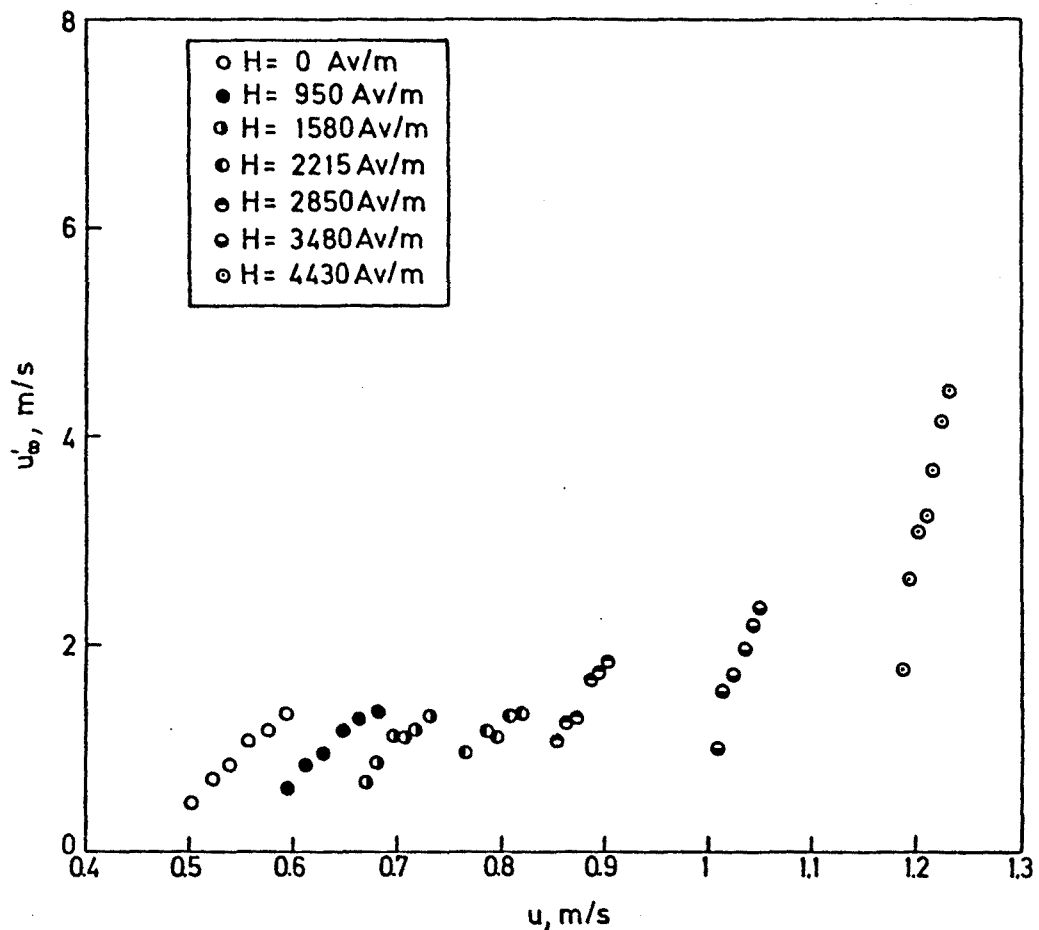


Fig. II.19. Variació de la velocitat d'ascensió de les bombolles en funció de la velocitat superficial del gas (Acer 350-420 μm).

les línies obtingudes per a camps magnètics petits o nul a velocitats del gas superiors, pot veure's que la formació de bombolles és molt més gran que a camps magnètics elevats, per a velocitats del gas iguals.

Aquest comportament està d'acord amb les dues hipòtesis abans esmentades. A mida que es treballa a camps magnètics més grans les velocitats superficials del gas també són més grans i això fa que les velocitats d'ascensió de les bombolles siguin més altes. Pel que s'ha dit, sembla que aquestes no són tan elevades com en

principi haurien de ser, ja que a velocitats iguals les bombolles són més petites quan el camp magnètic és més gran. Això pot ser degut a que encara que s'hagi superat l'efecte d'estabilització produït per l'acció del camp, aquest continui exercint una influència que a mida que augmenta la velocitat es va perdent, doncs això fa augmentar la velocitat de les bombolles. En condicions properes a la transició existeix encara un efecte de menor resistència hidràulica al pas del gas a través del llit, degut a que les porositats són més grans; i per tant l'ordenació té encara una certa influència sobre l'estabilització del llit.

II.4 LLIT FLUÏDITZAT ESTABILITZAT MAGNÈTICAMENT EMPRANT BARREGES DE MATERIAL MAGNÈTIC I NO MAGNÈTIC

II.4.1 METODOLOGIA EXPERIMENTAL

L'estudi de barreges s'ha realitzat determinant la velocitat de transició per a sistemes binaris de partícules de material magnètic i inert. El coneixement del comportament d'aquestes barreges donarà el criteri per a saber fins a on pot treballar-se sense sortir de les condicions d'estabilització.

S'ha estudiat la influència sobre u_b del camp magnètic aplicat, així com de la fracció en massa de material magnètic emprat. S'han realitzat diferents proves per a sistemes binaris de partícules d'acer-coure, acer-silice, níquel-coure i níquel-silice. S'ha treballat amb velocitats mínimes de fluïdització iguals pels materials magnètics i inerts que formaven les diferents barreges, per evitar la segregació entre ells. Les característiques de les partícules utilitzades s'exposen a la taula II.1 d'aquest capítol.

II.4.2 VARIACIÓ DE LA VELOCITAT DE TRANSICIÓ EN FUNCIÓ DEL CAMP MAGNÈTIC

En les Figures II.20 i II.21 es mostren els resultats obtinguts per a barreges d'acer-coure i níquel-silice, respectivament. Pot

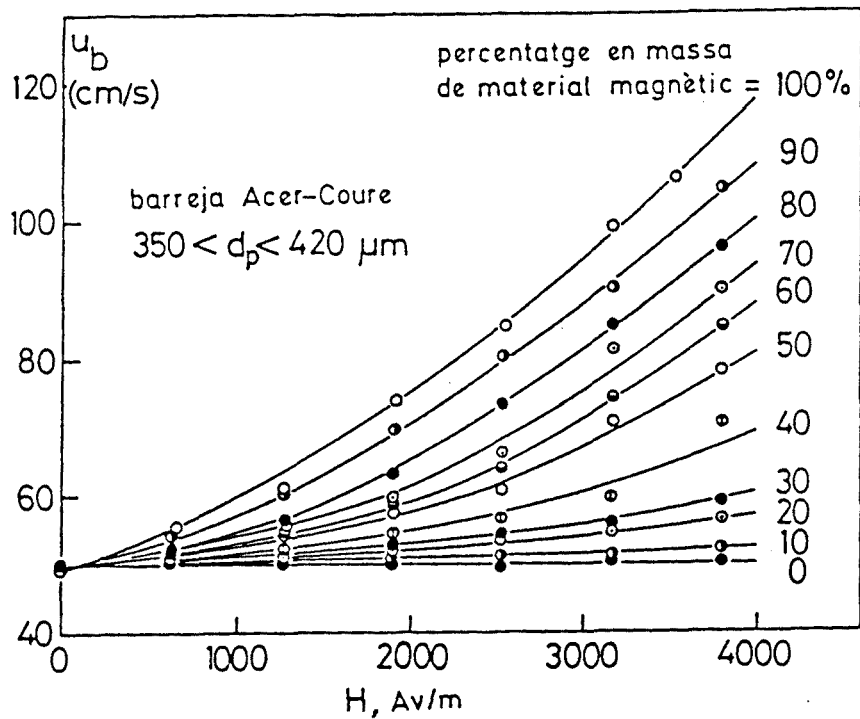


Fig. II.20. Variació de la velocitat de transició en funció de la intensitat del camp magnètic per a una barreja d'acer-coure.

observar-se que en ambdós casos la velocitat de transició augmenta en augmentar el camp magnètic aplicat, i que a mida que el percentatge en massa de material magnètic emprat és més gran l'efecte del camp sobre la velocitat de transició és més important; quan no hi ha material magnètic la velocitat de transició és constant i igual a la velocitat mínima de fluïdització del sistema. A percentatges elevats, la velocitat de transició és afectada fortament a mida que el camp augmenta. Hom pot deduir doncs que u_b és funció del camp magnètic, com ja era d'esperar.

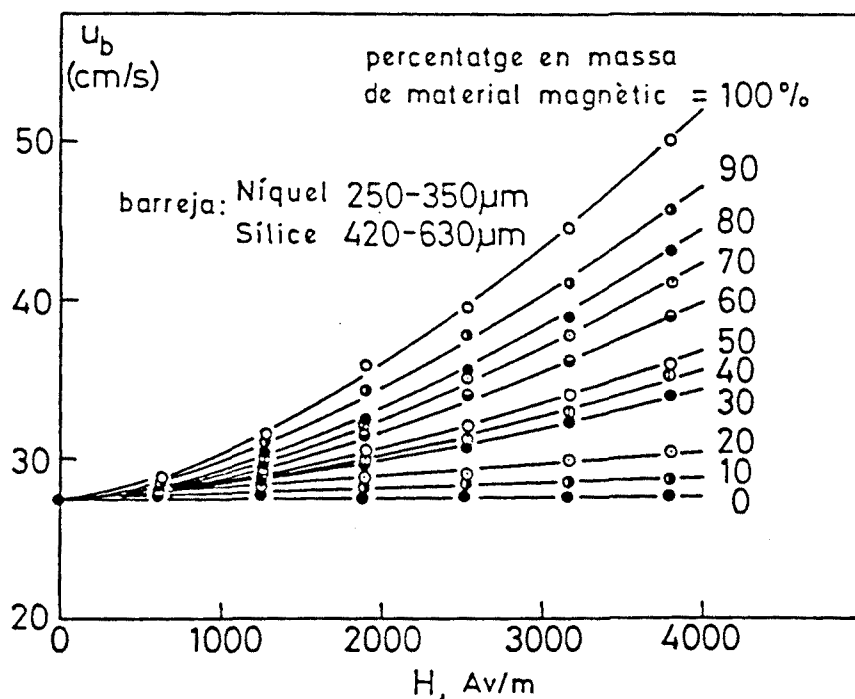


Fig. II.21. Variació de la velocitat de transició en funció de la intensitat del camp magnètic per a una barreja de níquel-silice.

II.4.3 VARIACIÓ DE LA VELOCITAT DE TRANSICIÓ EN FUNCIÓ DEL PERCENTATGE EN MASSA DE MATERIAL MAGNÈTIC

En les Figures II.22 i II.23, es presenta la variació d' u_b amb el percentatge en massa de material magnètic, a diversos valors del camp magnètic, per als sistemes binaris acer-coure i níquel-silice, respectivament. Pot observar-se que a mida que el percentatge de material magnètic augmenta la velocitat de transició és més elevada; per tant, u_b també és funció de la quantitat de material magnètic emprat.

Tenint en compte els resultats obtinguts anteriorment, pot

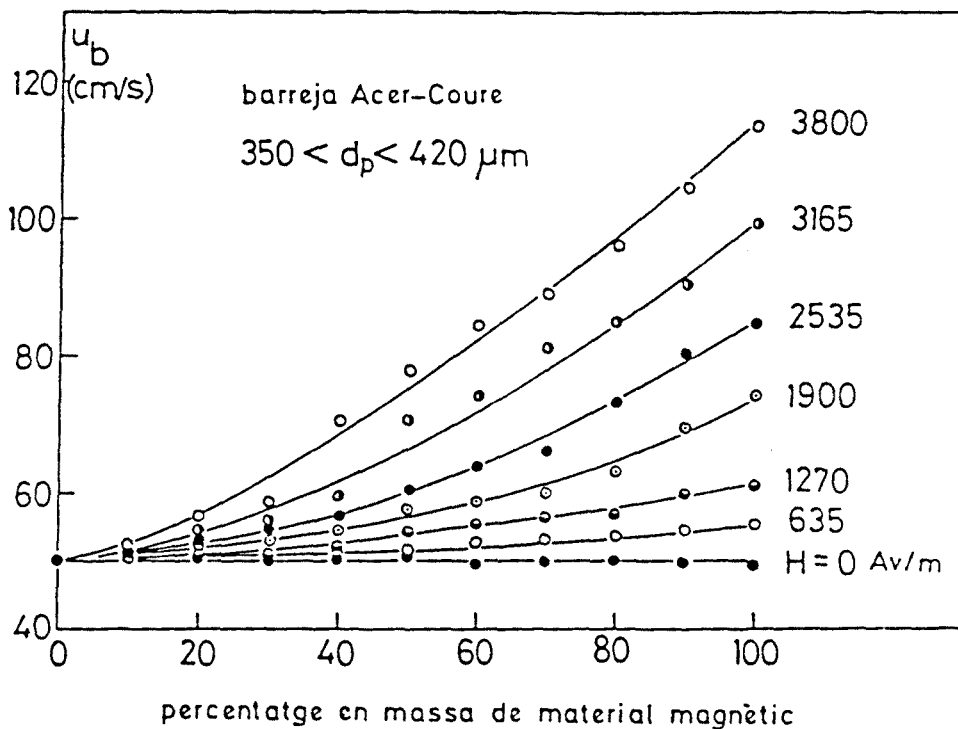


Fig. II.22. Variació de la velocitat de transició en funció del percentatge en massa de material magnètic per a una barreja d'acer-courea.

representar-se la variació d' u_b en funció d'aquestes dues variables simultàniament. En la Fig. II.24 poden veure's els resultats experimentals per al sistema acer-courea. S'observa que l'àrea definida segueix una equació semblant a la corresponent als sistemes homogenis, tant per a una variable com per a l'altre. Aquest comportament ha fet que es correlacionessin les dades en funció de H i X pels diferents sistemes estudiats (Taula II.5), emprant una correlació del tipus:

$$u_b = u_{mf} \exp(KXH) \quad (II-15)$$

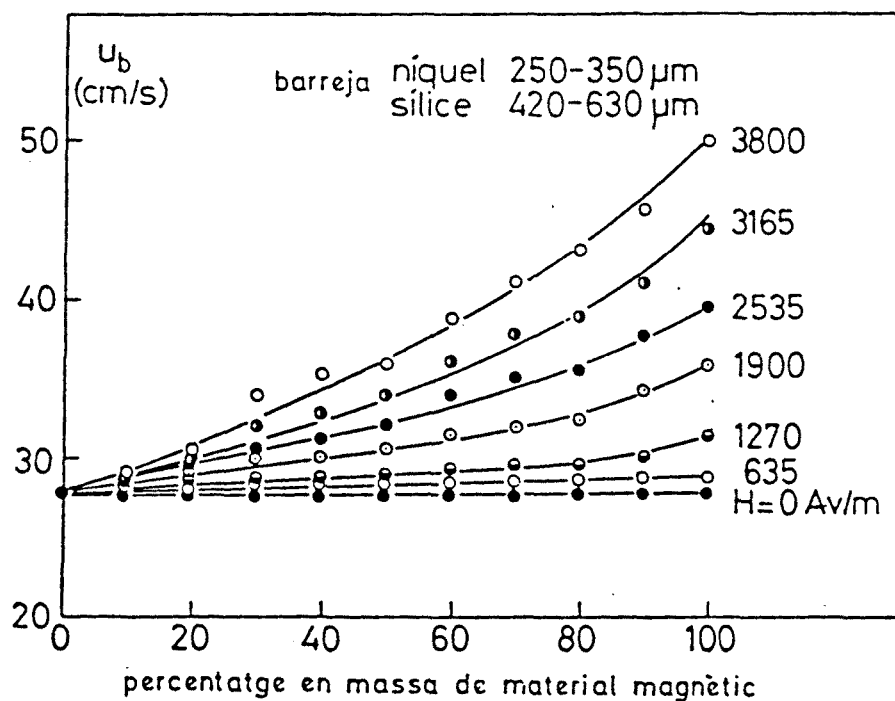


Fig. II.23. Variació de la velocitat de transició en funció del percentatge en massa de material magnètic per a una barraja de níquel-sílice.

Els factors de correlació trobats per a cada cas indiquen una bona precisió per a aquesta equació, que defineix doncs la superfície de la representació tridimensional presentada a la Fig. II.24.

barreja Acer-Coure
 $350 < d_p < 420 \mu\text{m}$

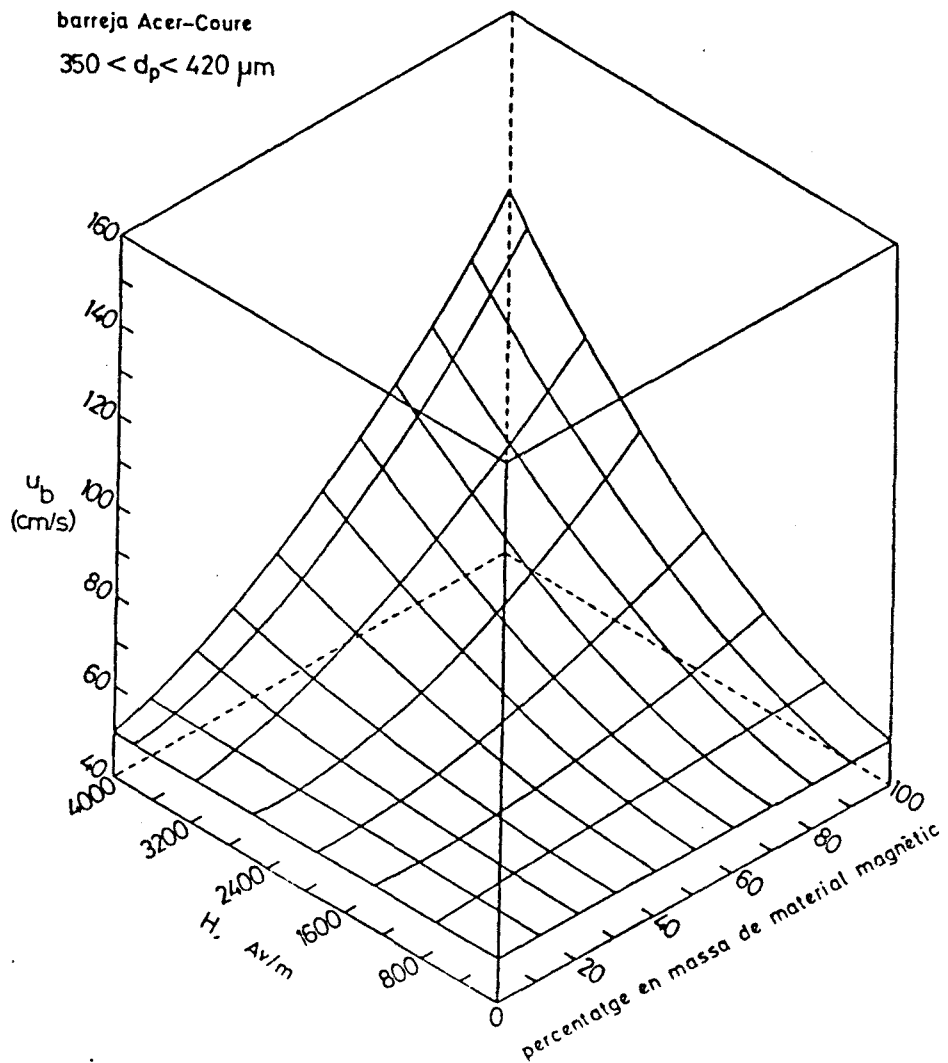


Fig. II.24. Variació de la velocitat de transició en funció de la intensitat del camp magnètic i del percentatge en massa de material magnètic per a una barreja d'acer-coure.

Taula II.5. Constants i factors de correlació per a cada una de les correlacions determinades per els sistemes estudiats.

Sistema	H, (Av/m)	Kx10 ⁴	ρ_c
Acer-Coure	635	1.65	0.98
	1270	1.58	0.98
	1900	1.96	0.97
	2535	2.12	0.98
	3165	2.29	0.99
	3800	2.27	0.99
Acer-Silice	635	1.53	0.97
	1270	1.60	0.97
	1900	1.96	0.96
	2535	2.11	0.98
	3165	2.27	0.99
	3800	2.24	0.99
Niquel-Coure	635	0.78	0.99
	1270	0.87	0.98
	1900	1.20	0.99
	2535	1.49	0.99
	3165	1.47	0.99
	3800	1.58	0.99
Niquel-Silice	635	0.60	0.97
	1270	0.80	0.97
	1900	1.25	0.98
	2535	1.40	0.99
	3165	1.44	0.99
	3800	1.50	0.99

III. MODELITZACIÓ

III.1 ANTECEDENTS

III.2 PROPOSICIÓ D'UN NOU MODEL

III.3 APLICACIÓ A BARREGES

III.1 ANTECEDENTS

L'únic model matemàtic proposat prèviament a aquesta tesi era el presentat per Rosensweig et al. (1981).

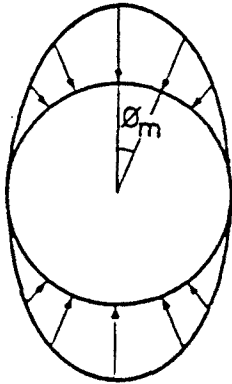


Fig. III.1. Forces que actuen sobre una bombolla.

Aquest model explica l'eliminació de les bombolles basant-se en les forces exercides pel camp magnètic sobre una bombolla incipient. Això suposa que una cavitat no magnètica situada dins un medi uniformement magnetitzat és sotmesa a una sèrie de forces que actuen normalment a la seva superfície i que tendeixen a destruir-la (Fig. III.1).

La força magnètica és donada per:

$$\text{força magnètica} = (\mu_0)(M_e \cos \phi_m)^2 / 2 \quad (\text{III-1})$$

on μ_0 = permeabilitat magnètica del gas, i

M_e = magnetització de l'emulsió.

Aquest model es basa en les equacions proposades per Anderson i Jackson (1967), les quals tracten l'estudi per separat del moviment del fluid i de la partícula dins un llit fluïditzat clàssic. Aquestes equacions, modificades per a tractar un llit fluïditzat estabilitzat, són:

$$\text{Eq. continuïtat del fluid: } \partial \epsilon / \partial t + \text{div } \epsilon \mathbf{u} = 0 \quad (\text{III-2})$$

$$\text{Eq. continuïtat de la partícula: } \partial(1-\epsilon) / \partial t + \text{div}(1-\epsilon)\mathbf{v} = 0 \quad (\text{III-3})$$

$$\text{Eq. del moviment del fluid: } \epsilon \text{div} \bar{\mathbf{E}} - \mathbf{f} = 0 \quad (\text{III-4})$$

$$\begin{aligned} \text{Eq. del moviment dels sòlids: } & (1-\epsilon) \rho_s (\partial \mathbf{v} / \partial t + ((\mathbf{v} \text{ grad}) \mathbf{v})) = \\ & = (1-\epsilon) \text{div} \bar{\mathbf{E}} + \mathbf{f} + (1-\epsilon) \rho_s \mathbf{g} + \text{div} \bar{\mathbf{E}}^s + \text{div} \bar{\mathbf{E}}^m \end{aligned} \quad (\text{III-5})$$

Tenint en compte les equacions de Maxwell per a magnetisme:

$$\text{rot } \mathbf{H} = 0 \quad (\text{III-6})$$

$$\text{div } \mathbf{B} = 0 \quad (\text{III-7})$$

$$\mathbf{B} = \mathbf{M} + \mathbf{H} \quad (\text{III-8})$$

pot obtenir-se una representació d'aquest tipus de llit en funció de dos grups adimensionals, N_v i N_m . N_v és una funció de la porositat del llit, i N_m representa la relació entre l'energia cinètica i l'energia magnètica. Les expressions matemàtiques d'aquests dos grups són:

$$N_v = C^2 / (\epsilon^2 (1 - \epsilon)) \quad (\text{III-9})$$

$$N_m = \rho_s u^2 / M_e^2 \quad (\text{III-10})$$

on ρ_s = densitat del sòlid,

u = velocitat del fluid,

M_e = magnetització de l'emulsió,

ϵ = porositat de l'emulsió i

$C = 1 - 2\epsilon - \epsilon(1 - \epsilon) * (\beta'/\beta),$

essent β = coeficient de fregament partícula-fluid i

β' = velocitat de variació de β amb la porositat = $d\beta/d\epsilon$.

Mitjançant aquests dos grups adimensionals, Rosensweig donà un criteri per a determinar la zona de treball del llit fluïditzat estabilitzat:

$N_m * N_v < 1$ llit fluïditzat estabilitzat

$N_m * N_v = 1$ transició

$N_m * N_v > 1$ bombolleig

III.2 PROPOSICIÓ D'UN NOU MODEL

Degut a la complexitat del model de Rosensweig per a la determinació del valor de N_V , i, sobretot, per a l'estimació dels paràmetres β i β' tant teòricament com experimentalment, s'ha modelitzat el sistema mitjançant un raonament completament diferent.

III.2.1 HIPÒTESIS DEL MODEL

Les hipòtesis en que es basa el nou model procedeixen dels resultats obtinguts en el capítol II i de la teoria proposada per Casal (1982). Aquest autor explica el comportament dels llits fluïditzats estabilitzats basant-se en l'ordenació de les

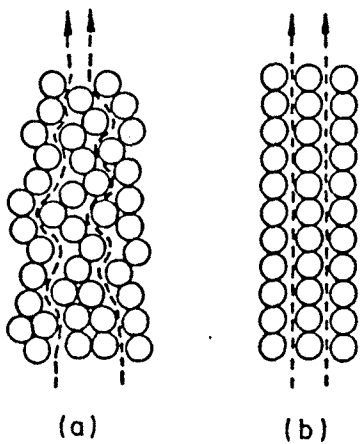


Fig. III.2. Ordenació de les partícules dins el llit estabilitzat. a) llit totalment desordenat. b) llit ordenat.

partícules. S'admet com a element essencial el fet que les partícules inicialment desordenades, situades a l'atzar en el llit (Fig. III.2 (a)), experimenten una progressiva ordenació en l'espai a mesura que s'incrementa el valor del camp magnètic. Aquesta ordenació és afavorida per la suspensió de les partícules en el fluid, que té lloc en el moment de la fluïdització incipient.

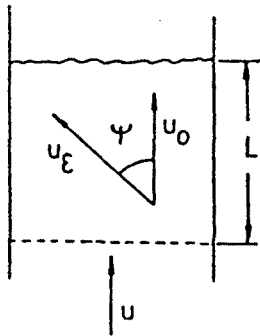
Així, una vegada el llit ha estat fluïditzat, les partícules s'ordenaran seguint les línies del camp magnètic, donant lloc a unes formacions o "cadenaes" (Fig. III.2 (b)). La magnitud d'aquest estat d'ordenació serà funció del valor de H: a valors més elevats de la intensitat del camp magnètic, l'ordenació en el llit serà més gran. Efectivament, això queda demostrat observant l'equació II-8; aquesta correlació mostra que la porositat del llit augmenta a mida que augmenta el camp magnètic aplicat. Per tant, la porositat és una forma de quantificar l'ordenació; així, un llit ordenat és més porós que un llit desordenat. Aquest augment de l'ordenació, i per tant de la porositat, fa que la resistència hidràulica que ofereix el llit al flux de gas disminueixi, fent que la formació de les bombolles es produeixi a una velocitat molt més elevada que la velocitat mínima de fluïdització (u_{mf}).

III.2.2 DESENVOLUPAMENT MATEMÀTIC

III.2.2.1 Analogia hidrodinàmica.

La hipòtesi presentada en el paràgraf anterior indica que l'analogia física adequada per a desenvolupar el model consisteix en l'asimilació del flux dins un llit de partícules al flux a través d'un feix de conductes circulars.

Aleshores, la velocitat real del fluid en els intersticis (Fig. III.3) pot relacionar-se amb la velocitat en la columna buida mitjançant la següent expressió:



$$u_{\epsilon} = u/\epsilon \cos\psi \quad (\text{III-11})$$

La longitud dels canals intersticials serà:

$$l_{\epsilon} = L/\cos\psi \quad (\text{III-12})$$

Fig. III.3. Velocitat del fluid dins els espais intersticials.

i el seu diàmetre hidràulic pot posar-se en funció de la porositat:

$$d_h = \frac{2\epsilon d_p}{3*(1 - \epsilon)} \quad (\text{III-13})$$

Utilitzant l'equació d'Hagen-Poiseuille per al flux laminar en un conducte:

$$u_c = \frac{d_c^2 \Delta P}{32 \mu l_c} \quad (\text{III-14})$$

on d_c = diàmetre del conducte,

l_c = longitud del conducte,

u_c = velocitat del fluid en el conducte,

en substituir les equacions III-11, III-12 i III-13 dins l'equació III-14, pot obtenir-se la següent expressió:

$$u = \frac{\cos^2 \psi \epsilon^3 d_p^2 \Delta P}{72 L \mu (1 - \epsilon)^2} \quad (\text{III-15})$$

Per altra part, en un llit fluïditzat:

$$\Delta P = (1 - \epsilon) (\rho_s - \rho) g L \quad (\text{III-16})$$

Substituint aquesta expressió dins l'equació III-15, s'obté una equació teòrica per al càlcul de la velocitat dins un llit de partícules. Així:

$$u = \frac{\cos^2 \psi (\rho_s - \rho) g d_p^2 \epsilon^3}{72 \mu (1 - \epsilon)} \quad (\text{III-17})$$

Aquesta expressió és vàlida només a fluïdització incipient. En aquestes condicions, el valor d' u correspon a la velocitat mínima de fluïdització u_{mf} , la porositat és ϵ_{mf} i $\psi = \psi_0$. Per tant:

$$u_{mf} = \frac{\cos^2 \psi_0 (\rho_s - \rho) g d_p^2 \epsilon_{mf}^3}{72 \mu (1 - \epsilon_{mf})} \quad (\text{III-18})$$

Han estat atribuïts diferents valors a l'angle ψ , per a un llit completament desordenat (partícules a l'atzar): 53° (Bureau of Mines), 51° (per a la constant de Kozeny de valor igual a 5), 52.3° (Casal, (1984)) i 45° (per a partícules esfèriques (Leva, (1959))). Evidentment, per a un llit ordenat, és a dir, per a un llit en el que les partícules es disposin seguint línies verticals, $\psi = 0$.

Admetent doncs: que l'acció del camp magnètic és la d'ordenar progressivament les partícules a mesura que la velocitat del fluid és incrementada (fet demostrat experimentalment en el capítol II), que l'ordenació màxima que s'assoleix és funció de la intensitat del camp magnètic aplicat, que un llit estabilitzat ha de considerar-se com a un llit fix (com demostra el fet que si es redueix la velocitat, la pèrdua de càrrega decreix proporcionalment), i que l'aparició de les bombolles ("velocitat de transició", u_b) correspon de fet a l'autèntica fluïdització clàssica del sistema gas-sòlid, llavors la velocitat de transició ha de ser igual a la velocitat mínima de fluïdització d'un llit fluïditzat clàssic, la porositat del qual sigui la que té realment el llit estabilitzat quan arriba al seu grau màxim d'ordenació. Aquesta darrera suposició ja ha sigut expressada en el capítol II, en observar els resultats experimentals. Com que la porositat és funció del grau d'ordenació, i aquest és funció de la intensitat del camp magnètic (segons la hipòtesi inicial), la porositat és funció de la intensitat del camp magnètic aplicat- aquest fet ha estat comprovat en el capítol II i ressenyat en l'apartat III.2.1 d'aquest capítol-. Aquesta dependència de la porositat respecte al camp magnètic incideix directament, a través de la funció de la porositat $\epsilon^3/(1 - \epsilon)$, sobre la "velocitat mínima de fluïdització" del llit estabilitzat o "velocitat de transició", u_b ; així:

$$u_b = \frac{(\rho_s - \rho) * g d_p^2 \cos^2 \psi \epsilon_b^3}{72 \mu * (1 - \epsilon_b)} \quad (\text{III-19})$$

on ϵ_b = porositat en condicions de transició.

En la Fig. III.4 es mostra la comparació entre els valors experimentals d' u_b i els calculats segons l'equació III-19 amb $\psi = 45^\circ$ (ja que s'ha treballat amb partícules esfèriques) i amb les dades experimentals de ϵ_b (obtingudes en el capítol II). Pot

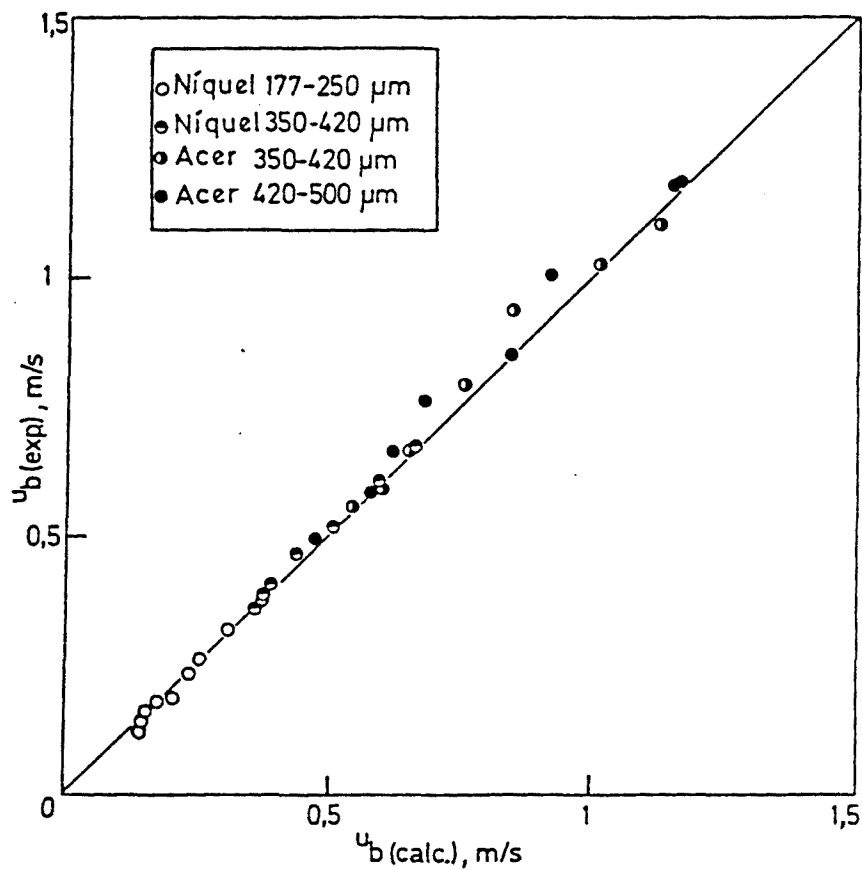


Fig. III.4. Valors d' u_b calculats segons l'Eq. III-19 en front dels valors experimentals.

observar-se que la predicció teòrica és correcta, tenint una desviació normal del 6.4%.

III.2.2.2 Aplicació de la teoria del magnetisme

Es difícil predir teòricament la variació de la porositat i de l'angle ψ , en les condicions de transició, amb la intensitat del camp magnètic. Nogensmenys, és evident la dependència d'aquests dos paràmetres amb la magnetització del llit; també depenen, com ja s'ha demostrat en el capítol anterior, de la porositat del llit quan no hi ha aplicat camp magnètic. Hi haurà també una dependència respecte a l'angle ψ_0 . Així, la funció que té aquests dos paràmetres dins de l'equació III-19 pot posar-se de la manera següent:

$$\cos^2 \psi \star \frac{\epsilon_b^3}{(1 - \epsilon_b)} = f(\epsilon_{mf}, \psi_0, H) \quad (\text{III-20})$$

Representant la variació de $\cos^2 \psi \star \frac{\epsilon_b^3}{(1 - \epsilon_b)}$ en funció de H, segons les dades experimentals obtingudes, i correlacionant-les per a diversos materials (Fig. III.5), s'obté una correlació estadística del tipus:

$$\cos^2 \psi \star \frac{\epsilon_b^3}{(1 - \epsilon_b)} = \cos^2 \psi_0 \star \frac{\epsilon_{mf}^3}{(1 - \epsilon_{mf})} \star \exp(KH) \quad (\text{III-21})$$

amb un factor de correlació de 0.99.

Si es té en compte que:

$$B = \mu_0 \star (H + M) \quad (\text{III-22})$$

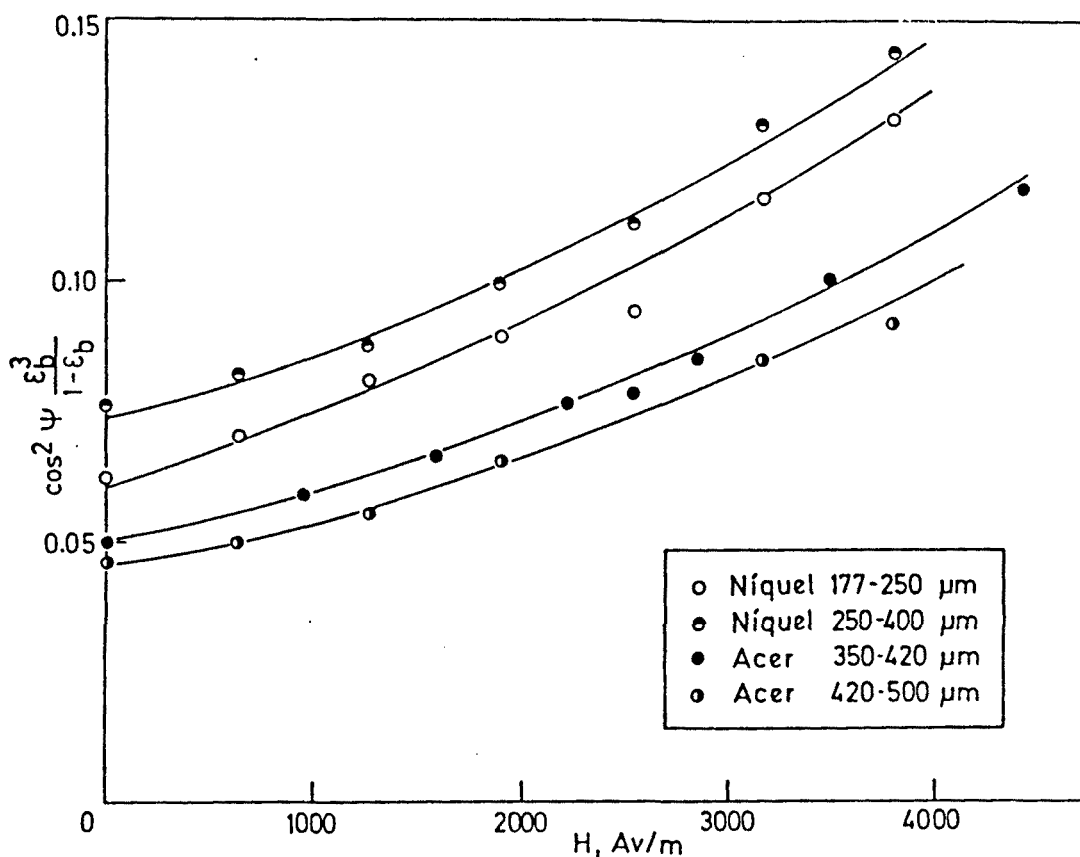


Fig. III.5. Correlació de l'Eq. III-21.

i

$$M = \chi H \quad (\text{III-23})$$

substituint III-23 en III-22, s'obté:

$$B = \mu_0^*(\chi + 1)H \quad (\text{III-24})$$

En aquesta expressió, χ (susceptibilitat magnètica) és una propietat característica del material magnètic, que varia amb la intensitat del camp magnètic si aquest és un material ferromagnètic; no succeeix això si el material és para o

diamagnètic, essent constant en ambdos casos. Ara bé, la variació de χ en funció de H és lineal si no s'ha arribat a la saturació magnètica del material.

En l'interval de valors de H en que s'ha treballat en el present estudi no s'ha assolit mai la saturació, per tant:

$$\chi = a + bH \quad (\text{III-25})$$

essent a i b dues constants diferents per a cada material a utilitzar, que expressen la capacitat de magnetització d'aquest. Cal tenir en compte que la susceptibilitat magnètica varia proporcionalment amb la inversa de la temperatura en el cas de materials diamagnètics i paramagnètics (lleï de Curie), mentre que en els materials ferromagnètics no varia seguint aquesta lleï sino que cada un segueix una lleï particular fins arribar a una temperatura crítica (Temperatura de Curie), a partir de la qual es transformen en paramagnètics i segueixen la lleï de Curie. Normalment la variació d' a i b segons la temperatura està tabulada per a tots els materials magnètics coneguts. Els valors d' a i b a temperatura ambient per als materials utilitzats en aquest treball es presenten a la taula III.1.

En els materials ferromagnètics la susceptibilitat magnètica és doncs molt elevada, i per tant molt més gran que 1; així, es comet un error menyspreable si l'equació III-24 es transforma en:

$$B = \mu_0 \chi H \quad (\text{III-26})$$

Substituint l'expressió III-25 en la III-26, queda:

$$B = \mu_0 \cdot (a + bH) \cdot H \quad (\text{III-27})$$

Aleshores, per analogia amb l'única funció de H que es trova dins de l'equació III-21, pot arribar-se a la conclusió que:

$$KH = \mu_0 \cdot (a + bH) \cdot H \quad (\text{III-28})$$

Substituint aquesta expressió en la III-21, s'obté:

$$\cos^2 \psi \cdot \frac{\epsilon_b^3}{(1 - \epsilon_b)} = \cos^2 \psi_0 \cdot \frac{\epsilon_{mf}^3}{(1 - \epsilon_{mf})} \cdot \exp(\mu_0 (a + bH)H) \quad (\text{III-29})$$

Taula III.1. Valors de les constants a i b.

Material	a	b, (Av/m) ⁻¹
Acer	40.00	0.0377
Níquel sinteritzat	46.24	0.0243

III.2.2.3 Obtenció i validesa de l'equació teòrica deduída del model

Una vegada obtinguda l'equació teòrica on u_b es funció de ϵ_b , a partir de l'analogia hidrodinàmica, i determinada la dependència de ϵ_b i ψ en funció de la intensitat del camp magnètic, pot arribar-se a l'obtenció de l'equació teòrica que permeti calcular u_b . Així, substituint l'equació III-29 en l'expressió III-19, s'arriba al resultat següent:

$$u_b = \frac{\cos^2 \psi_0 * (\rho_s - \rho) * g * d_p^2 * \epsilon_{mf}^3}{72 \mu * (1 - \epsilon_{mf})} * \exp(\mu_0 (a + bH)H) \quad (\text{III-30})$$

L'equació III-30 pot transformar-se, mitjançant l'equació III-18 en:

$$u_b = u_{mf} * \exp(\mu_0 (a + bH)H) \quad (\text{III-31})$$

Expressió teòrica que s'ajusta a les correlacions empíriques ja trobades per Sonoliker et al. (1972), Casal (1982) i Lucas et al. (1984).

En les Figures III.6 i III.7 es mostra l'ajust del model a les dades experimentals per a diferents sistemes (níquel sinteritzat i acer), observant-se que la predicció teòrica d' u_b a partir de l'equació III-31 és correcta, presentant una desviació normal del 7.6%.

Aquest model és vàlid per a intensitats de camp magnètic no gaire elevades, a les que s'ha treballat en el present estudi. Ara bé,

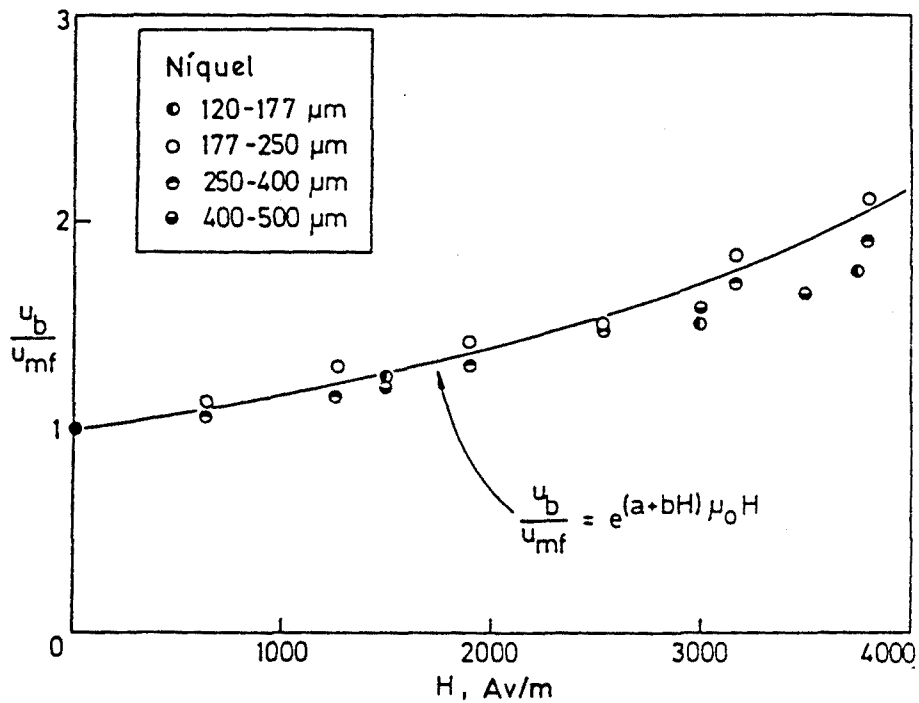


Fig. III.6. Comparació del model amb les dades experimentals per a partícules de níquel sinteritzat.

el model cobreix suficientment l'interval lògic d'aplicació d'aquests tipus de llits, ja que per sobre dels valors d'intensitat de camp magnètic utilitzats per a la realització d'aquest treball el llit fluïditzat estabilitzat no es comporta com a tal, produint-se una "congelació" del llit de partícules, que esdevé un llit fix, sense cap de les propietats que caracteritzen els llits fluïditzats.

