

**Titre:** Modélisation de l'écoulement des poudres métalliques par  
Title: l'introduction de paramètres microstructuraux

**Auteur:** Myriam Brochu  
Author:

**Date:** 1999

**Type:** Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

**Référence:** Brochu, M. (1999). Modélisation de l'écoulement des poudres métalliques par  
Citation: l'introduction de paramètres microstructuraux [Master's thesis, École  
Polytechnique de Montréal]. PolyPublie. <https://publications.polymtl.ca/8778/>

 **Document en libre accès dans PolyPublie**  
Open Access document in PolyPublie

**URL de PolyPublie:** <https://publications.polymtl.ca/8778/>  
PolyPublie URL:

**Directeurs de  
recherche:** Sylvain Turenne  
Advisors:

**Programme:** Unspecified  
Program:

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

MODÉLISATION DE L'ÉCOULEMENT DES POUDRES  
MÉTALLIQUES PAR L'INTRODUCTION DE PARAMÈTRES  
MICROSTRUCTURAUX

MYRIAM BROCHU  
DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE ET DE GÉNIE DES  
MATÉRIAUX  
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION  
DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES  
(GÉNIE MÉTALLURGIQUE)

MAI 1999



National Library  
of Canada

Acquisitions and  
Bibliographic Services

395 Wellington Street  
Ottawa ON K1A 0N4  
Canada

Bibliothèque nationale  
du Canada

Acquisitions et  
services bibliographiques

395, rue Wellington  
Ottawa ON K1A 0N4  
Canada

*Your file* *Votre référence*

*Our file* *Notre référence*

The author has granted a non-exclusive licence allowing the National Library of Canada to reproduce, loan, distribute or sell copies of this thesis in microform, paper or electronic formats.

The author retains ownership of the copyright in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque nationale du Canada de reproduire, prêter, distribuer ou vendre des copies de cette thèse sous la forme de microfiche/film, de reproduction sur papier ou sur format électronique.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur qui protège cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

0-612-48841-1

Canada

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé :

**MODÉLISATION DE L'ÉCOULEMENT  
DES POUDRES MÉTALLIQUES PAR L'INTRODUCTION  
DE PARAMÈTRES MICROSTRUCTURAUX**

Présenté par : BROCHU Myriam

en vue de l'obtention du diplôme de : Maîtrise ès sciences appliquées

a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de :

M. L'ESPÉRANCE Gilles, Ph.D., président

M. TURENNE Sylvain, Ph.D., membre et directeur de recherche

M. VERREMAN Yves, Ph.D., membre

## REMERCIEMENTS

Je voudrais d'abord remercier le Professeur Sylvain Turenne pour sa disponibilité et sa patience. Merci aux Professeurs Jean-Paul Bailon et Yves Verreman pour m'avoir confié le cours de matériaux et les travaux pratiques de rhéologie. Ce fut deux expériences très enrichissantes. Merci à Carole Massicotte, André Désilets, Jacques Desrochers et Gérard Guérin pour le support technique et moral. Merci aussi à Karen, Diane, Lyne et Céline pour l'assistance administrative.

Un merci spécial à Francisco Dacosta et Maxime du département de génie mécanique qui ont passé beaucoup de temps à décoller, recoller et souder des jauges. Sans leur expertise et leur patience, j'y serais encore.

Je tiens à remercier ceux qui m'ont écoutée et supportée, autant les étudiants du baccalauréat que le personnel du CM<sup>2</sup> avec qui j'ai partagé dîners et cafés.

Merci au CRSNG pour l'appui financier.

Enfin un gros merci à mon copain Normand Francoeur, à ma famille et mes amis que j'ai parfois négligé pour mettre à terme mon projet. Merci pour le support moral, les encouragements et pour m'avoir changé les idées lorsque nécessaire.

## ***RÉSUMÉ***

Le présent travail a été effectué dans le but de mieux comprendre et d'améliorer le procédé de mise en forme par pressage à froid des poudres métalliques. On désire modéliser numériquement le pressage de façon à cibler les faiblesses afin d'y remédier avant l'opération industrielle. Pour réaliser des simulations de pressage par éléments finis, on doit intégrer à un logiciel les équations qui caractérisent le comportement plastique des poudres. Dans cet ordre d'idées, les objectifs du présent travail sont : 1) l'obtention de résultats expérimentaux qui permettent de décrire une partie de la surface de densification des poudres ; 2) la mise en évidence de l'influence de la taille, la forme et la dureté des particules sur la densification ; 3) l'intégration de ces caractéristiques à une fonction de densification générale.

Pour atteindre les objectifs expérimentaux, une matrice de pressage triaxial a été conçue et instrumentée. Cet outil a permis de presser huit poudres différentes selon cinq états de contrainte compris entre celui qui se développe lors du pressage uniaxial et celui du pressage isostatique. Trois poudres de fer de granulométries différentes, trois poudres de cuivre de morphologies différentes et deux poudres d'acier inoxydable de duretés différentes ont ainsi été pressées. Les résultats expérimentaux sont jugés fiables, justes et d'une grande utilité. En effet, rares sont les auteurs qui ont présenté des résultats de ce genre dans la littérature actuelle.

D'un point de vue analytique, on a réussi à mettre en évidence l'influence des différentes caractéristiques des poudres en présentant des courbes de compressibilité à partir de deux nouveaux paramètres d'état : le gain relatif de densité (H) et le gain logarithmique de volume (K). L'utilisation du paramètre K a entre autres permis de faire ressortir les différents mécanismes de densification affectés par les caractéristiques des particules de poudre. Une telle présentation n'a jamais été proposée dans les articles revus. Ces premiers résultats ont permis de conclure qu'une taille de particules fines et une morphologie irrégulière rendent les conditions de frottement plus agressives. Dans ces cas, la densification est retardée puisqu'une partie de l'énergie de pressage doit être attribuée au frottement. On propose d'utiliser une distribution de la surface spécifique des poudres comme paramètre pour caractériser les conditions de frottement. La forme des particules affecte aussi les mécanismes de densification. Plus les particules sont irrégulières et plus la densité apparente des poudres est faible, laissant place à une importante densification par réarrangement des particules. La contribution du mécanisme de consolidation par réarrangement des particules a été quantifiée par le rapport de Hausner. Quant à la dureté des particules, elle affecte le critère d'écoulement mais n'affecte pas directement l'expression de la contrainte équivalente. On a observé que plus la dureté est élevée et plus la densification est difficile.

En appliquant la partie de consolidation du modèle de Tseng aux résultats expérimentaux, on conclut que la forme des particules est la caractéristique des poudres

qui affecte le plus la densification, suivi de la dureté et de la taille des particules. Toutefois, en utilisant un critère de densification elliptique, on a pu mettre en évidence l'influence de ces caractéristiques sur la forme des surfaces de densification. Ainsi d'après les analyses effectuées, les fonctions  $f_1$  et  $f_2$  doivent être des fonctions décroissantes de la surface spécifique et croissante du paramètre de Hausner. Ceci est observé à condition que le paramètre d'état choisi soit le gain relatif de volume. Enfin, bien que le modèle de Tseng ait été appliqué aux résultats, ceux-ci suggèrent plutôt des fonctions de densification convexes par rapport à l'axe de contrainte hydrostatique.