Aleshores, el criteri a aplicar basant-se en aquest model és el proposat per Casal (1982) modificat:

llit estabilitzat: $u < u_{mf} \cdot \exp(\mu_0 (a + bH)H)$

transició:

$$u = u_{mf} \cdot \exp(\mu_0(a + bH)H)$$

llit amb bombolleig:

$$u > u_{mf} \cdot \exp(\mu_0(a + bH)H)$$

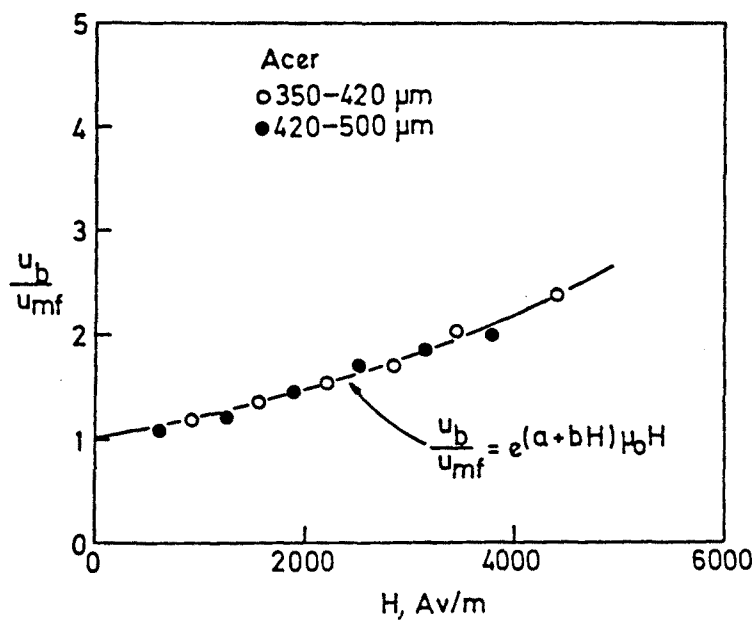


Fig. III.7. Comparació del model amb les dades experimentals per a partícules d'acer.

III.3 APLICACIÓ A BARREGES

Com ja s'ha dit en el capítol II, l'aplicació lògica en aquests tipus de llits és per a sistemes on hi hagi material magnètic i material inert; per tant, s'ha aplicat el model trobat per a material magnètic sol al cas de les barreges, introduint les modificacions corresponents. Utilitzant la correlació II-15 trobada en el capítol II:

$$u_b = f(u_{mf}, H, X) \quad (\text{III-32})$$

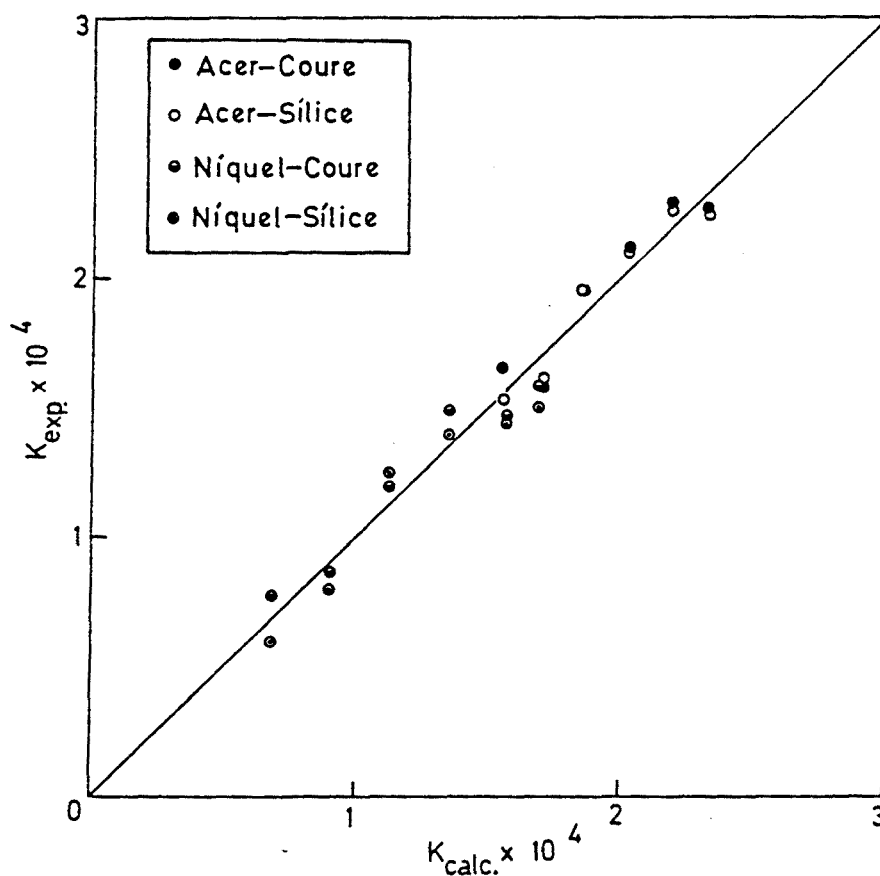


Fig. III.8. Valors calculats de K en front dels obtinguts de les correlacions de dades experimentals.

i tenint en compte que la constant K trobada per a aquesta correlació, en assimilar-la a l'equació teòrica obtinguda, ha de ser $\mu_0(a + bH)$ -fet que es confirma al representar els valors de K obtinguts a partir de les correlacions experimentals en front de $\mu_0(a + bH)$ calculat teòricament tal com mostra la Fig. III.8 pels diferents sistemes estudiats, amb una desviació normal del 7.8%- pot deduir-se l'equació teòrica per a barreges, que resulta ser:

$$u_b = u_{mf} \cdot \exp(\mu_0(a + bH)HX) \quad (\text{III-33})$$

La validesa del model queda reflectida en les Figures III.9 i III.10, on s'ha representat l'adequació de l'equació III-33 a les dades experimentals per als sistemes estudiats -niquel-silice, niquel-coure, acer-silice i acer-coure- amb una desviació normal igual al 5.2%.

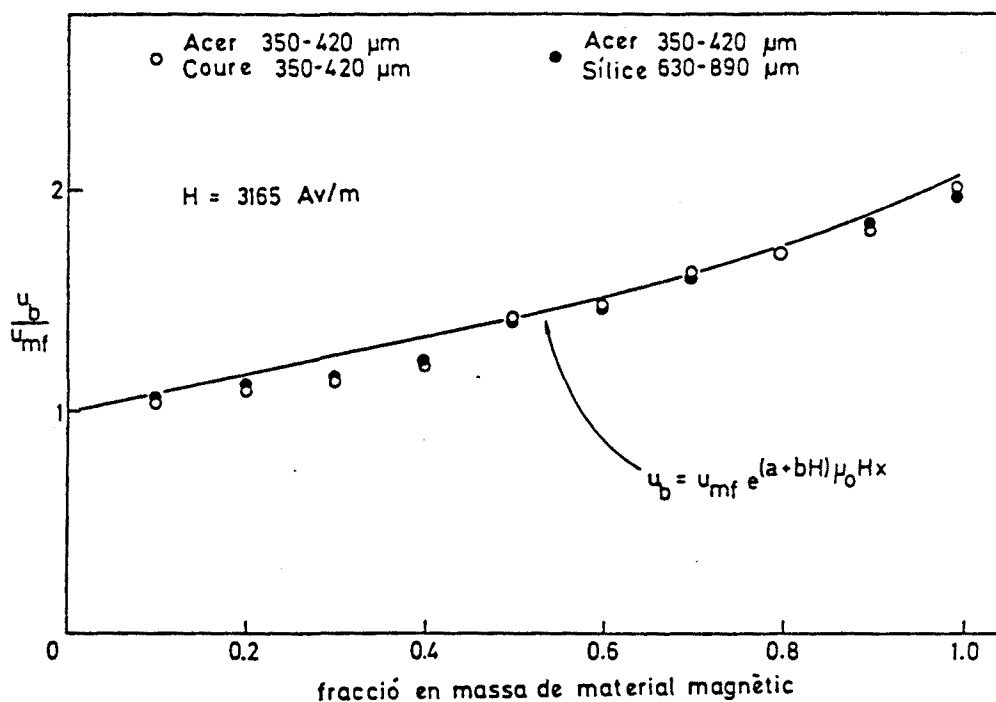


Fig. III.9. Comparació del model obtingut per a barreges amb les dades experimentals (H constant).

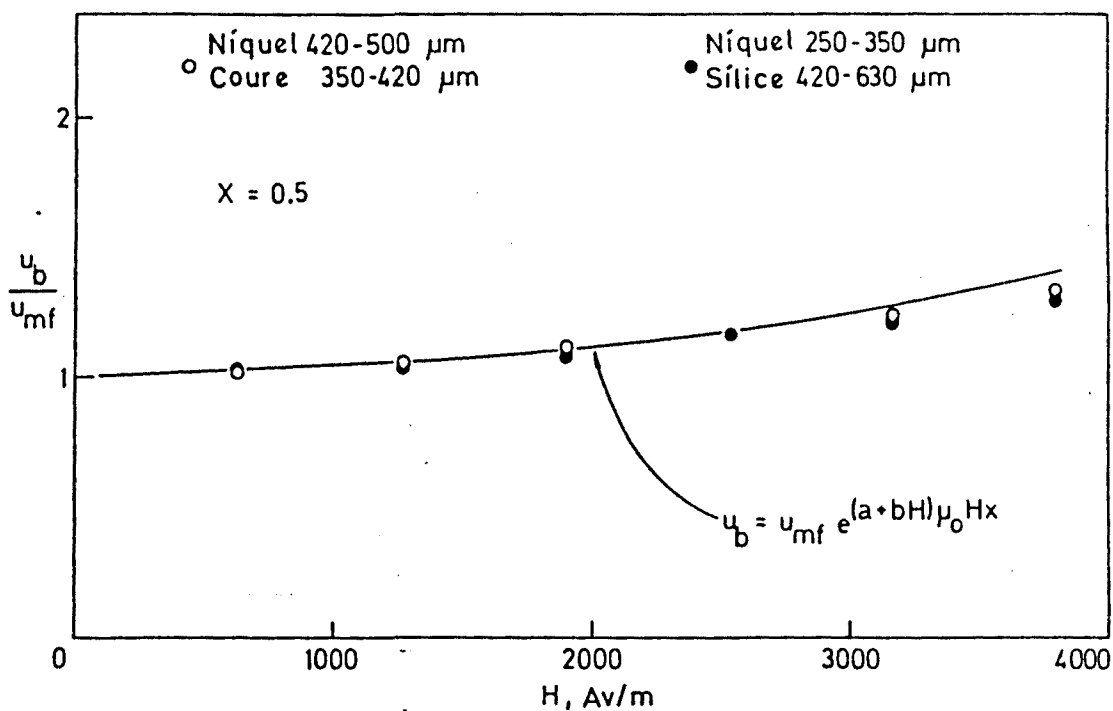


Fig. III.10. Comparació del model obtingut per a barreges amb les dades experimentals (X constant).

IV. TRANSFERÈNCIA DE CALOR

IV.1 INTRODUCCIÓ

IV.2 INSTAL·LACIÓ EXPERIMENTAL

IV.3 ESTUDI DE LA ISOTERMICITAT

IV.4 VARIACIÓ DEL COEFICIENT DE CONDUCTIVITAT TÈRMICA EFECTIVA

IV.5 ESTUDI DEL COEFICIENT DE TRANSFERÈNCIA DE CALOR SUPERFÍCIE-
LLIT

IV.1 INTRODUCCIÓ

L'estudi de la transferència de calor ha estat generalment molt poc o gens desenvolupat pels autors que han treballat amb L.F.E.M.. Lucchesi et al. (1979) en publicaren els primers resultats. Més tard, Rosensweig et al. (1981) donaren resultats sobre el bescanvi de calor entre llit i superfície calefactora, comparant-los amb els obtinguts per a llit fix i arribant a la conclusió que el L.F.E.M. té un millor coeficient de transferència de calor. En 1983 Rubinsky et al. publicaren alguns treballs sobre aquest tema; els seus resultats mostren la variació del coeficient de transferència de calor entre llit i superfície d'escalfament en front de la intensitat del camp magnètic, així com l'efecte sobre aquest coeficient de l'orientació del camp.

Degut a que moltes de les aplicacions importants del llit fluïditzat són originades en bona part per les propietats que aquest té com a bescanviador de calor, i donat el reduït nombre de treballs publicats sobre aquest tema, i, per tant, el desconeixement que hom en té, s'ha cregut necessari realitzar un estudi sobre transferència de calor.

La primera part del mateix tracta sobre la distribució de temperatures en aquests tipus de llits. Això s'ha realitzat degut a que en existir un control de l'agitació en el L.F.E.M., i essent aquesta fonamental per a obtenir la pràctica isothermicitat en els llits fluïditzats, s'ha cregut important observar, si és que existeix, el gradient de temperatures tan axial com radial. A partir d'aquest estudi també es presenta la

variació de la conductivitat tèrmica efectiva en funció del camp magnètic.

Una altra part del treball consisteix en l'estudi dels coeficients de transferència de calor entre una superfície calefactora i el L.F.E.M.. Aquest estudi presenta resultats sobre la variació d'aquest coeficient amb el camp magnètic, tant per a llits de material magnètic sol com per a llits emprant barreges de material inert i magnètic. També es comparen aquests resultats amb els obtinguts per a llit fix, llit fluiditzat i llit semiestabilitzat.

Finalment, utilitzant el model matemàtic que descriu el comportament hidrodinàmic del sistema, es dona la correlació per a determinar el coeficient de transferència de calor llit-superfície calefactora, tant per a llit estabilitzat com per a llit semiestabilitzat, emprant material magnètic sol i barreges, en funció del camp magnètic aplicat i del règim de fluidització. Tot l'estudi s'ha realitzat en estat estacionari.

IV.2 INSTAL·LACIÓ EXPERIMENTAL

La instal·lació experimental utilitzada consta d'una columna de fluïdització, d'acer inoxidable austenític, de 70 mm de diàmetre interior (Fig. IV.1), coaxial amb la bobina -ja descrita en el capítol II- mitjançant la qual es crea el camp magnètic necessari. A l'entrada de la columna hi ha un distribuïdor constituït per un llit fix de partícules de vidre i un plat perforat amb orificis d'1 mm de diàmetre.

El sistema escalfador és constituït per una resistència de 500 W de potència i 140 mm d'alçada, situada dins una beina de 6 mm de diàmetre exterior, i connectada a un regulador de potència. S'ha treballat a 35, 95 i 187.5 W.

La temperatura del llit s'ha mesurat amb quatre termoparells (Fe-Ni) col·locats a 30, 60, 90 i 120 mm d'alçada del llit. La temperatura de la resistència ha estat mesurada amb dos termoparells de Crom-Alumel, situats en dos llocs diferents de la mateixa. Tant els termoparells que mesuraven la temperatura dins el llit com els de la resistència foren connectats a un lector digital.

Les pèrdues de càrrega en el llit s'han mesurat amb manòmetres diferencials. En tots els casos s'ha utilitzat aire a pressió essencialment atmosfèrica, filtrat i assecat, mesurant-se el seu cabal mitjançant un sistema de rotàmetres. L'alçada del llit sempre ha mantingut la relació ja esmentada en el capítol II.

Les característiques de les partícules utilitzades poden veure's en la taula II.1.

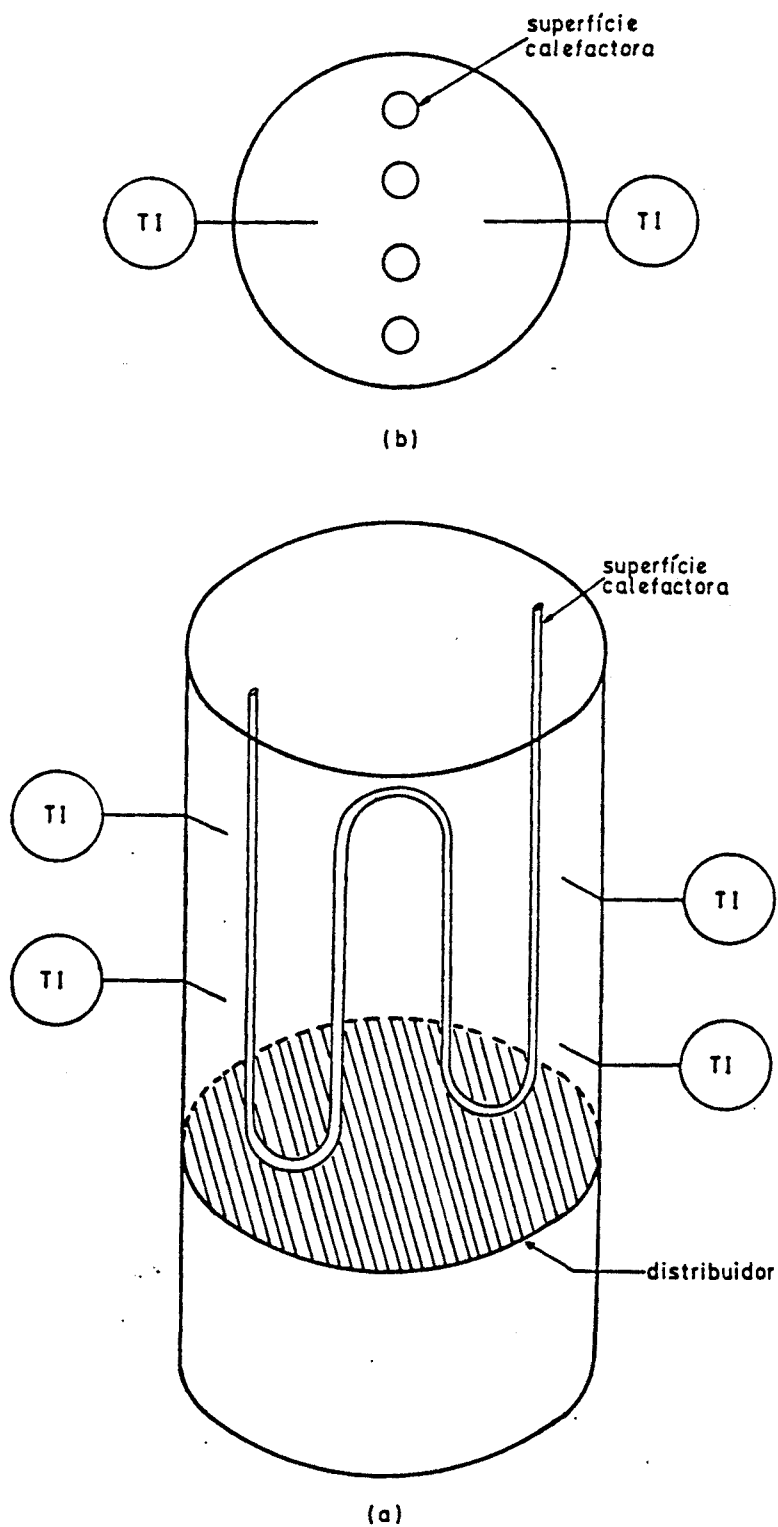


Fig. IV.1. Columna de fluïdització. a) Vista general. b) Vista en planta.

L'esquema general de la instal·lació experimental és similar el presentat en la Fig. II.1, amb l'excepció de la columna de fluïdització, el sistema calefactor i el de mesures de temperatures descrits en aquesta secció.

Finalment, el mètode per a determinar la distribució radial de temperatures a les diferents cotes esmentades per a fer l'estudi d'isotemicitat, ha consistit en el desplaçament d'un termoparell mitjançant 8 guies col·locades una al costat de l'altra, separades 7 mm entre elles, excepte les dues colaterals a l'eix central, que tenien una separació de 7.5 mm respecte a aquest; s'han obtingut així 8 punts sobre el diàmetre del llit. Les mesures s'han realitzat en un radi perpendicular a la resistència i en dos radis que formaven un angle de 45° amb aquesta.

IV.3 ESTUDI DE LA ISOTERMICITAT

IV.3.1 DISTRIBUCIÓ DE TEMPERATURES EN UN LLIT FIX

Es determinà en primer lloc la distribució de temperatures en llit fix com un dels punts de referència a tenir en compte en la comparació dels resultats obtinguts en L.F.E.M..

Observant la Fig. IV.2, on es presenta la distribució radial de temperatures en un radi perpendicular a la superfície calefactora, a diferents alçades -llit fix de partícules de níquel sinteritzat- pot veure's que la falta d'isotermicitat es va fent més gran a mida que augmenta l'alçada del llit. Això és degut a que, a mida que l'aire ascendeix, el més proper a la paret calefactora s'escalfa més que el que està en contacte amb les parets del llit, augmentant així les resistències que ha de superar el flux de calor aportat i originant-se doncs aquest gradient radial.

Si es presenta per al mateix cas la variació de la temperatura en funció de l'alçada per als diferents radis on s'han mesurat les temperatures, pot observar-se la dispersió axial existent, que es fa més gran a mida que disminueix la distància a la paret calefactora (Fig. IV.3).

Aquests resultats coincideixen amb els obtinguts per altres autors, confirmant que el llit fix presenta un gradient de temperatures tan radialment com axialment.

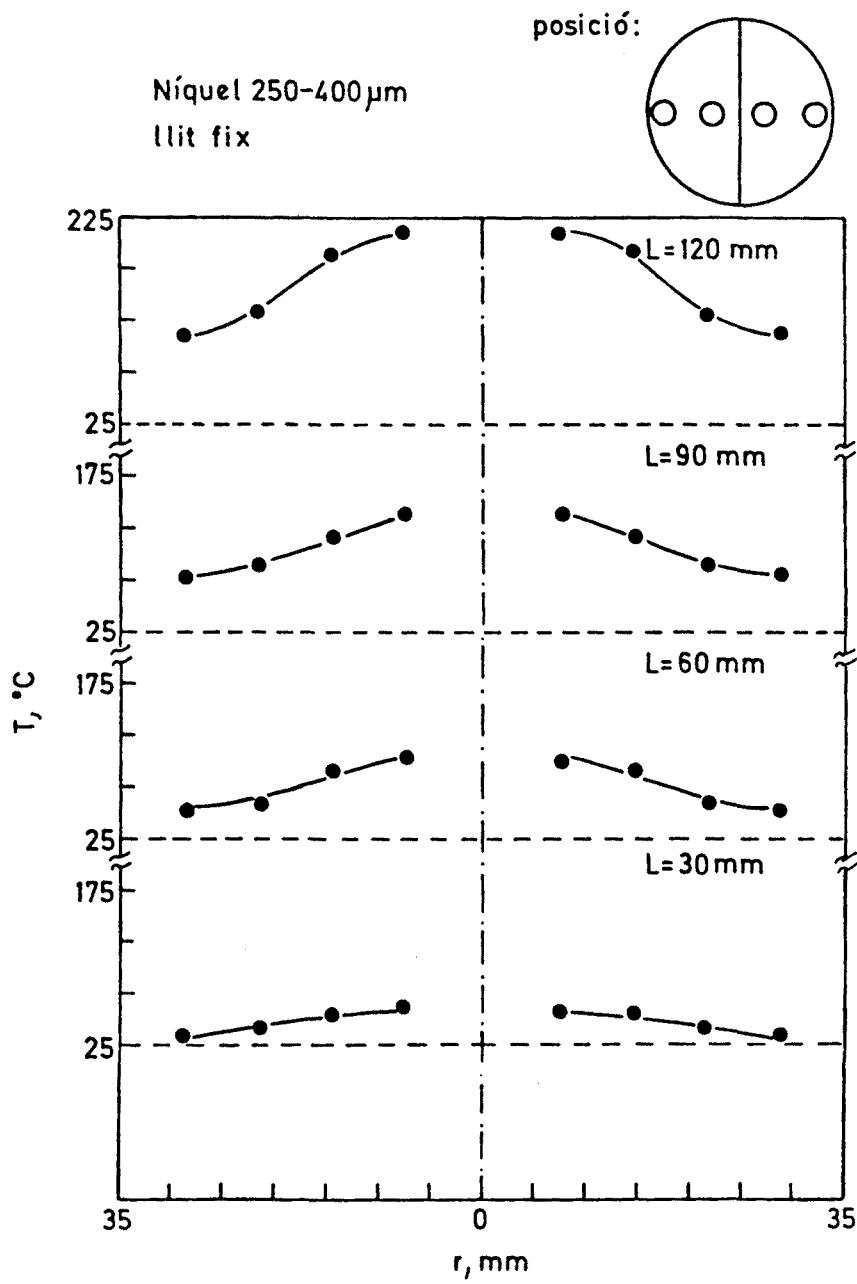


Fig. IV.2. Distribució radial de temperatures en un llet fix.

IV.3.2 DISTRIBUCIÓ DE TEMPERATURES EN UN LLIT FLUÏDITZAT CLÀSSIC

S'han efectuat també mesures de la distribució de temperatures en un llit fluïditzat clàssic. En les Figures IV.4 i IV.5 poden

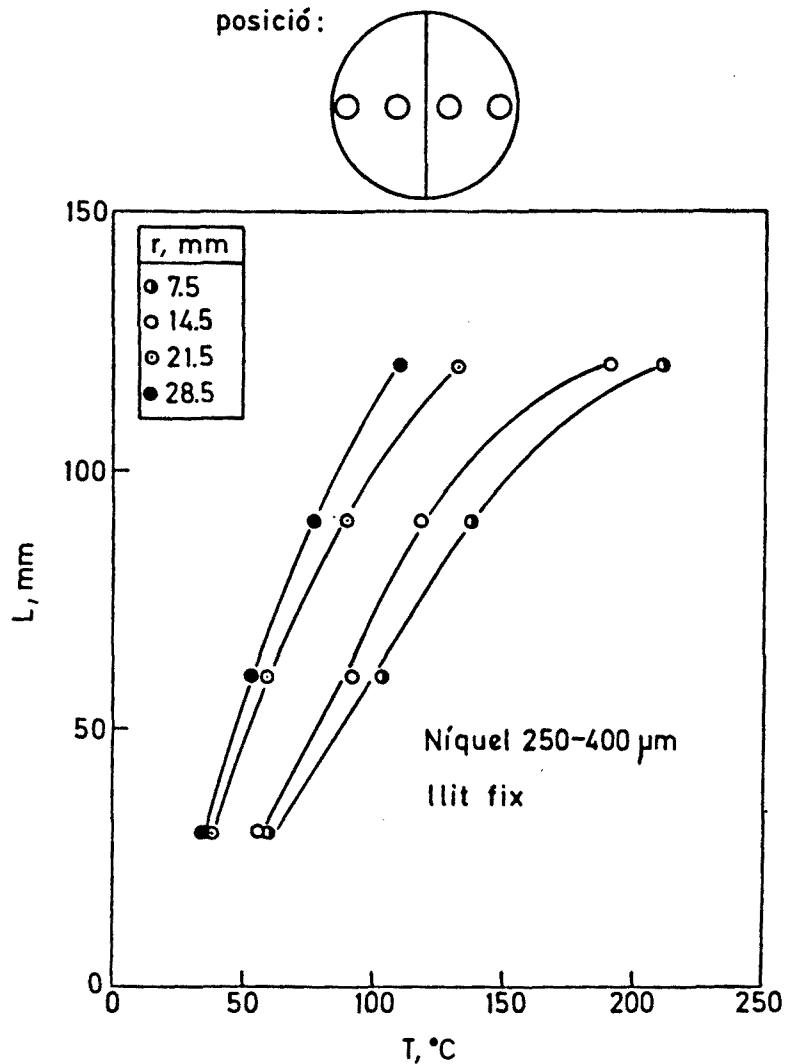


Fig. IV.3. Distribució axial de temperatures en un llit fix.

observar-se els resultats obtinguts per a un llit de partícules d'acer, havent-se realitzat les mesures en un radi perpendicular a la superfície calefactora i en un altre situat a 45° d'aquesta.

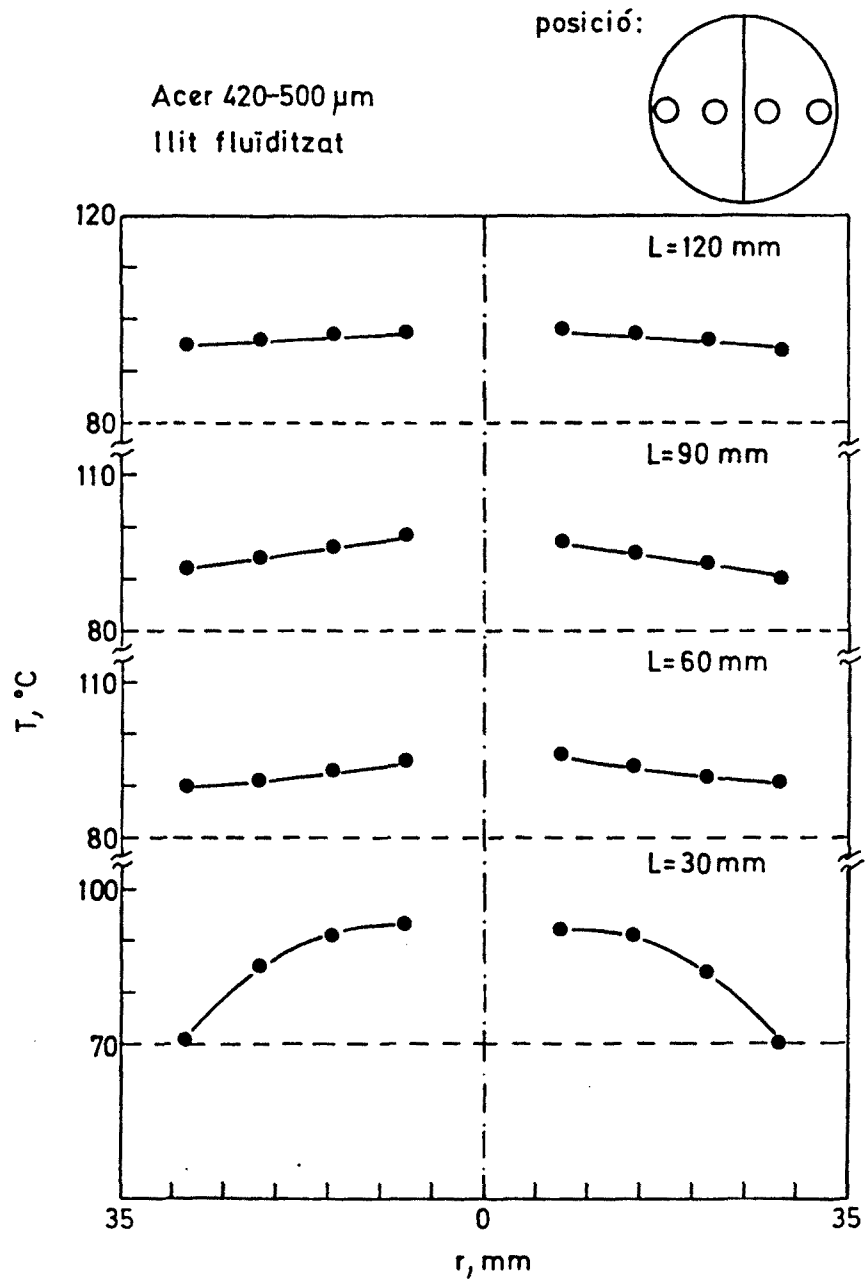


Fig. IV.4. Distribució radial de temperatures en un pla perpendicular a l'element calefactor (lilit fluïditzat).

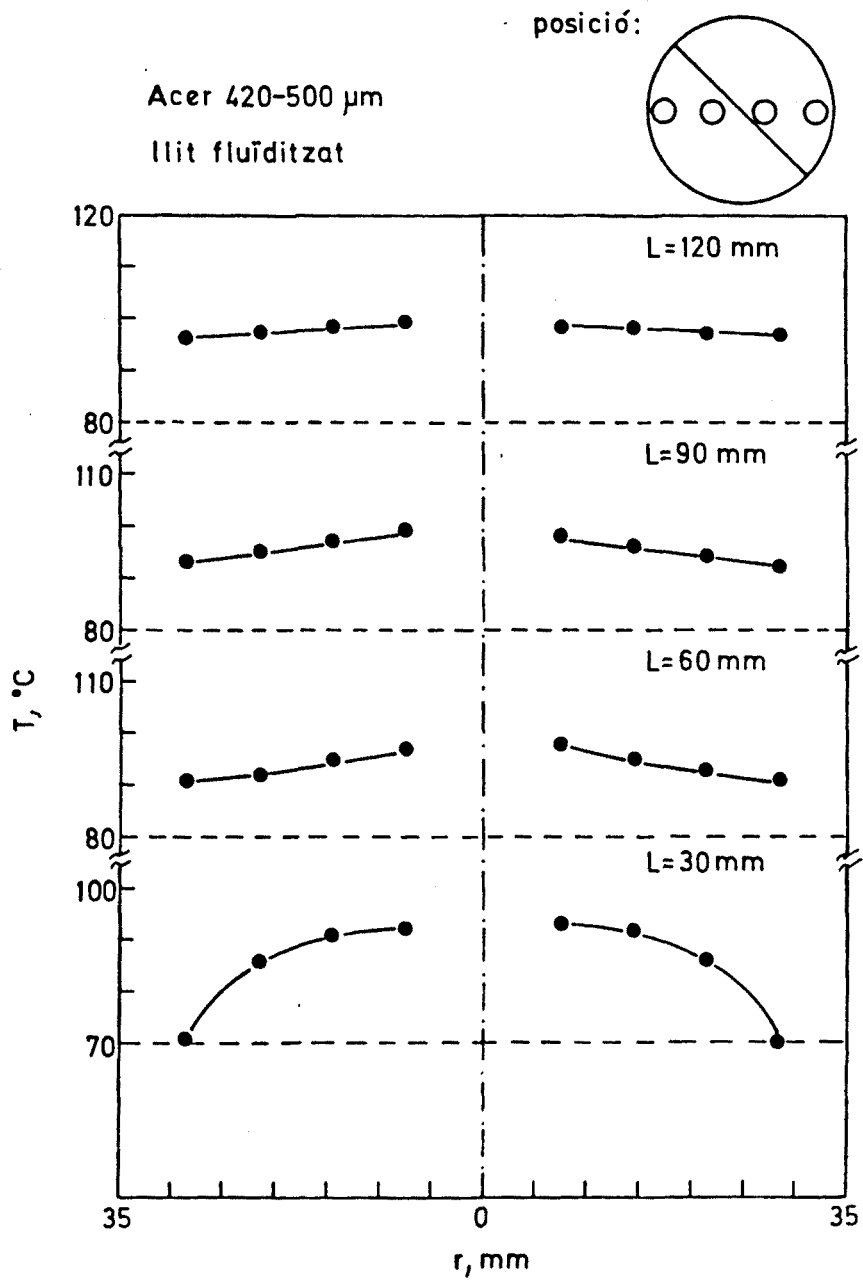


Fig. IV.5. Distribució radial de temperatures en un pla a 450 de l'element calefactor (llit fluïditzat).

Com pot veure's, exceptuant la part més pròxima al distribuïdor ($L = 3$ cm) on existeix una petita dispersió radial degut a que en aquesta zona la fluïdització no és la bona que hauria de ser (ja que es treballa a velocitat propera a u_{mf}), en les altres cotes la dispersió pràcticament no existeix, encara que hi ha una petita variació. Això confirma que en el cas de llit fluïditzat gas-sòlid, degut a l'acció del bombolleig, el llit és pràcticament isotèrmic.

En la Fig. IV.6 pot veure's per aquest cas la variació de la temperatura en funció de l'alçada de llit sobre un radi perpendicular a la calefacció. S'observa que a mida que augmenta la distància a les parets de la columna, la distribució axial cada vegada és més petita fins arribar a fer-se nul·la en zones més properes a la resistència.

IV.3.3 DISTRIBUCIÓ DE TEMPERATURES EN EL L.F.E.M.

Les Figures IV.7 i IV.8 mostren els perfils radials de temperatures en L.F.E.M. per a un llit de partícules de níquel sinteritzat a diferents intensitats de camp magnètic. D'una forma general pot dir-se que el comportament és molt semblant el que s'observa en llit fix, bé que la variació de temperatures és més suau. Això és degut al moviment existent en aquests tipus de llit, que fa que hi hagi una certa renovació de partícules que permet millorar la transferència de calor, reduint la diferència de temperatures. En les mateixes figures pot veure's també que en el cas de L.F.E.M., els gradients són més elevats a $H = 4000$ Av/m

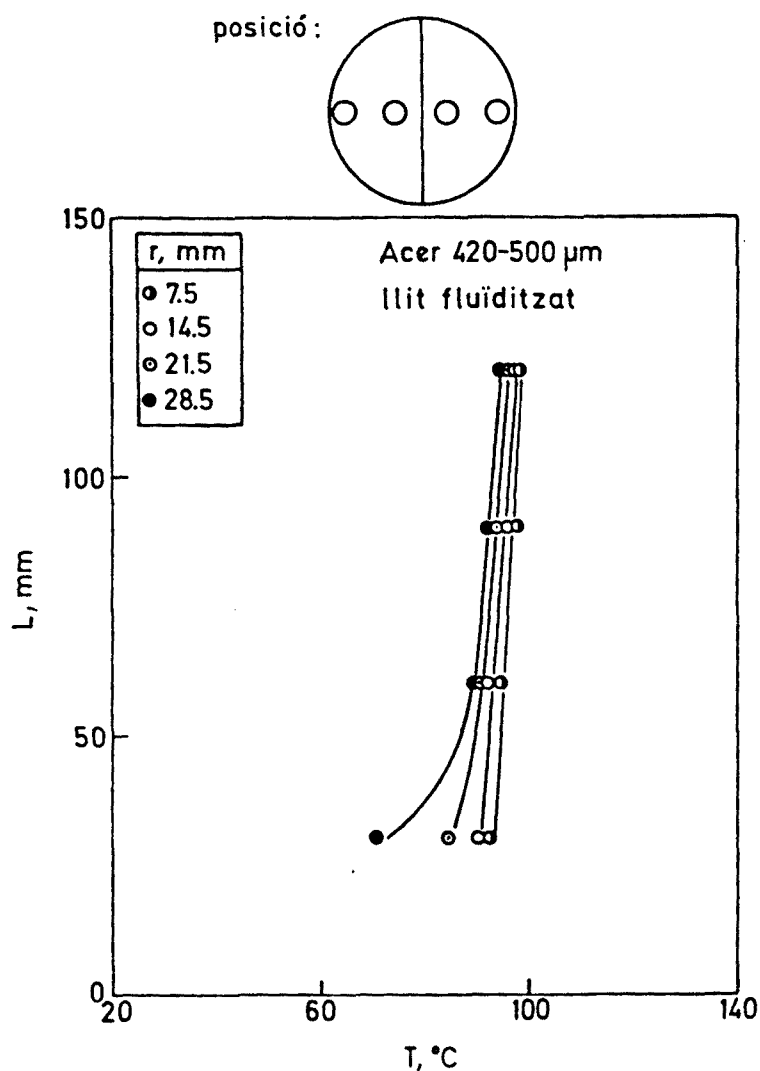


Fig. IV.6. Distribució axial de temperatures en un llit fluïditzat.

que a $H = 2000 \text{ Av/m}$; això ha d'atribuir-se a que l'increment en la intensitat del camp restringeix el moviment de les partícules, apropant-se així el comportament al d'un llit fix.

La dispersió axial, per als mateixos casos, pot observar-se en les Figures IV.9 i IV.10. Com més elevat és el control ($H = 4000 \text{ Av/m}$) més pronunciada és aquesta dispersió, posant-se de manifest un cop més que a mida que s'augmenta la intensitat del camp

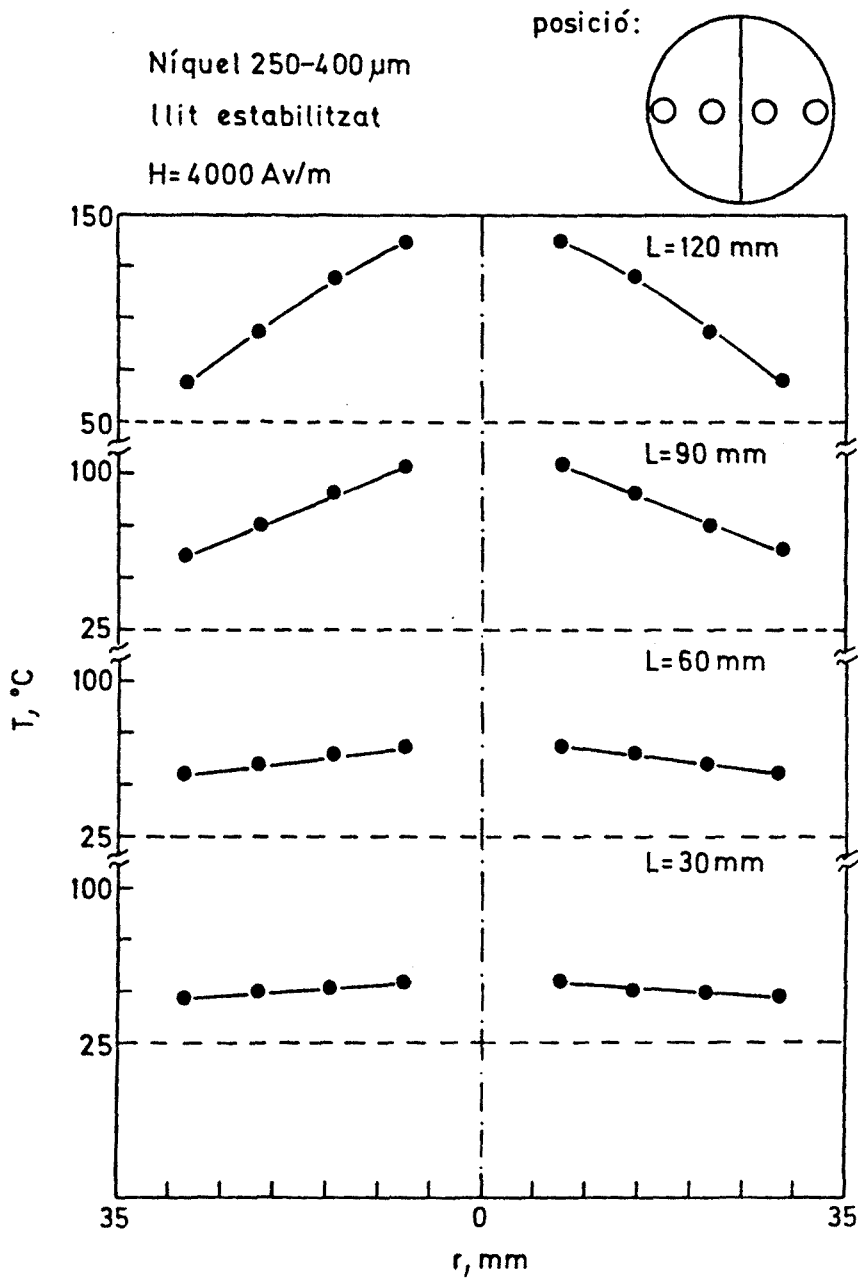


Fig. IV.7. Distribució radial de temperatures en un llit estabilitzat ($H = 4000 \text{ Av/m}$).

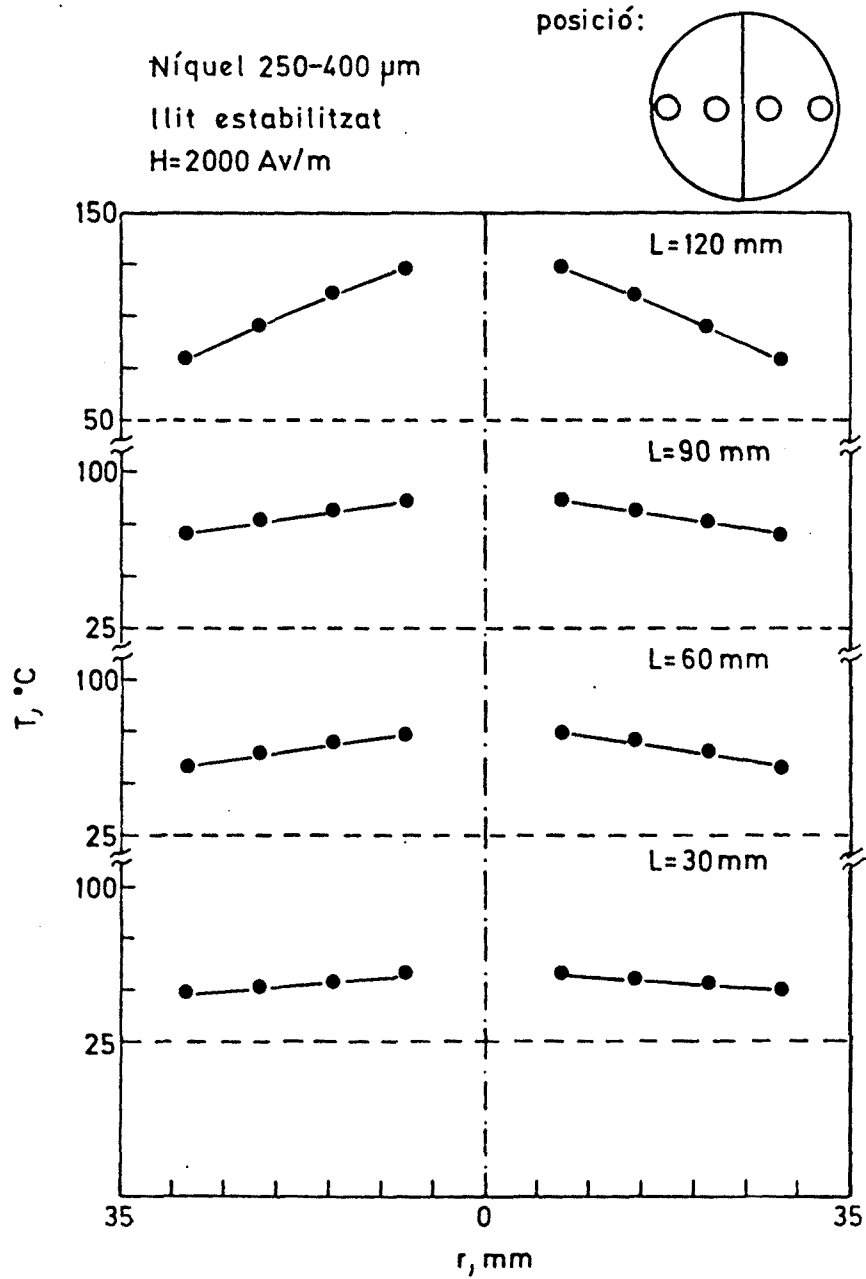


Fig. IV.8. Distribució radial de temperatures en un llit estabilitzat ($H = 2000 \text{ Av/m}$).