## ABSTRACT

The following work has been done in order to clarify and improve our understanding of part forming by powder compaction. The goal of many projects already done in this area was to create a numerical simulation software that will enable us to predict and sophisticate this shaping process. A lot of work has to be done in order to achieve this final goal. To run such software, mathematical equations describing the plastic behaviour of powders are needed. For this matter, the effective stress and the yield criterion, which characterise the densification of loose powders, will be studied. The objectives of this study are: 1) to obtain experimental results that will describe part of the densification surface for eight powders; 2) to underline the influence of the size, morphology and hardness of the powder particles on the densification behaviour; 3) to propose a way of integrating the powder characteristics in a densification function.

To achieve the experimental goal, a die allowing triaxial pressing has been fabricated and instrumented. This experimental set up has permitted us to press powders according to five different proportional strain paths. Three iron powders of different particle sizes, three copper powders of different particle morphologies and two stainless steel powders of different hardness have been pressed. The experimental results obtained are judged to be accurate, reproducible and of great use in this field of study. Indeed, few results of this kind are published in the reviewed papers.

Analytically, we succeeded to enhance the influence of the powder particles characteristics on densification by using two newly propose powder parameters. The first is the relative gain in density, (H) and the second is the logarithmic shrinkage, (K). By plotting the compressibility curves using this last parameter, we were able to underline the different densification mechanisms that are affected by powders characteristics. Such a presentation has not been seen in the reviewed papers. These preliminary results lead to the conclusion that a small particle size and very irregular particle morphology will increase the intensity of the friction forces. Consequently, the densification will be more difficult. The particle morphology will also affect the densification mechanisms. Apparent density decreases with an increase in particle irregularity, which favorises the densification by particle rearrangement. Concerning the particle hardness, it was observed that a hard powder will densify at a lesser rate than a softer one.

When using the consolidation part of the Tseng function to describe our results, we concluded that the main powder characteristics affecting the densification are the particle morphology, followed by the particle hardness and the particle size. However, by using an elliptical function, we were not able to conclude if these characteristics affected the shape of the densification surface. Nevertheless, it was proposed to include the powder characteristics in the expression of  $f_1$  and  $f_2$ . The Hausner ratio was chosen to quantify the influence of morphology on densification. The friction conditions

seemed to be correctly characterised by the specific area of the powders. Finally, even if the Tseng model was used to fit our experimental results, the use of a quadratic function did not explain the convexity of the experimental results.

# TABLE DES MATIÈRES

<b>REMERCIEMENTS</b> .....	iv
<b>RÉSUMÉ</b> .....	v
<b>ABSTRACT</b> .....	viii
<b>TABLE DES MATIÈRES</b> .....	xi
<b>LISTE DES FIGURES</b> .....	xv
<b>LISTE DES TABLEAUX</b> .....	xxi
<b>LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS</b> .....	xxiii
<b>INTRODUCTION</b> .....	1
<b>Chapitre 1 REVUE DE LA DOCUMENTATION</b> .....	5
<b>1.1 L'approche microscopique</b> .....	6
<b>1.1.1 Stade I - Réarrangement des particules (<math>D_r &lt; 0,64</math>)</b> .....	8
<b>1.1.2 Stade II- Déformation des particules (<math>D_r &lt; 0,90</math>)</b> .....	15
1.1.2.1 Évolution du nombre de coordination .....	15
1.1.2.2 Les surfaces de contact.....	26
1.1.2.3 Autres considérations .....	31
<b>1.1.3 Stade III : Déformation plastique contrainte</b> .....	40
1.1.3.1 Le durcissement géométrique .....	40

<b>1.2</b>	<b>Approche macroscopique</b> .....	47
<b>1.2.1</b>	<b>Théorie des corps poreux</b> .....	47
1.2.1.1	Concepts de base de la mécanique des corps poreux .....	48
1.2.1.2	Évaluation des conditions limites de la fonction .....	50
1.2.1.3	Comportement en cission pure et en sollicitation hydrostatique .....	51
1.2.1.4	Symétrie de la surface d'écoulement en tension et en compression .....	59
<b>1.2.2</b>	<b>La théorie des corps poreux pour les poudres non frittées</b> .....	63
1.2.2.1	Le critère de densification .....	63
1.2.2.2	Cohésion et symétrie de la fonction .....	64
1.2.2.3	État des contraintes sur la densification .....	67
1.2.2.4	Influence des caractéristiques de la poudre .....	70
<b>1.3</b>	<b>La mécanique des sols</b> .....	70
<b>1.3.1</b>	<b>Concepts de base de la mécanique des sols</b> .....	71
1.3.1.1	La rupture par cisaillement localisée .....	72
1.3.1.2	La densification .....	76
<b>1.3.2</b>	<b>Application de la mécanique des sols aux poudres non frittées</b> .....	78
<b>1.4</b>	<b>Synthèse de la revue de la documentation</b> .....	82

<b>Chapitre 2 PROCÉDURE EXPÉRIMENTALE</b> .....	85
<b>2.1 Matrice de pressage et instrumentation</b> .....	86
2.1.1 Choix et conception du système de pressage.....	86
2.1.2 État des déformations, état des contraintes et suivi de la densité.....	92
2.1.3 Instrumentation de la matrice.....	96
2.1.3.1 Jauges de déformation pour les mesures de contrainte.....	96
2.1.3.2 Circuit de conditionnement et d'amplification.....	98
<b>2.2 Étalonnage et pressage</b> .....	100
2.2.1 Étalonnage des circuits de conditionnement.....	100
2.2.2 Étalonnage du montage.....	101
2.2.3 Pressage et mesure de densité.....	110
2.2.3.1 Pressages triaxiaux.....	110
2.2.3.2 Mesures de densité.....	117
<b>2.3 Caractéristiques des spécimens</b> .....	119
<b>Chapitre 3 PRÉSENTATION DES RÉSULTATS</b> .....	127
3.1 Essais préliminaires.....	127
3.2 Traitement des résultats.....	132
3.3 Présentation des résultats de pressage.....	134

3.3.1	Pressage des poudres de fer de granulométries différentes.....	134
3.3.2	Pressage des poudres de cuivre de morphologies différentes.....	142
3.3.3	Pressage des poudres d'acier inoxydable de duretés différentes.....	152
<b>Chapitre 4 DISCUSSION .....</b>		<b>160</b>
4.1	Les paramètres d'état K et H .....	161
4.2	Les surfaces de densification .....	171
4.2.1	Présentation des isodensités des huit poudres analysées .....	171
4.2.2	Application du modèle de Tseng aux poudres étudiées .....	179
4.3	Autres considérations .....	188
4.3.1	Écrouissage, loi de comportement et loi d'écoulement .....	188
4.3.2	Le critère de Mohr-Coulomb .....	192
4.3.3	Critère de densification simplifié.....	193
<b>CONCLUSION .....</b>		<b>196</b>
<b>RÉFÉRENCES.....</b>		<b>201</b>
<b>ANNEXE A .....</b>		<b>210</b>
<b>ANNEXE B .....</b>		<b>219</b>
<b>ANNEXE C.....</b>		<b>221</b>

## LISTE DES FIGURES

Figure 1.1 Schématisation de l'évolution de la densité relative d'une poudre en fonction de la pression nominale appliquée.	<b>8</b>
Figure 1.2 Distribution du nombre de coordination tel que dénombré à partir d'un empilement de 1000 billes d'acier.	<b>16</b>
Figure 1.3 Résultats expérimentaux du nombre de coordination en fonction de la densité relative. La légende donne le nom de l'auteur, le type de poudre étudié et le type de pressage utilisé.	<b>19</b>
Figure 1.4 Schématisation du modèle de consolidation de Arzt (1982)	<b>22</b>
Figure 1.5 Évolution du nombre de coordination moyen ( $Z_{moy}$ ) en fonction de la densité relative ( $D_r$ ).	<b>25</b>
Figure 1.6 Évolution de l'aire des surfaces de contact en fonction de la densité relative de la poudre	<b>27</b>
Figure 1.7 Évolution de l'aire des surfaces de contact en fonction de la densité relative des poudres	<b>30</b>
Figure 1.8 Illustration des variables microscopiques des équations 1.10 et 1.11	<b>32</b>
Figure 1.9 Évolution de la pression moyenne aux contacts normalisée par la contrainte d'écoulement en tension en fonction de la déformation macroscopique.	<b>41</b>
Figure 1.10 Schématisation d'une ligne triple : endroit où deux surfaces de contact adjacentes deviennent tangentes.	<b>42</b>



Figure 1.11 Évolution de la densité relative d'une poudre de bronze en fonction de la pression appliquée.	<b>45</b>
Figure 1.12 Allure générale que devraient avoir les fonctions $f_1$ et $f_2$	<b>53</b>
Figure 1.13 Allure des fonctions proposées par différents auteurs a) $f_1$ b) $f_2$	<b>55</b>
Figure 1.14 Surface d'écoulement telle que proposée par Shima et Oyane en 1976 présentée sous la forme d'isodensités.	<b>60</b>
Figure 1.15 Allure de la fonction quadratique de Tseng et Wu (1996) pour une poudre de cuivre ayant des particules de forme sphérique.	<b>67</b>
Figure 1.16 Représentation graphique du critère de Mohr-Coulomb	<b>74</b>
Figure 1.17 Schématisation du critère d'écoulement de type « Cap »	<b>78</b>
Figure 2.1 Schématisation des systèmes de pressage triaxial	<b>87</b>
Figure 2.2 Schématisation des chemins de déformation produit par le montage de Doremus et al. et celui de Shima et Miramura.	<b>90</b>
Figure 2.3 Schématisation de la matrice de pressage triaxiale conçue pour les présents travaux .	<b>91</b>
Figure 2.4 Schématisation des différents chemins de déformation qu'il est possible d'obtenir à l'aide du système conçu.	<b>94</b>
Figure 2.5 Schématisation approximative de la région qu'il sera possible de caractériser dans l'espace $ J_1  - \sqrt{J_2}$	<b>94</b>
Figure 2.6 Schématisation des blocs instrumentés et de leur fonctionnement.	<b>98</b>
Figure 2.7 Schématisation simplifiée des demi-ponts de Wheatstone utilisés	<b>100</b>
Figure 2.8 Courbe d'étalonnage des montages A et D conventionnels et modifiés	<b>105</b>

Figure 2.8	Courbe d'étalonnage des montages A et D conventionnels et modifiés	105
Figure 2.9	Courbe d'étalonnage des montages B, C et F conventionnels	106
Figure 2.10	Présentation de l'intensité de la contrainte principale, $\sigma_z$ , qui se développe dans le bloc 6 sous l'application d'une contrainte de 400 MPa	108
Figure 2.11	Graphique présentant les résultats de la vérification expérimentale de l'étalonnage pour le bloc 6 en configuration C.	110
Figure 2.12	Distribution de taille des particules des poudres de fer et de cuivre	121
Figure 2.13	Distribution de taille des particules des poudres d'acier inoxydable	122
Figure 2.14	Morphologie des différentes poudres de fer 1001	124
Figure 2.15	Morphologie des différentes poudres de cuivre	125
Figure 2.16	Morphologie des différentes poudres d'acier inoxydable	126
Figure 3.1	Résultats expérimentaux de six essais réalisés à l'aide des montages A et F sur la poudre de fer Atomet 1001.	128
Figure 3.2	Schématisation des mouvements et des sollicitations parasites présentes lors du pressage avec le montage D.	129
Figure 3.3	Modèle d'un fichier des résultats brut tel qu'enregistré dans <i>Excel</i>	133
Figure 3.4	États de contrainte développés dans les trois poudres de fer de granulométries différentes.	135
Figure 3.5	Comparaison de l'état des contraintes développé dans chacune des poudres de fer pour les montages A et C.	136
Figure 3.6	Courbes de compressibilité obtenues en pressant les poudres de fer selon les configurations A à F.	138

- Figure 3.7 Courbes de compressibilité obtenues en pressant les poudres de fer selon les configurations A à F. **139**
- Figure 3.8 Comparaison de la composante hydrostatique des courbes de compressibilité pour trois poudres de fer. **141**
- Figure 3.9 Comparaison de la composante cission des courbes de compressibilité pour les trois poudres de fer. **142**
- Figure 3.10 États des contraintes développés dans les trois poudres de cuivre de morphologies différentes. **144**
- Figure 3.11 Comparaison des états de contrainte développés dans les trois poudres de cuivre pour les configurations de pressage A et F. **146**
- Figure 3.12 Courbes de compressibilité obtenues en pressant les poudres de cuivre selon les configurations. **148**
- Figure 3.13 Courbes de compressibilité obtenues en pressant les poudres de cuivre selon les configurations. **149**
- Figure 3.14 Comparaison de la composante hydrostatique des courbes de compressibilité pour les poudres de cuivre. **151**
- Figure 3.15 Comparaison de la composante de cission des courbes de compressibilité pour les poudres de cuivre. **151**
- Figure 3.16 États de contrainte développés dans les deux poudres d'acier inoxydable de duretés différentes. **153**
- Figure 3.17 Comparaison de l'état des contraintes développé dans quatre poudres de duretés différentes. **154**

- Figure 3.18 Courbes de compressibilité obtenues en pressant les poudres d'acier inoxydable selon les configurations A à F. **155**
- Figure 3.19 Courbes de compressibilité obtenues en pressant les poudres d'acier inoxydable selon les configurations A à F. **156**
- Figure 3.20 Comparaison de la composante hydrostatique des courbes de compressibilité de quatre poudres de duretés différentes. **158**
- Figure 3.21 Comparaison de la composante cission des courbes de compressibilité de quatre poudres de duretés différentes. **159**
- 
- Figure 4.1 Évolution de la composante hydrostatique de la contrainte en fonction des paramètres d'état. **164**
- Figure 4.2 Évolution du deuxième invariant du déviateur de contrainte en fonction des paramètres d'état. **165**
- Figure 4.3 Évolution de la composante hydrostatique de la contrainte en fonction des paramètres d'état. **167**
- Figure 4.4 Évolution du deuxième invariant du déviateur de contrainte en fonction des paramètres d'état. **168**
- Figure 4.5 Évolution de la composante hydrostatique de la contrainte en fonction des paramètres d'état. **169**
- Figure 4.6 Évolution du deuxième invariant du déviateur de contrainte en fonction des paramètres d'état. **170**

- Figure 4.7 Isodensités caractérisant la densification des trois poudres de fer de granulométries différentes. **172**
- Figure 4.8 Isodensités caractérisant la densification des trois poudres de cuivre de morphologies différentes. **173**
- Figure 4.9 Isodensités caractérisant la densification des deux poudres d'acier inoxydable. **174**
- Figure 4.10 Schématisation partielle de surfaces de densification . **175**
- Figure 4.11 Iso-contraction (K) caractérisant la densification des trois poudres de fer de granulométries différentes. **178**
- Figure 4.12 Iso-contraction (K) caractérisant la densification des quatre poudres de duretés différentes. **179**
- Figure 4.12 Micrographie d'une poudre de fer Atomet 1001 pressées à 90 % de densité selon un chemin de déformation uniaxial. **190**
- Figure 4.13 Surface de densification de la poudre de fer mélangée sur laquelle ont été tracés les chemins de déformation des montages A, B et F **192**