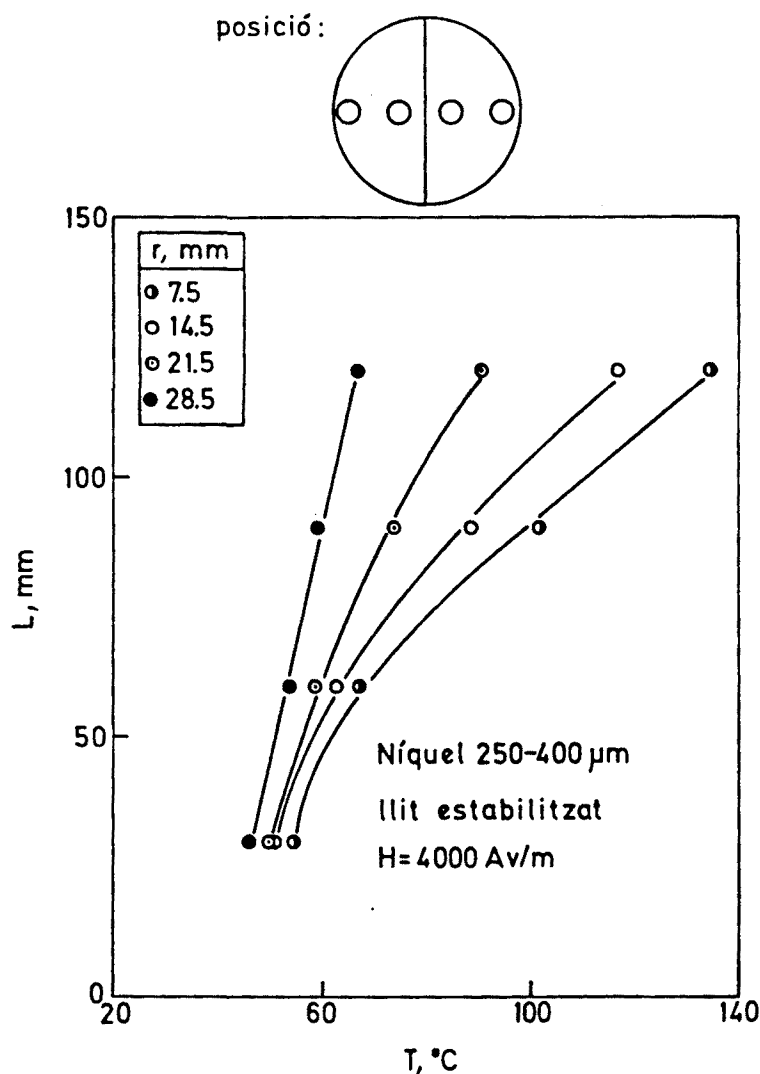


Fig. IV.9. Distribució axial de temperatures en un llit estabilitzat ($H = 4000 \text{ Av/m}$).

magnètic, el comportament del L.F.E.M. s'apropa al d'un llit fix. Les Figures IV.11 i IV.12 mostren uns resultats semblants per a partícules d'acer, mesurant la temperatura en una direcció a 45° del radi perpendicular a l'element calefactor.

Aquests resultats confirmen la conclusió esmentada ja anteriorment (Capítol I) de que degut al control existent en el moviment dels llits estabilitzats la isothermicitat no es podrà

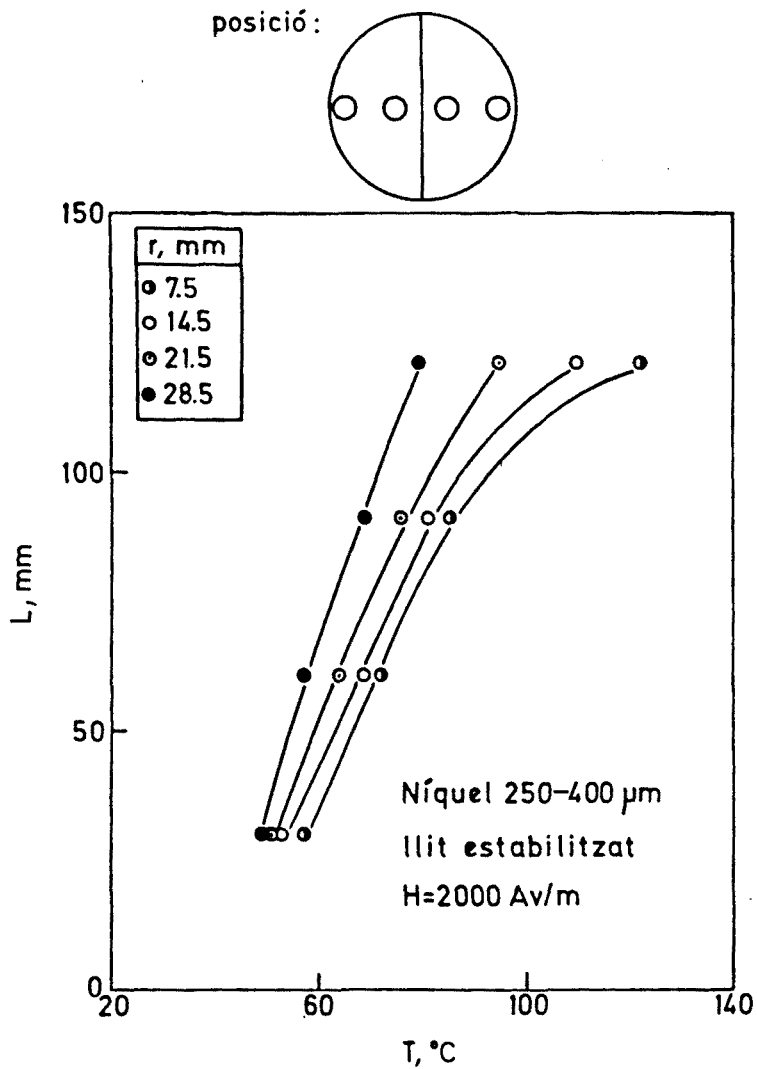


Fig. IV.10. Distribució axial de temperatures en un llit estabilitzat ($H = 2000 \text{ Av/m}$).

comptar entre les seves propietats. La pèrdua d'aquesta propietat, tant important en els llits fluïditzats clàssics, repercuteix negativament -com es demostra en les properes seccions- tant en la seva conductivitat tèrmica com en els coeficients de transmissió de calor llit-superfície.

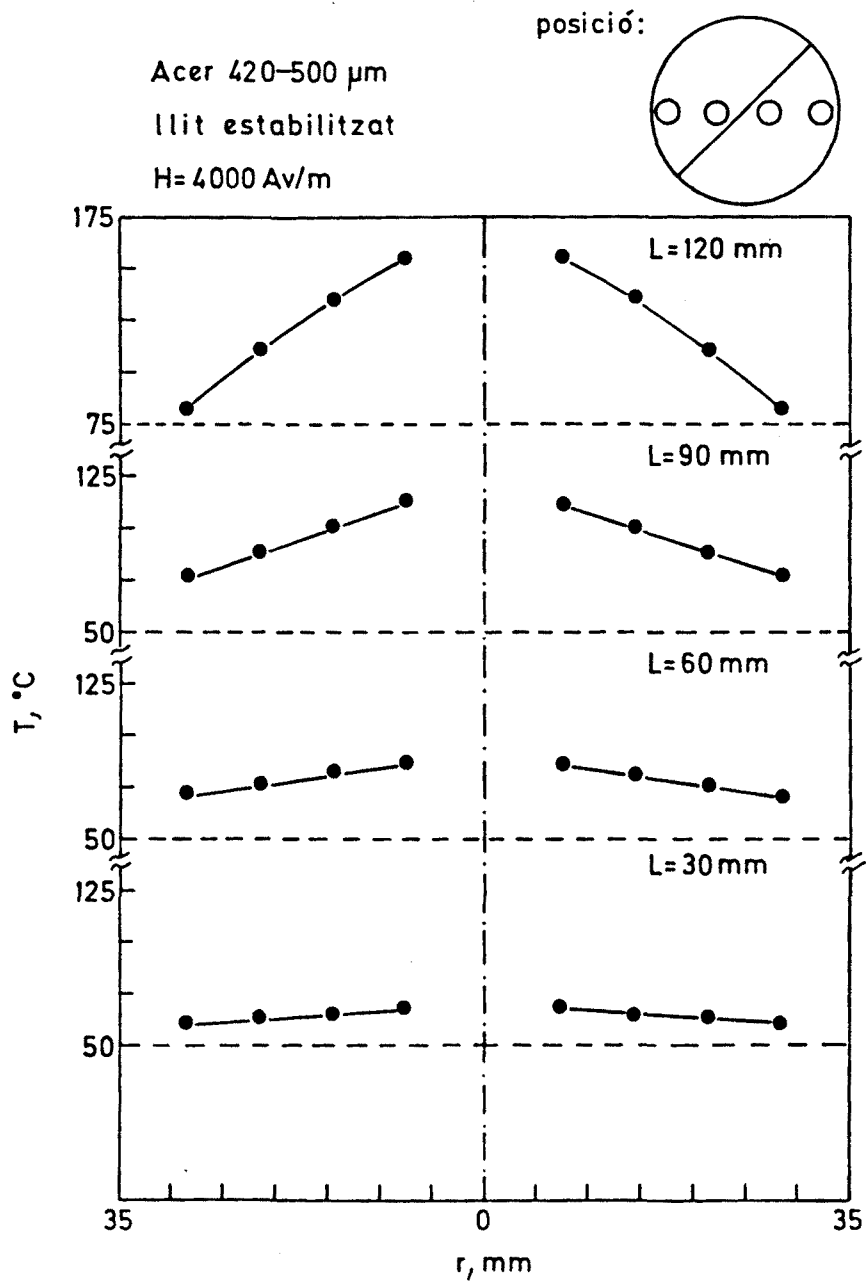


Fig. IV.11. Distribució radial de temperatures en un pla a 45° de l'element calefactor (lilit estabilitzat, H = 4000 Av/m).

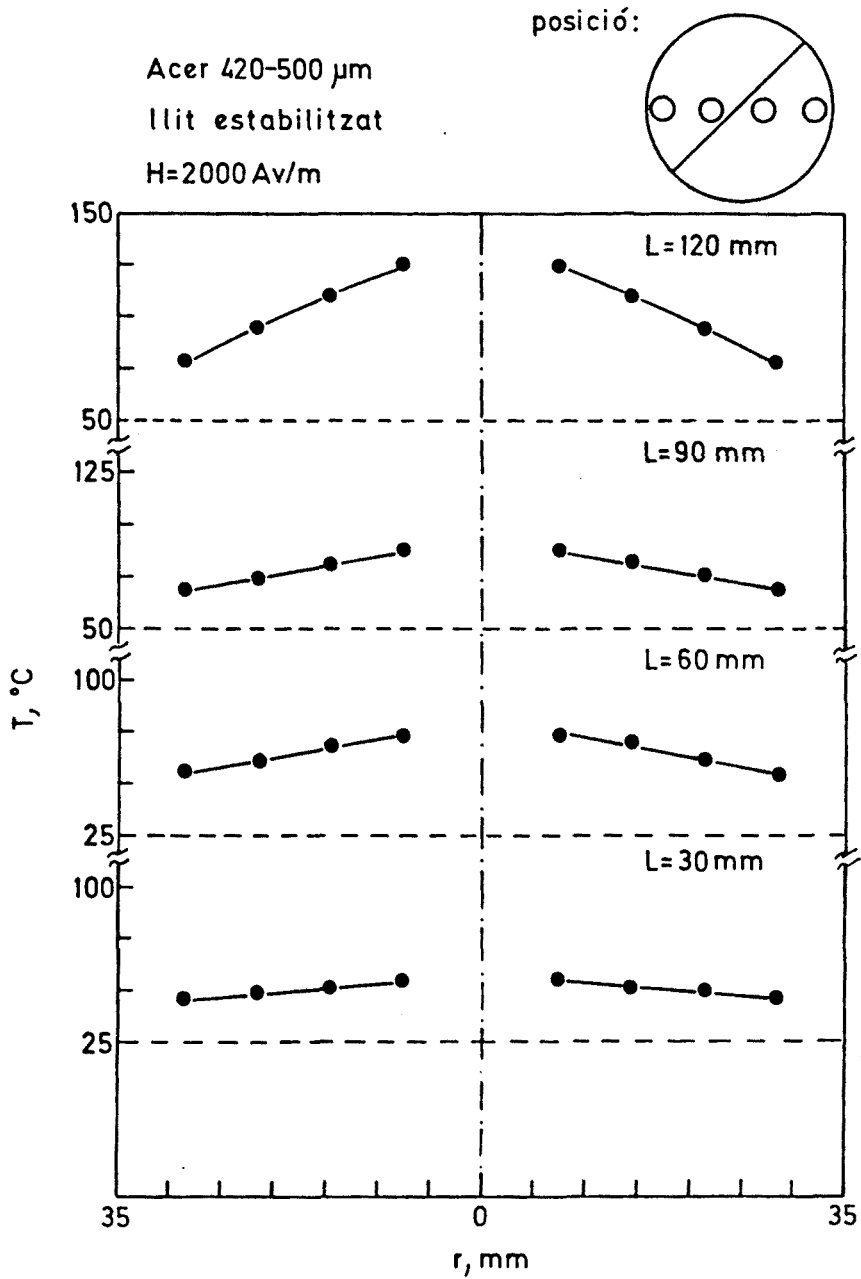


Fig. IV.12. Distribució de temperatures en un pla a 45° de l'element calefactor (llit estabilitzat, H = 2000 Av/m).

IV.3.4 DISTRIBUCIÓ DE TEMPERATURES EN UN LLIT SEMIESTABILITZAT

La Fig. IV.13 mostra el perfil de temperatures en un llit de partícules de níquel sotmès a l'acció d'un camp magnètic (4000 Av/m), el qual ha superat la velocitat de transició u_b (llit semiestabilitzat). Pot observar-se com la distribució de temperatures és semblant a la d'un llit fluïditzat clàssic; això és degut a que una vegada la velocitat del gas u és superior a u_b comença l'aparició del bombolleig dins el llit, originant una agitació més enèrgica que en el L.F.E.M. i més semblant a la de la fluïdització clàssica. El mateix comportament s'ha obtingut per a la fluïdització de partícules d'acer (Fig. IV.14).

El llit semiestabilitzat pot considerar-se doncs isoterm pràcticament en la mida en que ho és un llit fluïditzat clàssic.

IV.3.5 VARIACIÓ DE LA DISTRIBUCIÓ RADIAL DE TEMPERATURES EN FUNCIÓ DEL CAMP MAGNÈTIC EN EL L.F.E.M.

Els perfils radials de temperatura per als dos materials utilitzats han estat representats en les Figures IV.15 i IV.16. Aquests perfils s'han obtingut en les mateixes condicions i a la mateixa alçada ($L = 9$ cm).

Pot observar-se que, tant en un cas com en l'altre, a mida que augmenta la intensitat del camp el perfil de temperatures és més pronunciat; això sembla confirmar el que ja havia estat indicat en l'apartat IV.3.3. Això ha d'atribuir-se a que a mida que augmenta el camp aplicat, el control exercit sobre el moviment

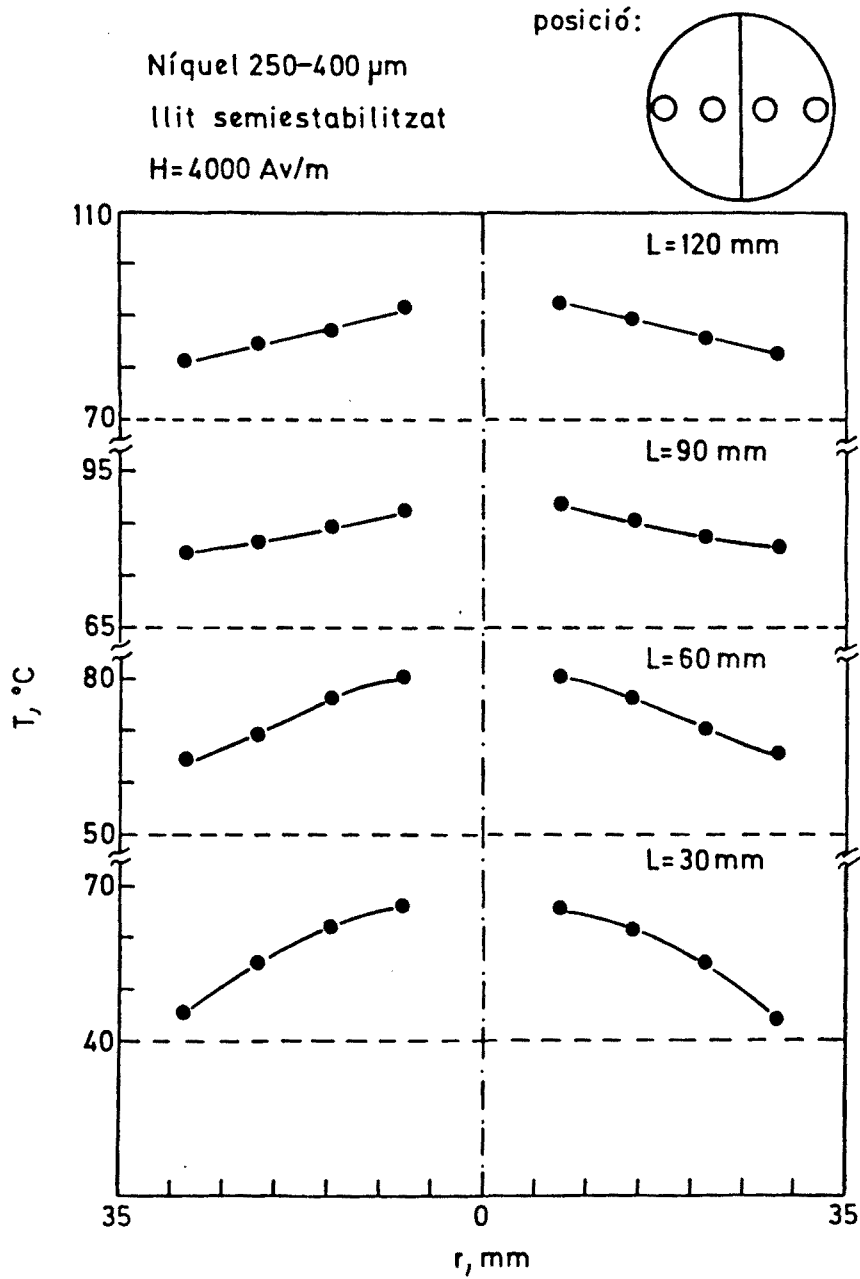


Fig. IV.13. Distribució radial de temperatures en un llit semiestabilitzat de partícules de níquel ($H = 4000 \text{ Av/m}$).

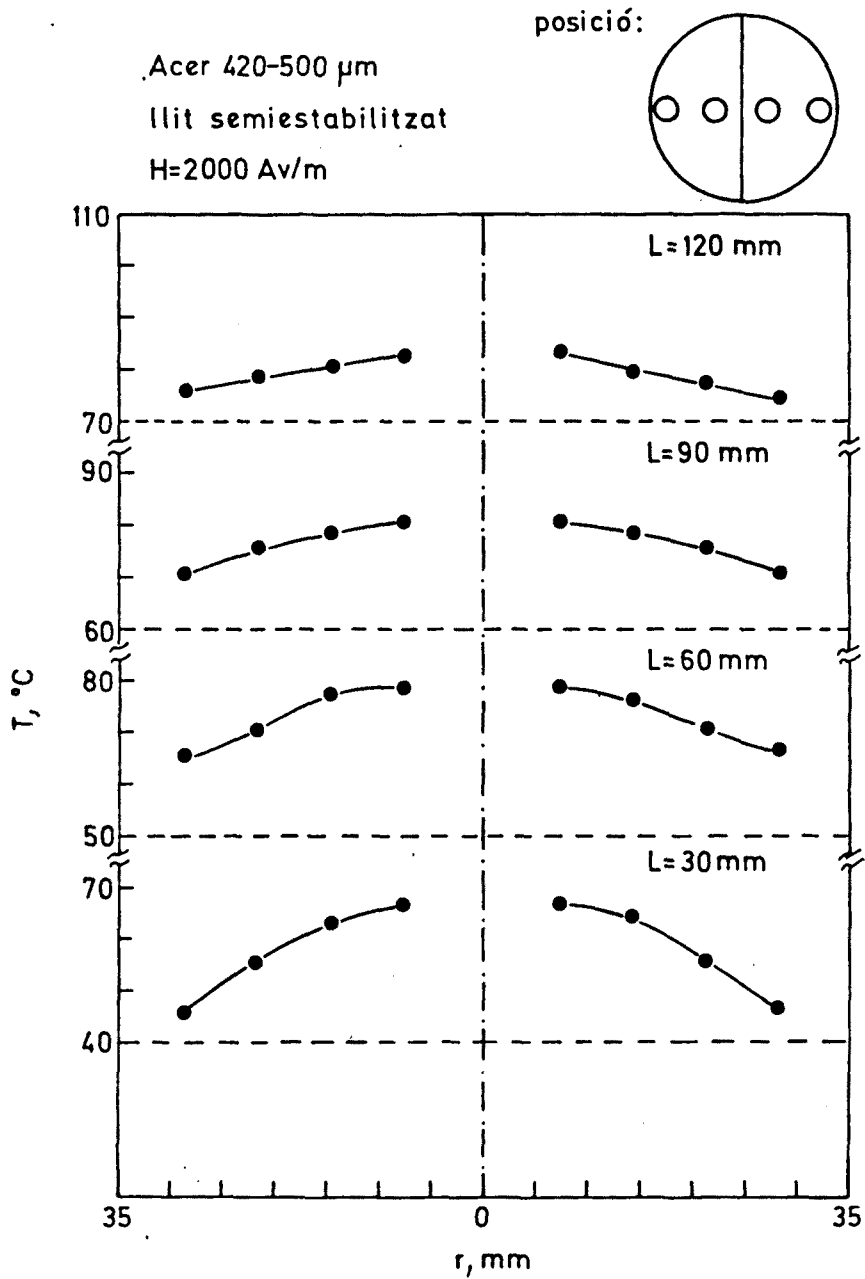


Fig. IV.14. Distribució radial de temperatures en un llit semiestabilitzat de partícules d'acer ($H = 2000 \text{ Av/m}$).

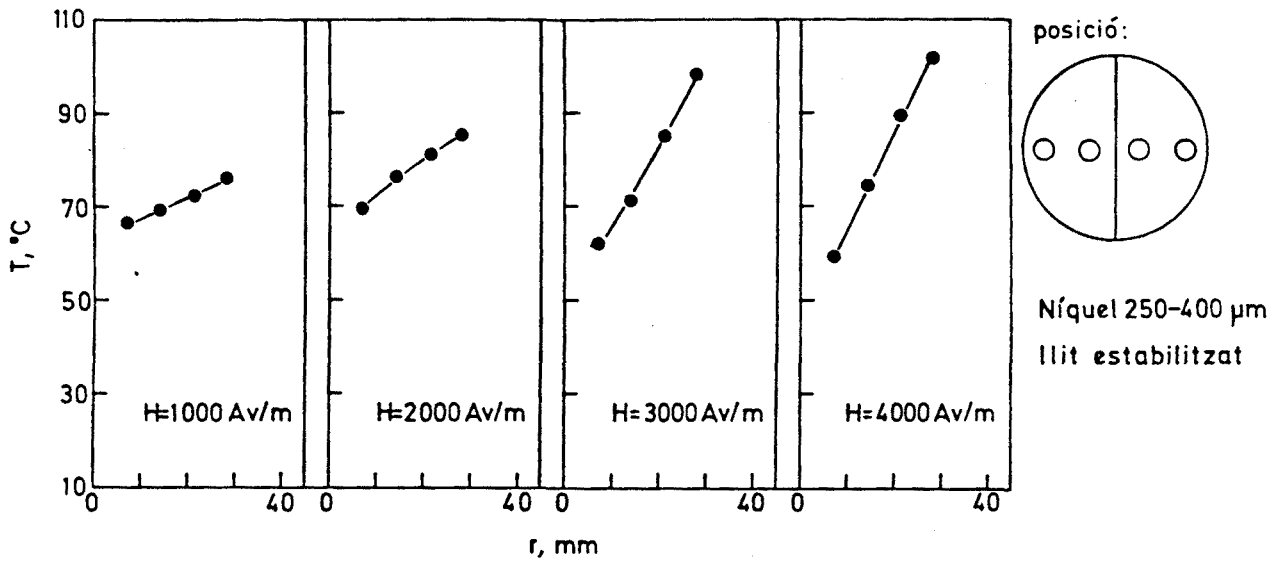


Fig. IV.15. Distribució radial de temperatures en funció de la intensitat del camp magnètic per a un llit estabilitzat de partícules de níquel.

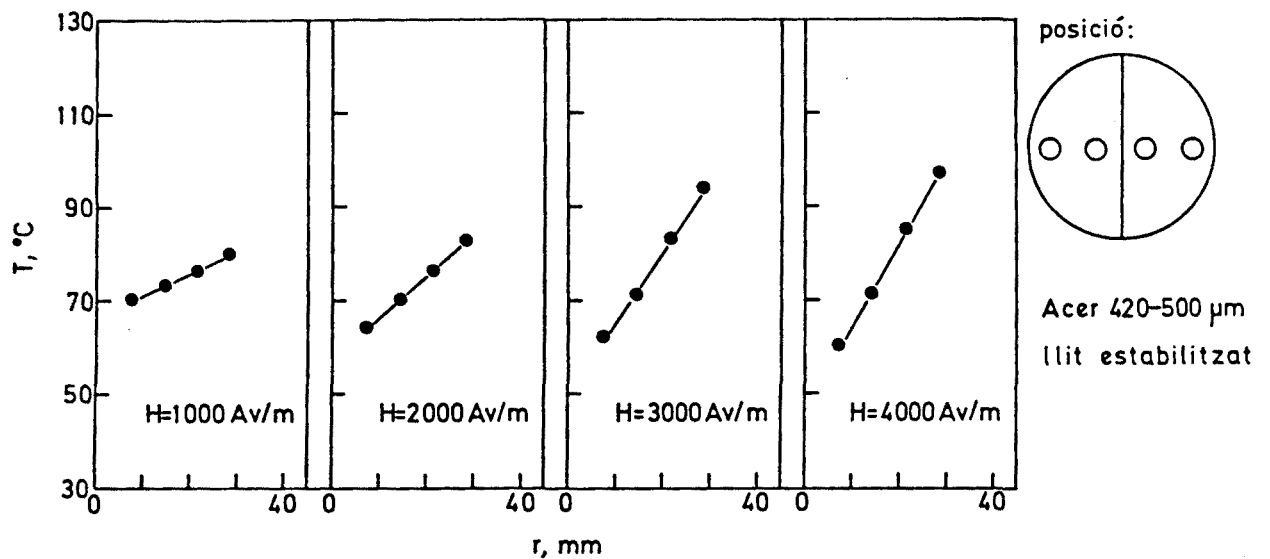


Fig. IV.16. Distribució radial de temperatures en funció de la intensitat de camp magnètic per a un llit estabilitzat de partícules d'acer.

del llit és cada vegada més elevat restringint aquest, essent la renovació de sòlid més reduïda i comportant-se el llit més com un llit fix que com un llit fluïditzat. A mida que augmenta la intensitat del camp magnètic, la manca d'isotermicitat és cada vegada més important.

IV.4 VARIACIÓ DEL COEFICIENT DE CONDUCTIVITAT TÈRMICA EFECTIVA

Un dels paràmetres més importants en la transmissió de calor és el coeficient de conductivitat tèrmica efectiva del llit. Hom ha cregut doncs convenient estudiar la variació d'aquest paràmetre amb el camp magnètic.

Aquest estudi s'ha realitzat partint dels resultats experimentals ja presentats en l'apartat anterior i desenvolupant un model matemàtic que permet determinar aquests coeficients per als diferents casos estudiats.

IV.4.1 MODELITZACIÓ MATEMÀTICA

IV.4.1.1 Hipòtesis i equació del model

En el capítol anterior ha estat posada de manifest l'existència d'un gradient de temperatures tant axial com radial. En les Figures IV.17 i IV.18 es mostra la variació de temperatures en un pla X-Y segons la posició angular de les mesures realitzades; tenint en compte aquestes dades, així com els estudis realitzats tant en llit fix (Jodrà et al., 1984) com en llit fluïditzat (Boterill et al., 1984), hom pot determinar el coeficient de conductivitat tèrmica efectiva del llit partint de l'equació de l'energia, que en aquest cas serà de la forma:

r, mm
○ 7.5
○ 14.5
● 21.5
○ 28.5

- - - - - element calefactor
 Níquel 250-400 μm
 llit estabilitzat
 H=4000 Av/m
 L=90 mm

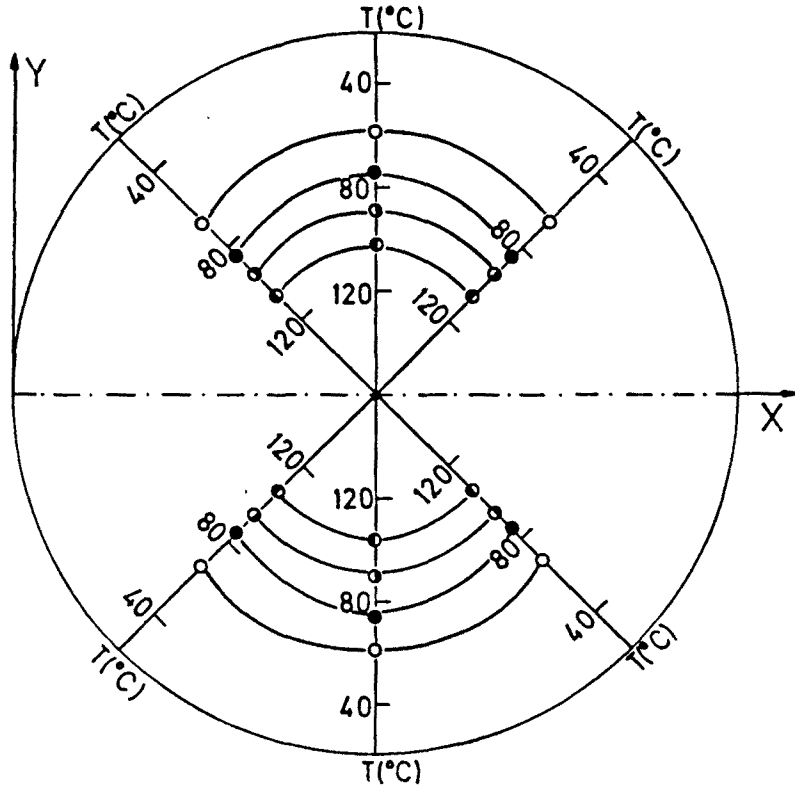


Fig. IV.17. Distribució de temperatures en un pla X-Y per a un llit estabilitzat de partícules de níquel.

$$K_e \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) = u \rho c_p \frac{\partial T}{\partial z} \quad (\text{IV-1})$$

on K_e = conductivitat tèrmica efectiva del llit,

c_p = calor específica del fluid,

ρ = densitat del fluid,

u = velocitat lineal del fluid.

r, mm
○ 7.5
○ 14.5
● 21.5
○ 28.5

- - - - -element calefactor
 Acer 420-500 μm
 llit estabilitzat
 $H=2000 \text{ Av/m}$
 $L=60 \text{ mm}$

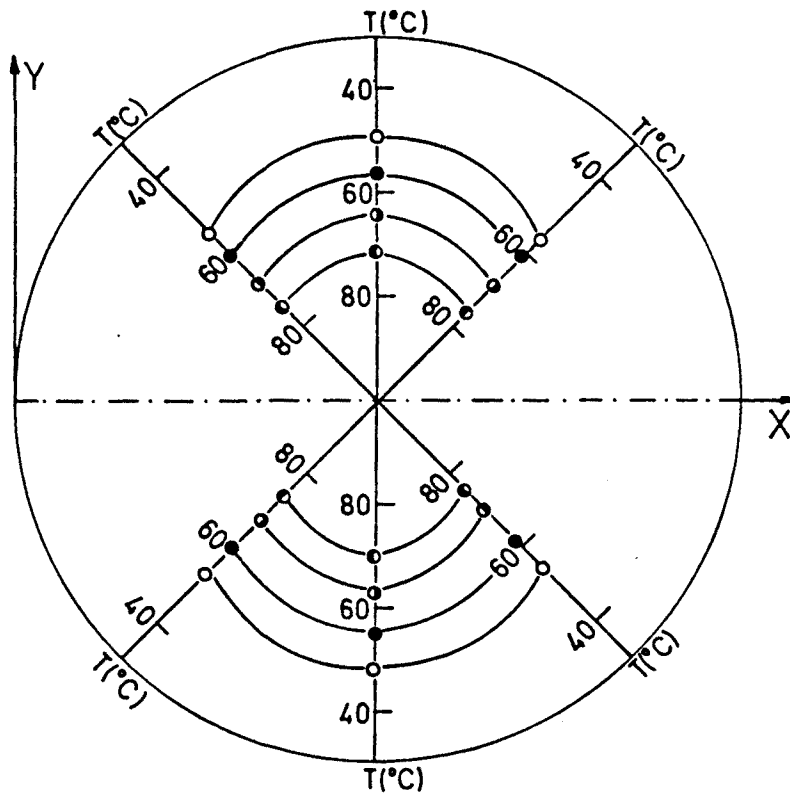


Fig. IV.18. Distribució de temperatures en un pla X-Y per a un llit estabilitzat de partícules d'acer.

Aquesta equació mostra en el primer terme la variació de temperatures deguda a la conducció en el llit, que en el cas present serà en les tres direccions, i en el segon terme la variació de temperatura deguda a la convecció originada pel flux d'un fluid a través del llit. Com que les mesures i l'estudi s'han realitzat en estat estacionari, no hi ha cap terme en funció del temps.

Aquesta equació pot modificar-se fent diferents hipòtesis. En primer lloc pot menysprear-se el terme de conducció en sentit vertical, $\partial^2 T / \partial z^2$, ja que degut a la influència de la convecció en aquesta direcció, pràcticament no influeix en la variació axial de temperatures. Així, l'equació IV-1 pot simplificar-se, quedant de la manera següent:

$$K_e^* \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) = u \rho c_p^* \frac{\partial T}{\partial z} \quad (\text{IV-2})$$

Degut a la geometria del sistema llit-calefactió, i observant les Figures IV.17 i IV.18, pot dir-se que la variació de temperatures en el pla X-Y és pràcticament simètrica respecte a l'element calefactor, variant en funció del radi i de l'angle al qual s'hagi fet la mesura. Per tant, la simetria adequada per aquest sistema és la cilíndrica; l'equació IV-2 es transforma doncs en la següent expressió (coordenades cilíndriques):

$$K_e^* \left(\frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \theta^2} \right) = u \rho c_p^* \frac{\partial T}{\partial z} \quad (\text{IV-3})$$

Aquesta equació defineix doncs el sistema estudiat, i és la que s'utilitzarà per a determinar els valors de K_e .

Com a última hipòtesi del problema s'ha suposat, encara que la calefactió utilitzada és discreta, que aquesta és continua al llarg del pla X-Z on es troba situada. Això vol dir que el flux de calor aportat per ella és perpendicular a aquest pla, repartint-se uniformement a un costat i altre del mateix i

menyspreant les pèrdues que poden produir-se en les zones mortes on no hi ha calefacció.

IV.4.1.2 Condicions inicials i de contorn

Una vegada definida l'equació del model, cal determinar les condicions a les quals es troba el sistema. Així, en primer lloc definirem com a condició inicial que la temperatura del gas a l'entrada del llit és la temperatura ambient, T_0 ; per tant:

Condició 1) $T = T_0$ per a $z = 0$ amb $z = L$ (alçada del llit).

Observant les Figures IV.17 i IV.18 pot veure's que existeix una simetria respecte al radi perpendicular al sistema calefactor; les condicions de contorn poden definir-se doncs per un quadrant qualsevol del llit de la forma que mostra la Fig. IV.19.

Aleshores, la primera condició de contorn i segona pel sistema, és la deguda a la convecció entre el llit i l'ambient. Així:

$$\text{Condició 2) } \frac{\partial T}{\partial r} = - \frac{h}{K_e} (T - T_0) \text{ per a } r = R,$$

amb h = coeficient de transferència de calor llit-ambient,

R = radi total de la columna.

La segona condició de contorn i tercera condició global es dedueix suposant que el pla vertical perpendicular a l'element calefactor no és travessat per cap flux calorífic:

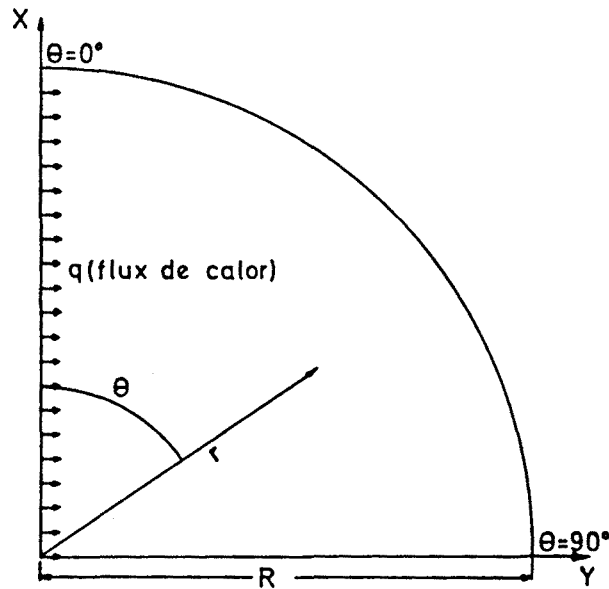


Fig. IV.19. Quadrant del llit utilitzat per a definir les condicions de contorn.

Condicció 3) $\frac{\partial T}{\partial \theta} = 0$ per a $\theta = 90^\circ$.

Una altra condició de contorn que pot definir-se per la geometria del sistema en coordenades rectangulars és la següent:

Condicció 4) $\frac{\partial T}{\partial y} = - \frac{q}{SK_e}$ per a $y = 0$,

on q = velocitat de flux de calor,

S = àrea de la superfície calefactora.

Ara bé, com que el sistema es defineix per una geometria cilíndrica, aquesta condició ha de transformar-se segons la dita geometria; per tant, $\partial T / \partial y$ en coordenades cilíndriques és:

$$\frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial T}{\partial r} \sin \theta + \frac{\partial T}{\partial \theta} \frac{\cos \theta}{r}$$

Com que quan y és igual a zero, θ és també igual a zero, això implica que en aquest cas $\sin \theta$ és zero i $\cos \theta$ és igual a 1; per tant, $\partial T / \partial y$ es transforma en:

$$\frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial T}{r \partial \theta}$$

Així, la condició 4 queda de la següent forma:

$$\text{Condició 4')} \quad \frac{\partial T}{\partial \theta} = - \frac{q r}{SK_e} \quad \text{per a } \theta = 0^\circ.$$

La darrera condició de contorn s'estableix quan el radi és igual a zero; en aquest punt pot definir-se una condició en coordenades rectangulars tal com:

$$\text{Condició 5)} \quad \frac{\partial T}{\partial y} = - \frac{q}{SK_e} \quad \text{per a } y = 0 \text{ i } r = 0.$$

Basant-se en el cas de la condició 4, la condició 5 pot posar-se com:

$$\frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial T}{\partial r} \sin \theta + \frac{\partial T}{\partial \theta} \frac{\cos \theta}{r} = - \frac{q}{SK_e}$$

Ara bé, com que la variació de T en aquest punt respecte a θ és pràcticament menyspreable, la condició 5 es transforma en:

$$\text{condició 5')} \quad \frac{\partial T}{\partial r} = - \frac{q}{SK_e \sin\theta} \quad \text{per a } r = 0.$$

IV.4.1.3 Resolució del model

Degut a la complexitat del model proposat i a la seva difícil resolució analítica, s'ha optat per la resolució numèrica. S'ha discretitzat doncs el sistema tal com mostra la Fig. IV.20, denominant-se θ , r i z ---> i , j i k .

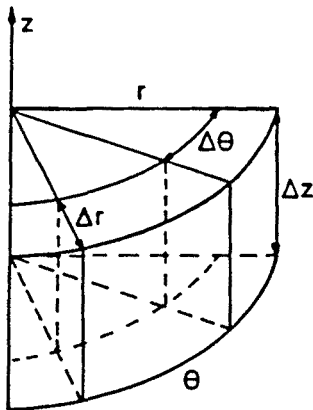


Fig. IV.20. Discretització del sistema.

Una vegada feta la discretització s'ha plantejat el sistema d'equacions lineals utilitzant el mètode de diferències finites.

Existeixen diferents formes de resolució per diferències finites (Carnahan, 1979); en aquest cas s'ha utilitzat el mètode implícit, ja que així s'eviten problemes de convergència a l'hora de discretitzar el sistema. Aquest mètode resol el conjunt d'equacions lineals plante-

jat simultàneament.

Aleshores, l'equació de l'energia IV-3 i les condicions inicials i de contorn en diferències finites es transformen de la següent manera:

-Equació de l'energia:

$$\begin{aligned}
 & \frac{1}{j\Delta r} * \frac{T_{i,j+1,k+1} - T_{i,j-1,k+1}}{2\Delta r} + \\
 & + \frac{T_{i,j-1,k+1} + T_{i,j+1,k+1} - 2T_{i,j,k+1}}{(\Delta r)^2} + \\
 & + \frac{1}{(j\Delta r)^2} * \frac{T_{i+1,j,k+1} + T_{i-1,j,k+1} - 2T_{i,j,k+1}}{(\Delta\theta)^2} = \\
 & = \frac{\rho c_p u}{K_e} * \frac{T_{i,j,k+1} - T_{i,j,k-1}}{2\Delta z} \quad \text{(IV-4)}
 \end{aligned}$$

Reagrupant l'equació IV-4, i definint els termes següents:

$$\alpha = \frac{c_p u \rho}{K_e} \quad \text{i} \quad C = \frac{1}{(j\Delta r)^2 (\Delta\theta)^2}$$

queda:

$$\begin{aligned}
 & C * T_{i-1,j,k+1} + \left(-2C - \frac{2}{(\Delta r)^2} - \frac{\alpha}{2\Delta z} \right) * T_{i,j,k+1} + \\
 & + \left(\frac{1}{(\Delta r)^2} - \frac{1}{2j(\Delta r)^2} \right) * T_{i,j-1,k+1} + \\
 & + \left(\frac{1}{(\Delta r)^2} - \frac{1}{2j(\Delta r)^2} \right) * T_{i,j+1,k+1} + \\
 & + C * T_{i+1,j,k+1} = - \frac{\alpha}{2\Delta z} * T_{i,j,k-1} \quad \text{(IV-5)}
 \end{aligned}$$

Condició 1) $T_{i,j,0} = T_0$ per a $k = 0$,

$$T_{i,j,-1} = T_0 \text{ per a } k = -1, \text{ per a tot } i, j.$$

Condició 2) $T_{n+1,j,k+1} = T_{n-1,j,k+1}$ per a $i = n+1$, per a tot j, k .

$$\begin{aligned} \text{Condició 3) } T_{i,m+1,k+1} &= \frac{h\Delta r}{K_e} * T_0 + \left(1 - \frac{h\Delta r}{K_e}\right) * T_{i,m,k+1} \text{ per a } j \\ &= m+1, \text{ per a tot } i, k. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{Condició 4') } T_{0,j,k+1} &= T_{1,j,k+1} + \frac{q}{SK_e} * (j\Delta r)\Delta\theta \text{ per a } i = 0, \text{ per} \\ &\text{a tot } j, k. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{Condició 5') } T_{i,0,k+1} &= \frac{q}{SK_e} * \frac{\Delta r}{\sin(i\Delta\theta)} + T_{i,1,k+1} \text{ per a } j = 0, \\ &\text{per a tot } i, k. \end{aligned}$$

Aleshores les equacions resultants de reunir l'equació de calor amb les condicions de contorn, que per al present cas donarà un sistema de 144 incognites que resoldrà el model per a cada k (Δz) del llit, seràn les següentes:

$$\underline{j = 1, i = 1}$$

$$(D + C + XJM1) * T_{1,1,k+1} + XJP1 * T_{1,2,k+1} + C * T_{2,1,k+1} =$$

$$= -Q * \left(\frac{C * \Delta \theta (j * \Delta r) + XJ M1 * \Delta r}{\sin(i * \Delta \theta)} \right) - Y1 * T_{1,1,k-1} \quad (IV-6)$$

$$\underline{j = 1, i \in (2, n-1)}$$

$$\begin{aligned} C * T_{i-1,1,k+1} + (D + XJ M1) * T_{i,1,k+1} + XJ P1 * T_{i,2,k+1} + \\ + C * T_{i+1,1,k+1} = - \frac{Q * XJ M1 * \Delta r}{\sin(i * \Delta \theta)} - Y1 * T_{i,1,k-1} \end{aligned} \quad (IV-7)$$

$$\underline{j = 1, i = n}$$

$$\begin{aligned} 2C * T_{n-1,1,k+1} + (D + XJ M1) * T_{n,1,k+1} + XJ P1 * T_{n,2,k+1} = \\ = - \frac{Q * XJ M1 * \Delta r}{\sin(i * \Delta \theta)} - Y1 * T_{n,1,k-1} \end{aligned} \quad (IV-8)$$

$$\underline{i \in (2, m-1), i = 1}$$

$$\begin{aligned} (D + C) * T_{i,j,k+1} + XJ M1 * T_{1,j-1,k+1} + XJ P1 * T_{1,j+1,k+1} + \\ + C * T_{2,j,k+1} = - Q * C * \Delta \theta * j * \Delta r - Y1 * T_{1,j,k-1} \end{aligned} \quad (IV-9)$$

$$\underline{i \in (2, m-1), i \in (2, n-1)}$$

$$\begin{aligned} C * T_{i-1,j,k+1} + D * T_{i,j,k+1} + XJ M1 * T_{i,j-1,k+1} + XJ P1 * T_{i,j+1,k+1} + \\ + C * T_{i+1,j,k+1} = - Y1 * T_{i,j,k-1} \end{aligned} \quad (IV-10)$$

$$\underline{j \in (2, m-1), i = n}$$

$$\begin{aligned} 2C^*T_{n-1, j, k+1} + D^*T_{n, j, k+1} + XJm1^*T_{n, j-1, k+1} + XJP1^*T_{n, j+1, k+1} = \\ = - Y1^*T_{n, j, k-1} \end{aligned} \quad (IV-11)$$

$$\underline{j = m, i = 1}$$

$$\begin{aligned} (D + C + BP^*XJP1)^*T_{1, m, k+1} + XJm1^*T_{1, m-1, k+1} + C^*T_{2, m, k+1} = \\ = - Q^*\Delta\theta^*(j^*\Delta r)^*C - W - Y1^*T_{1, m, k-1} \end{aligned} \quad (IV-12)$$

$$\underline{j = m, i \in (2, n-1)}$$

$$\begin{aligned} C^*T_{i-1, m, k+1} + (D + BP^*XJP1)^*T_{i, m, k+1} + XJm1^*T_{i, m-1, k+1} + \\ + C^*T_{i+1, m, k+1} = - W - Y1^*T_{i, m, k-1} \end{aligned} \quad (IV-13)$$

$$\underline{j = m, i = n}$$

$$\begin{aligned} 2C^*T_{n-1, m, k+1} + (D + BP^*XJP1)^*T_{n, m, k+1} + XJm1^*T_{n, m-1, k+1} = \\ = - W - Y1^*T_{n, m, k-1} \end{aligned} \quad (IV-14)$$

$$\text{amb } Q = \frac{q}{SK_e},$$

$$Y1 = \frac{\alpha}{2\Delta z} ,$$

$$XJM1 = \frac{1}{(\Delta r)^2} - \frac{1}{2j(\Delta r)^2} ,$$

$$XJP1 = \frac{1}{(\Delta r)^2} + \frac{1}{2j(\Delta r)^2} ,$$

$$D = -2C - \frac{2}{(\Delta r)^2} - Y1 ,$$

$$BP = 1 - \frac{h\Delta r}{K_e} ,$$

$$W = \frac{hT_0\Delta r}{K_e} * XJP1 .$$

IV.4.2 CÀLCUL DE LA CONDUCTIVITAT TÈRMICA EFECTIVA DEL LLIT

Plantejat el sistema d'equacions lineals que solucionen el model, el pas següent és la determinació del mètode més adient per a resoldre aquest sistema, així com la metodologia adequada per a determinar els valors de K_e .