## LISTE DES TABLEAUX

Tableau 1.1 Le premier stade du pressage	<b>14</b>
Tableau 1.2 Analyses expérimentales du Stade II	<b>37</b>
Tableau 1.3 Analyses théoriques du Stade II	<b>38</b>
Tableau 1.4 Stade III déformation contrainte	<b>46</b>
Tableau 1.5 Expression de $f_1$ et $f_2$ selon différents auteurs	<b>61</b>
Tableau 1.6 Synthèse des travaux de la mécanique des sols	<b>81</b>
Tableau 2.1 Étalonnage du montage A conventionnel et modifié	<b>103</b>
Tableau 2.2 Étalonnage du montage D conventionnel et modifié	<b>103</b>
Tableau 2.3 Étalonnage du montage B conventionnel	<b>104</b>
Tableau 2.4 Étalonnage du montage C conventionnel	<b>104</b>
Tableau 2.5 Étalonnage du montage F conventionnel	<b>104</b>
Tableau 2.6 Tableau résumant la série d'essais sur les poudres de fer	<b>113</b>
Tableau 2.7 Tableau résumant la série d'essais sur les poudres de cuivre	<b>115</b>
Tableau 2.8 Tableau résumant la série d'essais sur les poudres d'acier inoxydable	<b>116</b>
Tableau 2.9 Conditions des différents pressages isostatiques	<b>118</b>
Tableau 2.10 Caractéristiques des différentes poudres pressées	<b>123</b>
Tableau 3.1 Expressions mathématiques des courbes de compressibilité	<b>140</b>
Tableau 3.2 Expressions mathématiques des lissages graphiques pour les poudres de cuivre	<b>150</b>

Tableau 3.3	Expressions mathématiques des courbes de compressibilité des poudres d'acier inoxydable	157
Tableau 4.1	Paramètre décrivant les isodensités pour les huit poudres	184

## LISTES DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

A, B, F, C, G, H, L, V, W, $\kappa$ , $\lambda$	Constantes
$A$	Aire totale de la particule la considérant sphérique
$a$	Aire moyenne des contacts entre particules, en les considérant sphériques
$a_g$	Aire moyenne des contacts entre particules tel que calculé par l'équation de redistribution globale de Arzt
$a_l$	Aire moyenne des contacts entre particules tel que calculé par l'équation de redistribution locale de Arzt
$\alpha$	Paramètre caractéristique d'un système granulaire (Mohr-Coulomb)
AC	Aléatoire Compact
$\gamma$	Coefficient d'amortissement (modèle de Liu et Davies)
$c$	Paramètre caractérisant la cohésion limitée des poudres en tension
$c_c$	Paramètre caractérisant la cohésion limitée des poudres en cission
$D_o$	Densité initiale d'un empilement aléatoire compact ( $D_o = 0,64$ )
$D_r$	Densité relative
$D_{rc}$	Densité relative critique sous laquelle une poudre n'a plus de cohésion
$D_{std}$	Densité relative standard tel que mesurée par la méthode MPIF
$D_{th}$	Densité théorique
$\varepsilon$	Déformation macroscopique
$\varepsilon_x, \varepsilon_y, \varepsilon_z$	Déformation macroscopique selon les directions $x$ , $y$ et $z$



$\varepsilon_o$	Déformation généralisée du matériau de base
$F_{2i}, F_{5i}, F_{6i}$	Paramètre d'étalonnage des jauges des blocs 2, 5 et 6 respectivement
$F_n$	Force normale moyenne transmise aux contacts entre les particules
$F_t$	Force tangentielle moyenne transmise aux contacts entre les particules
$f_1, f_2, f_3$	Fonctions entrant dans l'expression de la contrainte équivalente
$f_h$	Fraction volumique de poudre entrant dans le troisième stade de pressage
$\phi$	Angle de friction interne
$G$	Gain de signal
$G(r)$	Fonction de distribution du nombre de coordination
$\Gamma$	Rayon des porosités sphériques (modèle de Helle et al.)
$H_{sn}$	Rapport de Hausner : densité tassée sur la densité apparente
$H$	Gain relatif de densité
$I_1$	Premier invariant du tenseur de déformation
$I_2'$	Deuxième invariant du tenseur cisaillement de déformation
$J_1$	Premier invariant du tenseur de contrainte
$J_2'$	Deuxième invariant du tenseur déviateur de contrainte
$K$	Contraction logarithmique en volume
$\varphi$	Angle entre la normale de la surface d'un contact et la contrainte principale $\sigma_3$
$\Phi$	Expression globale de la fonction de densification
$\Phi_{con}$	Expression de la fonction de consolidation du critère de densification

$\Phi_{dil}$	Expression de la fonction de dilatation du critère de densification
M	Rapport critique caractérisant le comportement des systèmes granulaires
$m, n$	Coefficient de consolidation de la loi d'Hollomon
MPIF	Metal Powder Industries Federation
NF	No Flow, pas d'écoulement
$\nu$	Coefficient de Poisson
$p$	Contrainte nominale nécessaire à l'obtention d'une densité relative $D_r$ en pressage isostatique
$P$	Tension d'alimentation des ponts de Wheatstone
PIC	Pressage Isostatique à Chaud
PIF	Pressage Isostatique à Froid
PUF	Pressage Uniaxial à Froid
PUMF	Pressage Uniaxial en Matrices Fermées
$\Pi$	Paramètre qui caractérise la morphologie des particules
$q$	Paramètre caractérisant l'état de contrainte ( équation de Tseng)
$\theta$	Orientation du vecteur force microscopique par rapport au vecteur normal des surfaces de contact
$R$	Rayon des particules de poudre
$R'$	Rayon des particules de poudre après croissance selon le modèle d'Arzt
$R''$	Rayon des particules de poudre après redistribution de la matière selon le modèle d'Arzt
$r$	Distance à partir du centre d'une particule de poudre

$r_o$	Distance à partir du centre d'une particule de poudre où le premier minimum de la fonction de distribution est atteint (paramètre expérimental)
$\rho$	Densité absolue des poudres
$\rho_a$	Densité apparente absolue des poudres
$\rho_t$	Densité tassée absolue des poudres
$\rho_{th}$	Densité théorique du corps dense
$S$	Aire de la surface de frottement (loi de Coulomb)
$S_2, S_5, S_6$	Aire des surfaces de contact entre la poudre et la matrice
$S_g$	Facteur de jauge
$S_{sp}$	Surface spécifique des poudres
$\sigma$	Contrainte nominale
$\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$	Les trois contraintes principales macroscopiques
$\sigma_{eff}$	Expression de la contrainte équivalente pour l'écoulement plastique aux contacts entre particules
$\sigma_{eq}$	Expression de la contrainte équivalente pour l'écoulement des poudres
$\sigma_M$	Centre du cercle de Mohr associé aux contraintes principales $\sigma_1, \sigma_2$ se développant dans un comprimé.
$\sigma_t$	Contrainte tangentielle aux surfaces de contact
$\sigma_n$	Contrainte normale aux surfaces de contact

$\sigma_R$	Rayon du cercle de Mohr associé aux contraintes principales $\sigma_1, \sigma_2$ se développant dans un comprimé
$\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$	Contraintes nominales dans les directions $x, y$ et $z$ respectivement
$\Sigma$	Résistance électrique
$t$	Résistance à vert des poudres
$V$	Volume occupé par la poudre
$V_o$	Volume initial occupé par la poudre
$\omega$	Fréquence de vibration (modèle de Liu et Davies)
$X_o, Y_o, Z_o$	Dimensions initiale des comprimés
$X_i, Y_i, Z_i$	Dimensions instantanées des comprimés
$X_f, Y_f, Z_f$	Dimensions finales des comprimés
$Y$	Contrainte d'écoulement de la poudre
$Y_o$	Contrainte d'écoulement du matériau dense
$\Psi_x, \Psi_y$	Angle les blocs 7-8 et 3-4 respectivement
$\xi$	Fonction de $\Pi$ et $q$ entrant dans l'expression du modèle de Tseng
$Z$	Nombre de coordination d'une seule particule
$Z_o$	Nombre de coordination d'un empilement aléatoire compact ( $Z_o = 7.3$ )
$Z_g$	Nombre de coordination des particules tel que calculé par l'équation de redistribution globale de Arzt
$Z_l$	Nombre de coordination des particules tel que calculé par l'équation de redistribution locale de Arzt
$Z_{moy}$	Nombre de coordination moyen des particules constituant un empilement

## INTRODUCTION

La mise en forme des matériaux est un des domaines de spécialité dans lequel un ingénieur métallurgiste peut œuvrer. Les nombreux procédés de mise en forme comprennent le forgeage, le moulage, le laminage, etc. Le pressage et le frittage des poudres est un procédé de mise en forme des métaux en pleine expansion. Quoiqu'il soit utilisé depuis des siècles pour les céramiques, dans le cas des métaux, on lui a longtemps préféré le forgeage et le moulage. D'un point de vue économique, l'intérêt de la métallurgie des poudres se situe au niveau de la productivité et de l'efficacité. Par ce procédé, on réussit à produire rapidement des pièces aux formes finales tout en diminuant les pertes de matière. D'un point de vue métallurgique, l'utilisation des poudres comme matière première permet d'obtenir des pièces qui ont une microstructure fine et une homogénéité chimique supérieure à celles obtenues par fonderie .

Une des faiblesses de la mise en forme par pressage et frittage de poudres, est l'inévitable présence des porosités. Celles-ci diminuent considérablement les propriétés mécaniques des pièces rendant le procédé moins attrayant. Bien que certains procédés haute densité aient vu le jour, ceux-ci sont complexes et coûteux. En plus de contenir des porosités, les pièces produites par pressage de poudres doivent être minces et peu

complexes. Dans le cas contraire, une hétérogénéité de la densité est observée. Cette hétérogénéité a plusieurs conséquences négatives telles le bris des pièces à vert lors de leur extraction de la presse, la distorsion lors du frittage et l'imprévisibilité des propriétés mécaniques. Enfin, toutes ces considérations limitent l'essor industriel de la métallurgie des poudres.

Avec l'avènement de l'informatique, plusieurs barrières ont été levées. La modélisation des procédés a entre autres permis de repenser les matrices de forgeage de façon à minimiser les défauts et les faiblesses des pièces. Dans le même ordre d'idées, il semble que la modélisation du pressage des poudres puisse être une façon d'améliorer le procédé ou du moins, une façon de le rendre uniforme et prévisible. La création d'un logiciel de modélisation du pressage à froid des poudres métalliques est l'objectif ultime des travaux menés et à venir.

Bien que la modélisation soit un outil de compréhension des procédés, le comportement de base des matériaux qui sont mis en forme doit être connu et exprimé sous forme d'équations pour alimenter le logiciel. Pour caractériser la rhéologie d'un matériau, on a besoin : d'un critère d'écoulement typique aux poudres ; d'une loi de durcissement qui dictera l'évolution du critère en fonction de la densité de la poudre et d'une loi de comportement pour associer le tenseur vitesse de déformation au tenseur de contrainte. Il s'agit du minimum nécessaire à l'élaboration d'un logiciel de

modélisation; reste encore à définir le comportement élastique de la poudre et les lois de frottement.

Face à l'envergure du problème, on a choisi de s'intéresser particulièrement à l'expression du critère d'écoulement que l'on appellera dans le cas des poudres, la fonction de densification. Le but à long terme est d'obtenir une expression du critère de densification qui soit générale, c'est-à-dire applicable à une vaste gamme de poudres, tout en étant simple et pratique. Il serait préférable qu'on puisse y intégrer les caractéristiques propres à chaque poudre par l'intermédiaire de paramètres facilement mesurables tels la densité apparente, la densité tassée, la dureté et la compressibilité. Pour le présent projet, on tentera d'isoler l'influence qu'ont différentes caractéristiques des poudres sur sa densification. La taille, la forme et la dureté des particules sont les trois caractéristiques qu'il a été choisi d'étudier. De façon plus spécifique, trois objectifs sont visés. Le premier est expérimental, soit concevoir une matrice de pressage triaxiale qui permettra d'obtenir des résultats reproductibles et fiables. Ces résultats doivent permettre de définir une partie de la surface de densification des différentes poudres. Le deuxième objectif est analytique, soit traiter les résultats de façon à faire ressortir l'influence des paramètres d'intérêt. Le dernier et non le moindre consiste à expliquer les résultats en proposant des façons d'intégrer les caractéristiques des poudres à la fonction de densification.

La méthodologie utilisée consiste d'abord à revoir les travaux de la littérature afin d'y trouver un modèle que l'on juge satisfaisant. Pour ce, les approches micromécanique, de la mécanique des corps poreux et de la mécanique des sols sont étudiées en détail. La revue des écrits a aussi permis d'élaborer une stratégie expérimentale. La matrice de pressage et son instrumentation sont décrites en détail dans le deuxième chapitre. On présente dans le même chapitre les caractéristiques des huit poudres pressées. Suit la présentation des résultats où l'on traite des erreurs expérimentales et présente sous forme de courbes de compressibilité les résultats expérimentaux. Dans le chapitre 4, deux nouveaux paramètres d'état qui permettent de mettre en évidence l'influence des caractéristiques des poudres sont proposés. On poursuit en présentant une partie des surfaces de densification qui décrivent le comportement des poudres étudiées. Enfin, la partie consolidation du modèle de Tseng est imposée aux résultats de façon à mettre en évidence les termes de l'équation de densification qui sont influencés par les caractéristiques des poudres. Les conclusions qu'il est possible de tirer suite à ces deux années de recherche sont présentées dans les dernières pages de l'ouvrage.



## *Chapitre 1*

### **REVUE DE LA DOCUMENTATION**

Depuis les années 60, le pressage des poudres est étudié par maints auteurs et sous plusieurs angles. Que ce soit les procédés de pressage isostatique à chaud (PIC) ou encore les procédés de pressage uniaxial à froid (PUF), tous ont été analysés de façon plus ou moins intensive. Ce qui complexifie l'opération de pressage, c'est la difficulté qu'on a à comprendre et exprimer mathématiquement le comportement mécanique des poudres. Celui-ci, en constante évolution durant le pressage, fait intervenir de multiples phénomènes tels l'écoulement plastique et la friction interparticulaire. Voici une revue des documents qui ont contribué plus ou moins directement à éclaircir certains aspects du comportement mécanique des poudres durant le pressage à froid. Les documents sont classés en deux catégories selon l'approche scientifique utilisée par les chercheurs.