En primer lloc s'estableixen els valors dels increments de θ , r i z per a tenir una discretització del sistema que no presenti inestabilitat per a la resolució del conjunt d'equacions plantejat. Així, els valors que permeten mantenir el sistema estable són $\Delta\theta = 5^\circ$, $\Delta r = 4.375$ mm i $\Delta z = 0.5$ mm; això es tradueix en que cal resoldre 144 equacions 280 vegades, doncs el

sistema d'equacions es resol per a cada discretització de l'alçada fins arribar a l'alçada total del llit. Això implica trobar un mètode ràpid per a resoldre aquest sistema d'equacions, ja que sinó es necessita un temps molt elevat de càlcul. L'elecció de la subrutina pel càlcul del sistema d'equacions s'explica en l'Annex 2.

A continuació s'ha desenvolupat un algorisme basat en el model plantejat, partint dels resultats experimentals i definint com a funció objectiu aquella que dona l'error relatiu entre el valor calculat i l'experimental, definit com:

$$F = \frac{1}{n_p} \sum_i \left(\frac{\Delta T_i}{T_t + T_0} \right)^2 \quad (\text{IV-15})$$

Aquest algorisme s'ha desenvolupat en l'Annex 2.

IV.4.3 RESULTATS

Una vegada obtinguts els valors de K_e i de F corresponents a cada cas, s'ha representat F en front de K_e (Figures IV.21 i IV.22) per a determinar quin és el valor de K_e que dona el valor mínim de la funció objectiu F , i per tant la que s'ajusta amb menor error als resultats experimentals.

Un exemple del bon ajust del model amb les dades experimentals pels valors de K_e que donen l'error relatiu mínim, és el mostrat en les Figures IV.23 i IV.24. Aquests valors de K_e fan que els valors teòrics determinats pel model respecte als experimentals

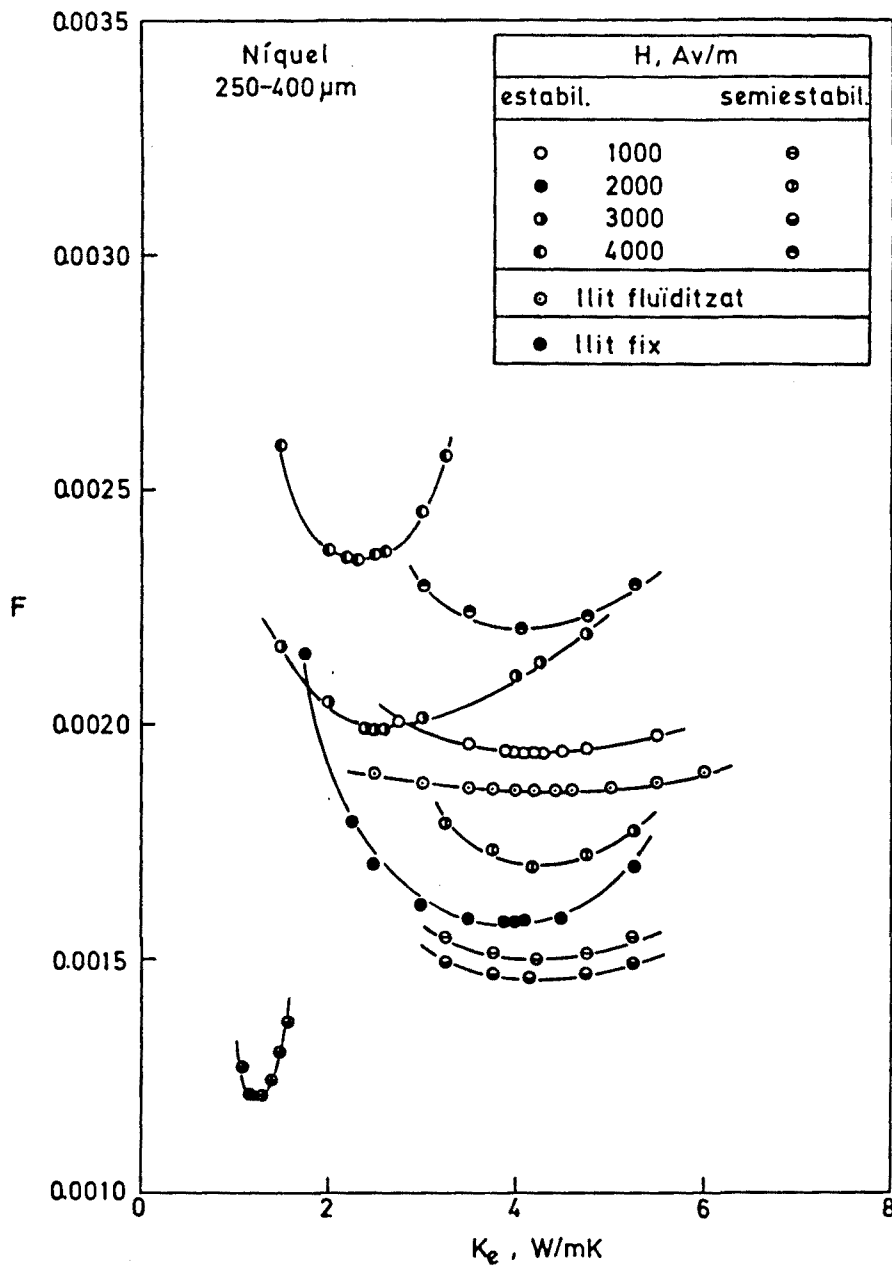


Fig. IV.21. Determinació de K_e per els diferents casos estudiats (Níquel sinteritzat).

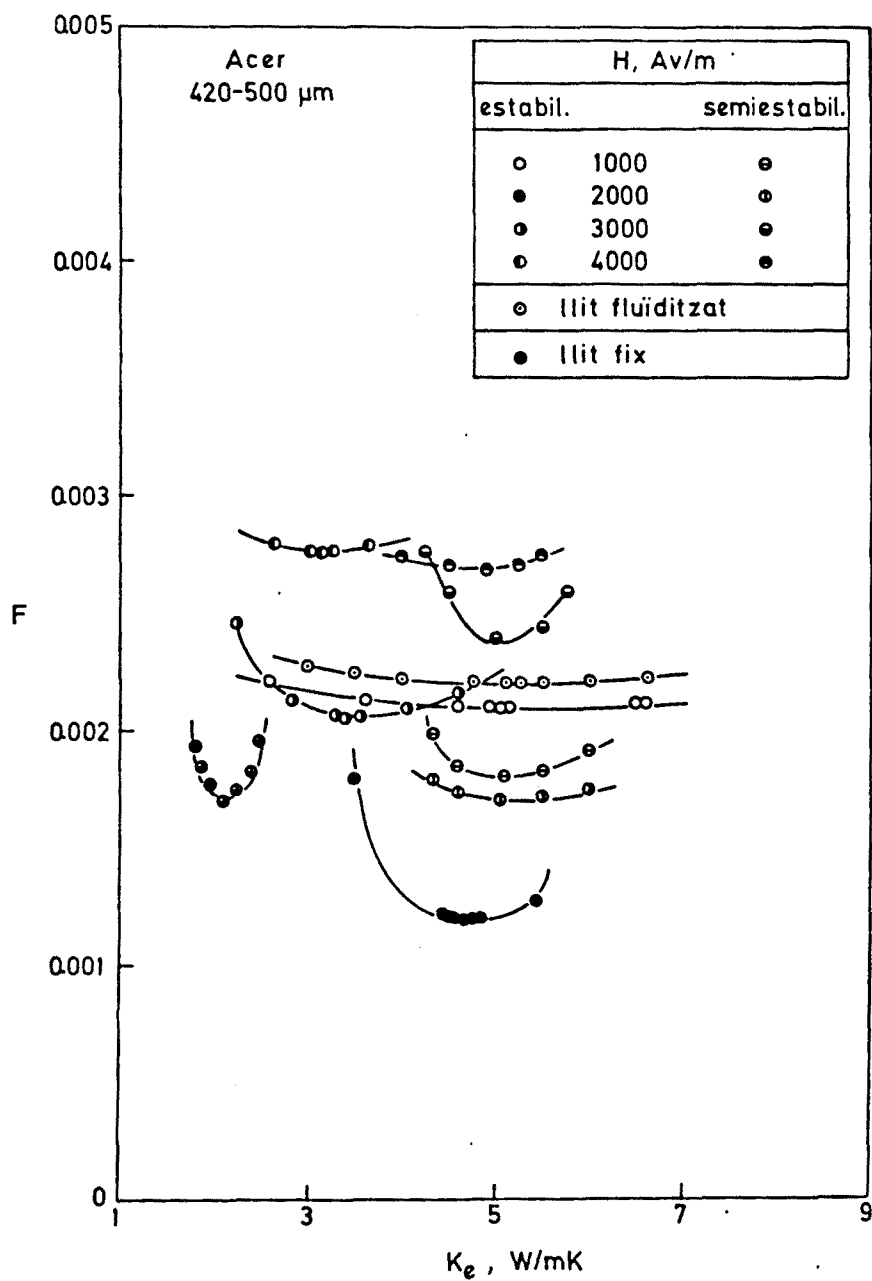


Fig. IV.22. Determinació de K_e per els diferents casos estudiats (Acer).

Níquel 250-400 μm
 llit estabilitzat
 $H=2000 \text{ Av/m}$
 ● experimental
 - model

posició:

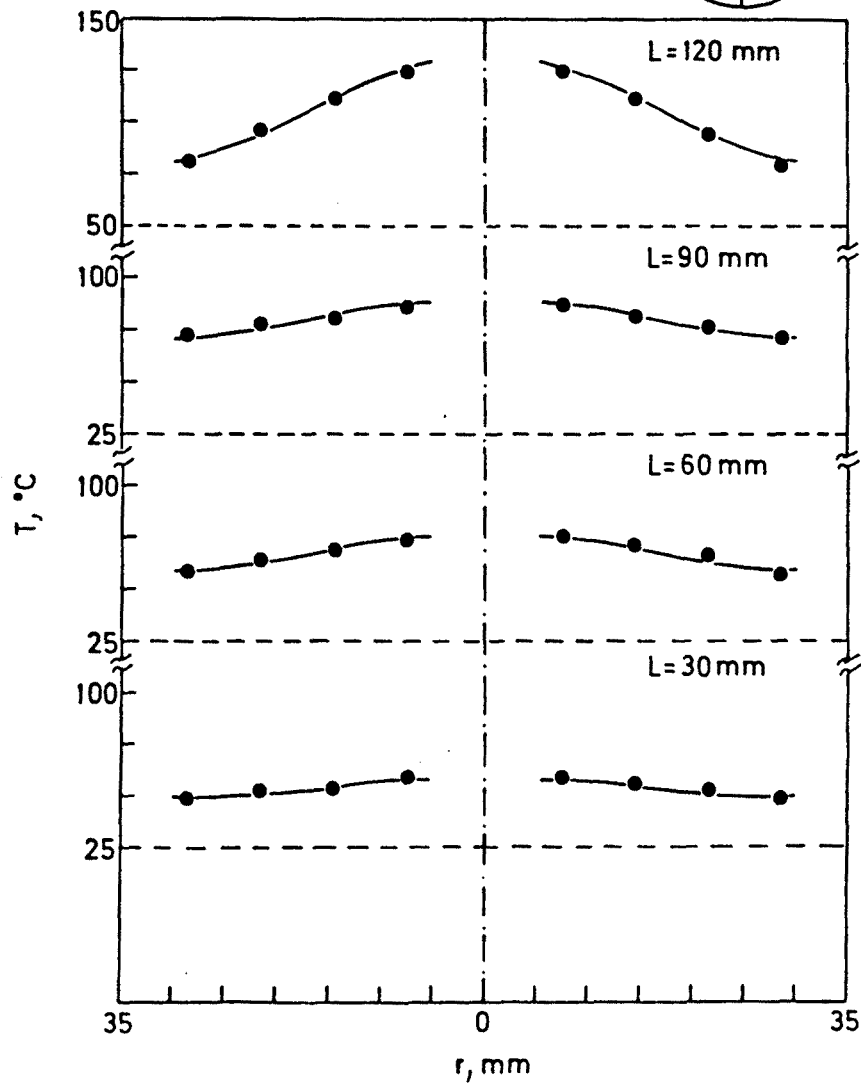
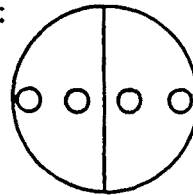


Fig. IV.23. Comparació del model amb els resultats experimentals per a un llit estabilitzat de partícules de níquel.

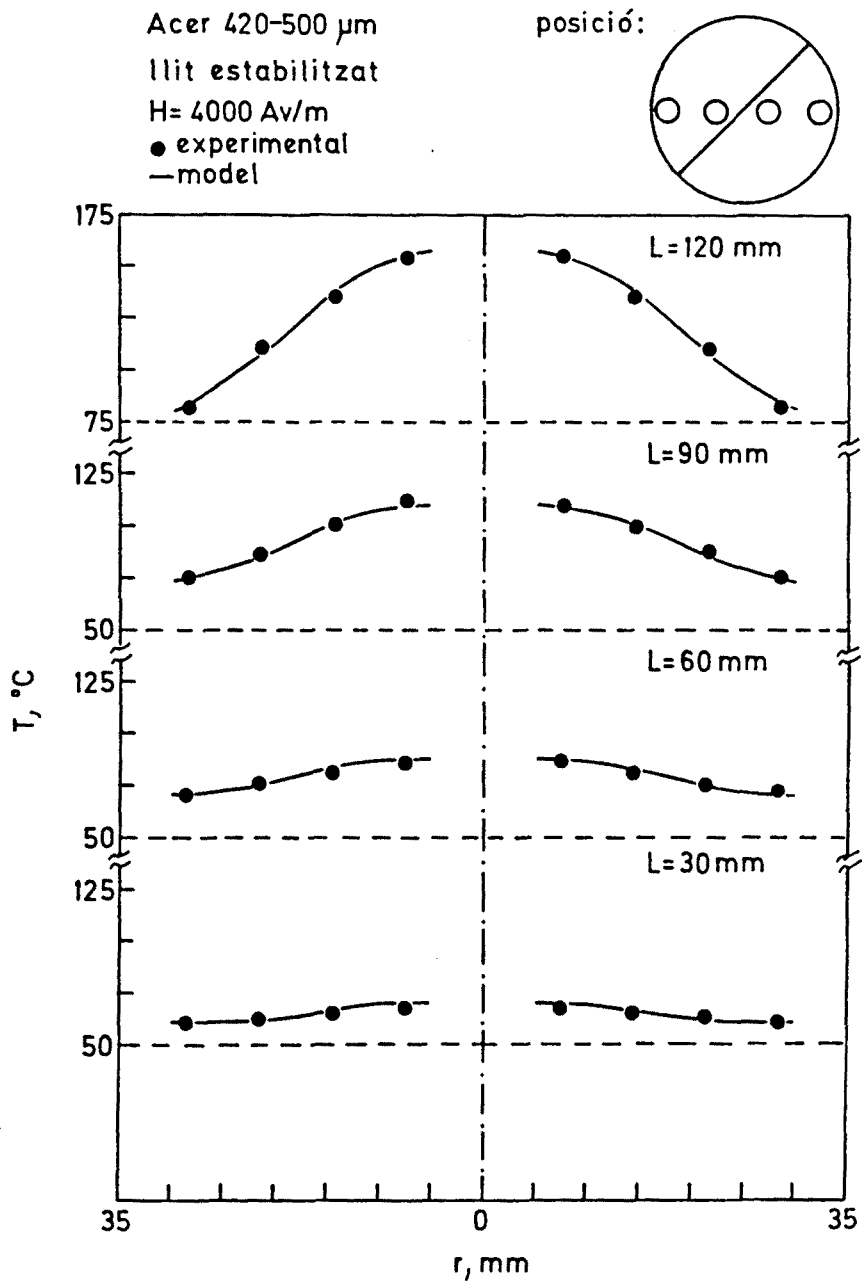


Fig. IV.24. Comparació del model amb els resultats experimentals per a un llit estabilitzat de partícules d'acer.

presentin en el cas més desfavorable una desviació normal del 5.3%; per tant, la precisió d'aquest model és satisfactòria, permetent doncs el càlcul de valors fiables de K_e . Aquests valors s'han representat en front de H per a cada material (Figures IV.25 i IV.26). Pot observar-se que quan el llit està sense camp

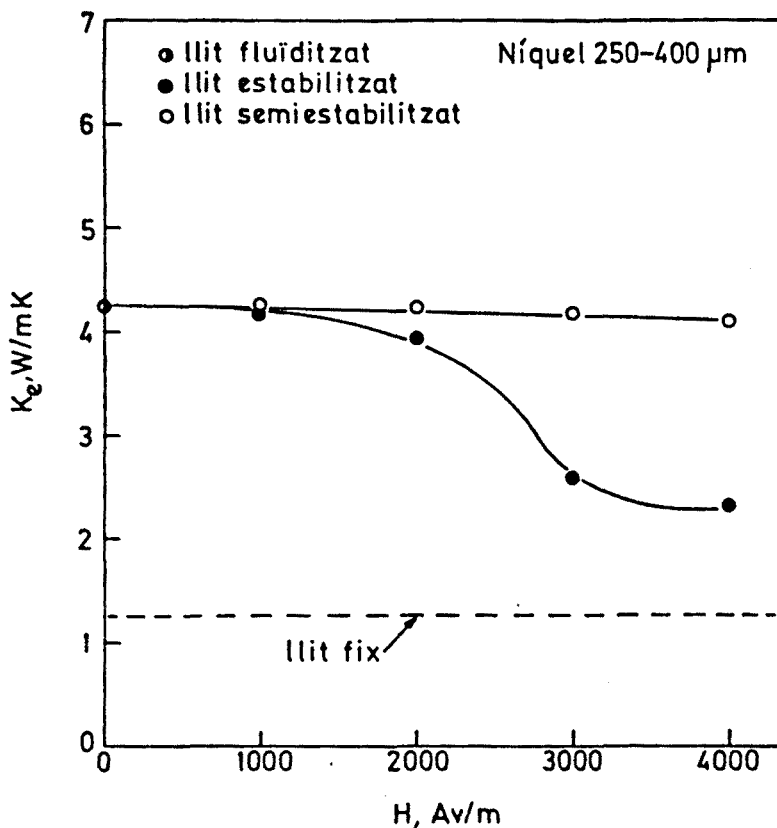


Fig. IV.25. K_e en funció de la intensitat del camp magnètic (Níquel sinteritzat).

magnètic (fluidització clàssica) el valor de K_e és més gran que a mida que es va estabilitzant, observant-se que a valors més elevats d'intensitat del camp el valor de K_e s'aproxima al corresponent a llit fix, que és quan la conductivitat efectiva és més baixa; també pot veure's que existeix un canvi de pendent entre 2000 Av/m i 3000 Av/m.

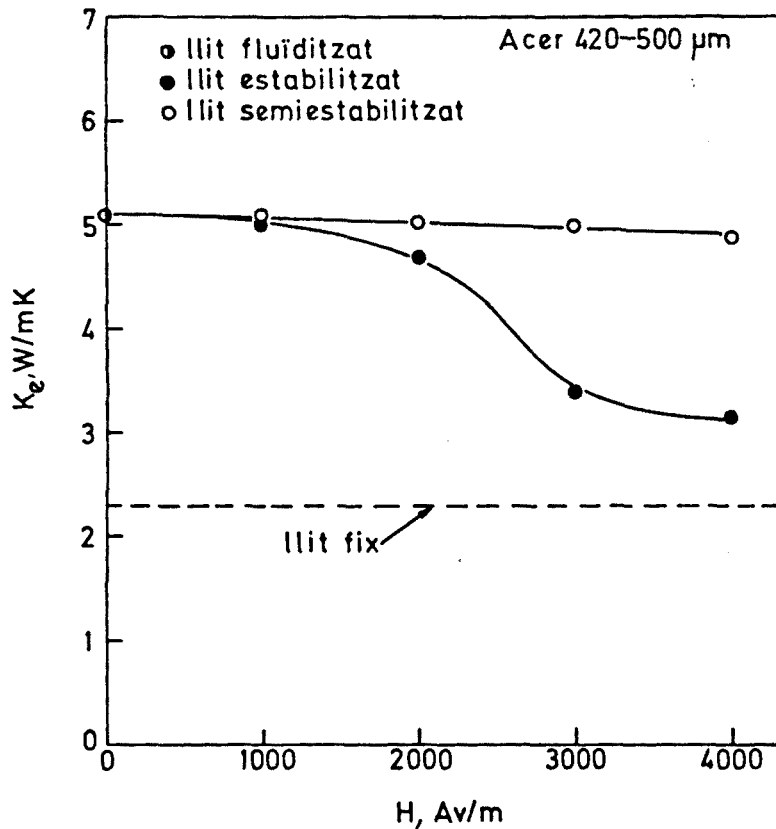


Fig. IV.26. K_e en funció de la intensitat del camp magnètic (Acer).

Aquestes observacions es porten a les següents deduccions: el llit fluiditzat clàssic té millor conductivitat tèrmica efectiva que el llit estabilitzat; en aquest, K_e pràcticament no té variació mentre el camp aplicat és baix, essent la transferència de calor més semblant a la d'un llit fluiditzat clàssic. En els casos en què el control és molt elevat i l'agitació és més restringida, la transferència de calor empitjora reduint-se els valors de K_e ; a mida que augmenta el control, s'aproxima progressivament al comportament d'un llit fix.

Cal observar finalment que quan es tracta d'un llit semiestabilitzat la variació de K_e amb el camp és minça, ja que

com pot veure's en les Figures IV.25 i IV.26 la línia que mostra la variació de K_e amb la intensitat de camp magnètic, quan el llit és semiestabilitzat, presenta un pendent molt petit. Això concorda amb l'observació ja realitzada de que, des del punt de vista d'isotermicitat, el llit semiestabilitzat té un comportament similar al llit fluïditzat clàssic, tot i presentant un gradient una mica més pronunciat; per tant, en les mateixes condicions de treball que el llit fluïditzat clàssic, sembla ser que la variació de K_e amb el camp aplicat no és tant pronunciada com en el cas del llit estabilitzat.

IV.5 ESTUDI DEL COEFICIENT DE TRANSFERÈNCIA DE CALOR SUPERFÍCIE-LLIT

L'altre paràmetre important en la transferència de calor en llits fluiditzats és el coeficient de transferència de calor entre el llit i una superfície bescanviadora de calor. En aquesta secció s'estudia aquesta transferència i la seva variació en funció de diferents variables.

IV.5.1 METODOLOGIA EXPERIMENTAL

Degut a l'existència de gradients de temperatura tan axialment com radialment, els coeficients de transferència de calor superfície-llit s'han determinat mitjançant la següent equació:

$$\bar{h}_1 = \frac{q}{\sum_i S_i \overline{\Delta T}_{1i}} \quad (\text{IV-16})$$

on \bar{h}_1 = coeficient de transferència de calor mig logarítmic,
 S_i = superfície escalfadora en cada tram del llit,
 $\overline{\Delta T}_{1i}$ = increment mig logarítmic de temperatures entre la paret calefactora i el llit en cada tram del mateix.

L'estudi s'ha realitzat utilitzant aquest tipus de coeficient en primer lloc per a tenir un valor més representatiu del que succeeix dins el llit, i en segon lloc per a seguir la recomanació d'altres autors que en l'estudi de llits fixes

determinen aquest paràmetre de la mateixa manera (Bird et al., 1960).

En els casos de llit fluïditzat clàssic i llit semiestabilitzat, com que són pràcticament isoterms, la temperatura del llit s'ha considerat uniforme en tot ell i, per tant, l'equació IV-16 s'expressa de forma senzilla:

$$\bar{h} = \frac{q}{S\Delta T} \quad (\text{IV-17})$$

on \bar{h} = coeficient de transferència de calor mig,

S = superfície total d'escalfament,

ΔT = increment de temperatures entre la superfície i la temperatura mitjana del llit.

Definits així aquests dos coeficients de transferència de calor superfície-llit, a partir d'ara és denominaran "h", ja que pot considerar-se que ambdós són equivalents i comparables entre ells.

Aquests coeficients han sigut determinats a velocitat creixent de pas del gas a través del llit, prenent la temperatura a cada alçada una vegada estabilitzat a cada velocitat.

IV.5.2 L.F.E.M. EMPRANT MATERIAL MAGNÈTIC SOL

S'ha representat el coeficient de transferència de calor en front de la velocitat del gas per a diferents camps aplicats. En les

Figures IV.27 i IV.28, on es presenten els resultats experimentals per a dos casos diferents, poden observar-se tres zones diferenciades: I (llit fix) on pot veure's que, hi hagi o no camp aplicat, el comportament és molt semblant; II (llit estabilitzat), on s'observa que els coeficients de transferència de calor són més petits a mida que el camp magnètic aplicat és més elevat; a més a més pot observar-se que com més gran és el camp magnètic més semblant és el comportament al d'un llit fix; III (llit semiestabilitzat) aquest cas presenta una semblança amb el comportament a $H = 0$ Av/m, encara que els coeficients determinats sota l'acció del camp magnètic són més petits degut a la menor agitació. Una vegada assolit el bombolleig, ja fora del control del camp magnètic, per sobre d' u_b , s'assoleixen valors de h inferiors als del llit fluïditzat perquè les bombolles formades són més grans que en el cas de llit fluïditzat clàssic a la velocitat que es produeix el valor màxim de h , influint això també negativament en el coeficient de transferència de calor.

Si es representen els coeficients de transferència de calor en front del camp aplicat, mantenint la velocitat del gas constant (Figures IV.29 i IV.30), poden observar-se novament les tres zones abans definides. Pot veure's també que a mida que el camp aplicat augmenta el coeficient de transferència de calor disminueix, tant en règim d'estabilització com de semiestabilització, mentre que a llit fix pràcticament és constant. En aquest tipus de representació també pot observar-se que com més gran és la velocitat a que es treballa menys zona d'estabilització es té, podent arribar-se a treballar a una

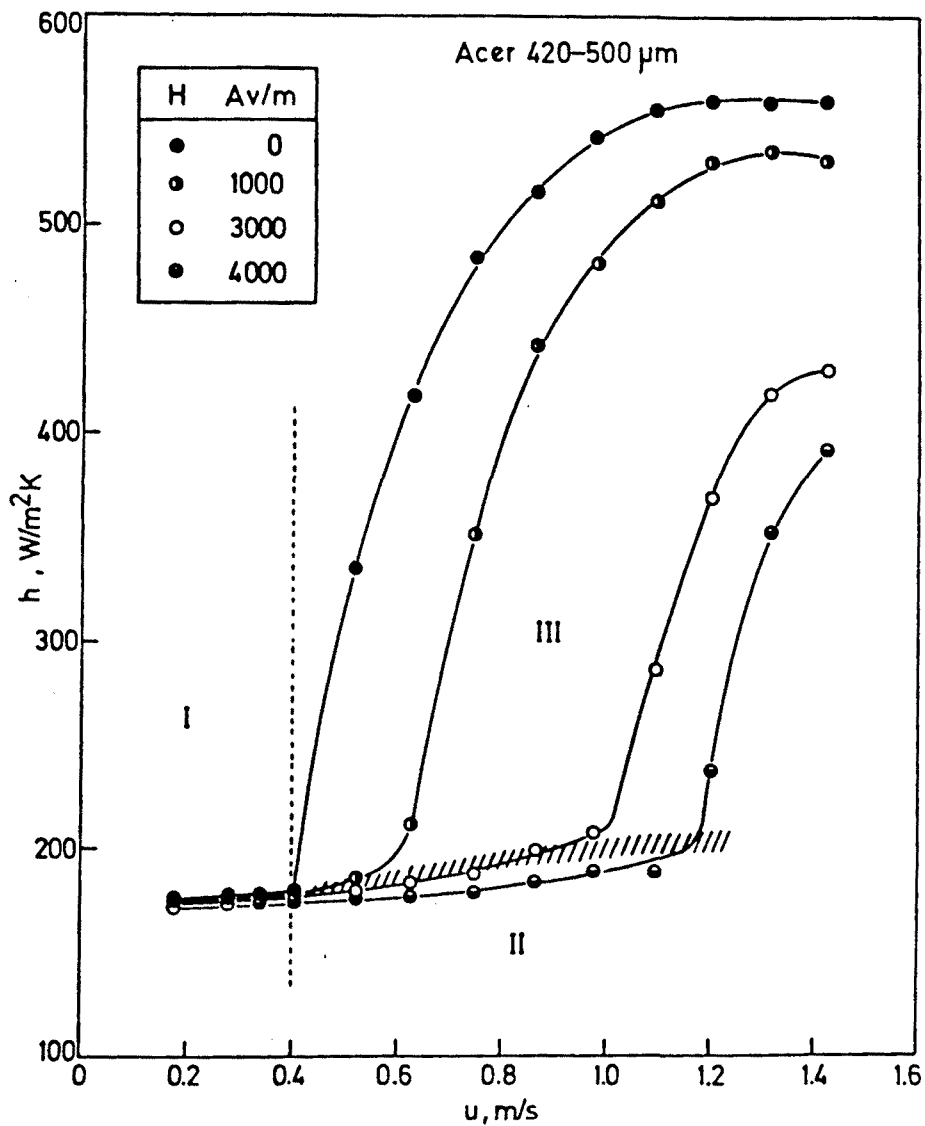


Fig. IV.27. Variació del coeficient de transferència de calor superfície-llit en funció de la velocitat del gas per a un llit de partícules d'acer ($q = -187.5 \text{ W}$).

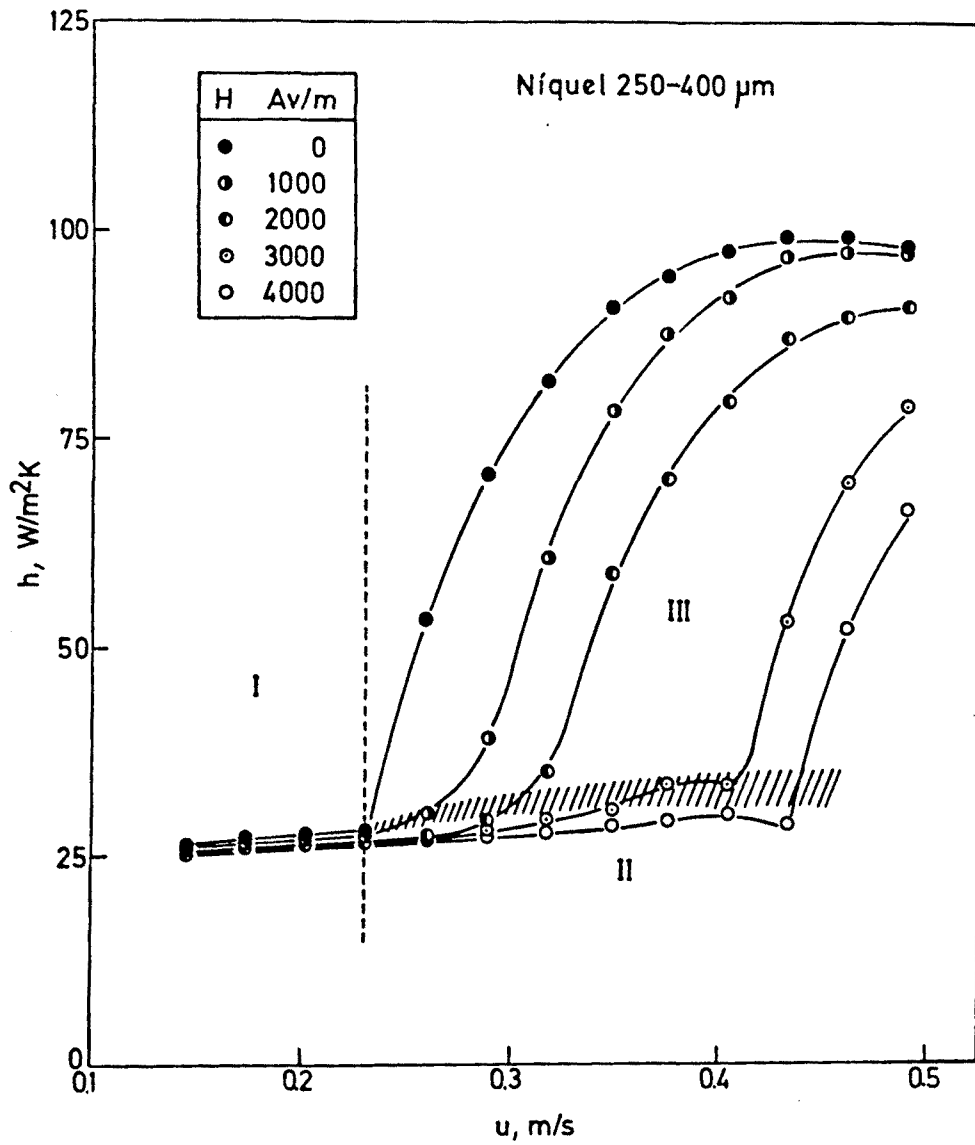


Fig. IV.28. Variació del coeficient de transferència de calor superfície-llit en funció de la velocitat del gas per a un llit de partícules de níquel ($q = 35 \text{ W}$).

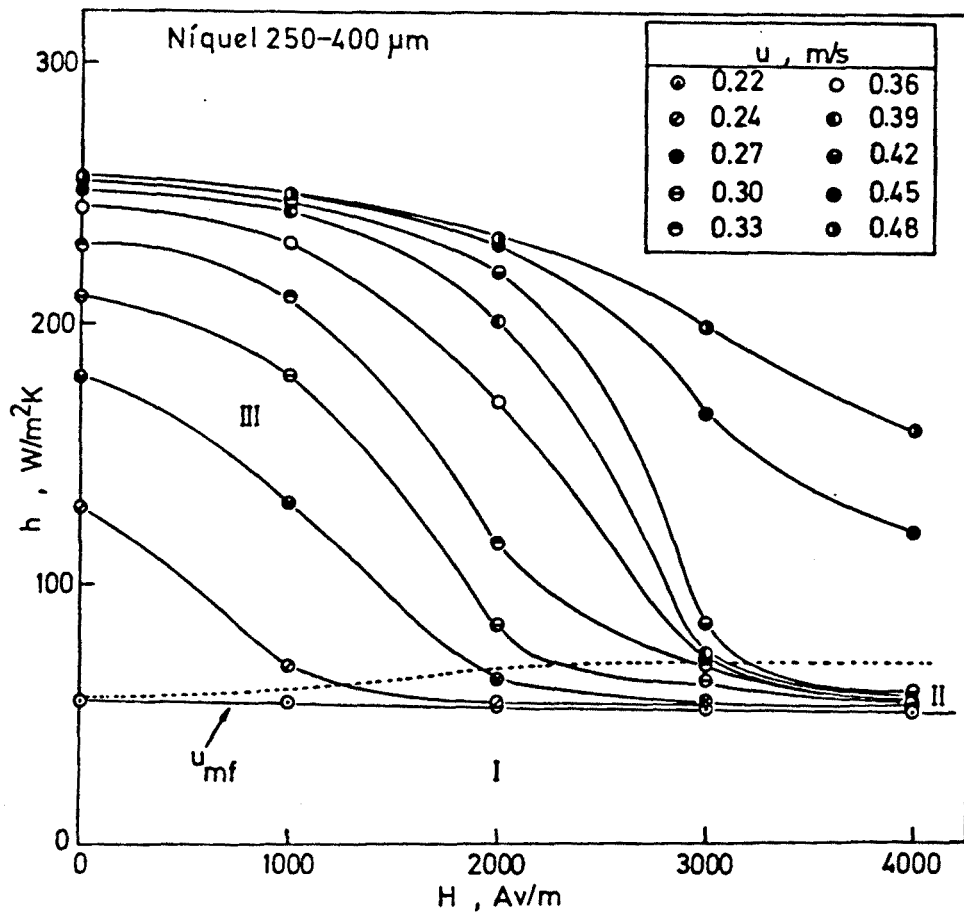


Fig. IV.29. Variació del coeficient de transferència de calor superfície-llit en funció de la intensitat del camp magnètic per a un llit de partícules de níquel ($q = 95 \text{ W}$).

velocitat tant elevada que l'acció del camp magnètic sobre el coeficient de transferència de calor sigui pràcticament nul·la.

IV.5.3 L.F.E.M. EMPRANT MATERIAL MAGNÈTIC I INERT

S'han realitzat també experiències utilitzant barreges de material magnètic amb inert. En les dades presentades en la Fig. IV.31, per a una barreja de níquel-silice, s'ha mantingut el

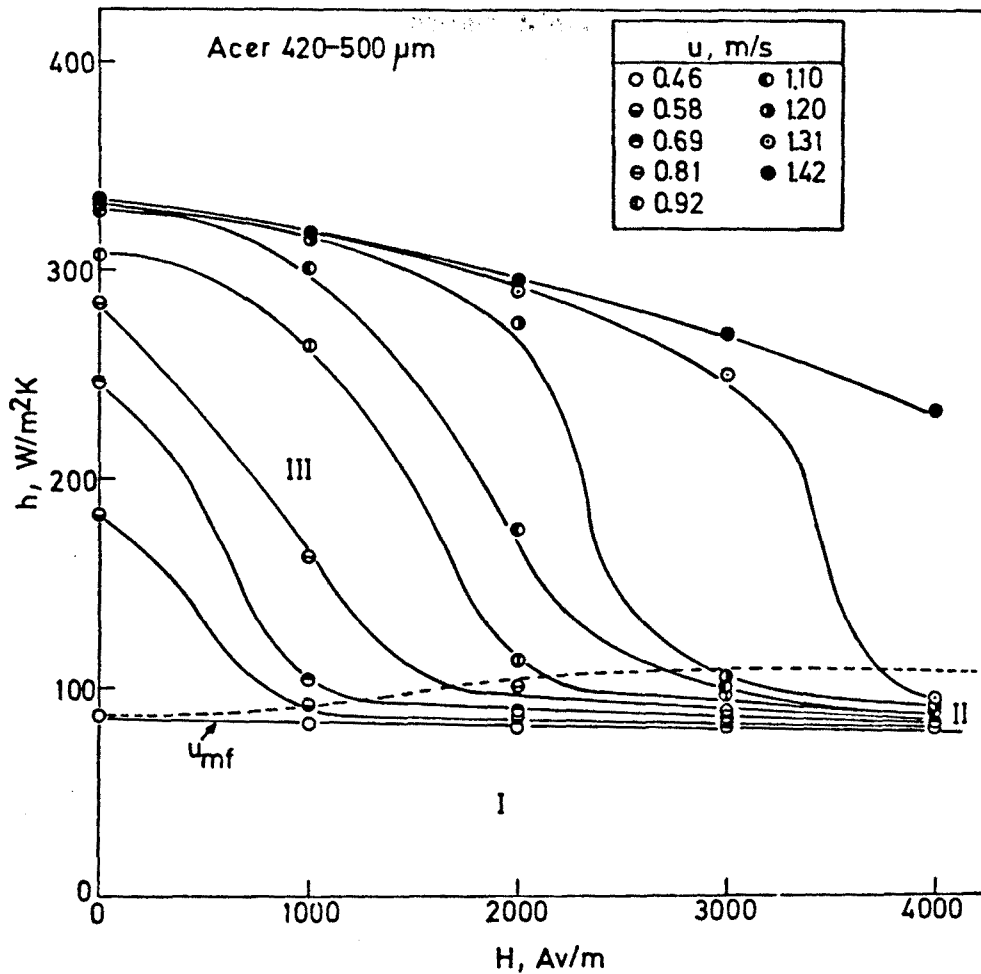


Fig. IV.30. Variació del coeficient de transferència de calor superfície-llit en funció de la intensitat del camp magnètic per a un llit de partícules d'acer ($q = 95 \text{ W}$).

percentatge de material magnètic constant (60%), variant la intensitat del camp magnètic. Pot veure's que el comportament és anàleg a l'obtingut utilitzant material magnètic sol, encara que l'aparició del bombolleig es produeix abans degut a que la velocitat de transició (u_p) és funció de la fracció en massa de material magnètic (vegi's capítol II), essent per tant la zona de llit estabilitzat més petita que en el cas de material magnètic sol.

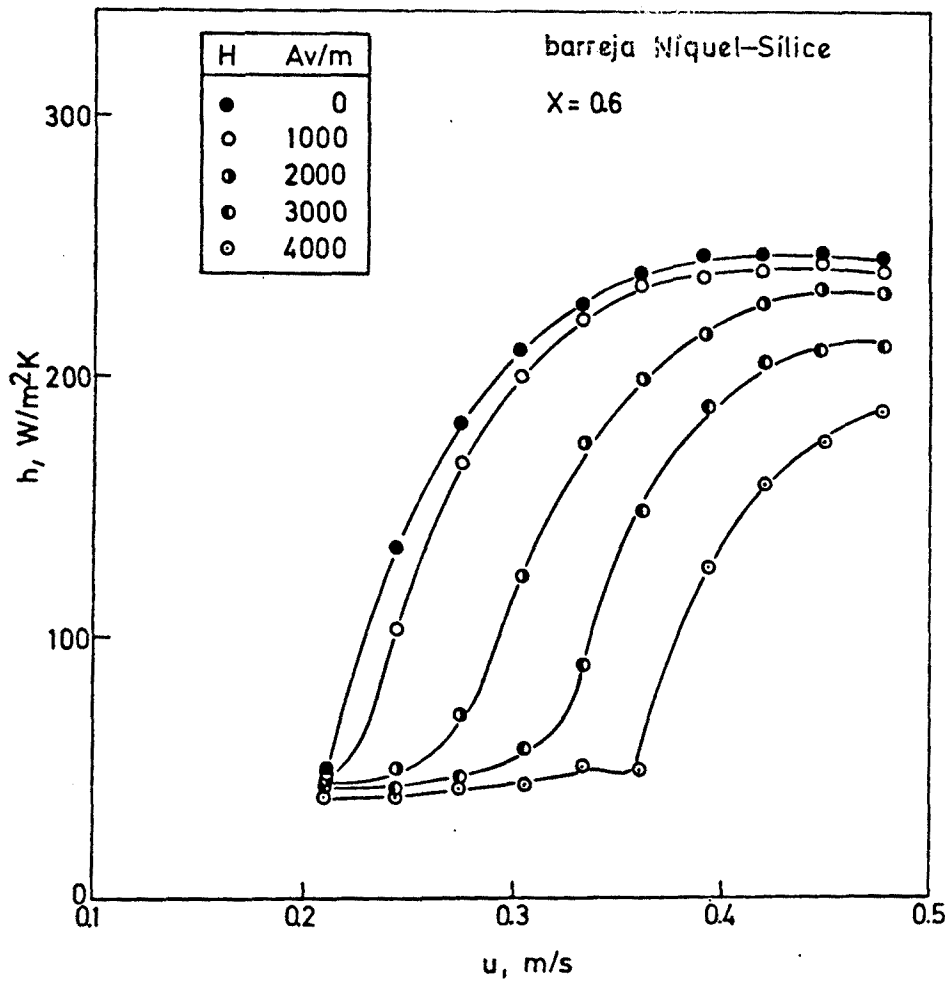


Fig. IV.31. Variació del coeficient de transferència de calor superfície-llit en funció de la velocitat del gas per a una barreja de níquel-sílíce mantenint la fracció en massa constant.

La Fig. IV.32 mostra, per a una barreja d'acer i sílice, l'efecte de la introducció de material magnètic sobre la transmissió de calor superfície-llit, observant-se que com més material magnètic hi ha la transferència de calor és pitjor; això ha d'atribuir-se a que hi ha més estabilització del llit, concordant aquest fet amb l'observat previament (capítol II).

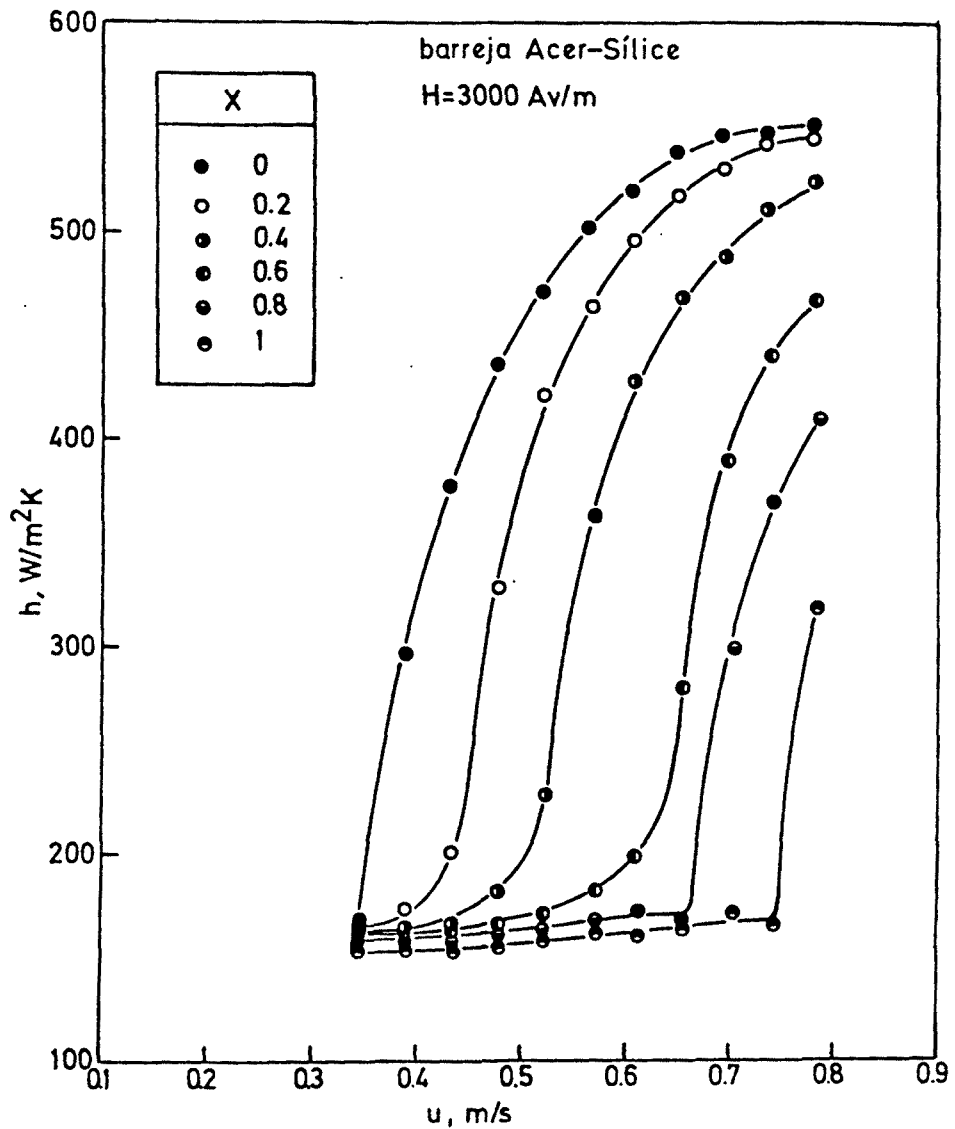


Fig. IV.32. Variació del coeficient de transferència de calor superfície-llit en funció de la velocitat del gas per a una barreja d'acer-silice mantenint la intensitat del camp magnètic constant.

IV.5.4 OBTENCIÓ D'UNA CORRELACIÓ PER AL CàLCUL DELS COEFICIENTS DE TRANSFERÈNCIA DE CALOR SUPERFÍCIE-LLIT

Es molt interessant l'obtenció d'una correlació que permeti el càlcul dels coeficients de transferència de calor superfície-llit, per als diversos casos de llit estabilitzat, semiestabilitzat, amb material magnètic sol o amb barreges.

Bé que usualment la forma de correlacionar els coeficients de transferència de calor en els llits fluiditzats ha estat posant el nombre de Nusselt en funció dels nombres de Reynolds i Prandtl, en el present cas ha semblat més adient la utilització del factor j_h , relacionant aquest amb la porositat del llit i el nombre de Re, segons el mètode preconitzat per Gupta i Thodos (1963). El paràmetre j_h és el que correlaciona millor les dades de transferència de calor en el L.F.E.M., al posar aquestes en funció de les propietats magnètiques del material i del camp magnètic partint del model hidrodinàmic proposat en el capítol III.

Així doncs:

$$j_h * f(\epsilon) = f(Re)$$

Ara bé, la funció de la porositat quan el llit està estabilitzat és, segons l'esmentat model hidrodinàmic:

$$f(\epsilon) = \frac{\epsilon_b^3}{1 - \epsilon_b} * \cos^2 \psi \quad (IV-18)$$

Per a un llit estabilitzat, per tant:

$$j_{hs} \left(\frac{\epsilon_b^3}{1 - \epsilon_b} \cos^2 \psi \right) = f(Re) \quad (IV-19)$$

essent j_{hs} el valor de j_h en el L.F.E.M.

La funció de ϵ_b (porositat de transició) pot posar-se en funció de la porositat mínima de fluïdització (vegi's capítol III):

$$\frac{\epsilon_b^3}{1 - \epsilon_b} \cos^2 \psi = \frac{\epsilon_{mf}^3}{1 - \epsilon_{mf}} \cos^2 \psi_0 \exp((a + bH)\mu_0 H) \quad (IV-20)$$

Substituint l'expressió IV-20 en l'equació IV-19, s'obté:

$$j_{hs} \left(\frac{\epsilon_{mf}^3}{1 - \epsilon_{mf}} \cos^2 \psi_0 \exp((a + bH)\mu_0 H) \right) = f(Re) \quad (IV-21)$$

Aquesta expressió pot posar-se d'una forma més generalitzada; així, si s'aplica l'equació IV-17 per a ϵ_{mf} :

$$j_{hmf} f(\epsilon_{mf}) = f(Re_{mf}) \quad (IV-22)$$

$f(\epsilon_{mf})$ pot posar-se en la forma ja utilitzada per a ϵ_b :

$$f(\epsilon_{mf}) = \frac{\epsilon_{mf}^3}{1 - \epsilon_{mf}} \cos^2 \psi_0 \quad (IV-23)$$

Substituint ara en l'equació IV-22, s'obté:

$$j_{hmf} * \left(\frac{\epsilon_{mf}^3}{1 - \epsilon_{mf}} * \cos^2 \psi_0 \right) = f(Re_{mf}) \quad (IV-24)$$

Per tant, substituint novament en l'equació IV-21 i reagrupant, queda una expressió del tipus:

$$j_{hs} = j_{hmf} * \exp(-(a + bH)\mu_0 H) * f(Re/Re_{mf}) \quad (IV-25)$$

Correlacionant les dades experimentals mitjançant la representació de $\log((j_{hs}/j_{hmf}) * \exp((a + bH)\mu_0 H))$ en front de $\log(Re/Re_{mf})$ (Fig. IV-33), s'obté l'equació següent:

$$j_{hs} = j_{hmf} * \exp(-(a + bH)\mu_0 H) * (Re/Re_{mf})^{0.2} \quad (IV-26)$$

on j_{hs} = factor de transmissió de calor en un llit estabilitzat.

$$\left(\frac{h}{c_{pB} * \rho_f * u} * Pr^{2/3} \right),$$

j_{hmf} = factor de transmissió de calor en les condicions de fluïdització incipient,

c_{pB} = calor específica del llit,

ρ_f = densitat del fluid a la temperatura de la pel·lícula.

$$(T_f = T_W + T_B/2),$$

Pr = nombre de Prandtl del fluid a la temperatura de la pel·lícula. $(c_{pf} * \mu_f / k_f)$,

Re = nombre de Reynolds a la temperatura de la pel·lícula.

$$(d_p \cdot u \cdot \rho_f / \mu_f),$$

Re_{mf} = nombre de Reynolds a fluïdització incipient.

L'expressió obtinguda té un factor de correlació de 0.99.

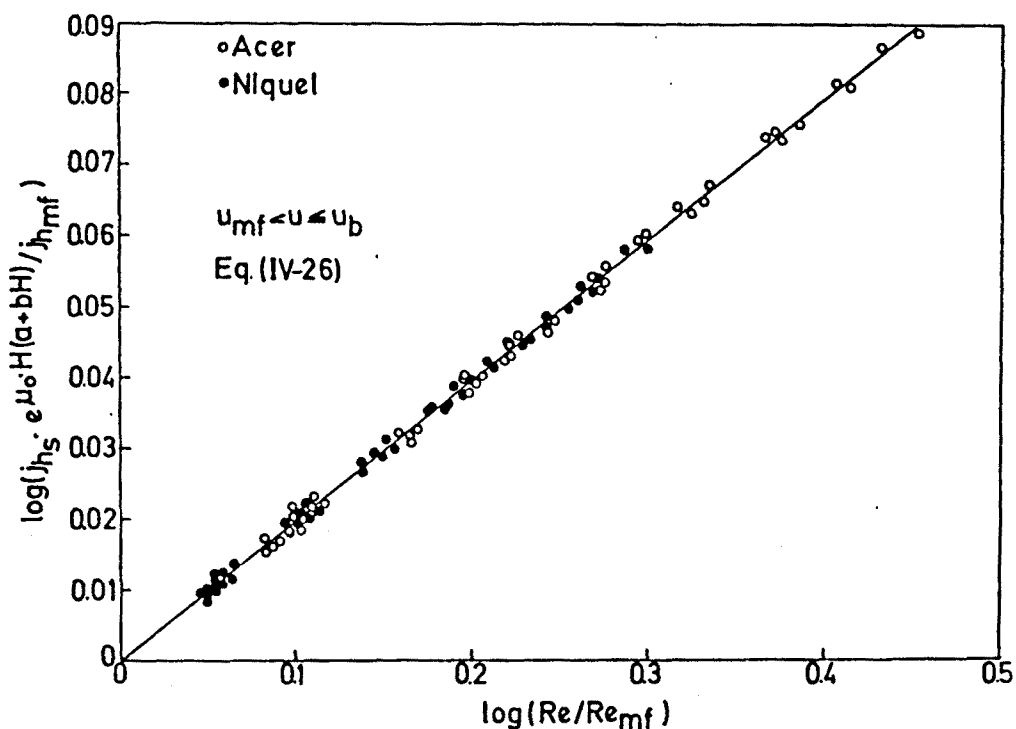


Fig. IV.33. Correlació de l'Eq. IV-26.

Cal fer notar que a i b , propietats característiques de la magnetització del material magnètic, varien amb la temperatura seguint una llei particular, fins arribar a la temperatura de Curie del material emprat; aquesta llei es troba establerta a la bibliografia, essent diferent per a cada material utilitzat.

Aquesta correlació és vàlida per al llit estabilitzat. A partir d' u_b la llei que determina j_h és diferent; això es mostra en la Fig. IV-34, on a partir dels resultats experimentals s'ha representat en forma tridimensional j_h en front de H i de

Re/Re_{mf} , observant-se dues superfícies diferents. Així, quan el llit està estabilitzat, la superfície que defineix l'equació IV-26 és la que mostra la línia continua, mentre que per a un llit amb bombolles (semiestabilització) la superfície és diferent (línia discontinua).

Hom ha cercat doncs la correlació que permet calcular j_h en el cas de que $u > u_b$. Partint de les mateixes hipòtesis anteriors:

$$j_{hF}^* \left(\frac{\epsilon^3}{1 - \epsilon} \right) = f(Re) \quad (IV-27)$$

on j_{hF} = factor de transmissió de calor en el llit amb bombolleig.

Tenint en compte les observacions fetes en el capítol II, on s'ha establert que la funció de la porositat depèn d' u , u_{mf} i ϵ_{mf} , i com que en el cas de llit semiestabilitzat l'estat de fluïdització incipient és equivalent a l'estat de transició, pot establir-se la següent relació:

$$\frac{\epsilon^3}{1 - \epsilon} = f\left(\frac{\epsilon_b^3}{1 - \epsilon_b}, Re, Re_b\right) \quad (IV-28)$$

Aquesta relació pot ser de la forma:

$$\frac{\epsilon^3}{1 - \epsilon} = \frac{\epsilon_b^3}{1 - \epsilon_b} * f(Re/Re_b) \quad (IV-29)$$

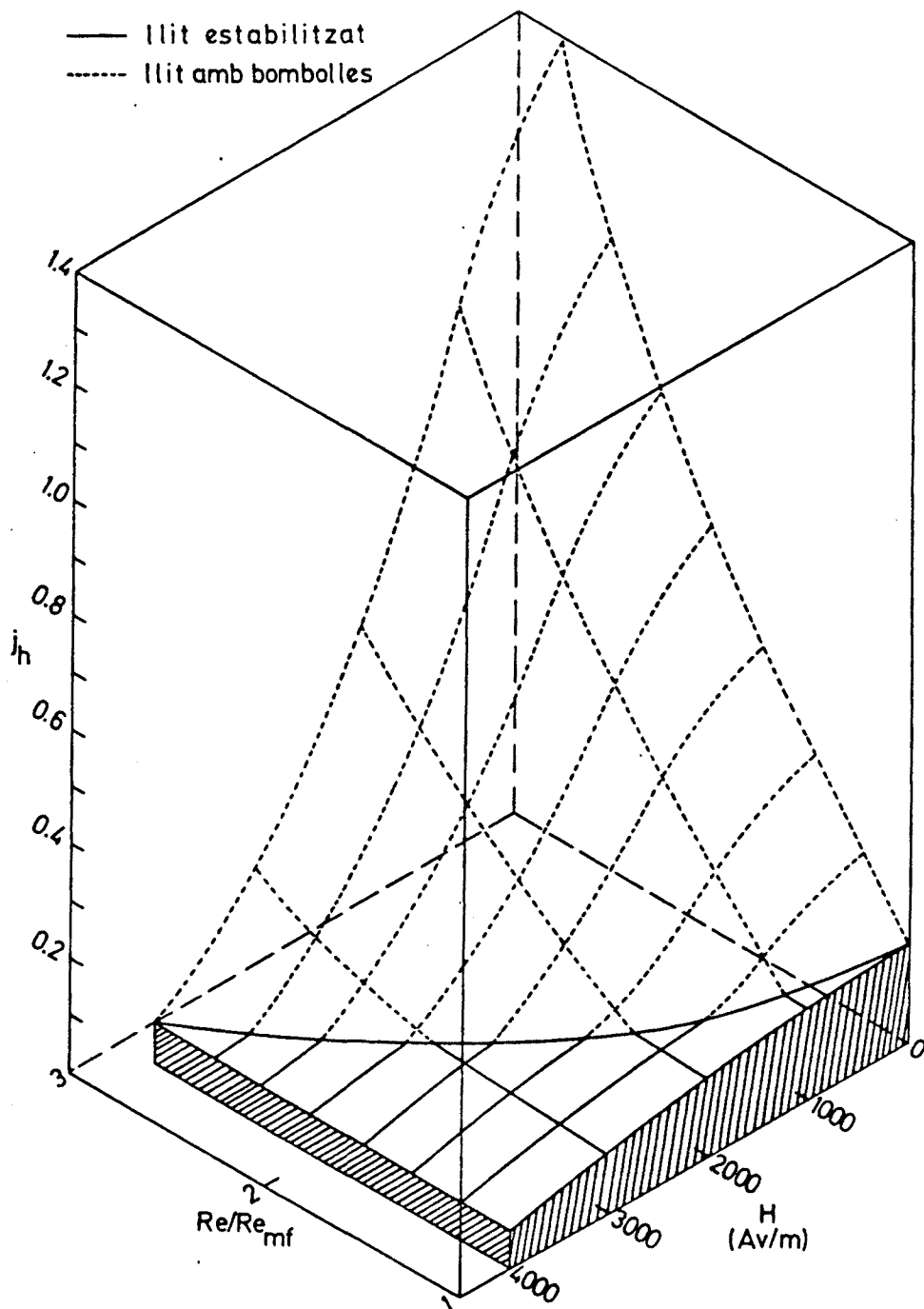


Fig. IV.34. Variació de j_h en funció de la intensitat del camp magnètic i del règim de flux.

Per a posar d'una forma més generalitzada l'equació que determina a j_{hF} , pot definir-se la següent relació:

$$j_{hb} * \left(\frac{\epsilon_b^3}{1 - \epsilon_b} \right) = f(Re_b) \quad (IV-30)$$

Substituint l'equació IV-29 en l'expressió IV-27, i reagrupant amb la relació IV-30, s'obté:

$$j_{hF} = j_{hb} * f(Re/Re_b) \quad (IV-31)$$

Com que en el model hidrodinàmic s'ha deduit que u_b és una funció de la velocitat mínima de fluïdització i de la magnetització, el nombre de Reynolds en l'estat de transició també serà funció de Re_{mf} i de les variables que resulten d'aplicar un camp magnètic; així:

$$Re_b = Re_{mf} * \exp((a + bH)\mu_0 H) \quad (IV-32)$$

Substituint l'equació IV-32 en la expressió IV-31, s'obté:

$$j_{hF} = j_{hb} * f((Re/Re_{mf}) * \exp(-(a + bH)\mu_0 H)) \quad (IV-33)$$

Representant $\log(j_{hF}/j_{hb})$ en funció del $\log(Re/Re_b)$ (Fig. IV.35) pot obtenir-se l'equació que permet calcular j_{hF} :

$$j_{hF} = j_{hb} * \exp(-2(a + bH)\mu_0 H) * (Re/Re_{mf})^2 \quad (IV-34)$$

on j_{hb} = factor de transmissió de calor en l'estat de transició.

L'equació IV-34 presenta un factor de correlació de 0.98 i és vàlida per a determinar els valors de j_h quan $u > u_b$.

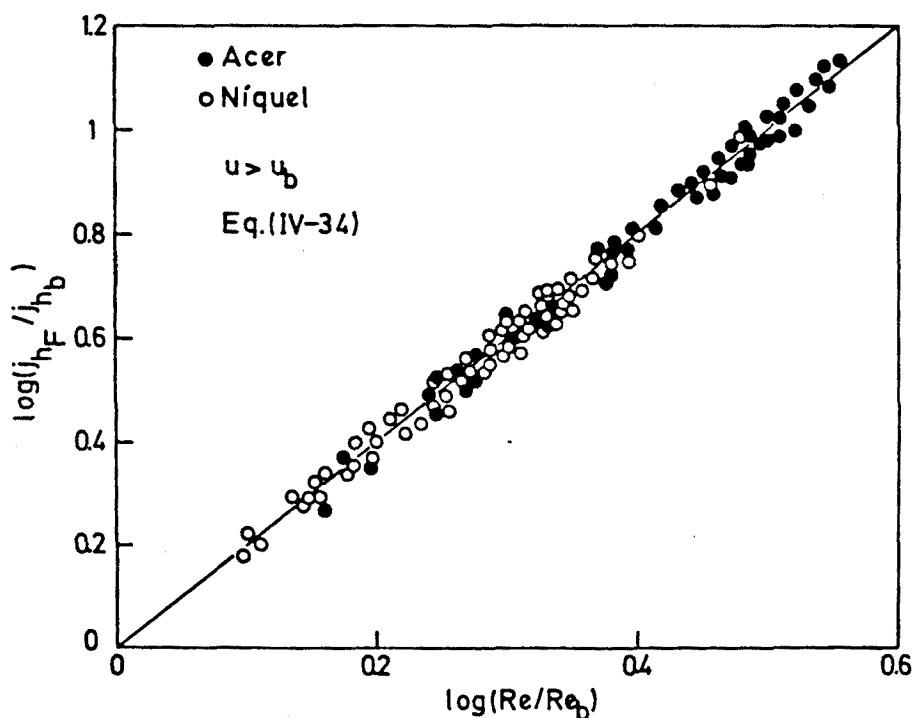


Fig. IV.35. Correlació de l'Eq. IV-34.

Seguint la mateixa metodologia s'ha portat a terme la determinació d'altres correlacions per a calcular j_h en el cas d'emprar barreges de material magnètic i inert. En aquest cas cal tenir en compte que existeix un paràmetre més a l'hora de determinar l'estat de transició, que influeix en l'estabilització i per tant en la transmissió de calor: la quantitat de material magnètic introduït en el llit. Així, per a llit estabilitzat, s'ha deduït la següent expressió:

$$j'_{hs} = j'_{hmf} \cdot \exp(-(a + bH)\mu_0 H X) \cdot (Re' / Re'_{mf})^{0.2} \quad (IV-35)$$

on X = fracció en massa de material magnètic emprat.

En la Fig.IV.36 pot veure's la fiabilitat de l'equació IV-35, que presenta un factor de correlació de 0.98.

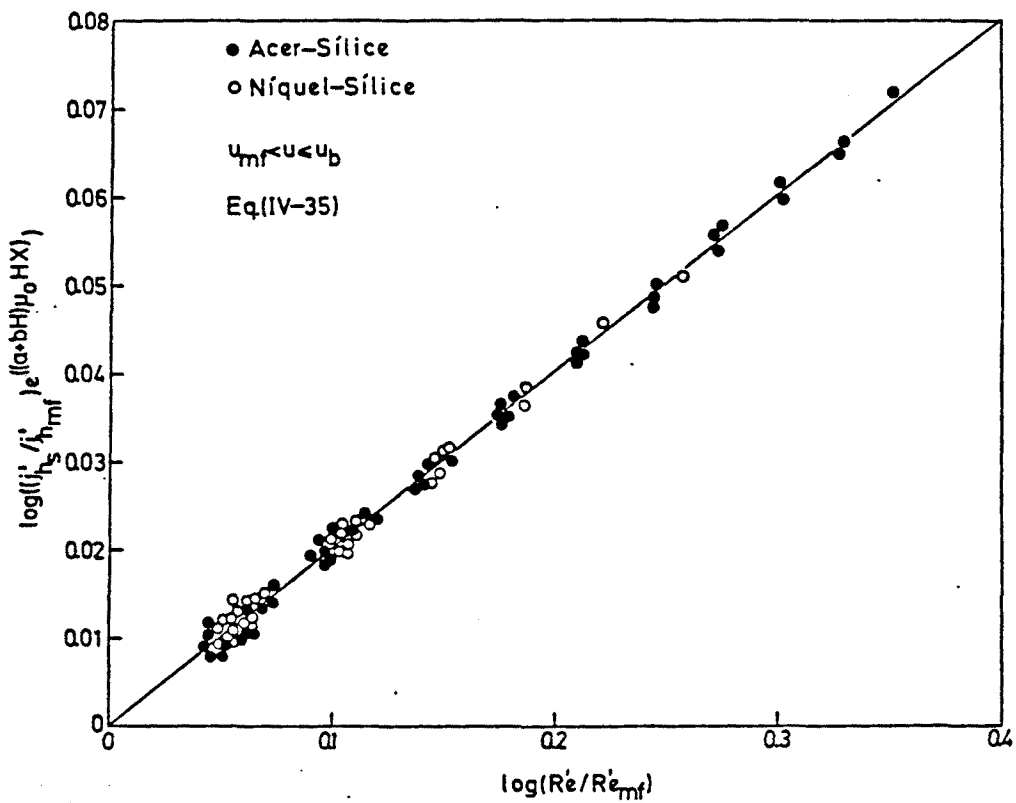


Fig.IV.36. Correlació de l'Eq. IV-35.

Finalment s'ha deduït l'equació que determina j_h en el cas de llit semiestabilitzat, obtenint-se l'expressió següent:

$$j'_{hF} = j'_{hb} \cdot \exp(-2(a + bH)\mu_0 H X) \cdot (Re' / Re'_{mf})^2 \quad (IV-36)$$

La Fig. IV.37 presenta l'ajust de les dades experimentals per aquest cas, donant un factor de correlació del 0.99.

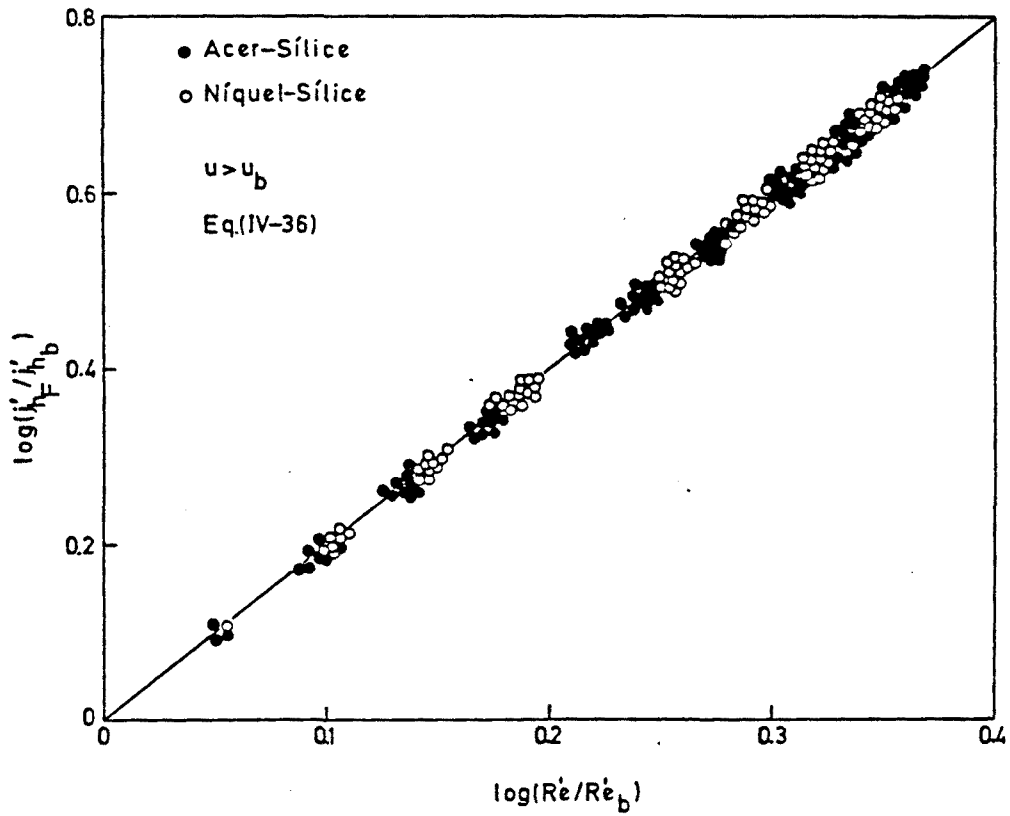


Fig. IV.37. Correlació de l'Eq. IV-36.

V. TRANSFERÈNCIA DE MATÈRIA

V.1 SITUACIÓ ACTUAL I FINALITAT DE L'ESTUDI

V.2 METODOLOGIA EXPERIMENTAL

V.3 RESULTATS EXPERIMENTALS

V.4 MODELITZACIÓ

V.1 SITUACIÓ ACTUAL I FINALITAT DE L'ESTUDI

La transferència de matèria ha estat encara menys estudiada que la transmissió de calor. Existeixen, però, alguns treballs sobre aplicacions específiques on intervé aquella; així, Ivanov i Zrunchev (1969) donaren les primeres dades sobre la millora de la conversió en utilitzar el L.F.E.M. per a la síntesi d'amoniac a alta pressió. Més tard, Zrunchev (1974) publicà resultats sobre l'augment en el rendiment en emprar el L.F.E.M. per a purificar els gasos procedents de la mateixa reacció. Per altra part, Siegell i Coulaloglou (1984) publicaren un treball sobre l'aplicació del L.F.E.M. a la separació de sòlids i a la separació cromatogràfica. Finalment, Albert i Tien (1985) i Geuzens (1985) aplicaren el L.F.E.M. a la filtració d'aerosols, arribant ambdós treballs a la conclusió de que el llit estabilitzat millora l'eficàcia de l'operació.

Degut doncs al reduït nombre de treballs realitzats sobre transferència de matèria, i, sobretot, a la superficialitat amb que aquests han estat duts a terme, s'ha cregut convenient estudiar aquest fenomen; cal tenir en compte que, en definitiva, aquest és un dels aspectes que es pretenen millorar amb la utilització del L.F.E.M.. Així, s'ha realitzat un estudi sobre l'assecamment d'aire humit mitjançant l'acció d'un adsorbent. A partir de les dades obtingudes s'ha intentat demostrar experimentalment la millora en la transferència de matèria del L.F.E.M. sobre el llit fluïditzat clàssic i el llit fix. Simultàniament, a partir dels models basats en la teoria de les dues fases, hom ha posat de manifest que la millora d'aquest

rendiment sobre el llit fluïditzat clàssic és deguda a la inexistència de bombolles en el L.F.E.M., i d'un bombolleig menys acusat quan es tracta d'un llit semiestabilitzat, segons els resultats exposats en els capítols anteriors.

V.2 METODOLOGIA EXPERIMENTAL

V.2.1 INSTAL·LACIÓ EXPERIMENTAL

L'instal·lació experimental utilitzada (Fig. V.1) es compon d'una columna de fluidització (1) col·locada dins d'una bobina coaxial (2), segons el sistema ja descrit en el capítol II.

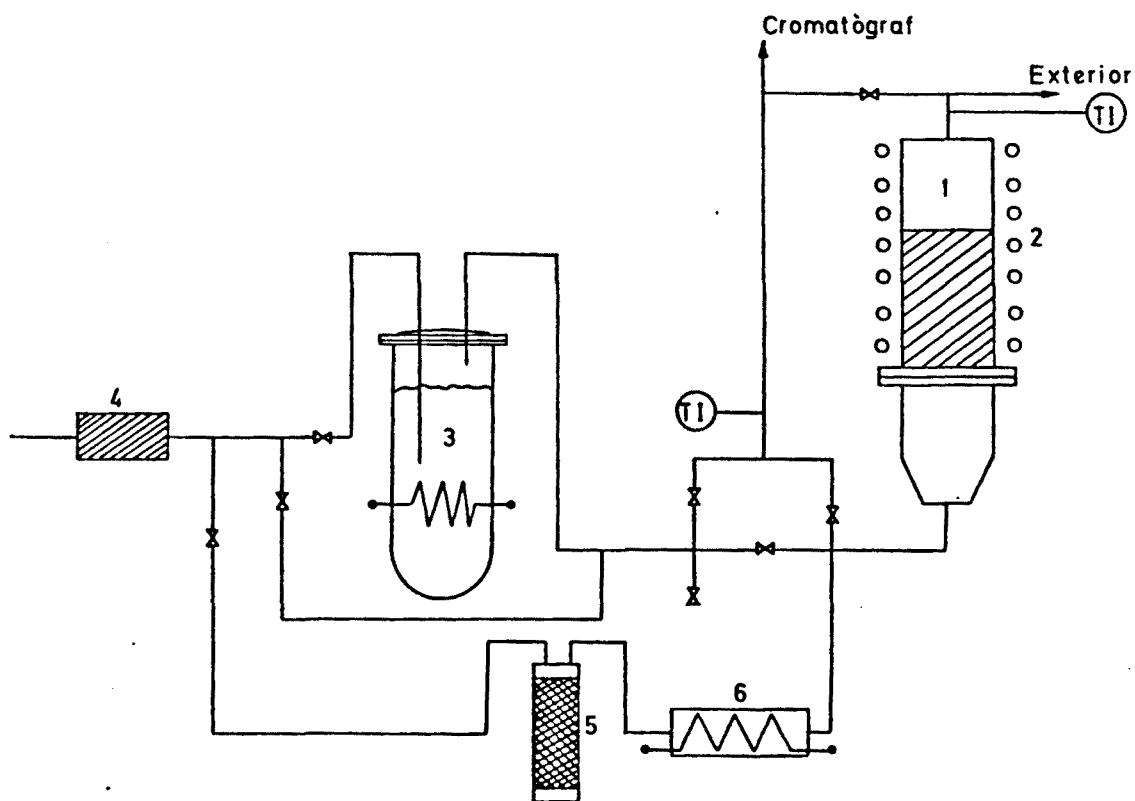


Fig. V.1. Instal·lació experimental.

L'aire entra dins la columna previament humidificat mitjançant un dispositiu (3) escalfat amb una resistència de 250 W connectada a

un regulador de potència. L'aire és humidificat fins a la saturació, essent posteriorment barrejat amb aire filtrat (4), sec (5) i fred fins a portar-lo a una temperatura de 30 °C i una humitat relativa del 90%. Aquestes condicions s'han mantingut per a totes les experiències amb una variació inferior a l'1%; per a controlar-les s'ha col·locat un termoparell aigües avall del punt on es produeix la barreja entre gas fred i calent, i s'ha analitzat el gas resultant mitjançant cromatografia de gasos.

Una vegada assolides les condicions d'operació, l'aire entra dins la columna de fluïdització; a la sortida la seva temperatura és controlada mitjançant un termoparell, analitzant-se novament el seu contingut d'aigua mitjançant cromatografia de gasos. La variació de temperatura a l'entrada i la sortida no ha estat mai superior a 2 °C.

El llit de partícules ha estat constituït per una barreja al 50% (en massa) d'acer i alumina; les característiques d'ambdós materials es troben a la taula II.1. La massa total emprada ha estat de 700 g. La regeneració d'aquest llit de partícules s'ha realitzat mitjançant aire filtrat (4), assecat (5) i escalfat (6) amb un sistema calefactor de 300 W controlat també amb un regulador de potència. La temperatura de regeneració ha estat compresa en tots els casos entre 45 °C i 50 °C; la humitat de l'aire de regeneració s'ha determinat mitjançant cromatografia de gasos, tant a l'entrada com a la sortida del llit; s'ha considerat que la columna es trobava totalment regenerada quan la variació d'humitat d'aquest aire a la sortida del llit de partícules era inferior només en un 1% a la d'entrada.

L'alçada del llit sempre ha seguit la condició $L/D_R > 2$. Tota la

instal·lació ha estat aïllada per evitar pèrdues de calor, excepte la columna; en aquesta es produïa una generació de calor deguda a l'adsorció, i una operació adiabàtica hagues impossibilitat el treballar en condicions isoterms.

V.2.2 MÈTODE D'ANÀLISI

L'anàlisi per cromatografia de gasos s'ha realitzat en un cromatògraf KONIK A-B-2000 acoblat a un integrador SIMADZU CR1-B. S'ha utilitzat un detector de conductivitat tèrmica. El gas vector ha estat una barreja de heli-hidrogen, en una proporció de 91.5%-8.5%. S'ha emprat una columna de Porapak Q, amb una longitud de 2 m i un diàmetre exterior de 6.35 mm.

Les condicions de treball del cromatògraf es mostren en la taula V.1. La injecció de les mostres ha estat automàtica. El calibrat del cromatògraf s'ha efectuat utilitzant el mètode de normalització interna amb un factor de resposta conegut; en aquest mètode, la quantitat de mostra injectada és independent dels resultats obtinguts posteriorment. Per a realitzar el calibrat, s'han introduït els valors de les concentracions reals d'una barreja patró d'aire-vapor d'aigua i s'han analitzat 5 mostres de la mateixa, obtenint-se així els factors de resposta per a l'aire i el vapor d'aigua respectivament. Per a verificar la linealitat de la recta de calibrat, s'han analitzat mostres diluïdes i més concentrades que la barreja patró, obtenint-se resultats satisfactoris.

Taula V.1 Condicions de treball del cromatògraf.

T ^a del forn	=	120 °C
T ^a de l'injector	=	150 °C
T ^a del detector	=	150 °C
Corrent del filament	=	175 mA
Cabal del gas vector	=	0.63 ml/s
Temps d'anàlisi	=	300 s

V.2.3 PROGRAMACIÓ DELS EXPERIMENTS

La programació dels experiments a realitzar s'ha basat en tota l'experiència anterior. Aquesta ha permès establir que els paràmetres importants a tenir en compte són la intensitat de camp magnètic i la velocitat de flux del gas a través del llit. La primera variable és fonamental per a veure com influeix el control sobre la fluïdització en la transferència de matèria, mentre que la segona és la que estableix en quin règim de fluïdització es treballa i, per tant, indicarà quin d'ells és millor a l'hora de comparar els resultats obtinguts. Per a tenir

un ampli camp de treball, s'han utilitzat els següents valors de la intensitat de camp magnètic: 0, 1500, 3000 i 4500 Av/m. Per a poder comparar resultats s'ha treballat amb 5 velocitats de flux de gas, iguals en tots els casos; aquestes han permès obtenir llit fluïditzat clàssic des de condicions properes a la fluïdització incipient fins a estats de forta agitació del llit, llit semiestabilitzat amb un ampli control de la fluïdització, i llit en estat de total estabilització. Ademés, ha estat necessari efectuar el mateix treball experimental en llit fix. En total, les proves a realitzar per a tenir tots els resultats desitjats han estat 20 per a llit fluïditzat i 5 per a llit fix.

V.3 RESULTATS EXPERIMENTALS

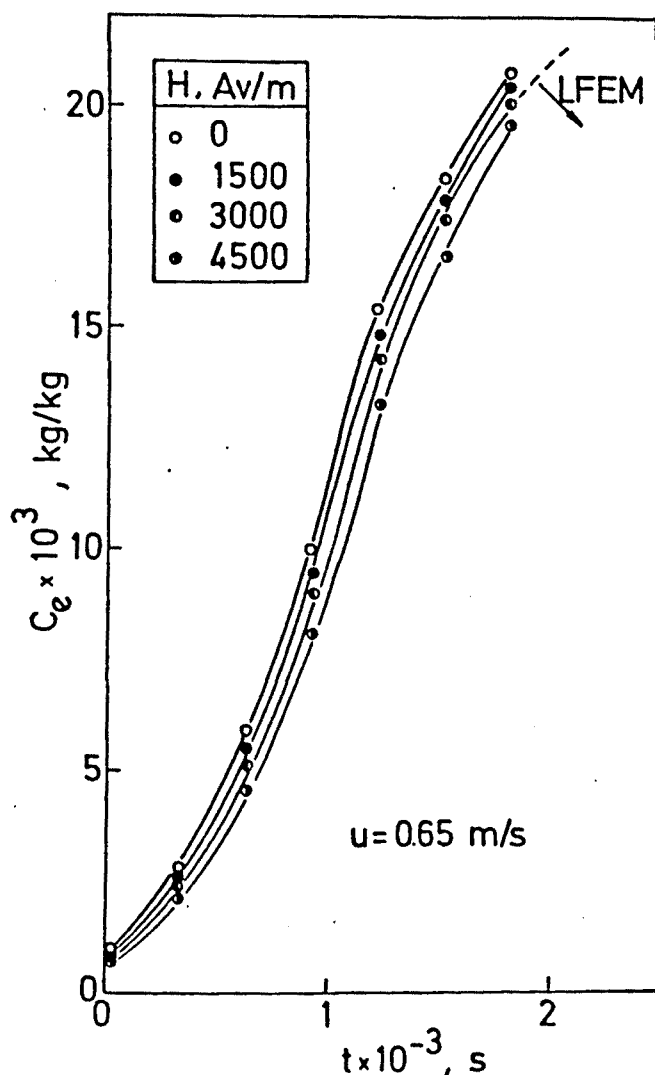


Fig. V.2. Variació de la concentració de vapor d'aigua en l'aire a la sortida del llit en front del temps (velocitat del gas constant).

que el camp aplicat augmenta.

En la Fig. V.3, on es fa la mateixa representació però mantenint

La variació de la concentració de vapor d'aigua en l'aire en front del temps, per a diferents camps magnètics, ha estat representada en la Fig. V.2; aquestes dades han estat obtingudes mantenint una velocitat de gas constant. Pot observar-se que a mida que la intensitat del camp augmenta la concentració a la sortida (C_e) disminueix, fins i tot per al cas de L.F.E.M.; això mostra que d'alguna forma existeix un millor contacte entre gas i sòlid a mida

el camp magnètic constant i variant la velocitat del gas, pot veure's que quan la velocitat augmenta l'adsorció és menor encara que no s'hagi superat u_b . Una vegada superat u_b , l'acció de

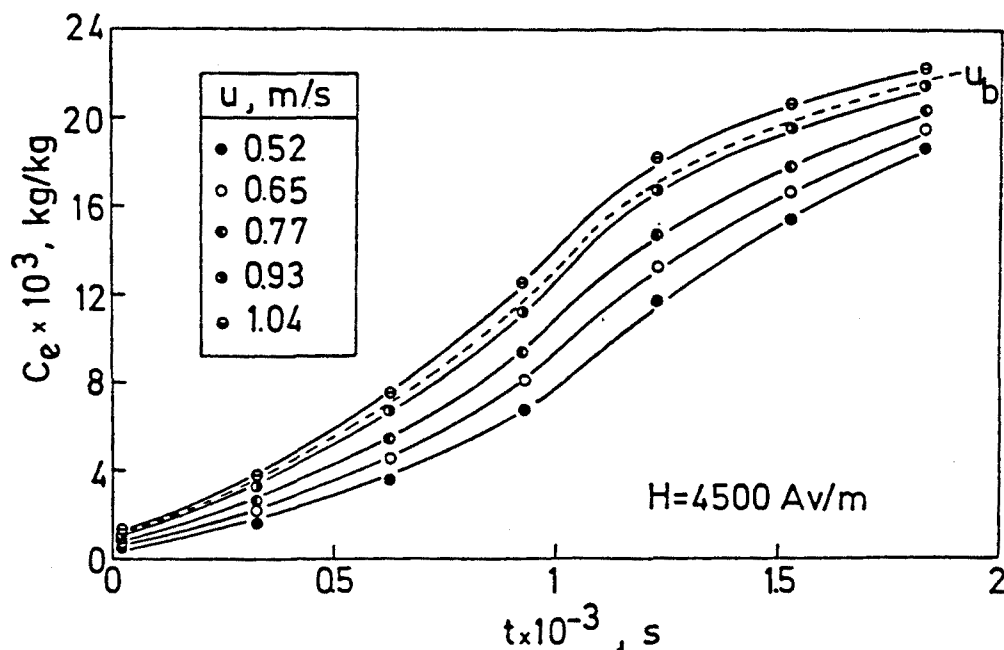


Fig. V.3. Variació de la concentració de vapor d'aigua en l'aire a la sortida del llit en front del temps (intensitat del camp magnètic constant).

l'adsorbent empitjora; això és probablement degut a que en aquests moments l'acció de les bombolles ja s'ha fet patent i, per tant, el contacte gas-sòlid no és tant bó com quan no existia aquest bombolleig.

V.3.1 FACTOR D'EFICÀCIA

Per a caracteritzar millor aquests fenòmens s'han definit els

següents paràmetres:

$$\eta = \frac{C_i - C_e}{C_i} \quad (V-1)$$

on η = rendiment del llit,

C_i = concentració a l'entrada.

$$E_M = 1 - \eta_F / \eta_S \quad (V-2)$$

on E_M = factor d'eficàcia del camp magnètic,

η_F = rendiment del llit fluïditzat clàssic,

η_S = rendiment del L.F.E.M..

El factor d'eficàcia del camp magnètic permet realitzar la comparació entre els diferents règims de fluïdització, així com posar de manifest la millora en el rendiment respecte a un llit fluïditzat clàssic.

Per a poder efectuar la comparació amb un llit fix s'ha definit aquest factor d'eficàcia de la següent manera:

$$E'_M = 1 - \eta_f / \eta_S \quad (V-3)$$

on η_f = rendiment del llit fix.

η i E_M tenen sempre valors compresos entre 0 i 1, mentre que E'_M es troba comprès entre -1 i 1.

V.3.2 EL L.F.E.M. EN FRONT DEL LLIT FLUÏDITZAT CLÀSSIC

En la Fig. V.4 s'ha representat el rendiment del llit en front del temps per a una velocitat del gas constant. Pot veure's que per a llit fluïditzat clàssic el rendiment és pitjor que en el cas d'un llit estabilitzat; quan l'estabilització va augmentant, és a dir, la intensitat del camp magnètic creix, aquest rendiment també augmenta, confirmant les observacions anteriors: l'aplicació d'un camp magnètic millora el contacte sòlid-gas.

En la Fig. V.5 pot veure's la mateixa representació, però mantenint ara la intensitat del camp magnètic constant; pot observar-se que a mida que el llit s'apropa a les condicions de bombolleig ($u > u_p$) el seu rendiment empitjora; això confirma que l'acció de les bombolles implica un pitjor contacte sòlid-gas.