Dans la première partie sont présentés les articles traitant du comportement microscopique des particules de poudre durant le pressage, c'est-à-dire ceux de l'approche micromécanique. On discute plus précisément de l'évolution de l'empilement et de la géométrie des particules durant la consolidation. Le réarrangement des particules, la déformation plastique locale et le durcissement

géométrique sont les trois mécanismes de consolidation traités. Suit une revue des articles qui abordent le pressage des poudres par l'approche de la mécanique des milieux continus. En parcourant ces documents, on distingue deux sources d'inspiration maîtresses : la mécanique des sols, initialement utilisée pour les poudres à faible cohésion, et la théorie de plasticité des corps poreux, applicable aux poudres frittées. Afin de faciliter la comparaison et l'évaluation critique des ouvrages, des tableaux récapitulatifs terminent chaque section.

## **1.1 L'approche microscopique**

La majorité des scientifiques qui s'intéressent à la phénoménologie du pressage à froid des poudres métalliques s'accordent pour dire que l'opération se divise en trois stades. Chacun des stades étant caractérisé par un mécanisme de consolidation dominant, mécanisme plus ou moins bien défini d'un auteur à l'autre. Malgré les divergences d'opinions, on réussit à trouver quelques points communs entre les théories personnelles des chercheurs permettant de définir grossièrement chacun des stades du pressage de la façon suivante.

- I. Le premier stade, à faible densité et pression, est celui du réarrangement des particules. On l'associe souvent à la translation et la rotation des particules vers l'obtention d'un empilement plus compact.

**II.** Au stade II, la consolidation se fait par déformation plastique des contacts entre les particules. Cette déformation localisée, qui évolue vers une déformation de plus en plus généralisée, provoque des changements de géométrie et d'empilement au sein de la poudre.

**III.** Le stade III est dominé par la déformation plastique contrainte de la poudre. À ce stade, la déformation, dès lors généralisée, devient de plus en plus difficile due au phénomène de durcissement géométrique et à l'écroutissage des particules.

Lorsqu'on trace un graphique de la densité relative d'une pièce (rapport de la densité réelle de la pièce sur la densité théorique du métal dense qui compose les particules de la poudre) en fonction de la pression appliquée, on obtient une courbe initialement abrupte qui s'adoucit et tend vers l'horizontale en fin de pressage (figure 1.1, p.8). Plusieurs associent les changements de tendance de la courbe aux différents stades décrits ci-dessus. Il est à noter que l'existence de ces stades demeure controversée. Les scientifiques ne s'entendent ni sur leur importance relative ni sur la façon de les caractériser. Les trois prochaines sections sont consacrées à une revue des documents axés sur la micromécanique du pressage. On trouve d'abord les quelques travaux effectués dans le but d'éclaircir le premier stade du pressage soit le réarrangement des particules. Suit une présentation des nombreux ouvrages consacrés à l'analyse de la déformation plastique des particules de poudre durant le stade II.

Enfin sont présentés les travaux ayant contribué à expliquer le comportement des poudres en fin de pressage.

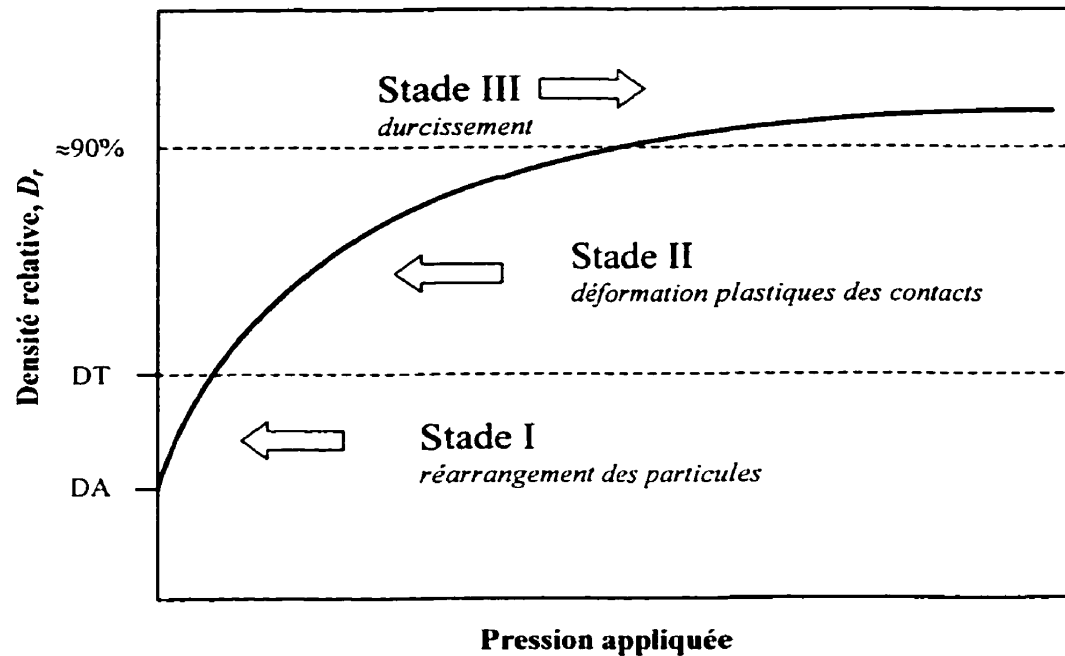


Figure 1.1 Schématisation de l'évolution de la densité relative d'une poudre en fonction de la pression nominale appliquée

### 1.1.1 Stade I - Réarrangement des particules ( $D_r < 0,64$ )

Le stade I est sans aucun doute le plus mal défini des trois stades du pressage à froid. Peu d'auteurs s'aventurent à l'expliquer, d'une part parce que l'on doute souvent que sa contribution à la consolidation soit significative, et d'autre part parce que les manipulations à faible pression sont complexes et imprécises. Quelques auteurs tels

Kakar et Chaklader (1967), Kostelnik et al. (1968) et Fischmeister et al. (1978) ont toutefois effectué des travaux orientés en partie sur l'étude du réarrangement des particules. L'article de Kostelnik et al., publié en 1968, est sûrement celui qui éclaire le plus le comportement des poudres à faible pression (pressions inférieures à 35 kPa). L'auteur définit le stade I du pressage comme étant la consolidation qui permet de passer de la densité apparente,  $\rho_a$ , à la densité tassée,  $\rho_t$ . Selon cette définition, une fois que la poudre a atteint la densité caractéristique d'un empilement aléatoire compact, il n'y a plus de réarrangement des particules. La définition proposée par Kostelnik et al. (1968) a du sens et est la plus précise de celles apparaissant dans la documentation. D'ailleurs, plusieurs auteurs l'utilisent indirectement en faisant l'hypothèse que le réarrangement des particules est un mécanisme de consolidation négligeable pour les empilements aléatoires compacts (Arzt, 1982; Arzt et al., 1983; Fischmeister et Arzt, 1983; Helle et al., 1985; James, 1977; Larsson et al., 1996; Liu et Davies, 1997). De son côté, Shapiro (1995) souligne que pour des densités relatives de plus de 40%, il n'y a pas assez d'espace pour qu'il y ait mouvement relatif des particules. Cette réflexion remet en question la définition proposée par Kostelnik et al. (1968) car, un empilement aléatoire compact de sphères uniformes est caractérisé par une densité relative d'environ 64% (Bernal, 1963).

#### *a) analyses expérimentales*

Les travaux de Kostelnik et al. (1968) furent axés sur l'étude de l'influence qu'ont la géométrie et la taille des particules sur la consolidation à faible pression. À l'aide de six poudres métalliques de morphologies et de tailles différentes, l'équipe

étudia la variation de volume en fonction de la pression appliquée pour le pressage uniaxial en matrices fermées (PUF). Les résultats expérimentaux, essentiellement macroscopiques, permirent entre autres d'observer que, pour une même pression appliquée, les poudres qui ont des particules de géométrie très irrégulière se compactent plus que les poudres composées de particules de géométrie sphérique. Aucun chercheur ne tenta de reproduire les résultats de Kostelnik et al. (1968). Leurs travaux furent cités par Fischmeister et al. en 1978 mais, on ne retrouve pas d'évaluation critique de la technique expérimentale utilisée par Kostelnik et al. (1968).

On peut reprocher à Kostelnik et al. (1968) d'avoir négligé la contribution de la déformation plastique dans leur analyse expérimentale. Ces derniers associent entièrement le changement de volume observé au réarrangement des particules sans vérifier si d'autres mécanismes de consolidation, tel que la déformation plastique, sont actifs. Un contrôle microscopique aurait dû compléter l'analyse expérimentale. Cette faiblesse est marquée par les travaux de Kakar et Chaklader (1967), James (1977) et Fischmeister et al. (1978) qui conclurent que le réarrangement des particules se poursuit simultanément avec la déformation plastique des contacts. Selon ces auteurs, l'occurrence d'un mécanisme de consolidation n'exclut pas l'occurrence d'un autre. En effet, comme les contacts entre les particules sont petits et peu nombreux en début de pressage, la contrainte peut localement atteindre la limite d'élasticité du métal. On reproche aussi à Kostelnik et al. (1968) d'avoir fait un mauvais contrôle des paramètres expérimentaux. Par exemple, pour évaluer l'influence qu'a la taille des particules sur le

pressage, le chercheur a fait varier à la fois la taille moyenne des particules et leur distribution de taille.

Malgré tout, les travaux de Kostelnik et al. (1968) demeurent les plus concluants de la documentation traitant du stade I du pressage à froid. La technique des « excentriques » utilisée par Fischmeister et al. en 1978 a malheureusement produit des résultats imprécis qui laissent croire que les conclusions proposées par l'équipe sont toujours à vérifier. Ce dernier mesura par MEB le déplacement du centre des contacts entre les particules en fonction de la densité relative d'une poudre de bronze frittée. Il nota lui-même que les résultats reflètent uniquement le mouvement des particules qui ont été frittées et qu'il ne s'agit que d'une appréciation qualitative du phénomène. Pour ce qui est des travaux de Kakar et Chaklader (1967), le fait qu'ils aient utilisé des particules de verre de géométrie sphérique et de taille uniforme limite l'application de leurs conclusions. En fait, dans la réalité industrielle on emploie rarement des poudres idéales sans oublier que le verre est un matériau fragile tandis que la métallurgie des poudres s'intéresse aux poudres ductiles.

### ***b) analyses théoriques***

Suite à l'analyse de leurs résultats, Kostelnik et al. (1968) proposèrent une théorie qui se résume de la façon suivante. L'écoulement des poudres à faible pression dépend des conditions de friction entre les particules et ces conditions sont caractérisées par le rapport de la densité tassée sur la densité apparente,  $\rho/\rho_a$ . Ce paramètre est

communément appelé le rapport de Hausner,  $H_{sn}$ . Selon cette théorie, lorsque le rapport de Hausner tend vers l'unité, il n'y a pas de consolidation par réarrangement des particules, mais plus  $\rho/\rho_a$  augmente, plus les particules de poudre sont susceptibles de se réarranger en début de pressage. Cette théorie semi-quantitative est une bonne entrée en matière comme analyse quantitative du stade I. La dynamique du réarrangement des particules fut étudiée plus en détail par Roco et al. (1990) dans un autre contexte que celui du pressage des poudres. Sur le principe de l'énergie minimale consommée, ceux-ci élaborèrent un modèle bidimensionnel semi-empirique donnant la probabilité de mouvement d'une particule entourée de quatre voisins. Ce modèle fut ensuite généralisé pour les applications tridimensionnelles (Tamura et al., 1994), mais demeure beaucoup trop complexe pour être introduit dans une équation qui décrit la rhéologie globale des poudres.

Mis à part Kostelnik et al. (1968), rares sont les auteurs qui tentèrent de quantifier le mécanisme de consolidation du stade I. Plusieurs questions restent sans réponses :

- dans quelle gamme de densité le mécanisme de consolidation par réarrangement des particules est-il actif ?
- quelle est sa contribution à la consolidation globale des poudres ?
- quels sont les caractéristiques des poudres qui influencent ce stade ?



Kakar et Chaklader (1967) et Kostelnik et al. (1968) s'entendent pour dire que le réarrangement des particules peut créer entre 1,3% et 5,0% de réduction de volume. Pour sa part, Fischmeister et al. (1978) ne quantifie pas le changement de volume mais croit que ce mécanisme est actif jusqu'à des densités relatives de 80%. Il est évident que le réarrangement des particules est un mécanisme de consolidation qui demeure en partie inexpliqué. La géométrie, la distribution de taille, la dureté et l'état de surface des particules, l'ajout de lubrifiant et l'état des contraintes et des sont autant de paramètres susceptibles d'influencer ce mécanisme. Il est donc juste de conclure de cette revue partielle de la documentation qu'il y a place à de futurs travaux orientés dans cette direction. Certains de ces travaux pourraient être axés sur la quantification du mécanisme, d'autres sur l'étude de l'influence des conditions de frottement ou de l'état de contrainte durant le stade I du pressage.

Tableau 1.1 Le premier stade du pressage

<b>ANALYSES EXPÉRIMENTALES</b>			
<b>Auteurs</b>	<b>Méthode Expérimentales</b>	<b>Observations</b>	<b>Limites</b>
Kakar et Chaklader (1967)	- billes de verre - PUF - mesures volume vs pression	- le réarrangement des particules contribue à 1,5% environ de la consolidation	- une seule poudre - poudre fragile
Kostelnik et al. (1968)	- six poudres métalliques non frittées - PUF - mesures volume vs pression	- le réarrangement des particules contribue à environ 0,5-1,5% de la consolidation	- mauvais contrôle des paramètres - néglige la déformation plastique des particules
Fischmeister et al. (1978)	- poudre de bronze frittée - PUF - mesure des excentriques par MEB	- le réarrangement des particules est actif jusqu'à des densités relatives de 80%	- méthode d'analyse imprécise - poudre frittée - une seule poudre
<b>ANALYSES THÉORIQUES</b>			
<b>Auteurs</b>	<b>Théorie</b>	<b>Commentaires</b>	
Kakar et Chaklader (1967)	- le rapport de la densité tassée sur la densité apparente ( $H_{m0}$ ) quantifie l'importance du stade I	- manque de fondement physique - nécessite une vérification expérimentale plus élaborée	
Rocco et al. (1990) Tamura et al. (1994)	- modélisation de la dynamique du réarrangement des particules basée sur les probabilités de mouvement.	- trop complexe pour être introduit dans une équation rhéologique générale	

## 1.1.2 Stade II- Déformation des particules ( $D_r < 0,90$ )

Dans plusieurs articles de la documentation, on associe le stade II du pressage à un micromécanisme de consolidation par déformation plastique localisée. Fischmeister et al. (1978) définissent ce stade comme la *déformation plastique libre* des particules. Il est généralement accepté que cette déformation engendre une évolution de l'empilement et de la géométrie des particules de la poudre (Arzt et al., 1982 ; Delo et Piehler, 1996 ; Fischmeister et Arzt ,1983 ; James. 1977 ; Kakar et Chaklader, 1967). Les paramètres de choix pour étudier cette évolution sont le nombre de coordination des particules, la taille des contacts entre les particules ainsi que les forces transmises à ces contacts. Voici donc, pour le stade II. les observations et les théories de différents auteurs.