Nogensmenys, si s'observen els resultats de la Fig. V.6, on s'ha representat la variació del factor d'eficàcia en front del temps, per a una intensitat de camp magnètic constant, per a les diferents velocitats de treball, pot veure's que aquest factor s'incrementa a mida que la velocitat va augmentant; això vol dir que l'eficàcia del L.F.E.M., fins i tot havent-se superat les condicions de transició, és més elevada. Això és degut al control sobre el bombolleig que existeix en l'estat de semiestabilització, que fa que les bombolles siguin més petites i el "by-pas" del gas per tant menys important, mentre que en un llit fluïditzat clàssic l'absència de control fa que cada vegada sigui més gran. Cal tenir en compte, però, que el rendiment del llit empitjora quan hi ha una velocitat més propera a la de

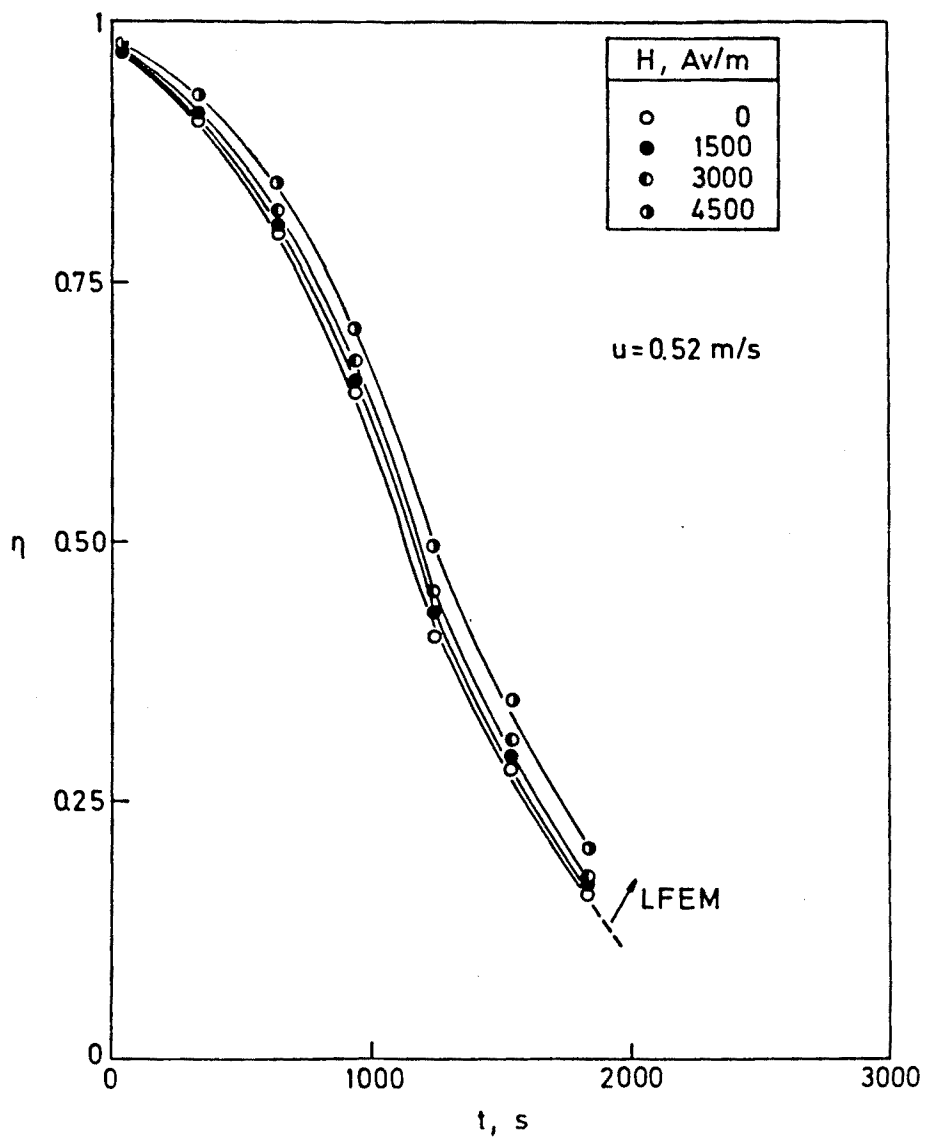


Fig. V.4. Variació del rendiment del llit amb el temps (velocitat del gas constant).

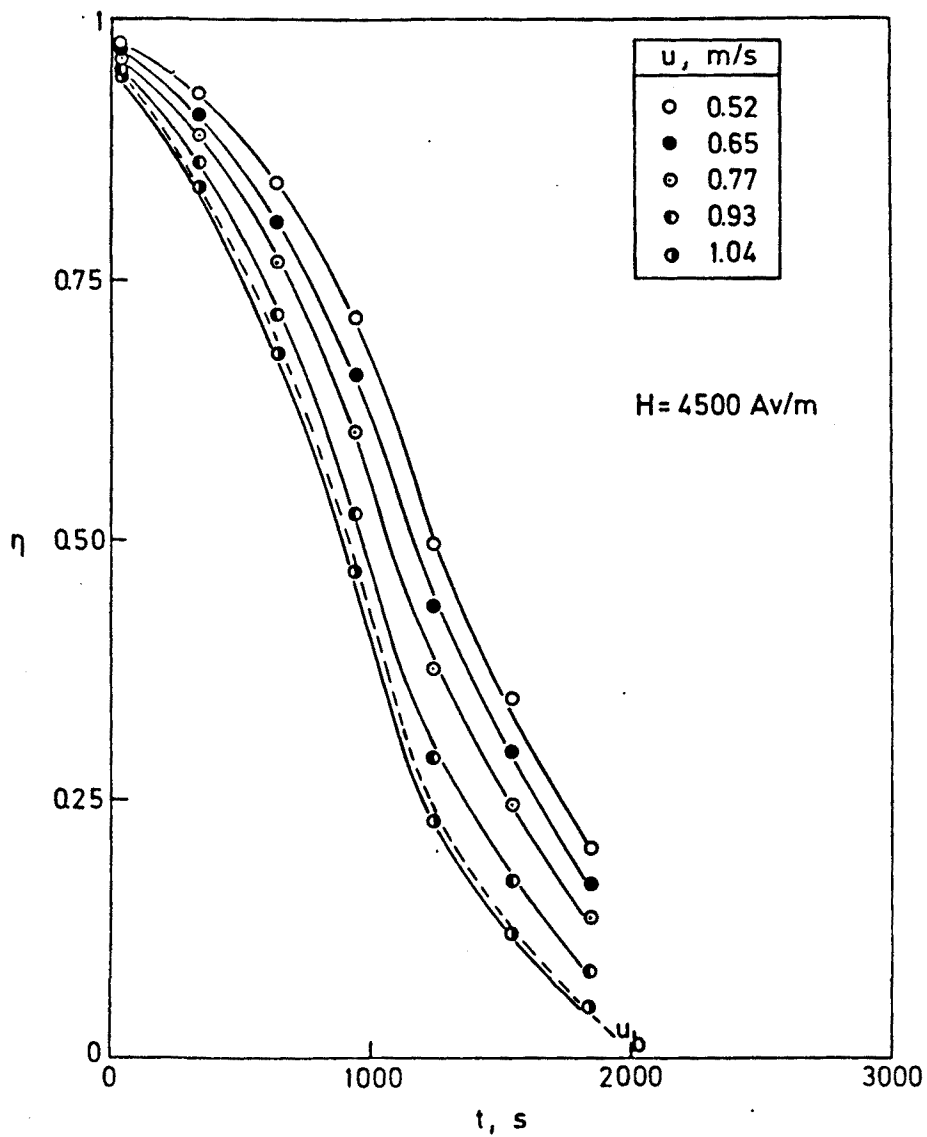


Fig. V.5. Variació del rendiment del llit amb el temps (intensitat del camp magnètic constant).

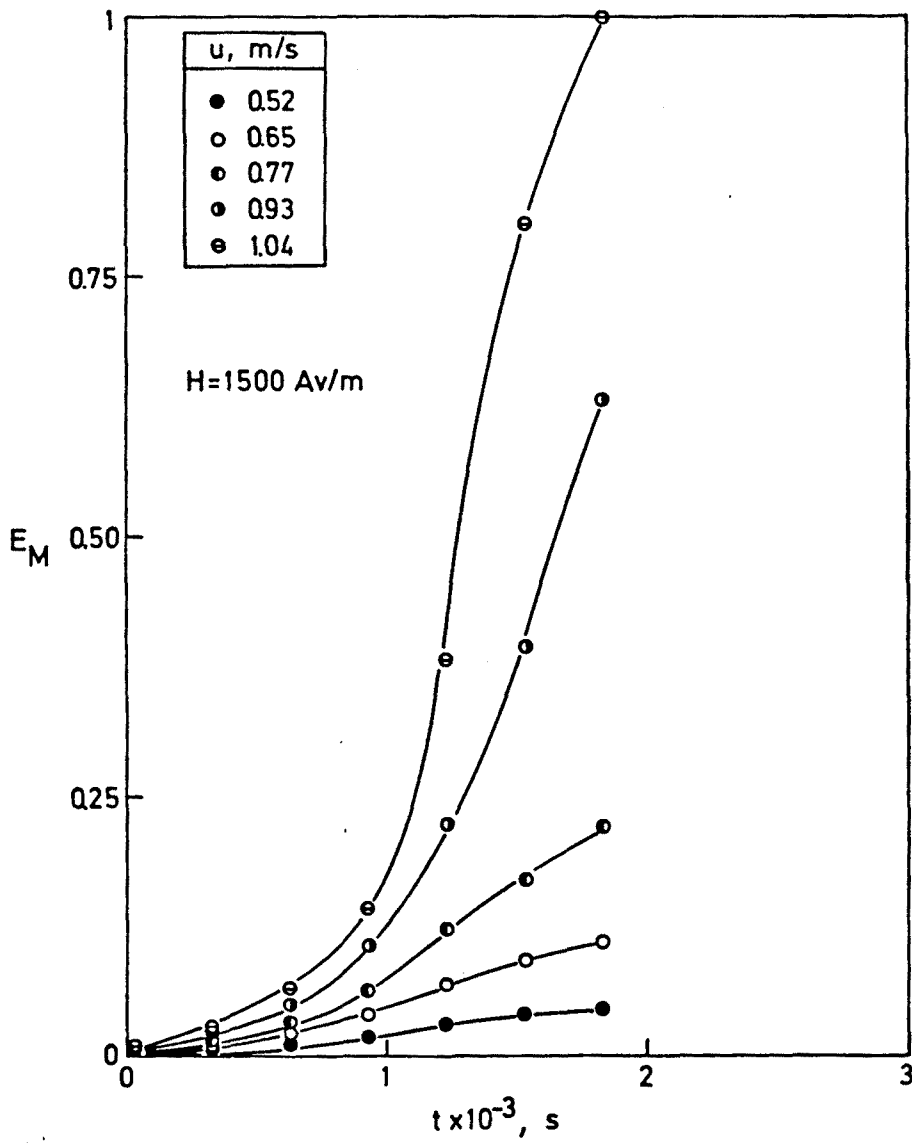


Fig. V.6. Variació del factor d'eficàcia amb el temps (intensitat del camp magnètic constant).

transició i quan el camp magnètic és menor. Això queda reflectit en la Fig. V.7, on es representa el factor d'eficàcia en front del temps per a diferents camps magnètics; en el cas de llit estabilitzat, pot veure's que a mida que la intensitat del camp augmenta l'eficàcia del llit respecte a un llit fluïditzat clàssic també augmenta. Això cal atribuir-ho a un increment de l'ordenació de les partícules, degut al qual (com s'ha vist en el capítol II) la porositat augmenta, millorant així l'exposició d'aquelles al gas, augmentant en definitiva el contacte gas-sòlid en una certa magnitud.

En la Fig. V.8, on es fa la mateixa representació que en el cas anterior, es presenta la comparació d'un llit estabilitzat ($H = 4500$ Av/m) amb dos llits semiestabilitzats ($H = 1500$ i 3000 Av/m) un dels quals es troba a una velocitat ja força per sobre de la de transició ($H = 1500$ Av/m) i l'altre està a prop de la mateixa ($H = 3000$ Av/m). Pot veure's que l'eficàcia respecte a un llit fluïditzat és millor en el cas d'un llit estabilitzat que per a un llit amb bombolleig encara que aquest es trobi sota l'acció d'un camp magnètic; això és degut a la formació de les bombolles, les quals transporten gas que no entra en contacte amb el sòlid. L'eliminació de les bombolles per l'acció d'un camp magnètic és doncs fonamental per a augmentar l'eficàcia en el contacte sòlid-gas. De la mateixa manera, una reducció del bombolleig produirà un efecte semblant; en la Fig. V.9 es presenten els resultats obtinguts per a un llit semiestabilitzat, als diversos camps aplicats. S'observa que l'eficàcia d'un llit que es troba sota l'acció d'un control més elevat en la formació del seu bombolleig ($H = 4500$ Av/m) és millor que en els altres casos; com més

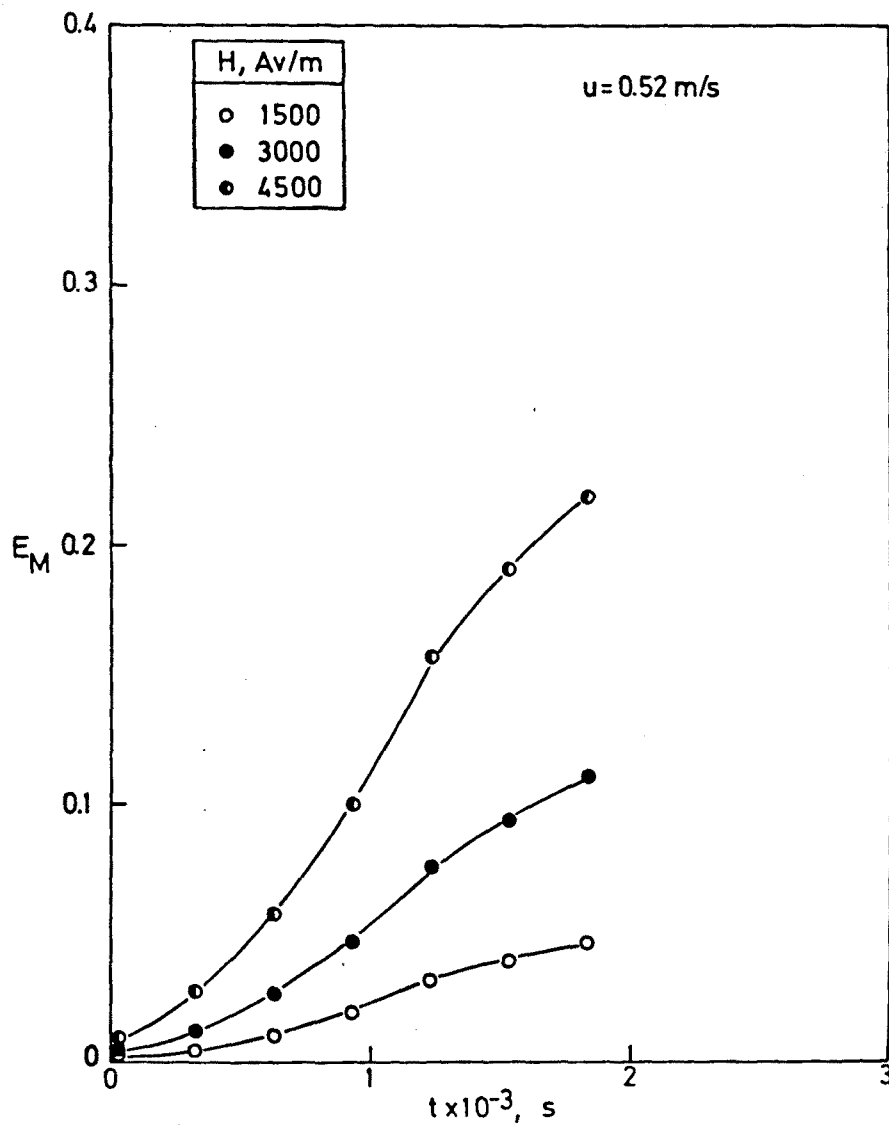


Fig. V.7. Comparació de la variació del factor d'eficàcia amb el temps entre diferents llits estabilitzats.

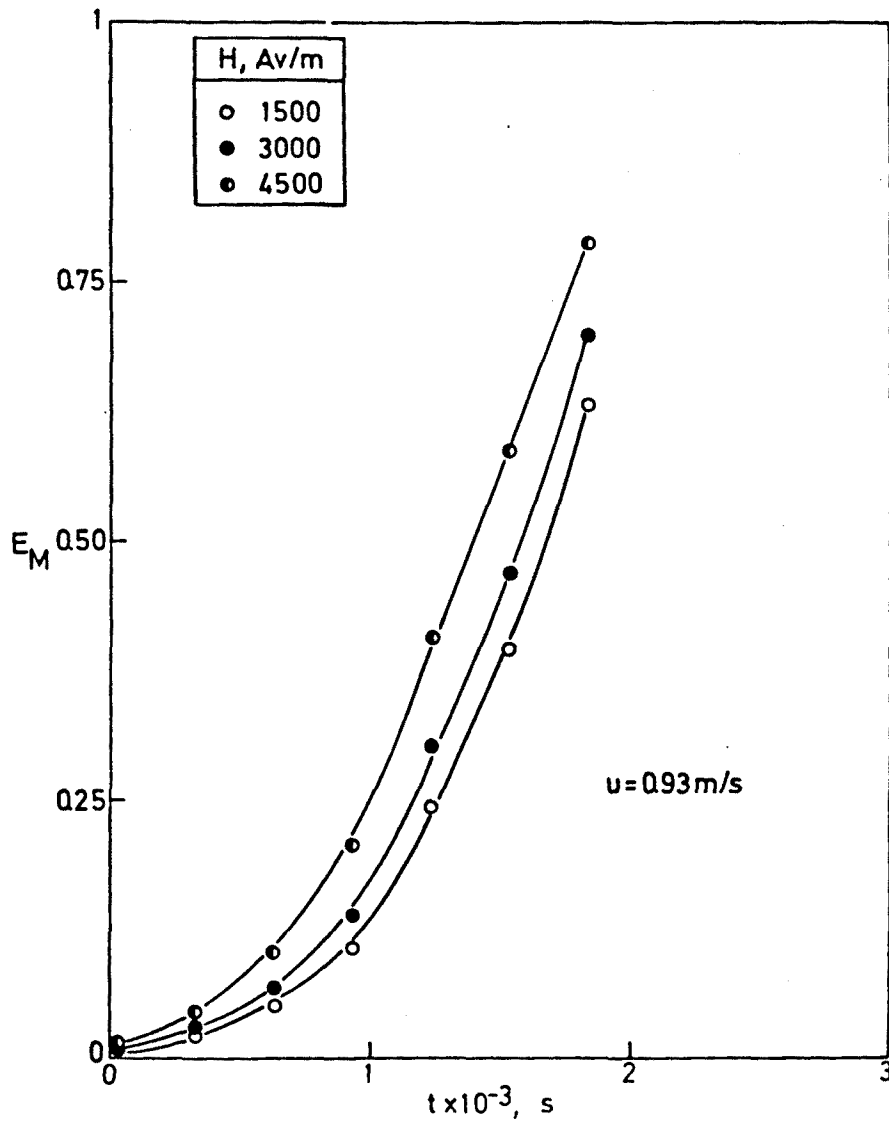


Fig. V.8. Comparació de la variació del factor d'eficàcia amb el temps entre un llit estabilitzat i dos semiestabilitzats.

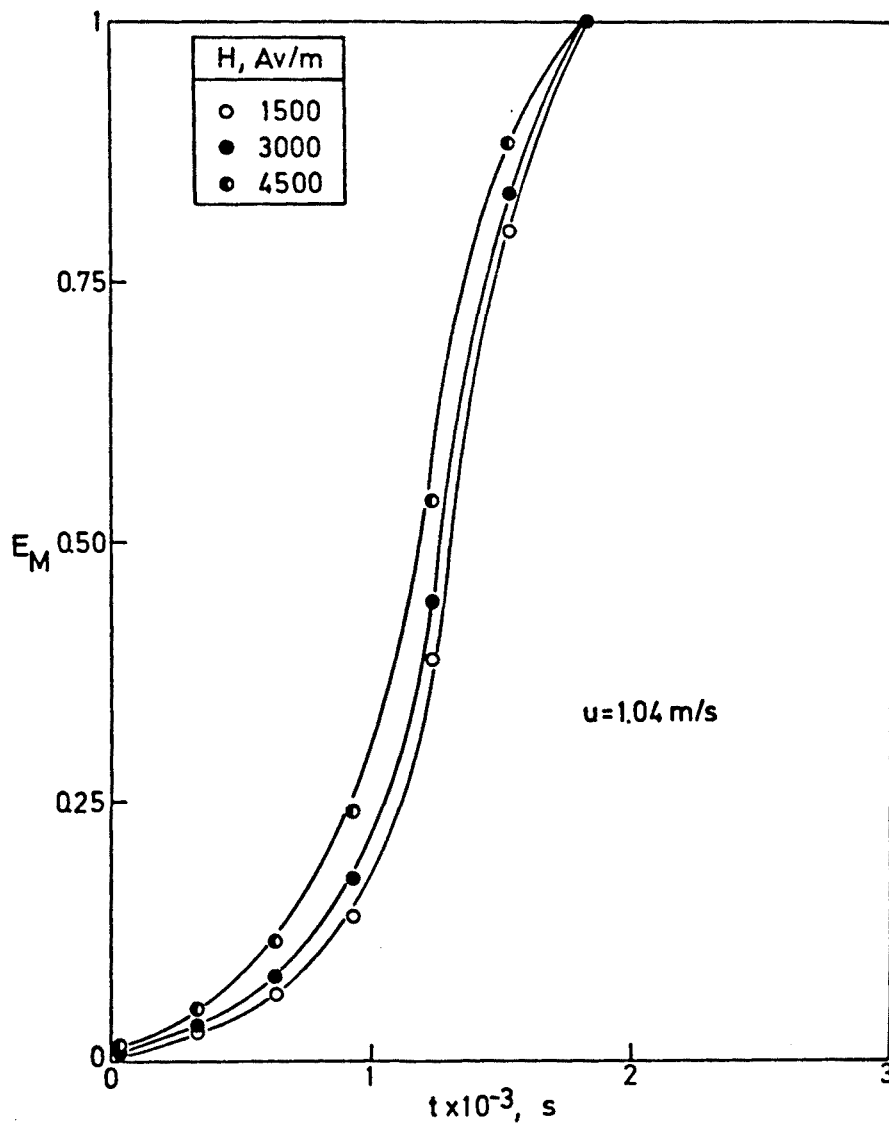


Fig. V.9. Comparació de la variació del factor d'eficàcia amb el temps entre diferents llits semiestabilitzats.

elevada és la intensitat del camp millor és el contacte sòlid-gas, tot i que existeix encara un petit "by-pas" de gas a través del llit.

Hom pot observar també (Fig. V.10) que en el llit estabilitzat, encara que en condicions més desfavorables (velocitat del gas més elevada), el rendiment és millor que en un llit fluïditzat clàssic.

V.3.3 EL L.F.E.M. EN FRONT DEL LLIT FIX

El rendiment del llit millora, en absència de fluïdització, quan el llit és estabilitzat (Fig. V.11); això és degut a la renovació del sòlid originada per l'existència d'un cert moviment en el llit estabilitzat. Aquest moviment de les partícules origina un millor contacte de tota la superfície de cada una d'elles amb el gas, augmentant el que podria anomenar-se "superfície específica útil" del llit. En la Fig. V.12, on es presenta l'eficàcia respecte al llit fix en funció del temps, per a diferents estabilitzacions, pot observar-se que E'_M és sempre positiu, augmentant el seu valor amb el valor de H ; aquest increment d' E'_M cal atribuir-lo a l'augment en la porositat del llit, que provoca novament una major exposició de tota la superfície de la partícula al gas.

L'eficàcia respecte a llit fix en front del temps, per a la comparació d'un llit estabilitzat ($H = 4500 \text{ Av/m}$) amb dos de semiestabilitzats, ha estat representada en la Fig. V.13; pot veure's que, degut al bombolleig, el factor d'eficàcia disminueix

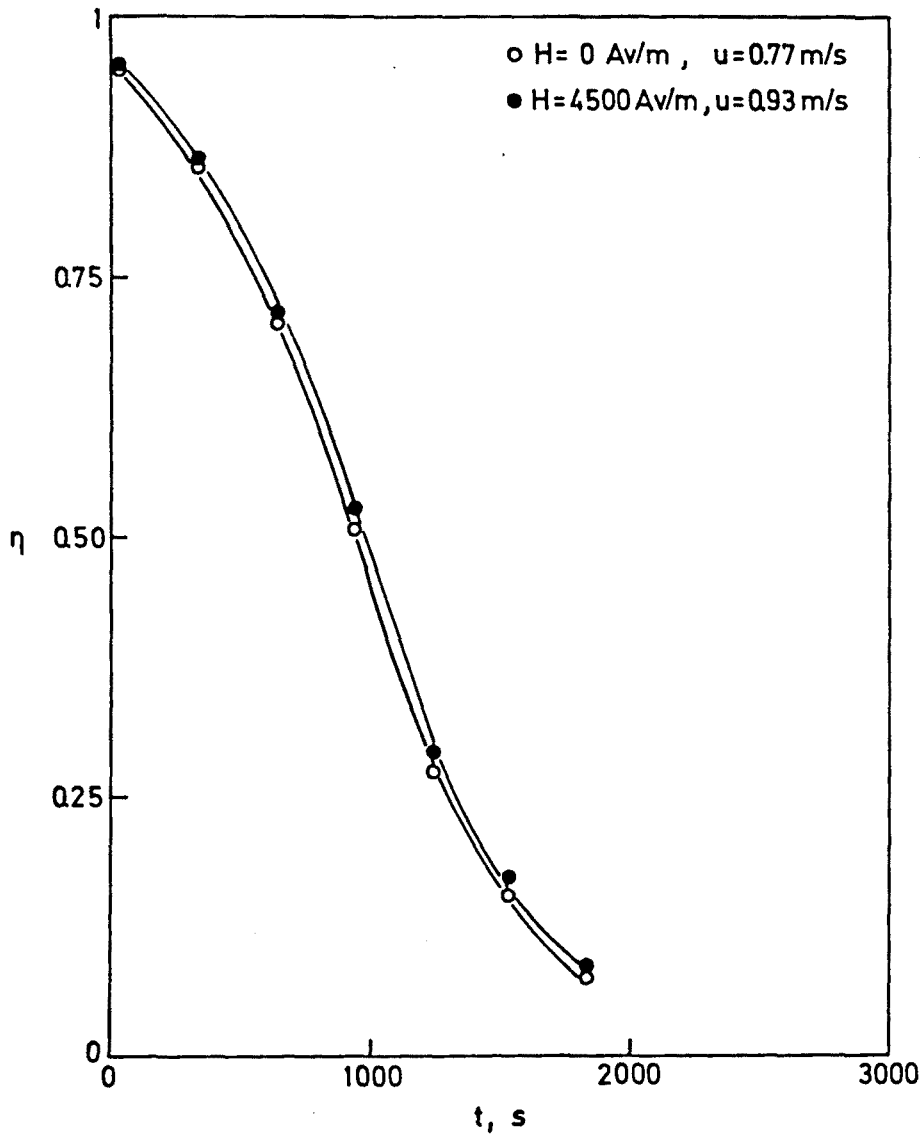


Fig. V.10. Comparació de la variació del rendiment del llit amb el temps entre un llit fluïditzat i un llit estabilitzat que treballen en condicions diferents.

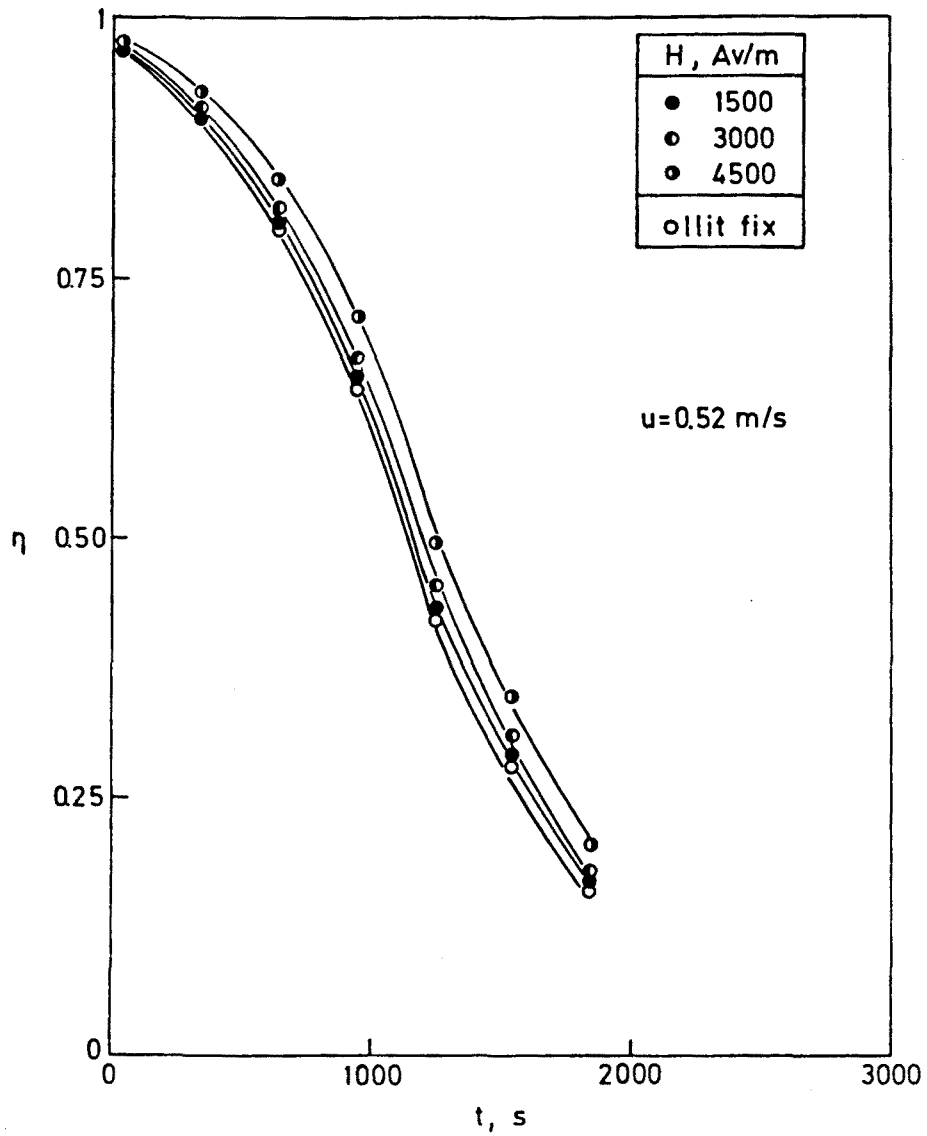


Fig. V.11. Variació del rendiment del llit amb el temps mantenint la velocitat del gas constant.

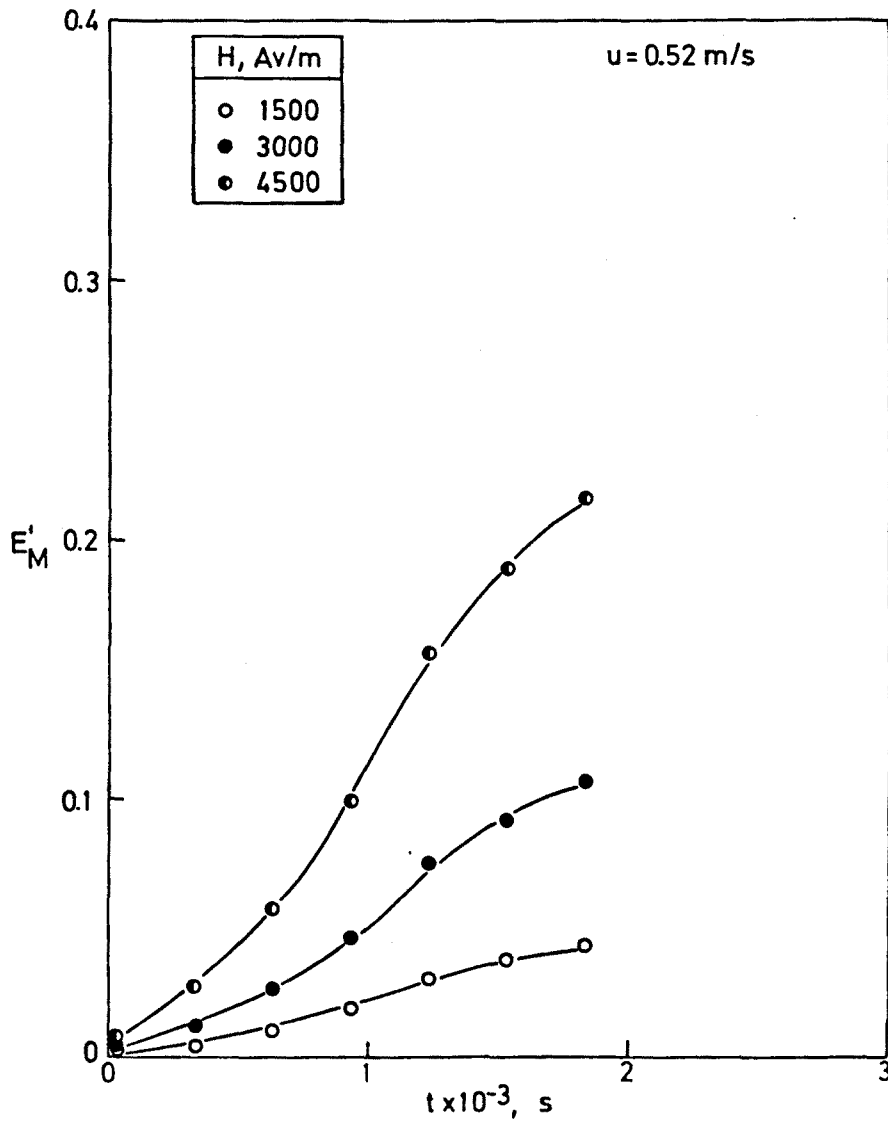


Fig. V.12. Comparació de la variació del factor d'eficàcia amb el temps entre diferents llits estabilitzats.

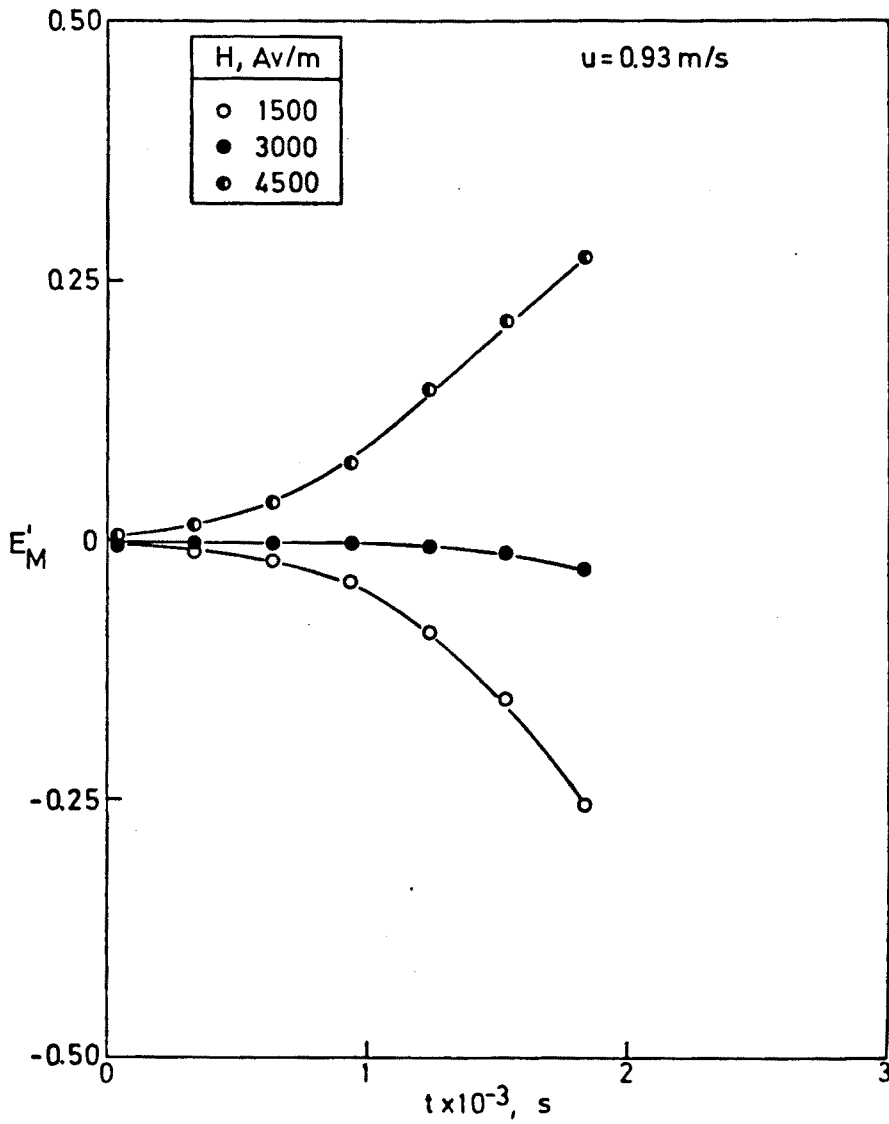


Fig. V.13. Comparació de la variació del factor d'eficàcia amb el temps entre un llit estabilitzat i dos semiestabilitzats.

a mesura que ho fa l'estabilització. Pot observar-se també que encara que s'hagi augmentat la velocitat del gas el llit estabilitzat continua essent més eficaç que el llit fix i, evidentment, que el llit semiestabilitzat.

La confirmació de que un llit semiestabilitzat presenta un rendiment menor que el llit fix pot veure's en la Fig. V.14, on s'observa que com més petita és la influència del camp menys rendiment presenta el llit, sempre per sota de l'ofert pel llit fix. Finalment, en la Fig. V.15 pot observar-se que el factor d'eficàcia E'_M és inferior a zero en tots els casos.

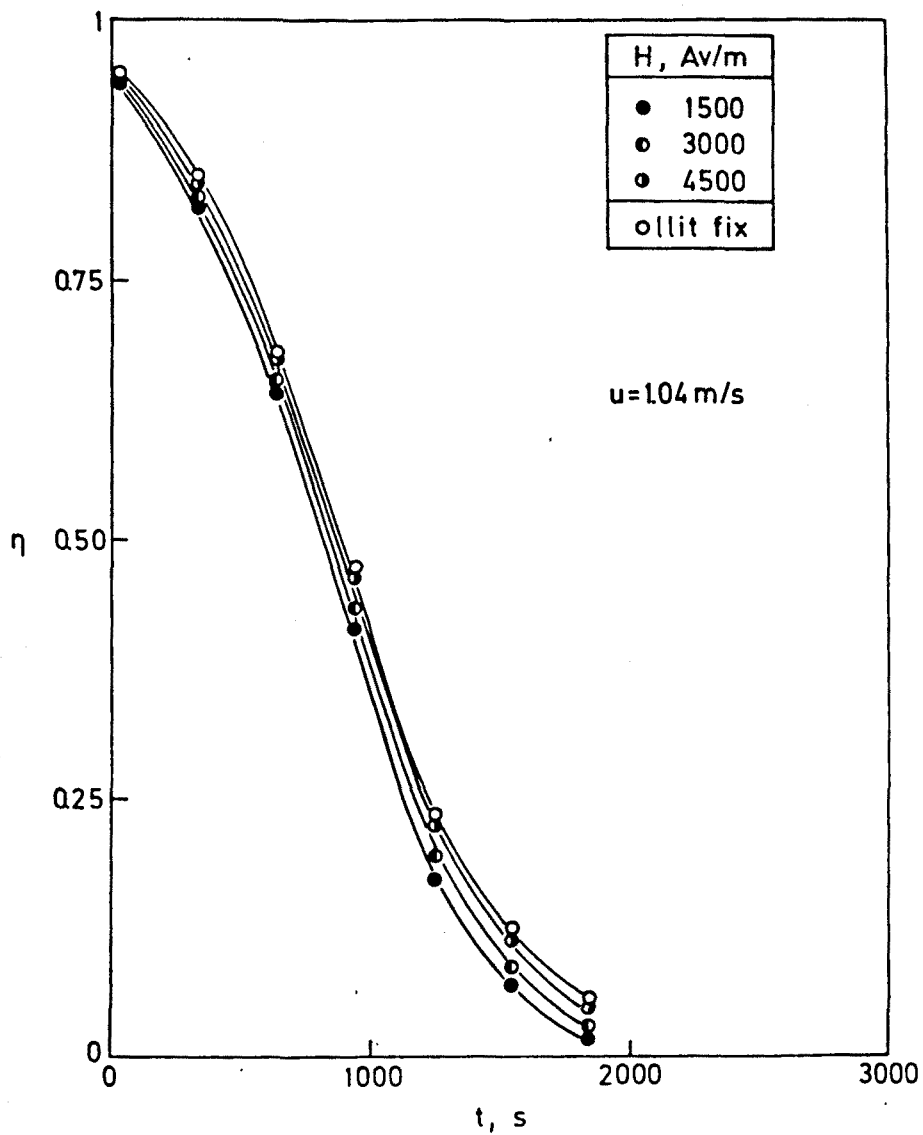


Fig. V.14. Comparació de la variació del rendiment del llit amb el temps entre un llit fix i tres llits semiestabilitzats.

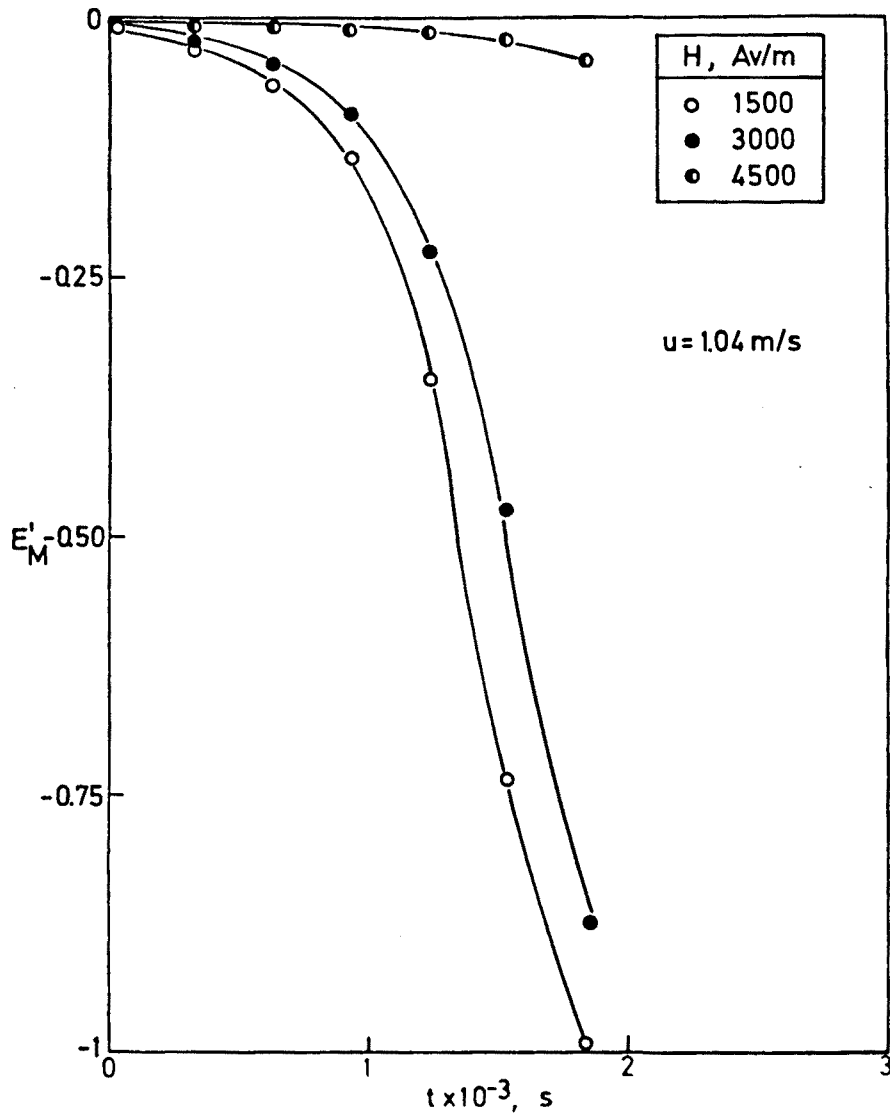


Fig. V.15. Comparació de la variació del factor d'eficàcia amb el temps entre diferents llits semiestabilitzats.

V.4 MODELITZACIÓ

Els resultats obtinguts, i les explicacions justificatòries dels mateixos, s'han volgut corroborar mitjançant l'aplicació dels models existents en la bibliografia, tenint en compte la inexistència de bombolles en el cas de llit estabilitzat, la formació d'aquestes per a llit fluïditzat clàssic, i l'aparició de bombolleig a partir d' u_b pel cas de llit semiestabilitzat.

V.4.1 DESENVOLUPAMENT I DESCRIPCIÓ DELS MODELS EMPRATS

Els models emprats es basen en la teoria de les dues fases, segons la qual en un llit fluïditzat hom pot distingir dues fases clarament diferenciades: l'emulsió (gas + sòlid) i les bombolles (gas). El flux s'ha considerat isoterm, doncs la petita variació en les temperatures d'entrada i sortida (inferior al 6.7%) és perfectament acceptable (Hymore, 1980). També s'ha suposat que les bombolles tenen un diàmetre constant en tot el llit; aquesta suposició no és realment certa (vegi's capítol II), però diferents models proposats la utilitzen (Kunii i Levenspiel, (1968), Davidson i Harrison (1971)). Finalment, s'ha admès que tot el gas en excés respecte d' u_{mf} passa en forma de bombolles. Hom definirà en primer lloc les característiques de les bombolles. Utilitzant la correlació proposada per Davidson i Harrison (1966) (vegi's apartat II.3.4), pot determinar-se la seva velocitat a través del llit:

$$u_B = (u - u_{mf}) + 0.711 \cdot (g D_B)^{1/2} \quad (V-4)$$

on D_B = diàmetre de les bombolles,
 g = acceleració de la gravetat.

El diàmetre de les bombolles pot avaluar-se, tenint en compte la geometria del llit, mitjançant la correlació proposada per Mori i Wen (1975):

$$\frac{D_{Bm} - D_B}{D_{Bm} - D_{B0}} = \exp\left(-0.3 \cdot \frac{L}{D_R}\right) \quad (V-5)$$

on $D_{Bm} = 0.652 S_R \cdot (u - u_{mf})^{2/5}$,
 D_R = diàmetre del llit,
 L = alçada total del llit,
 S_R = superfície del llit.

D_{B0} és la grandària inicial de les bombolles; en aquest cas, per a calcular-la, s'ha utilitzat la correlació proposada per Geldart (1972), que determina el seu valor quan el distribuïdor és un placa porosa, forma similar al distribuïdor utilitzat en aquest cas, mitjançant la següent expressió:

$$D_{B0} = 0.915 \cdot (u - u_{mf})^{0.4} \quad (V-6)$$

Aleshores, el volum de la bombolla és definit per:

$$V_B = \frac{\pi}{6} \cdot (1 - f_w) \cdot D_B^3 \quad (V-7)$$

on f_w = fracció de l'estela en la bombolla, (Fig. V.16).

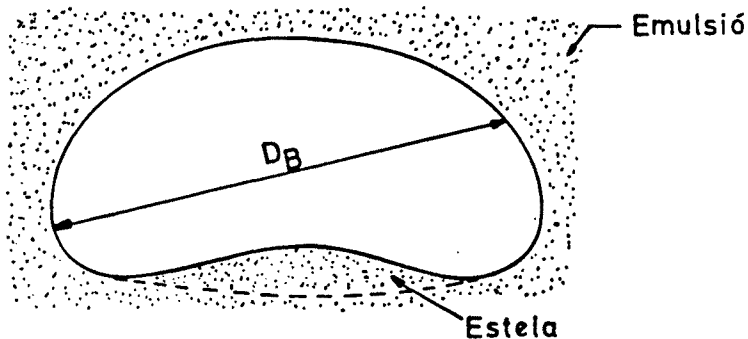


Fig. V.16. Forma de les bombolles.

El valor utilitzat per f_w és de 0.25, igual al definit per Kunii i Levenspiel (1968) en el seu model.

Una vegada caracteritzades les bombolles, s'ha realitzat un balanç de matèria en aquestes suposant que hi ha un bescanvi entre elles i la fase emulsió. Així, el flux net bescanviat entre les dues fases és, segons Davidson i Harrison (1971):

$$G_B = \left(\frac{3}{4} \cdot u_{mf} + 0.975 D^{1/2} \cdot (g/D_B)^{1/4} \right) \cdot \pi D_B^2 \quad (V-8)$$

on D = difusivitat del vapor d'aigua en el aire.

El balanç entre dos punts del llit, de cotes z i $z+dz$, tal com mostra la Fig. V.17, és:

$$N_B G_B^* (C_E - C_B) = (u - u_{mf})^* \frac{dC_B}{dz} \quad (V-9)$$

on N_B = nombre de bombolles per unitat de volum,
 C_E = concentració en la fase emulsió,
 C_B = concentració en la fase bombolles.

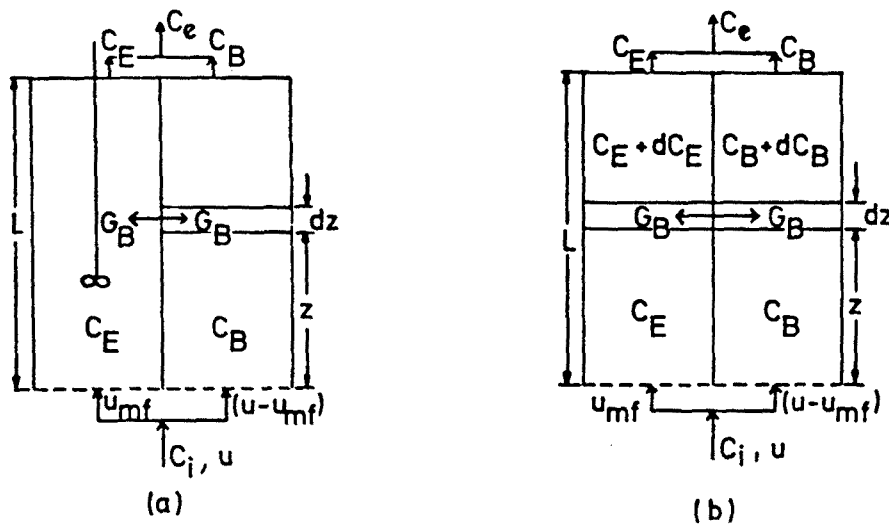


Fig. V.17. Esquema dels models emprats. a) barreja perfecta. b) flux de pistó.

Ha estat realitzat el balanç de matèria del gas en l'emulsió segons dos models probables (Fig. V.17): emulsió en barreja perfecta, i en flux de pistó. Així, per a la barreja perfecta el balanç és:

$$u_{mf}^* (C_i - C_E) = N_B G_B^* \int_0^L (C_E - C_B) dz + M_a r_a / S_R \quad (V-10)$$

on C_i = concentració de l'aire a l'entrada,

M_a = massa d'adsorbent fresc,

r_a = velocitat d'adsorció.

La velocitat d'adsorció és definida per la següent expressió:

$$r_a = K_a \cdot (C_s^* - \bar{C}_s) \quad (V-11)$$

on K_a = constant de velocitat d'adsorció,

C_s^* = concentració de vapor d'aigua en la superfície del sòlid,

\bar{C}_s = concentració mitjana de vapor d'aigua en tot el sòlid del
llit.

El valor de K_a es determina basant-se en els resultats obtinguts per Hymore (1980), que demostrà que l'etapa dominant en l'adsorció de vapor d'aigua en l'alúmina és la difusió de la humitat en els porus de l'adsorbent. Així:

$$K_a = \omega_p \cdot k_p \cdot a_p \quad (V-12)$$

amb

$$\omega_p = \frac{0.775 \rho C_i}{(1 - 0.225 \xi^{0.4}) \cdot C_{s0}^*} \quad (V-13)$$

on C_{s0}^* = concentració de vapor d'aigua en el sòlid en equilibri amb la concentració d'entrada C_i ,

$$\xi = \frac{C_{s0}^*}{C_{s0.5}^*} - 1,$$

$C_{s0.5}^*$ = concentració de vapor d'aigua en el sòlid en

equilibri amb la concentració $C_i/2$;

$$k_p = \frac{10D_p}{d_p} \quad (V-14)$$

$$\text{on } D_p = \frac{D\varepsilon_p}{2} \left(1 - \exp\left(-\frac{2r\bar{U}}{3D}\right)\right)$$

ε_p = porositat interna de l'adsorbent,

\bar{r} = radi mig dels porus,

\bar{U} = velocitat molar mitjana del vapor d'aigua,

d_p = diàmetre de la partícula;

i a_p^* = superfície específica de la partícula (per unitat de massa de l'adsorbent).

En el cas de flux de pistó el balanç de matèria pot escriure's de la següent forma:

$$u_{mf} \frac{dC_E}{dz} = N_B G_B (C_B - C_E) - \frac{M_a}{S_R L} r_a \quad (V-15)$$

Per a realitzar un tractament matemàtic més senzill en la resolució dels balanços de matèria presentats, s'ha fet la següent suposició: la isoterma d'adsorció s'ha linealitzat en l'interval de concentració (C_s^*, \bar{C}_s) . Denominant m el pendent de la isoterma $C_s = f(C)$, la velocitat d'adsorció pot escriure's de la següent manera:

$$r_a = K_a m (C_E - \bar{C}_E^*) \quad (V-16)$$

on \bar{C}_E^* = concentració efectiva que ha de tenir el gas si es troba en equilibri amb les partícules d'humitat C_s .

Prenent aquesta concentració \bar{C}_E^* com a concentració de referència i posant:

$$\Omega = C - \bar{C}_E^* \quad (V-17)$$

les equacions dels balanços queden de la següent forma:

-Balanç en les bombolles:

$$N_B G_B^* (\Omega_E - \Omega_B) = (u - u_{mf})^* \frac{d\Omega_B}{dz} \quad (V-18)$$

-Balanç en l'emulsió:

barreja perfecta

$$u_{mf}^* (\Omega_i - \Omega_E) = N_B G_B^* \int_0^L (\Omega_E - \Omega_B) dz + \frac{M_a^* K_a m \Omega_E}{S_R} \quad (V-19)$$

flux de pistó

$$u_{mf}^* \frac{d\Omega_E}{dz} = N_B G_B^* (\Omega_B - \Omega_E) - \frac{M_a^* K_a m \Omega_E}{S_R L} \quad (V-20)$$

V.4.1.1 Solucions dels models per al llit fluïditzat clàssic

En el cas de barreja perfecta en l'emulsió, Orcutt et al. (1962) van resoldre el sistema format per les equacions V-18 i V-19 amb la següent condició límit:

$$z = 0, \quad C_B = C_i$$

obtenint els següents resultats:

-per a la humitat de l'aire en el gas sortint de l'emulsió:

$$C_E = \bar{C}_E^* + (C_i - \bar{C}_E^*) \left(\frac{1 - p \exp(-Z)}{1 - p \exp(-Z) + k'} \right) \quad (V-21)$$

-per a la humitat de l'aire en les bombolles:

$$C_B = \bar{C}_E^* + (C_i - \bar{C}_E^*) \exp(-Z) \quad (V-22)$$

-per a la humitat resultant de l'aire a la sortida del llit:

$$C_e = p C_B + (1 - p) C_E \quad (V-23)$$

$$\text{on } p = 1 - \frac{u_{mf}}{u},$$

$$Z = \frac{G_B L}{u_B V_B},$$

$$k' = \frac{K_a m M_a}{u S_R}.$$

En el cas de flux de pistó en l'emulsió, els mateixos autors donaren la solució per a resoldre el sistema format per les equacions V-18 i V-20 amb les condicions límit següents:

$$z = 0, \quad C_B = C_E = C_i$$

obtenint els següents resultats:

-per a la concentració del gas en l'emulsió:

$$C_E = \bar{C}_E^* + \frac{C_i - \bar{C}_E^*}{\gamma_1 - \gamma_2} * (\gamma_1 * (1 + \frac{L}{Z} * \gamma_2) * \exp(\gamma_2 L) - \gamma_2 * (1 + \frac{L}{Z} * \gamma_1) * \exp(\gamma_1 L)) \quad (V-24)$$

-per a la concentració en les bombolles:

$$C_B = \bar{C}_E^* + \frac{C_i - \bar{C}_E^*}{\gamma_1 - \gamma_2} * (\gamma_1 * \exp(\gamma_2 L) - \gamma_2 * \exp(\gamma_1 L)) \quad (V-25)$$

-per a la concentració de l'aire a la sortida:

$$C_e = pC_B + (1 - p) * C_E \quad (V-26)$$

definint-se γ_1 i γ_2 segons les següents equacions:

$$\gamma_1 = - \frac{Z + k'}{2L * (1 - p)} + \left(\left(\frac{Z + k'}{2L * (1 - p)} \right)^2 - \frac{k' * Z}{L^2 * (1 - p)} \right)^{1/2} \quad (V-27)$$

$$\gamma_2 = - \frac{Z + k'}{2L^*(1 - p)} - \left(\left(\frac{Z + k'}{2L^*(1 - p)} \right)^2 - \frac{k'Z}{L^{2*}(1 - p)} \right)^{1/2} \quad (V-28)$$

V.4.1.2 Solucions dels models per al llit estabilitzat

En aquest cas l'equació V-18 no es té en compte, ja que no hi ha formació de bombolles; aleshores, hom suposa que el llit està compost per una sola fase que és l'emulsió. Així, en el cas de barreja perfecta, la solució de l'equació V-19 és la següent:

-per a la humitat de l'aire a la sortida del llit:

$$C_e = \bar{C}_E^* + (C_i - \bar{C}_E^*)/k' \quad (V-29)$$

En el cas de flux de pistó el sistema queda reduït a una sola equació, la V-20, que es resol amb la condició limit següent:

$$z = 0, \quad C_E = C_i$$

obtenint-se per a la concentració de l'aire a la sortida el següent valor:

$$C_e = \bar{C}_E^* + (C_i - \bar{C}_E^*) \exp(-k') \quad (V-30)$$

V.4.1.3 Solucions dels models per al llit semiestabilitzat

Per al cas de llit semiestabilitzat s'han resolt els models tenint en compte la formació de les bombolles, però no a partir

d' u_{mf} , com en el llit fluïditzat clàssic, sino a partir d' u_b .
Així, la solució per a barreja perfecta és:

-per a la humitat del gas en l'emulsió:

$$C_E = \bar{C}_E^* + (C_i - \bar{C}_E^*) \left(\frac{1 - p' \exp(-Z')}{1 - p' \exp(-Z') + k'} \right) \quad (V-31)$$

-per a la humitat del gas en les bombolles:

$$C_B = \bar{C}_E^* + (C_i - \bar{C}_E^*) \exp(-Z') \quad (V-32)$$

-per a la concentració de l'aire a la sortida del llit:

$$C_e = p' C_B + (1 - p') C_E \quad (V-33)$$

En aquest cas, Z' i p' estan definides per:

$$p' = 1 - \frac{u_b}{u}$$

$$Z' = \frac{G'_B L}{u'_B V'_B}$$

Essent:

$$G'_B = \left(\frac{3}{4} u_b + 0.975 D^{1/2} (g/D'_B)^{1/4} \right) \pi (D'_B)^2 \quad (V-34)$$

$$u'_B = (u - u_b) + 0.711 (g D'_B)^{1/2} \quad (V-35)$$

$$V'_B = \frac{\pi}{6} * (1 - f_w) * (D'_B)^3 \quad (V-36)$$

D'_B s'obté a partir de la relació V-5; ara bé, tant D_{Bm} com D_{B0} es defineixen segons les següents expressions:

$$D'_{Bm} = 0.652 S_R * (u - u_b)^{2/5} \quad (V-37)$$

$$D'_{B0} = 0.915 * (u - u_b)^{0.4} \quad (V-38)$$

En el cas de flux de pistó en l'emulsió, la solució per al llit semiestabilitzat és:

-per a la concentració del gas en l'emulsió:

$$C_E = \bar{C}_E^* + \frac{C_i - \bar{C}_E^*}{\gamma'_1 - \gamma'_2} * (\gamma'_1 * (1 + \frac{L}{Z'} * \gamma'_2) * \exp(\gamma'_2 L) - \gamma'_2 * (1 + \frac{L}{Z'} * \gamma'_1) * \exp(\gamma'_1 L)) \quad (V-39)$$

-per a la concentració del gas en les bombolles:

$$C_B = \bar{C}_E^* + \frac{C_i - \bar{C}_E^*}{\gamma'_1 - \gamma'_2} * (\gamma'_1 * \exp(\gamma'_2 L) - \gamma'_2 * \exp(\gamma'_1 L)) \quad (V-40)$$

-per a la humitat de l'aire a la sortida del llit:

$$C_e = p' C_B + (1 - p') * C_E \quad (V-41)$$

γ'_1 i γ'_2 tenen les mateixes expressions que abans (equacions V-27 i V-28) però substituint Z i p per Z' i p'.

V.4.2 COMPARACIÓ DELS RESULTATS TEÒRICS AMB ELS EXPERIMENTALS

Per a realitzar la comparació dels resultats teòrics obtinguts a partir dels models descrits anteriorment amb els resultats experimentals, s'han utilitzat les concentracions de sortida de l'aire a temps igual a 30 s, ja que així l'adsorbent emprat està sempre en les mateixes condicions en tots els casos; la força impulsora és així pràcticament la mateixa, mentre que a temps més elevats això no succeiria doncs l'experimentació s'ha realitzat en un procés discontinu.

En la Fig. V.18 es presenten els valors teòrics de C_e obtinguts a partir dels models desenvolupats en l'apartat anterior, en front dels experimentals en el cas d'un llit fluïditzat clàssic. Pot observar-se que el model de barreja perfecta presenta millors resultats que el de flux de pistó, essent la desviació normal per al primer del 9.7%, mentre que per al segon és del 15.7%. Pot veure's també que a velocitats més elevades la desviació d'un i l'altre es fa cada vegada més elevada; això és probablement degut a les suposicions simplificadores fetes abans en relació amb la grandària de les bombolles. Així i tot, l'aproximació del model de barreja perfecta pot considerar-se prou acceptable per a les dades experimentals obtingudes.

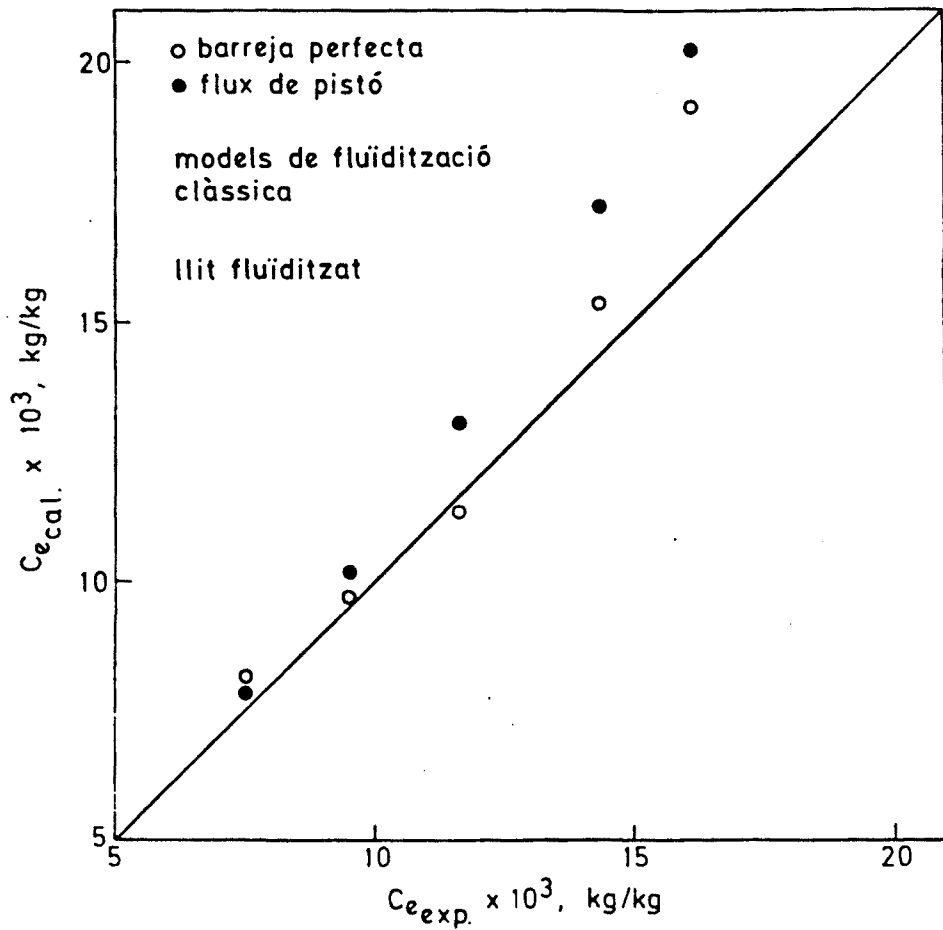


Fig. V.18. Comparació dels valors calculats mitjançant els models de fluïdització clàssica amb els experimentals en el cas de llit fluïditzat.

Si s'observa la Fig. V.19, on es presenten els valors calculats segons els models desenvolupats pel llit fluïditzat clàssic en front dels valors experimentals obtinguts en el L.F.E.M., pot veure's que l'ajust d'aquests és molt dolent tant per un model com per l'altre; així, el model de barreja perfecta presenta una desviació normal del 30% mentre que el de flux de pistó presenta un valor del 37%. Això, juntament amb l'observació de la Fig. V.20, on es presenten els valors teòrics obtinguts a partir dels

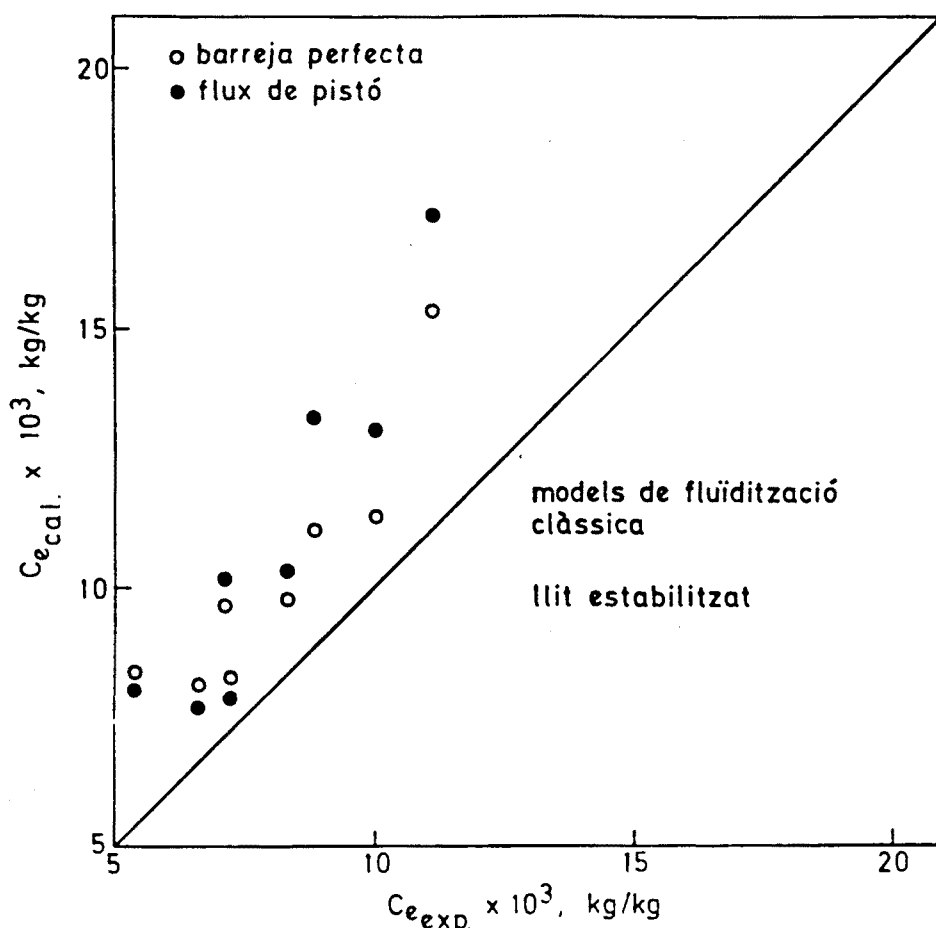


Fig. V.19. Comparació dels valors calculats mitjançant els models de fluïdització clàssica amb els experimentals en el cas de llit estabilitzat.

models desenvolupats per a un llit estabilitzat (sense bombolles) en front dels experimentals, amb un ajust de les dades tant per un model com per l'altre molt millor que en la figura anterior, demostra la validesa de la hipòtesi plantejada, segons la qual en un llit estabilitzat es millora el rendiment en la transferència de matèria perquè no hi ha presència de bombolles. A partir d'aquesta figura també pot deduir-se que el model que millor s'ajusta a les dades experimentals és el de flux de pistó, que

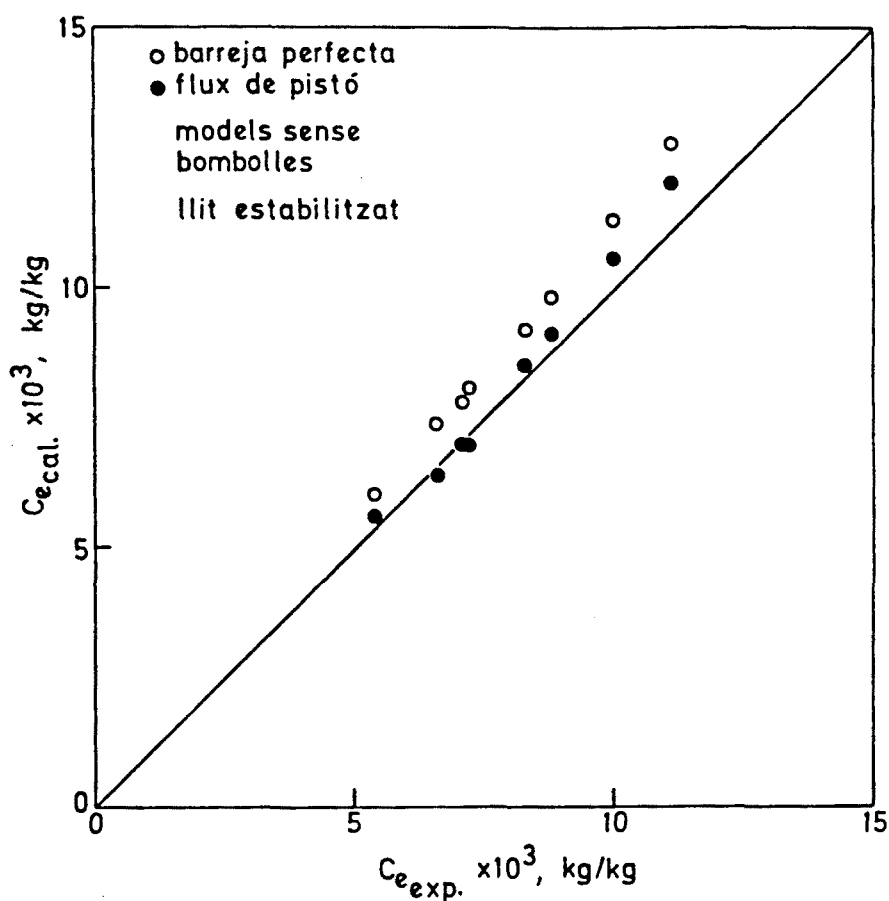


Fig. V.20. Comparació dels valors calculats mitjançant els models sense bombolles amb els experimentals en el cas de llit estabilitzat.

presenta una desviació normal del 4.4%, mentre que per al de barreja perfecta és de l'11.9%. Això pot ser degut a l'estructura del L.F.E.M., en el qual, com ja s'ha posat de manifest (Cap. II), les partícules adopten una especial ordenació seguint les línies del camp.

Finalment, si s'observa la Fig. V.21, on es representen els valors calculats per a un llit fluiditzat clàssic tant per un model com per l'altre en front dels valors experimentals

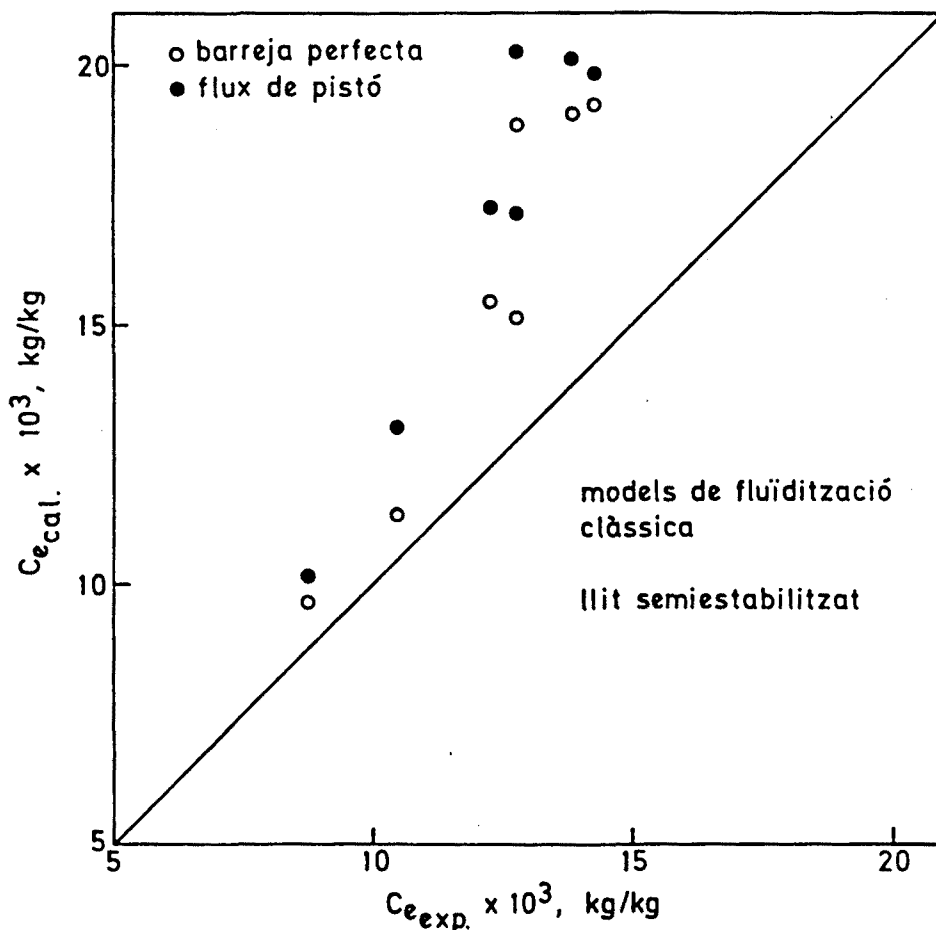


Fig. V.21. Comparació dels valors calculats mitjançant els models de fluidització clàssica amb els experimentals en el cas de llit semiestabilitzat.

obtinguts per un llit semiestabilitzat, pot veure's que l'ajust és dolent; així la desviació normal presentada pel model de barreja perfecta és del 29.3% i pel model de flux de pistó del 38.6%. Com en el cas anterior, si juntament amb això s'observen les dades presentades en la Fig. V.22, on es presenten els valors teòrics calculats pels models desenvolupats per un llit semiestabilitzat, on s'ha fet la suposició que la formació del bombolleig és a partir d' u_p i s'han corregit les equacions on

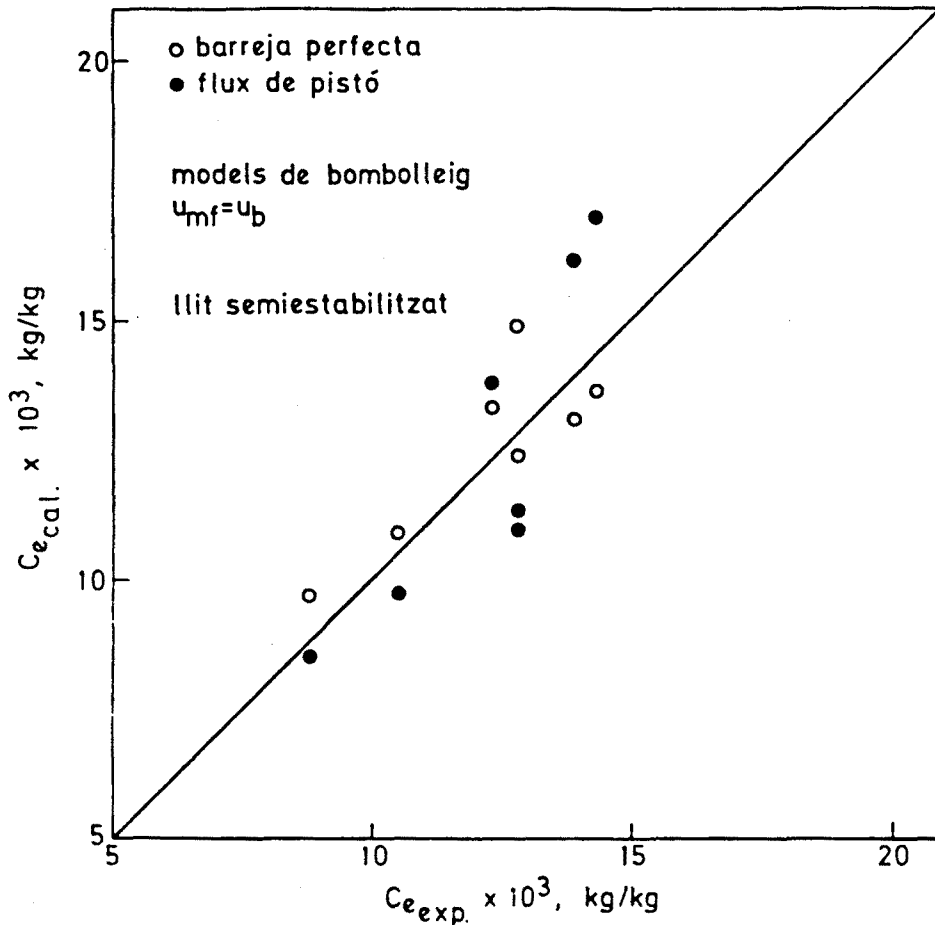


Fig. V.22. Comparació dels valors calculats mitjançant els models de bombolleig amb els experimentals en el cas de llit semiestabilitzat.

intervenia l' u_{mf} per la velocitat de transició, pot veure's que els resultats obtinguts són molt millors que els mostrats en la representació anterior. Així, per al model de barreja perfecta, la desviació normal és del 8.5% mentre que pel model de flux de pistó és del 12.8%. Encara que hi ha una diferència petita favorable al model de barreja perfecta, és difícil predir quin dels dos és el que millor s'ajusta en aquest cas; sembla que per als resultats obtinguts el de flux de pistó s'ajusta millor als valors a velocitats properes a u_b , on encara el control sobre el

bombolleig és elevat i sembla mantenir el règim de llit estabilitzat, degut a la formació d'unes bombolles de petita grandària; mentre que a velocitats més elevades i, per tant, amb menys control sobre les bombolles, el que més s'aproxima és el de barreja perfecta, ja que aleshores el llit té un aspecte més similar a un llit fluïditzat clàssic.

CONCLUSIONS

CONCLUSIONS

L'estudi realitzat ha permès arribar a les següents conclusions:

- El llit fluïditzat estabilitzat presenta una homogeneïtat total tant radialment com axialment pel que fa a la porositat i al flux de gas a través d'ell. La seva estructura depèn dels cicles de fluïdització-desfluïdització a que hagi estat sotmès. Amb tres cicles s'obté un llit estabilitzat amb pràcticament la màxima ordenació possible en les condicions en que s'hagi treballat.
- L'aplicació d'el camp magnètic fa que l'expansió d'aquest tipus de llit tingui lloc de dues formes diferents: amb un comportament similar a un llit fluïditzat líquid-sòlid quan $u < u_p$ (llit estabilitzat), i amb un règim de fluïdització igual a un llit fluïditzat gas-sòlid quan $u > u_p$ (llit amb bombolleig). La porositat de transició és funció de la intensitat de camp magnètic, augmentant a mida que ho fa aquesta.
- A velocitats superiors a u_p , el llit experimenta encara la influència del camp magnètic aplicat, tot i haver-hi un cert grau de bombolleig. Aquest comportament s'ha definit com "semiestabilització".
- Quan s'ha tractat llits amb barreges de material inert (no magnètic) i magnètic, s'ha observat que la velocitat de

transició no només és funció de la intensitat del camp, sinó també de la proporció de material magnètic emprat, augmentant amb aquesta.

- Hom ha desenvolupat un model matemàtic del llit fluïditzat estabilitzat; l'Eq. III-31 permet calcular teòricament u_b en funció de les propietats de les partícules i del gas, i de la intensitat del camp magnètic. En el cas de barreges, l'Eq. III-33 calcula u_b en funció dels paràmetres abans esmentats i de la fracció en massa del material magnètic emprat.
- L'estudi de transmissió de calor ha posat de manifest que la distribució de temperatures en un llit fluïditzat estabilitzat és semblant a la d'un llit fix, presentant gradients radials i axials. Quan $u > u_b$, la distribució de temperatures és semblant a la d'un llit fluïditzat clàssic.
- La conductivitat tèrmica efectiva del llit, (K_e), presenta dos comportaments diferents en funció d' H : quan $u < u_b$ (llit estabilitzat), si la intensitat de camp magnètic no és molt elevada, el valor de K_e és proper al corresponent al llit fluïditzat clàssic, mentre que si H augmenta, el valor de K_e s'acosta més al corresponent a un llit fix. Quan $u > u_b$ (llit semiestabilitzat), K_e varia molt poc amb H respecte a l'obtingut per un llit fluïditzat clàssic, encara que disminueix a mida que H augmenta.

- Pel que fa al coeficient de transferència de calor superficieu-llit, hom ha observat dos comportaments diferents: en el cas de llit estabilitzat, aquell és semblant a l'obtingut en llit fix, augmentant linealment amb la velocitat del gas; el seu valor és molt baix en comparació amb l'obtingut per a un llit fluïditzat clàssic. Si el llit és semiestabilitzat, el coeficient augmenta sobtadament una vegada s'ha superat u_b , apropant-se a l'obtingut per a un llit fluïditzat clàssic, encara que sempre és inferior. En ambdós casos aquest coeficient és funció de la intensitat del camp magnètic, disminuint quan aquesta augmenta.

El control sobre el bombolleig fa doncs que el llit fluïditzat estabilitzat no presenti la isothermicitat ni les elevades velocitats de transmissió de calor pròpies del llit fluïditzat clàssic.

- Quan es tracta de barreges de material inert i magnètic, el coeficient de transferència de calor no solament és funció del camp, sinó també de la proporció de material magnètic emprat, disminuint quan aquesta augmenta.

- Hom ha obtingut les Eqs. IV-25 i IV-34, que permeten calcular els coeficients de transmissió de calor per a llit estabilitzat i semiestabilitzat, respectivament, en funció de les propietats de les partícules i de les condicions d'operació. Les Eqs. IV-35 i IV-36 permeten determinar aquests coeficients quan es tracta en barreges de material

inert i magnètic.

- Pel que fa a la transferència de matèria, hom ha definit un "rendiment" del llit (Eq.(V-1)) i un "factor d'eficàcia" (Eqs.(V-2) i (V-3)) que permeten efectuar la comparació amb altres tipus de llit. Hom ha comprovat que el rendiment d'un L.F.E.M. és sempre millor que el d'un llit fluïditzat clàssic; en comparar-lo amb el corresponent a un llit fix, el rendiment d'un L.F.E.M. és millor quan $u < u_b$ i pitjor quan $u > u_b$.
- El factor d'eficàcia E_M augmenta amb la intensitat de camp magnètic i sempre és positiu; E'_M també augmenta quan ho fa H , però, és positiu quan $u < u_b$ i negatiu quan $u > u_b$. Tant el rendiment com el factor d'eficàcia sempre són més elevats quan es treballa amb un L.F.E.M. a velocitats inferiors a la de transició; això posa de relleu que el contacte gas-sòlid millora notablement amb la desaparició de les bombolles.
- Els models de flux de pistó i barreja perfecta s'ajusten bé a les dades experimentals obtingudes per al L.F.E.M., mitjançant la introducció de les modificacions pertinents. El que presenta uns resultats més adients per a $u < u_b$ és el de flux de pistó. Quan es tracta d'un llit semiestabilitzat, l'ajust d'un model o altre depen de la velocitat de treball; si aquesta és propera a u_b el model millor és el de flux de pistó, i quan u està força per sobre d' u_b el que s'ajusta més és el de barreja perfecta.

- Els resultats obtinguts indiquen que l'aplicació d'aquest tipus de llit és adequada per a operacions a temperatura moderada i en les que sigui important un bon contacte gas-sòlid, no essent en canvi aconsellable en operacions on la transferència de calor hagi de ser fonamental.

ANNEX 1

DETERMINACIÓ DEL FACTOR DE FORMA I DENSITAT DE LES PARTÍCULES

A1.1 INTRODUCCIÓ

A1.2 PÈRDUA DE CÀRREGA EN UN LLIT FIX

A1.3 PARTÍCULES NO POROSES

A1.4 PARTÍCULES POROSES

A1.1 INTRODUCCIÓ

Existeixen diferents mètodes per a la determinació d'aquests dos paràmetres, entre els quals podem esmentar l'anàlisi microscòpica, mètodes basats en la sedimentació de partícules, mètodes d'elutriació, dispersió de la llum, etc.. En general són complicats, requereixen un aparellatge complex o són poc fiables. Per altra part, hi ha també els mètodes basats en la immersió en un líquid. Nogensmenys, en el cas de partícules poroses, el líquid penetra en els porus més grans -el grau de penetració depèn de les propietats del líquid- i el valor obtingut és superior a la densitat real de la partícula. Finalment, hi ha mètodes basats en la mesura de la pèrdua de càrrega que experimenta un fluid en travessar un llit de partícules (Ergun, 1951 i 1952). Aquest mètode ofereix una bona precisió, en funció de la cura amb la qual siguin obtingudes les dades. Margiatto i Siegell (1983) han proposat una simplificació del mètode d'Ergun; el sistema proposat per aquests autors, però, es basa en un únic punt experimental, el corresponent a la situació de mínima fluïdització, i no té en compte el factor de forma de les partícules.

En aquest Annex s'exposa un nou mètode, basat també en la pèrdua de càrrega, que mitjançant la utilització de l'equació de Blake-Kozeny i les línies de fluïdització-desfluïdització, permet d'obtenir precisions del mateix ordre o millors que les obtingudes pel mètode d'Ergun, però amb una simplificació considerable.

Aquest mètode, desenvolupat durant la realització d'aquesta tesi, constitueix una millora del proposat inicialment per Casal et al. (Casal, 1984).

A1.2 PÈRDUA DE CÀRREGA EN UN LLIT FIX

Per al flux laminar d'un fluid a través d'un llit fix de partícules, la pèrdua de càrrega pot ésser relacionada amb la velocitat superficial del fluid mitjançant l'equació de Blake-Kozeny:

$$(\Delta P/L) = \frac{72 \mu \star (1 - \epsilon)^2 \star u}{\cos^2 \psi \epsilon^3 d_p^2 \phi^2} \quad (A1-1)$$

Aquesta equació és vàlida per a $Re_m < 10$, essent Re_m un valor modificat del nombre de Reynolds:

$$Re_m = \frac{\rho u d_p}{\mu \star (1 - \epsilon)} \quad (A1-2)$$

En l'equació A1-1, ψ es l'angle mig de la velocitat intersticial del gas respecte a l'eix vertical; a aquest angle, com s'ha vist ja en el capítol III, se l'hi han atribuït diferents valors. Aleshores, si és transforma l'equació A-1 en:

$$(\Delta P/L) = \frac{K_k \star (\mu u \star (1 - \epsilon)^2)}{\epsilon^3 d_p^2 \phi^2} \quad (A1-3)$$

el valor de la constant K_k depèn del valor de l'angle. Actualment, molts autors accepten per a aquest angle el valor de 51° , amb una precisió que troben prou acceptable; així, K_k és igual a 180.

Nogensmenys, els valors mitjans de ψ són funció de la forma de les partícules. Carman (1937) i Leva (1959), en diferents

treballs experimentals, trobaren que per a partícules esfèriques, el valor mig d'aquest angle era de 45° , valor que resulta lògic des d'un punt de vista geomètric. Aleshores, per a partícules esfèriques, el valor de la constant K_k és de 144. Ara bé, en la pràctica no existeixen gairebé mai partícules perfectament esfèriques, sinó "aproximadament esfèriques"; així, el valor que normalment s'utilitza en aquest cas es el de $K_k = 150$, valor adoptat ja per Ergun en la utilització de la seva equació i aplicació del seu mètode.

Degut a aquestes consideracions, per a obtenir uns bons resultats en l'aplicació del mètode proposat per a determinar el factor de forma cal utilitzar els valors de K_k que s'exposen a la taula A.1.

Taula A1.1. Valors de K_k en l'equació A-3.

Forma de les partícules	K_k
esfèriques	150
irregulars	180

En l'equació A1-3, ϕ és el factor de forma de les partícules, definint-se de la següent manera:

$$\phi = (\text{àrea de la superfície de l'esfera que té el mateix volum que la partícula}) / (\text{àrea de la superfície de la partícula})$$

i ϵ és la porositat del llit, és a dir, la porositat deguda als espais buits intersticials existents entre les partícules. Si aquestes són poroses, amb una porositat interna ϵ_p , i ρ_s i ρ_p són respectivament la densitat del material sòlid que constitueix la partícula i la de la mateixa partícula (la densitat de la partícula rep a vegades el nom de "densitat aparent", i pot ésser definida com la massa de la partícula dividida pel seu volum), hom pot establir les relacions següents:

$$\rho_p = \rho_s \cdot (1 - \epsilon_p) \quad (\text{A1-4})$$

$$\rho_b = \rho_p \cdot (1 - \epsilon) \quad (\text{A1-5})$$

Aleshores, la porositat total del llit pot ser relacionada amb la porositat intersticial ϵ i la porositat interna de la partícula, ϵ_p , segons l'expressió:

$$\epsilon_B = \epsilon + (1 - \epsilon) \cdot \epsilon_p \quad (\text{A1-6})$$

La mesura de la pèrdua de càrrega i de la densitat del llit pot realitzar-se en una columna de fluidització clàssica. La instal·lació experimental utilitzada per a obtenir les dades experimentals és la detallada en el capítol II.

Al.3 PARTÍCULES NO POROSES

En aquest cas la determinació de la densitat de la partícula no és problemàtica, ja que és la mateixa que la del sòlid ; aleshores, emprant la tècnica usual (picnòmetre) pot establir-se fàcilment. Per a determinar el factor de forma es parteix d'un llit fix de partícules, previament vibrat per a aconseguir la màxima compactació possible. A velocitats de gas creixents es mesura la pèrdua de càrrega d'aquest llit fins arribar a fluïditzar-lo; una vegada fluïditzat es va reduint la velocitat del gas fins a fer-la nul·la, mesurant també la pèrdua de càrrega, que és més petita degut a la major porositat del llit. Finalment es mesura l'alçada del llit. Aleshores, si es representa ΔP en front d' u , s'obtenen les línies de fluïdització-desfluïdització; en la Fig. Al.1 poden veure's les obtingudes a partir de la metodologia abans explicada, per a partícules de coure de 350-420 μm de diàmetre.

Coneixent la massa de partícules en el llit i el volum que ocupen aquestes partícules en ambdós casos, pot determinar-se ρ_b (densitat del llit):

$$\rho_b = M/S_R L \quad (\text{Al-7})$$

essent S_R = àrea de la secció transversal del llit,

L = alçada del llit.

Aleshores, a partir de l'equació Al-5, pot obtenir-se:

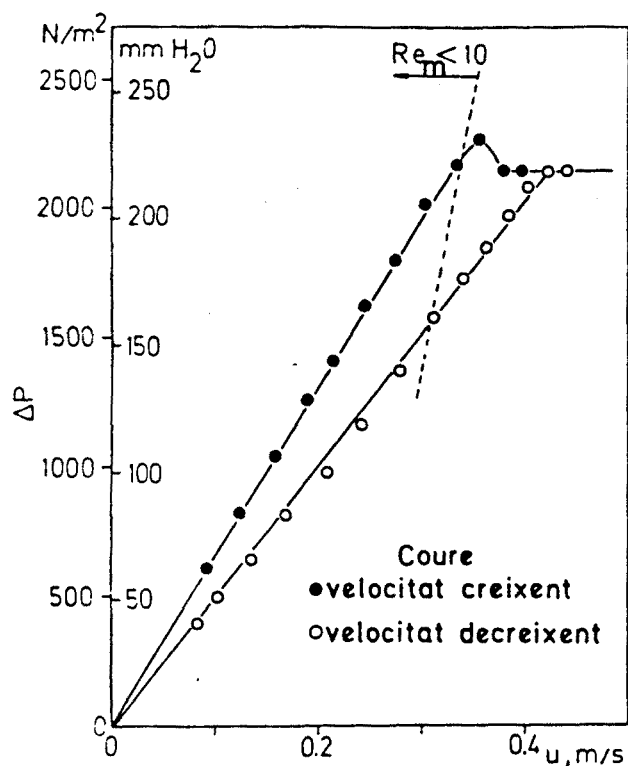


Fig. A1.1. Línies de fluïdització-desfluïdització per a un llit de partícules de coure de 350-420 μm (Casal et al., 1985).

$$\epsilon = 1 - (\rho_b / \rho_p) \quad (\text{A1-8})$$

determinant d'aquesta forma la porositat intersticial per a cada llit. Amb aquestes dades i les de la Fig. A1.1 pot representar-se una gràfica com la de la Fig. A1.2, on es representa $\Delta P/L$ en front de $K_k \star (\mu (1 - \epsilon)^2 u) / (\epsilon^3 d_p^2)$ per a valors corresponents a llit fix i per sota de $Re_m = 10$. S'obté una línia recta que s'ajusta tant als punts de velocitat creixent com als de velocitat decreixent, essent el seu pendent igual a $1/\phi^2$; així es possible doncs obtenir el factor de forma, que per a aquestes partícules de coure és de 0.96. En la Fig. A1.3 es fa el mateix tractament per a partícules irregulars de sílice, de diàmetre

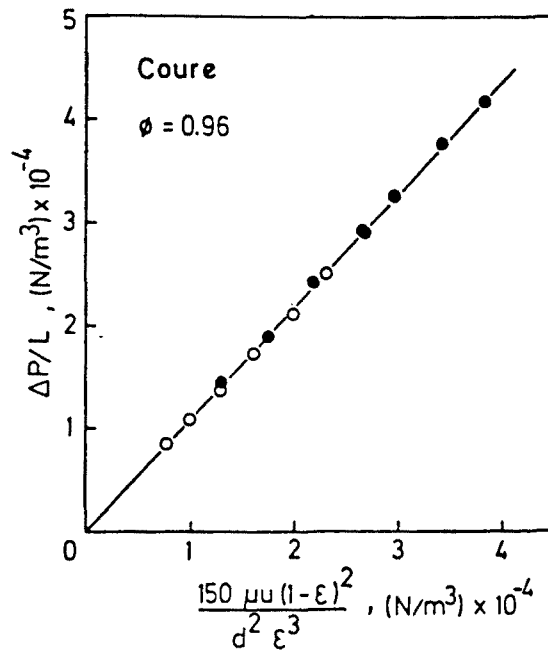


Fig. A1.2. Determinació del factor de forma per a partícules de coure (Casal et al., 1985).

400-500 μm ; el valor de K_k emprat és de 180, obtenint-se un factor de forma de 0.57.

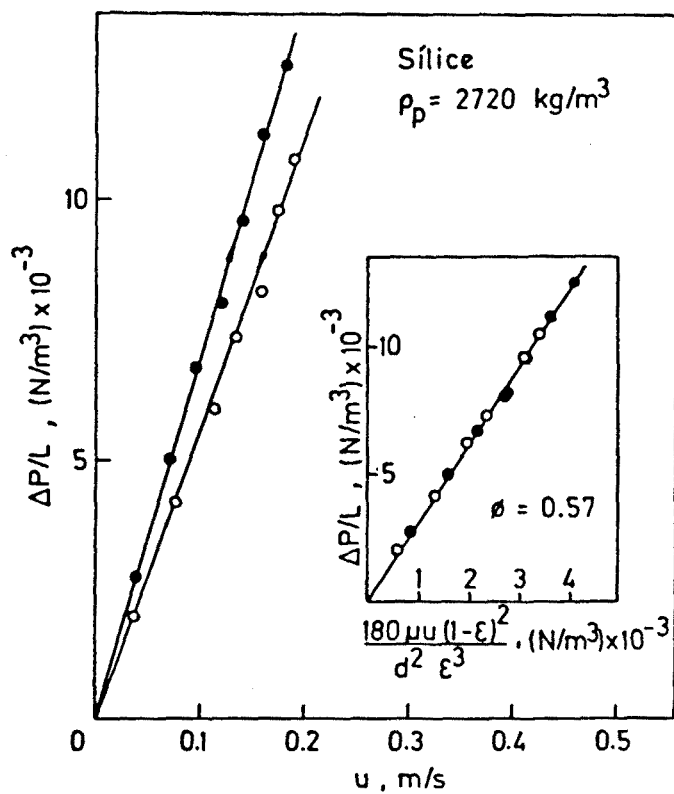


Fig. A1.3. Determinació del factor de forma per a partícules de sílice (Casal et al., 1985).

A1.4 PARTÍCULES POROSAS

En aquestes és difícil saber la densitat de la partícula, doncs aquesta té una porositat interna desconeguda. Aleshores, partint de les dades obtingudes d'una gràfica com la de la Fig. A1.1, pot realitzar-se una representació de $\Delta P/L$ en front de la velocitat superficial del gas u (Fig. A1.4); en aquest cas, per a la

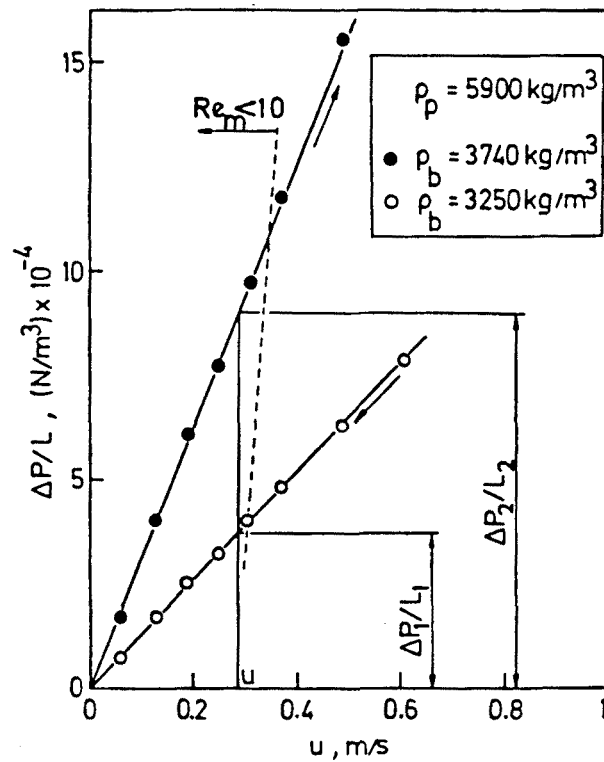


Fig. A1.4. Determinació de la densitat de la partícula per a partícules de níquel sinteritzat (Casal et al., 1985).

mateixa velocitat u es tenen dos valors de $\Delta P/L$ per als dos llits fixes, a velocitat creixent i a velocitat decreixent; aplicant l'equació A1-3 per a un cas i per a l'altre, i igualant ambdues

expressions, s'obté la següent equació:

$$\frac{\Delta P_1/L_1}{\Delta P_2/L_2} = \frac{(1 - \varepsilon_1^2)/\varepsilon_1^3}{(1 - \varepsilon_2^2)/\varepsilon_2^3} \quad (\text{A1-9})$$

Com que ε_1 i ε_2 són desconegudes, es posen en funció de ρ_b (determinada com s'ha explicat en l'apartat A1.3).

Introduint en l'equació A1-9 l'expressió A1-8 i reordenant, s'obté l'equació que permet calcular la densitat de la partícula a partir de les dades obtingudes tant de $\Delta P/L$ com de ρ_b :

$$\rho_p = \frac{\rho_{b2} - (((\Delta P_1/L_1)/(\Delta P_2/L_2))(\rho_{b2}/\rho_{b1})^2)^{(1/3)} \rho_{b1}}{1 - (((\Delta P_1/L_1)/(\Delta P_2/L_2))(\rho_{b2}/\rho_{b1})^2)^{(1/3)}} \quad (\text{A1-10})$$

Per al cas de partícules de níquel sinteritzat de 177-250 μm de diàmetre (Fig. A1.4) s'obté $\rho_p = 5900 \text{ Kg/m}^3$. Aplicant el mateix sistema presentat en l'apartat A1.3 per a determinar el factor de forma, s'obté una gràfica com la de la Fig. A1.5, el pendent de la qual permet determinar el valor del factor de forma, $\phi = 0.80$. Comparant aquests resultats amb els obtinguts pel mètode d'Ergun, s'observa que la desviació obtinguda entre un mètode i l'altre és de 0.5% pel que es refereix al factor de forma de partícules esfèriques i del 6% pel factor de forma de partícules irregulars, mentre que hi ha una desviació del 0.5% en la determinació de la densitat de les partícules.

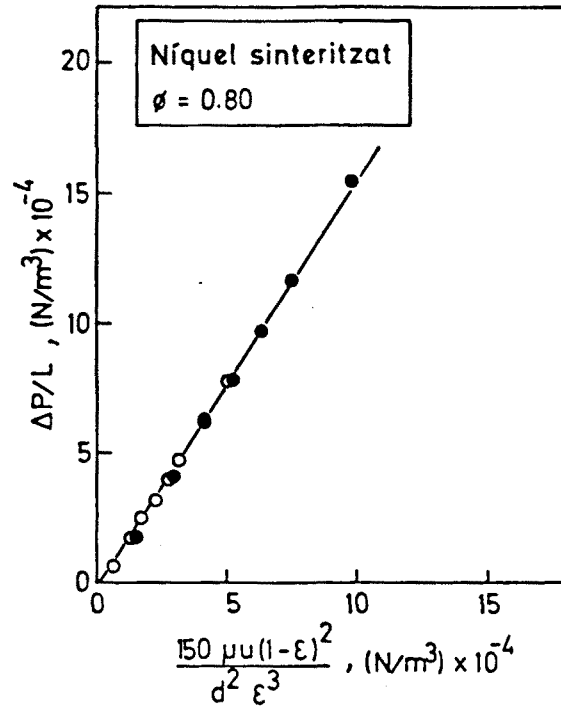


Fig. A1.5. Determinació del factor de forma per a partícules de níquel sinteritzat (Casal et al., 1985).

ANNEX 2

SUB-RUTINA I ALGORISME PER AL CÀLCUL DE LA CONDUCTIVITAT TÈRMICA EFECTIVA

A2.1 ELECCIÓ DE LA SUB-RUTINA

A2.2 ALGORISME

A2.1 ELECCIÓ DE LA SUB-RUTINA

Es important l'obtenció d'una sub-rutina que permeti la resolució del sistema d'equacions plantejat amb un temps de càlcul el més petit possible. Així, es provà d'utilitzar en primer lloc el mètode conegut com "Inversió de la matriu", que dóna la solució del sistema de la forma següent: si cal resoldre un sistema d'equacions de la forma $Ax = b$, la solució és $x = A^{-1}b$; ara bé, per a efectuar aquest càlcul es necessiten $2n^3$ operacions, on n es el nombre d'incògnites, en aquest cas 144. Per a realitzar l'operació va utilitzar-se la funció SIMUL (Carnahan, 1979) que fa servir l'estrategia del pivot màxim. Com pot veure's, el temps de càlcul necessari per a la resolució de les 144 equacions seria molt elevat degut a la quantitat d'operacions a realitzar, per tant es va optar per un altre mètode que fos més ràpid.

A continuació va provar-se el mètode de Gauss-Jordan, una modificació del de Gauss de substitució, que transforma la matriu original en una matriu diagonal, a diferència del de Gauss que la transforma en una matriu triangular superior. Per a efectuar el càlcul es necessiten $2n^3/3$ operacions, amb lo que el temps de càlcul es redueix en una tercera part respecte al mètode anterior. Ara bé, el temps emprat, degut a l'elevat nombre d'incògnites, seria encara escésivament gran (al voltant d'1 minut d'unitats CPU) per lo qual es cercà encara un mètode més ràpid.

Finalment s'utilitzà el sistema de programes NAGLIB (Numerical Algorithm Group, 1983). Aquest mètode es basa en que per a

resoldre un sistema d'equacions lineals de la forma $Ax = b$, el percentatge necessari per a omplir la matriu A es $4/n$ on $n = (\theta/\Delta\theta) \cdot (R/\Delta r)$; en el plantejament efectuat s'ha pres, com ja s'ha indicat en el capítol IV, $\theta = 90^\circ$, $\Delta\theta = 5^\circ$, $R = 35$ mm i $\Delta r = 4.375$ mm; per tant $n = 144$ i la matriu A és de baixa ocupació ($4/144 = 3\%$).

El sistema d'equacions plantejat és de 144 incògnites per a cada interval al llarg de l'alçada de llit. Per a resoldre el sistema d'equacions es necessita per tant un mètode eficient que ha de tenir en compte el baix percentatge d'ocupació. Això fa que s'utilitzin les sub-rutines F01BRF i F01BSF (Duff, 1977) que descomponen la matriu A en dos: N , que és la matriu inferior, i U , que és la superior, de forma que $A = NU$. Posteriorment, es plantegen les equacions més simples:

$$Ny = b \quad (A2-1)$$

$$Ux = y \quad (A2-2)$$

que es resolen utilitzant la sub-rutina F04AXF (Duff, 1977) que empra un mètode simplificat de Gauss. Amb aquest mètode, el temps de càlcul es redueix 100 vegades respecte al millor dels anteriors; per tant, l'optimització del sistema de càlcul és evident i facilita la resolució numèrica del problema.

A2.2 ALGORISME

Una vegada determinat quin era el millor mètode per resoldre el sistema d'equacions, es realitzà l'algorisme de càlcul per a determinar els valors, a partir de les dades experimentals de les temperatures, de la conductivitat tèrmica efectiva del llit. Aquest algorisme és el següent:

- Pas 1..... Entrada de valors i increments de les variables geomètriques (radi, alçada del llit i angle analitzat).
- Pas 2..... Entrada de dades físiques i dinàmiques (coeficient de convecció a la pared de la columna, propietats de l'aire, flux de calor subministrat al llit, velocitat del gas i valor de K_e a provar).
- Pas 3..... Determinació del nombre d'increments plantejat per a cada variable (r , θ , z).
- Pas 4..... Entrada de les temperatures experimentals i de les seves coordenades.
- Pas 5..... Plantejament, per a successius intervals de l'alçada del llit, del sistema d'equacions corresponents a l'equació de calor, segons increments del radi i de l'angle.

- Pas 6..... Plantejament de les condicions de contorn.
- Pas 7..... Resolució per a una alçada del llit estudiat del sistema d'equacions lineals.
- Pas 8..... Determinació per a les coordenades dels punts experimentals dels resultats teòrics mitjançant interpolació de Lagrange.
- Pas 9..... Determinació de la diferència absoluta de temperatures, ΔT , entre el valor experimental (T_{exp} , °C) i el calculat ($T_{\text{teòric}}$, °C).
- Pas 10..... Determinació del valor de la funció objectiu per a cada valor de K_e .
- Pas 11..... Escriptura de resultats per a cada increment d'alçada determinat.
- Pas 12..... Final.

El diagrama de blocs d'aquest algorisme de càlcul es presenta en la Fig. A2.1.

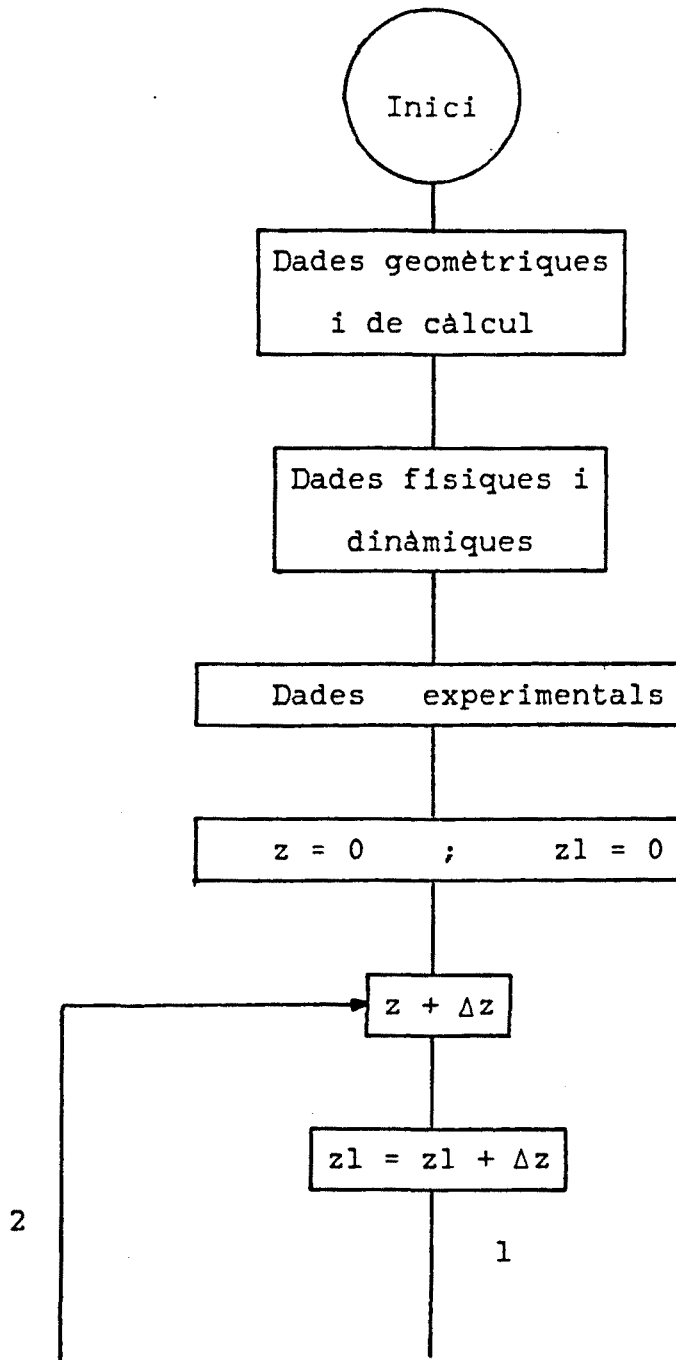


Fig. A2.1 Diagrama de blocs.

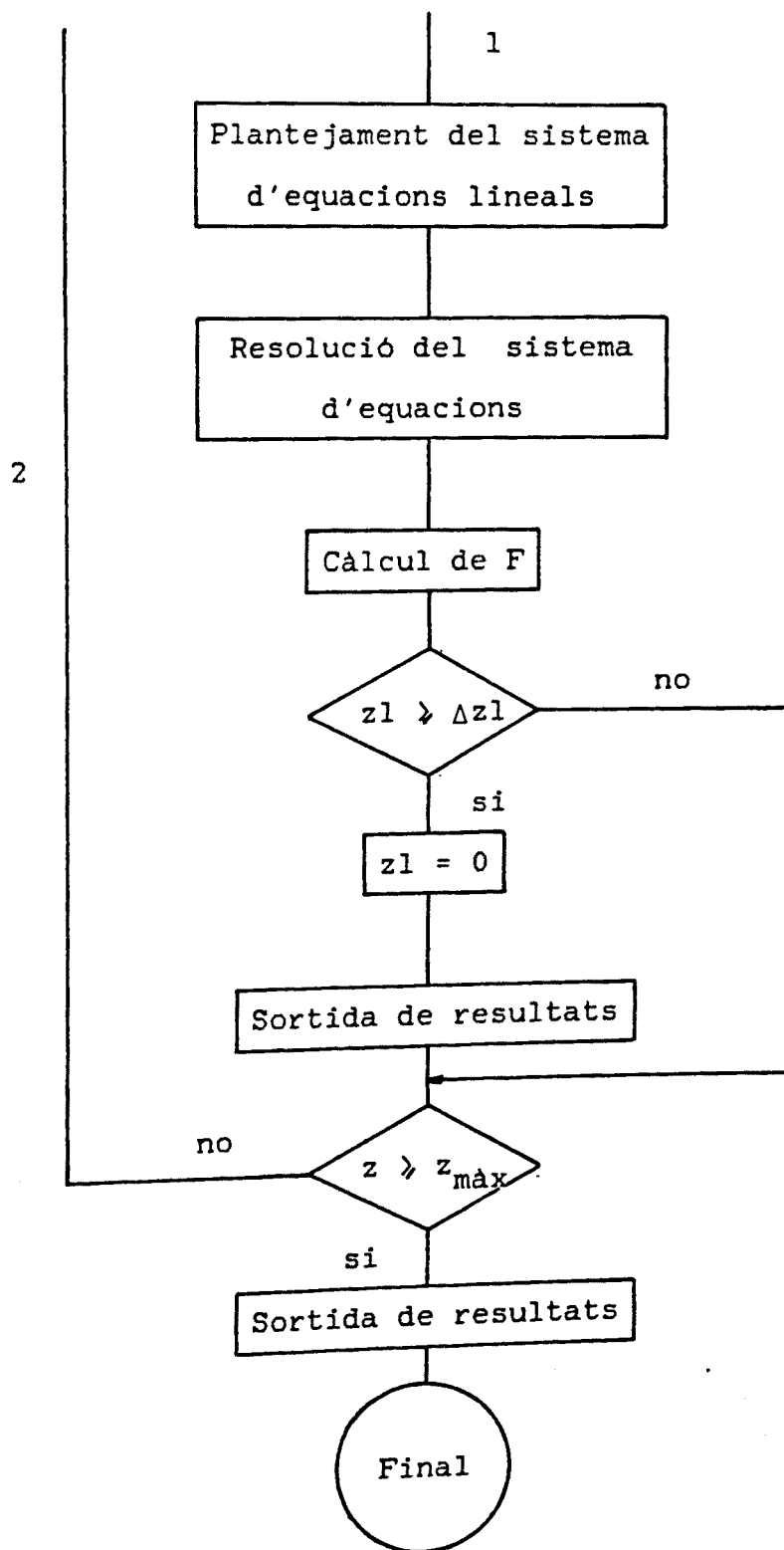


Fig. A2.1 Diagrama de blocs.

NOTACIÓ

NOTACIÓ

A	matriu dels coeficients del sistema d'equacions lineals
a	constant magnètica de les partícules
a_p^*	superfície específica de la partícula
B	vector d'inducció magnètica
B	inducció magnètica
b	vector de coeficients independents
b	constant magnètica de les partícules
C	concentració de vapor d'aigua en l'aire
C_B	concentració en la fase bombolles
C_E	concentració en la fase emulsió
\bar{C}_E^*	concentració efectiva que ha de tenir el gas si es troba en equilibri amb les partícules d'humitat C_s
C_e	concentració de vapor d'aigua en l'aire a la sortida del llit
C_i	concentració de vapor d'aigua en l'aire a l'entrada del llit
C_s	concentració de vapor d'aigua en el sòlid
C_s^*	concentració de vapor d'aigua en la superfície del sòlid
C_{s0}^*	concentració en equilibri amb C_i
$C_{s0.5}^*$	concentració en equilibri amb $C_i/2$
\bar{C}_s	concentració mitjana de vapor d'aigua en tot el sòlid del llit
c_p	calor específica del fluid
c_{pB}	calor específica del llit
c_{pf}	calor específica del fluid a la temperatura de la pel·lícula

D	difusivitat del vapor d'aigua en l'aire
D_B	diàmetre de les bombolles
D'_B	diàmetre de les bombolles (llit semiestabilitzat)
D_{Bm}	diàmetre mig de les bombolles
D'_{Bm}	diàmetre mig de les bombolles (llit semiestabilitzat)
D_{B0}	diàmetre inicial de les bombolles
D'_{B0}	diàmetre inicial de les bombolles (llit semiestabilitzat)
D_p	difusivitat del vapor d'aigua en el interior dels porus
D_R	diàmetre del llit
d_c	diàmetre del conducte
d_h	diàmetre hidràulic
d_p	diàmetre de la partícula
\bar{E}	tensor de tensions en el fluid
\bar{E}^M	tensor de tensions degudes a les forces magnètiques
\bar{E}^s	tensor de tensions en el sòlid
E_M	factor d'eficàcia del camp magnètic per a llit fluïditzat
E'_M	factor d'eficàcia del camp magnètic per a llit fix
F	funció objectiu definida per l'equació IV-15
f	vector de forces de fregament partícula-fluid per unitat de volum
f_w	fracció de l'estela en la bombolla
G_B	flux net de gas bescanviat entre la bombolla i l'emulsió
G'_B	flux net de gas bescanviat entre la bombolla i l'emulsió (llit semiestabilitzat)
g	vector acceleració de la gravetat

g	acceleració de la gravetat
H	vector intensitat de camp magnètic
H	intensitat de camp magnètic
h	coeficient de transferència de calor
\bar{h}	coeficient de transferència de calor mig
\bar{h}_1	coeficient de transferència de calor mig logarítmic
j_h	factor de transmissió de calor
j_{hb}	factor de transmissió de calor en l'estat de transició
j_{hF}	factor de transmissió de calor en el llit amb bombolleig
j'_{hF}	factor de transmissió de calor en el llit amb bombolleig per a barreges
j_{hmf}	factor de transmissió de calor a fluïdització incipient
j'_{hmf}	factor de transmissió de calor a fluïdització incipient per a barreges
j_{hs}	factor de transmissió de calor en el L.F.E.M.
j'_{hs}	factor de transmissió de calor en el L.F.E.M. per a barreges
K	constant de les equacions II-15 i III-21
K_a	constant de velocitat d'adsorció
K_e	conductivitat tèrmica efectiva
K_k	constant de Kozeny
k_f	conductivitat tèrmica del fluid a la temperatura de la pel·lícula
k_p	coeficient de difusió del solut en els porus
k'	paràmetre degut al procés d'adsorció
k_1	constant de l'equació II-8
k_2	constant de l'equació II-9
L	alçada del llit

L_{mf}	alçada del llit a fluïdització incipient
l	distància entre la superfície del llit i el punt on es mesura la pèrdua de càrrega
l_c	longitud del conducte
l_ϵ	longitud dels canals intersticials
Δl	diferència d'alçada entre dos punts del llit
M	vector magnetització
M	magnetització; massa de les partícules
M_a	massa d'adsorbent fresc
M_e	magnetització de l'emulsió
m	pendent de la isoterma; factor d'expansió de Leva
m'	factor d'expansió de Leva per a L.F.E.M.
N	matriu inferior
N_B	nombre de bombolles per unitat de volum
N_m	factor adimensional que relaciona l'energia cinètica i l'energia magnètica
N_v	factor adimensional funció de la porositat del llit
n	nombre d'incognites
n_p	nombre de punts
Pr	nombre de Prandlt
ΔP	pèrdua de càrrega experimentada pel fluid
p	fracció del gas que travessa el llit en forma de bombolles (llit fluïditzat)
p'	fracció del gas que travessa el llit en forma de bombolles (llit semiestabilitzat)
q	flux de calor, velocitat de flux de calor
R	radi total del llit

Re	nombre de Reynolds
Re'	nombre de Reynolds per a barreges
Re_b	nombre de Reynolds en les condicions de transició
Re_m	nombre de Reynolds modificat
Re_{mf}	nombre de Reynolds a fluïdització incipient
Re'_{mf}	nombre de Reynolds a fluïdització incipient per a barreges
r	radi
\bar{r}	radi mig dels porus
r_a	velocitat d'adsorció
S	àrea de la superfície calefactora
S_R	superfície transversal del llit
T	temperatura
T_B	temperatura del llit
T_{exp}	temperatura experimental
T_f	temperatura de pel·lícula
T_t	temperatura teòrica
T_W	temperatura de la superfície calefactora
T_0	temperatura ambient
ΔT	increment de temperatures
$\overline{\Delta T}_1$	increment de temperatures mig logarítmic
t	temps
U	matriu superior
\bar{U}	velocitat molar mitjana del vapor d'aigua
u	vector velocitat del fluid
u	velocitat superficial del gas
u_B	velocitat de les bombolles a través del llit
u'_B	velocitat de les bombolles a través del llit (llit

	semiestablitzat)
u_b	velocitat de transició
u_c	velocitat del fluid en el conducte
u_{mf}	velocitat mínima de fluïdització
u_t	velocitat terminal o màxima de fluïdització
u_e	velocitat real del fluid en els intersticis
u_{∞}	velocitat d'ascensió d'una bombolla
u'_{∞}	velocitat d'ascensió d'una bombolla (llit semiestablitzat)
V_B	volum de les bombolles
V'_B	volum de les bombolles (llit semiestablitzat)
V_b	volum del llit
v	vector velocitat del sòlid
X	fracció en massa de material magnètic
x	vector de variables del sistema d'equacions lineals
Z	nombre d'unitats de transferència bombolla-emulsió (llit fluïditzat)
Z'	nombre d'unitats de transferència bombolla-emulsió (llit semiestablitzat)
z	nivell del llit amb referència al distribuïdor
β	coeficient de fregament partícula-fluid
β'	velocitat de variació de β amb la porositat
γ_1	paràmetre definit per l'equació IV-27
γ_2	paràmetre definit per l'equació IV-28
γ'_1	paràmetre definit per l'equació IV-27 per a llit semiestablitzat
γ'_2	paràmetre definit per l'equació IV-28 per a llit

	semiestabilitzat
ϵ	porositat intersticial del llit
ϵ_B	porositat total del llit
ϵ_b	porositat de transició
ϵ_{bc}	porositat de transició'calculada teòricament
ϵ_{mf}	porositat a fluïdització incipient
ϵ_p	porositat de la partícula
η	rendiment del llit
η_F	rendiment del llit fluïditzat
η_f	rendiment del llit fix
η_s	rendiment del L.F.E.M.
θ	angle definit per les coordenades cilíndriques
μ	viscositat del fluid
μ_f	viscositat del fluid a la temperatura de pel·lícula
μ_0	permeabilitat magnètica del gas; permeabilitat magnètica en el buit
ξ	relació entre C_{s0}^* i $C_{s0.5}^*$
ρ	densitat del fluid
ρ_b	densitat del llit
ρ_c	factor de correlació
ρ_f	densitat del fluid a la temperatura de pel·lícula
ρ_p	densitat de la partícula
ρ_s	densitat del sòlid
ϕ	factor de forma
ϕ_m	angle de les forces magnètiques que actuen sobre una bombolla
χ	susceptibilitat magnètica
ψ	angle mig de la velocitat intersticial del gas respecte

a l'eix vertical del llit

ψ_0 angle mig de la velocitat intersticial del gas respecte
a l'eix vertical per a llit fix

Ω diferència de concentracions

ω_p coeficient funció dels paràmetres en equilibri i de la
concentració inicial en vapor d'aigua

BIBLIOGRAFIA

BIBLIOGRAFIA

Agbim, J.A., Nienow, A.W., Rowe, P.N. Chem. Eng. Sci. 26, 1293 (1971).

Albert, R.V., Tien, Ch. A.I.Ch.E. J. 31, 288 (1985).

Anderson, D.M., Silverman, L. "Mechanisms in Electrostatic Filtration of Aerosols with Fixed and Fluidized Granules". Air Cleaning Laboratory. Universitat d'Harvard. Boston (1958).

Anderson, T.B. "The Dynamics of Fluidised Beds". PhD thesis. Universitat d'Edinburgh. Edinburgh (1967).

Anderson, T.B., Jackson, R. Ind. Eng. Chem. Fund. 6, 478 (1967).

Anderson, T.B., Jackson, R. Ind. Eng. Chem. Fund. 6, 527 (1967).

Arnaldos, J., Casal, J., Lucas, A., Puigjaner, L. Powder Technol. 44, 57 (1985).

Arnaldos, J., Casal, J., Puigjaner, L. Powder Technol. 36, 33 (1983).

Arnaldos, J., Lucas, A., Casal, J., Puigjaner, L. Terceras Jornadas sobre Fluidización. Murcia (1984).

Bailey, C. En "Fluidization". Ed. Davidson-Harrison. Academic Press. Londres (1971).

Bird, R.B., Stewart, W.E., Lightfoot, E.N. "Transport Phenomena". Ed. Wiley. Nova York (1960).

- Bock, H.J., Schweinzer, J., Molerus, O. Ger. Chem. Eng. 6, 301 (1983).
- Bologa, M.K., Syutkin, S.V. Electron. Obrab. Mater. (USSR), 1, 37 (1977).
- Bologa, M.K., Syutkin, S.V., Serditov, V.N. Prik. Magnitoidrodin. Tr. Inst. Fiz. Akad. Nank. Latv. SSR (USSR), 1, 31 (1982).
- Boterill, J.S.M., Salway, A.G., Teomon, Y. En "Fluidization". Ed. D. Kunii-R. Toei. Engineering Foundation. Nova York (1984).
- Burns, M.A., Graves, D.J. Biotechnol. Progress. 1, 95 (1985).
- Casal, J. "Contribució a l'estudi dels fenomens de transport en la fluïdització particulada". Tesi Doctoral. Universitat Politècnica de Barcelona. Barcelona (1982).
- Casal, J. "Contribució a l'estudi de la fluïdització homogènia". Institut d'Estudis Catalans. Arxius de la Secció de Ciències, 77. Barcelona (1984).
- Casal, J., Lucas, A., Arnaldos, J. The Chem. Eng. J. 30, 155 (1985).
- Casal, J., Ripol, J., Puigjaner, L. Journées Européennes sur la Fluidisation. Actes. 1, 7-1. Tolosa (1981).
- Carlos, C.R. "Solids Mixing in Fluidised Beds". PhD thesis. Universitat de Gales (1967).
- Carman, P.C. Trans. Inst. Chem. Eng. 15, 150 (1937).

- Carnahan, B., Luther, H.A., Wilkes, J.O. "Cálculo Numérico. Métodos, Aplicaciones". Ed. Rueda, Madrid (1979).
- Colver, G.M. Powder Technol. 17, 9 (1977).
- Coulson, J.M., Richardson, J.F. "Ingeniería química". Ed. Reverté. Barcelona (1981).
- Chang, L.S., Berg, J.C. A.I.Ch.E. J. 31, 551 (1985).
- Davidson, J.F., Harrison, D. Chem. Eng. Sci. 21, 731 (1966).
- Davidson, J.F., Harrison, D. "Fluidization". Academic Press. Londres (1971).
- Diekman, R., Forsythe, W.L. Ind. Eng. Chem. 45, 1173 (1953).
- Duff, T.S. A.E.R.E. Report R.8730. HMSO, Londres (1977).
- Eashburn, E.W. (ed.). "International Critical Tables". Mc Graw-Hill. Vol. VI. Nova York, 1ª edn. (1929).
- Elsdon, R., Shearer, C.J. Chem. Eng. Sci. 32, 1147 (1977).
- Ergun, S. Anal. Chem. 23, 151 (1951).
- Ergun, S. Anal. Chem. 24, 388 (1952).
- Filipov, M.V. Prik. Magnitoidrodin. Tr. Inst. Fiz. Akad. Nauk. Latv. SSR (USSR) nº 12, 215 (1960).
- Filipov, M.V. Izv. Akad. Nauk. Latv. SSR (USSR), nº 12, 47 (1961).
- Fujino, M., Ogata, S., Shinohara, H. Intern. Chem. Eng. 25, 149

(1985).

Geldart, D. Powder Technol. 6, 201 (1972).

Geuzens, P.L. "Some Aspects of Magnetically Stabilized Fluidization". PhD thesis. Techn. Hogeschool. Eindhoven (1985).

Grozev, G., Ivanov, D.G. Dokl. Bolq. Akad. Nauk. 27, 349 (1974).

Grozev, G., Ivanov, D.G. Dokl. Bolq. Akad. Nauk. 28, 323 (1975).

Gupta, A.S., Thodos, G. A.I.Ch.E. J. 9, 751 (1963).

Harrison, D., Leung, L.S. Trans. Inst. Chem. Eng. 39, 409 (1961).

Hymore, K. "Sechage d'air en continu sur de l'alumine dans un adsorbeur multietge a couches fluidisees". These. Institut National Polytechnique. Tolosa (1980).

Hymore, K., Laguerie, C. Chem. Eng. Process. 18, 255 (1984).

Ivanov, D.G., Grozev, G. Acad. Bulg. Sci. 23, 787 (1970).

Ivanov, D.G., Grozev, G. Dokl. Bolq. Akad. Nauk. 24, 1477 (1971).

Ivanov, D.G., Shumkov, S. Dokl. Bolq. Akad. Nauk. 25, 1053 (1972).

Ivanov, D.G., Shumkov, S. Intern. Chem. Eng. 15, 557 (1975).

Ivanov, D.G., Zrunchev, I.A. Acad. Bulg. Sci. 22, 1405 (1969).

Jackson, R. Trans. Inst. Chem. Eng. 41, 13 (1963).

Jaraiz, E., Guo-tai, Z., Yang, W., Levenspiel, O. Powder Technol. 38, 53 (1984).

Jaraiz, E., Levenspiel, O., Fitzgerald, T.J. Chem. Eng. Sci. 38, 107 (1983).

Jaraiz, E., Yang, W., Guo-tai, Z., Levenspiel, O. A.I.Ch.E. J. 30, 951 (1984).

Jodra, L.G., Garcia-Ochoa, F., Aracil, J., Garcia-Calvo, E. Int. Chem. Eng. 24, 482 (1984).

Johnson, T.W., Melcher, J.R. Ind. Eng. Chem. Fundam. 14, 146 (1975).

Jovanovic, N.G., Jovanic, P., Vukovic, D.V., Colakiau, M. 8th International Congress of Chemical Engineering, CHISA'84. Praga (1984).

Katz, H., Sears, J.T. Can. J. Chem. Eng. 47, 50 (1969).

Kellogg, K.K., Rubinsky, B., Greif, R. Int. J. Heat Mass Transfer. 26, 151 (1983).

Kirko, J.M., Filipov, M.V. Zh. Tekh. Fiz. (USSR), 30, 1081 (1960).

Kroger, D.G., Abdelnour, G., Levy, E.K., Chen, J.C., en "Fluidization". Ed. Grace-Matsen. Plenum Press. Nova York (1980).

Kunii, D., Levenspiel, O. Ind. Eng. Fundam. 7, 481 (1968).

Latif, B.A.J. "Variation of Particle Velocites and Concentracion in Liquid-Solid Fluidised Beds". PhD thesis. Universitat de Gales (1971).

- Lee, W.K. A.I.Ch.E. Symp. Ser. 79, 87 (1983).
- Leva, M. "Fluidization". Mc Graw-Hill. Nova York (1959).
- Leva, M., Weintraub, M., Grummer, M., Pollchik, M., Storch, H.H. U.S. Bur. Mines Bull. 21, 504 (1951).
- Liu, Y.A., Oak, M.J. A.I.Ch.E. J. 29, 771 (1983).
- Lucas, A. "Contribución al estudio de la gasificación y combustión del carbón en lecho fluidizado". Tesi Doctoral. Universitat Politècnica de Catalunya. Barcelona (1985).
- Lucas, A., Casal, J., Puigjaner, L. Segundas Jornadas sobre Fluidización. Barcelona (1982).
- Lucas, A., Casal, J., Puigjaner, L., en "Fluidization". Ed. Kunii-Toei. Engineering Foundation. Nova York (1984).
- Lucchesi, P.J., Hatch, W.H., Mayer, F.X., Rosensweig, R.E. Proc. of the 10th World Petroleum Congress. Bucarest, 14 (1979).
- Margiatto, C.A., Siegell, J.H. Powder Technol. 34, 105 (1983).
- Marivoet, J., Teodoroiu, P., Wajc, S.J. Chem. Eng. Sci. 29, 1836 (1974).
- Matheson, G.L., Herbst, W.A., Holt, P.H. Ind. Eng. Chem. 41, 1099 (1949).
- Mori, S., Wen, C.Y. Am. Inst. Chem. Eng. J. 21, 109 (1975).
- Mullhaupt, B., Kampfen, Y. Inf. Chim. 215, 157 (1981).

Neff, J.J., Rubinsky, B. Int. J. Heat Mass Transfer. 26, 1885 (1983).

Numerical Algorithm Group. NAG FORTRAN Library Manual. Universitat d'Oxford (1983).

Obata, E., Watanabe, H., Endo, N. J. Chem. Eng. Japan. 15, 23 (1982).

Orcutt, J.C., Davidson, J.F., Pigford, R.L. Chem. Eng. Prog. Symp. Ser. 38, 58 (1962).

Perry, R.H., Chilton, C.H. "Chemical Engineer's Handbook". McGraw-Hill Kogakusha. Tokyo (1973).

Resnick, R., Halliday, D. "Fisica". Ed. Continental. Mèxic (1970).

Resnick, W., Zimmels, Y. 8th International Congress of Chemical Engineering, CHISA'84. Praga (1984).

Richardson, J.F., Smith, J.W. Trans. Inst. Chem. Eng. 40, 13 (1966).

Richardson, J.F., Zaki, W.N. Trans. Inst. Chem. Eng. 32, 35 (1954).

Riquarts, H.P. Ger. Chem. Eng. 3, 286 (1980).

Rosensweig, R.E., U.S. Patent, 4,115,927 to Exxon Research and Engineering Co. Sep. 26 (1978).

Rosensweig, R.E. Ind. Eng. Chem. 18, 260 (1979).

Rosensweig, R.E. Science. 204, 57 (1979).

Rosensweig, R.E., Jerauld, G.R., Zahn, M., en "Contium Models of Discrete Systemes 4". Ed. Brulin-Hsieh. North-Holland Publishing Co. Amsterdam (1981).

Rosensweig, R.E., Siegell, J.H., Lee, W.K., Mikus, T. A.I.Ch.E. Symp. Ser. 77, 8 (1981).

Rosensweig, R.E., Zahn, M., Lee, W.K., Hagan, P.S. Proc. of the Advanced Seminar on the Theory of Dispersed Multiphase Flow. Academic Press. Nova York (1982).

Rubinsky, B., Starms, G.L. J. Heat Transfer. 105, 809 (1983).

Sada, E., Kato, S., Shiozawa, M., Fukui, T. Biotechnol. Bioeng. 23, 2561 (1981).

Scarlett, B., en "Filtration Principles and Practices. Part I". Ed. C. On. Dekker. Nova York (1977).

Siegell, J.H. Ind. Eng. Chem. Process Des. Dev. 21, 135 (1982).

Siegell, J.H., Coulaloglou, C.A. A.I.Ch.E. Symp. Ser. 80, 129 (1984).

Siegell, J.H., Coulaloglou, C.A. Powder Technol. 39, 215 (1984).

Sonoliker, R.L., Ingle, S.G., Giradkar, J.R., Meue, P.S. Indian J. Technol. 10, 377 (1972).

Staneck, V., Vychodil, P. Collection Czechoslovak Chem. Commun. 48, 2484 (1983).

Syutkin, S.V., Bologa, M.K. Electron. Obrab. Mater. (USSR), 6, 61 (1976).

Weast, R.C., Astle, M.J. "Handbook of Chemistry and Physics". Ed. CRC Press. Florida (1980,1981).

Wei, J., Cwiklinski, R.R., Tomuro, J. Ind. Chem. Eng. Symp. Ser. 87, 385 (1984).

Wert, Ch.A., Thomson, R.M. "Física de los sólidos". Ed. Castillo. Madrid (1967).

Wilhelm, R.H., Kwauk, M. Chem. Eng. Prog. 44, 201 (1948).

Yang, W., Jaraiz, E., Guo-tai, Z., Chan, R.T., Levenspiel, O., en "Fluidization". Ed. Kunii-Toei. Engineering Foundation. Nova York (1984).

Yang, W., Jaraiz, E., Levenspiel, O., Fitzgerald, T.J. Ind. Eng. Chem. Process Des. Dev. 21, 717 (1982).

Yerushalmi, J., Cankurt, N.T., Geldart, B., Liss, B. A.I.Ch.E. Symp. Ser. 74, 1 (1978).

Zahedi, K., Melcher, J.R. J. Air Pollut. Contr. 22, 30 (1974).

Zenz, F.A., Othmer, D.F. "Fluidization and Fluid-Particle Systems". Reinhold. Nova York (1960, 1969).

Zahn, M., Rosensweig, R.E. IEEE Transactions on Magnetics. Vol. Mag-16, 275 (1980).

Zrunchev, I.A. Acad. Bulg. Sci. 27, 1215 (1974).

Zrunchev, I.A. Acad. Bulg. Sci. 27, 1379 (1974).

Zrunchev, I.A. Communications of the Department of Chemistry. 16, 285 (1983).

Zrunchev, I.A. Communications of the Department of Chemistry. 16, 291 (1983).

Zrunchev, I.A., Popova, T. Acad. Bulg. Sci. 28, 43 (1975).

Zrunchev, I.A., Popova, T. Communications of the Department of Chemistry. 16, 206 (1983).

Zrunchev, I.A., Popova, T. Proc. of the Vth Intern. Symp. Heterogeneous Catalysis. Varna (1983).