### 1.1.2.1 Évolution du nombre de coordination

#### *a) analyses expérimentales*

Le nombre de coordination d'une particule (ou le nombre de particules en contact avec celle-ci) est un paramètre important qui permet de caractériser un empilement. Par exemple, dans les cristaux, les atomes empilés selon une structure cubique simple ont un nombre de coordination de 6 tandis que les atomes de la structure rhomboédrique ont 12 premiers voisins. Bernal et Mason (1960) ainsi que Scott (1962) furent les premiers à s'intéresser à l'empilement des particules sphériques. Bien que leurs travaux aient eu pour but premier l'analyse de la structure des liquides, ils furent aussi utiles en

métallurgie des poudres. Une des constatations de Bernal (1963) fut que contrairement aux atomes des cristaux, les atomes des liquides (et les particules de poudre) adoptent généralement des arrangements aléatoires où la position des atomes est donnée par une fonction statistique. Bernal réalisa alors qu'il serait complexe d'étudier ces types d'empilement, le nombre de voisins n'étant pas une constante pour toutes les particules. À la suite de plusieurs manipulations, ces chercheurs réussirent à reproduire de façon

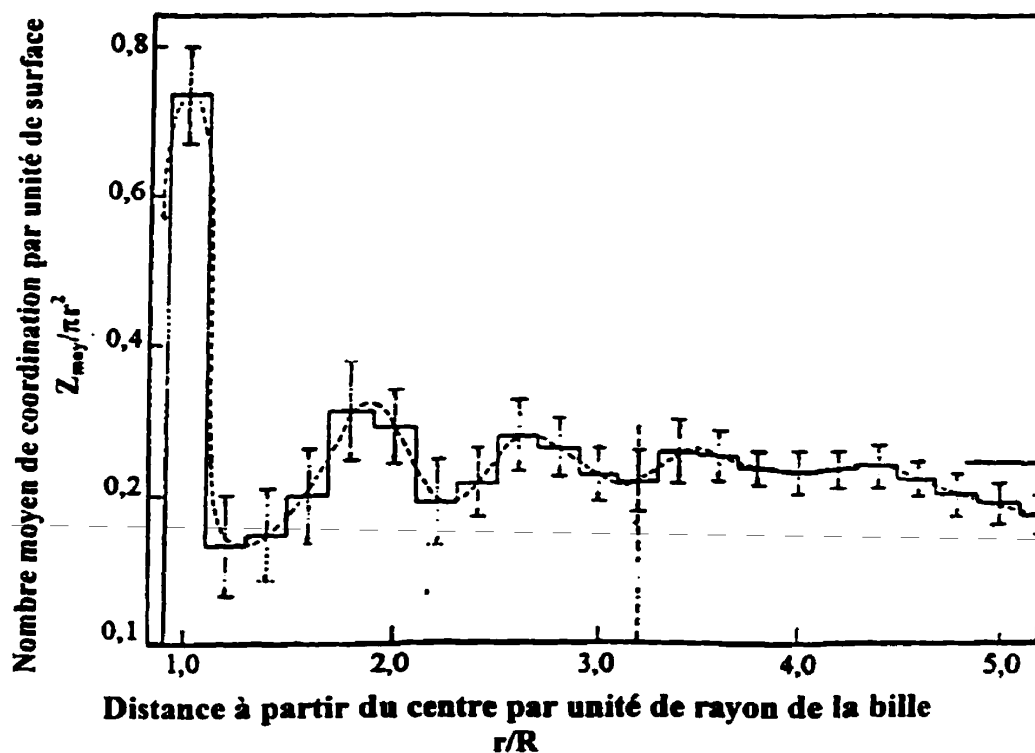


Figure 1.2 Distribution du nombre de coordination tel que dénombré à partir d'un empilement de 1000 billes d'acier.

expérimentale un empilement aléatoire compact de sphères de taille uniforme pour lequel il comptèrent un à un les voisins de chaque particule. Les résultats expérimentaux de Bernal et Mason (1960) sont présentés à la figure 1.2, p.16. Ces résultats se sont avoués fort utiles comme base à plusieurs théories de consolidation mais demeurent limités à l'étude des empilements aléatoires compacts de particules sphériques et de taille uniforme.

Parmi les premiers à faire l'analyse de l'empilement des particules de poudre durant la consolidation on trouve Kakar et Chaklader qui, en 1967, observèrent que le nombre de coordination moyen des particules d'une poudre augmente durant la consolidation. Ils effectuèrent leurs manipulations sur des empilements de billes de plomb comprimés à chaud à de très faibles pressions. Le nombre de coordination moyen fut déterminé en dénombrant manuellement les contacts formés sur chacune des billes. En 1978, Fischmeister et al. confirmèrent les résultats de Kakar et Chaklader (1967) et ajoutèrent que la variance de la fonction de distribution est maximale à porosité intermédiaire. Toutefois, l'analyse expérimentale de Delo et Piehler (1996) effectuée par MEB sur des poudres de titane pressées à chaud montra que la variance comme la moyenne de la distribution du nombre de coordination augmente tout au long de la consolidation. La figure 1.3, p.19 est une représentation graphique des observations expérimentales de Kakar et Chaklader (1967), Fischmeister et al. (1978) et Delo et Piehler (1996). Les résultats montrent bien que le nombre de coordination moyen des particules de poudre augmente durant la consolidation. On observe que les résultats des

différents auteurs sont du même ordre de grandeur et ont les mêmes tendances. Compte tenu que les chercheurs n'ont pas utilisé le même type de poudre ni les mêmes conditions de consolidation, la comparaison entre les résultats doit se limiter à l'allure générale du graphique. De nos jours, l'idée que la variance de la fonction de distribution et le nombre de coordination moyen augmentent durant la consolidation est acceptée par les scientifiques qui œuvrent en métallurgie des poudres.

Il faut toutefois être prudent puisque les conclusions tirées des analyses expérimentales de Kakar et Chaklader (1967), Fischmeister et al. (1978) et Delo et Piehler (1996) sont limitées. En fait, la totalité des observations a été effectuée sur des poudres idéales, c'est-à-dire des poudres simples ayant des particules de géométrie sphérique et de taille plutôt uniforme. De plus, l'influence de l'état de contrainte n'a pas été analysée en détails bien que celui-ci semble avoir influencé les résultats de Fischmeister et al. (1978). En effet, les résultats de Fischmeister montrent que les courbes d'évolution du nombre de coordination en fonction de la porosité relative ne sont pas les mêmes en pressage isostatique et en pressage uniaxial en matrices fermées. Ce fut confirmé par l'analyse par éléments finis de Ogbonna et Fleck (1995). On note aussi que les caractéristiques intrinsèques des poudres et des particules n'ont pas fait l'objet des recherches. Il serait intéressant d'observer l'influence qu'ont la taille moyenne des particules, la distribution de taille et la dureté sur l'évolution de la consolidation. Il reste donc beaucoup de travail expérimental à effectuer pour caractériser entièrement le stade II du pressage.

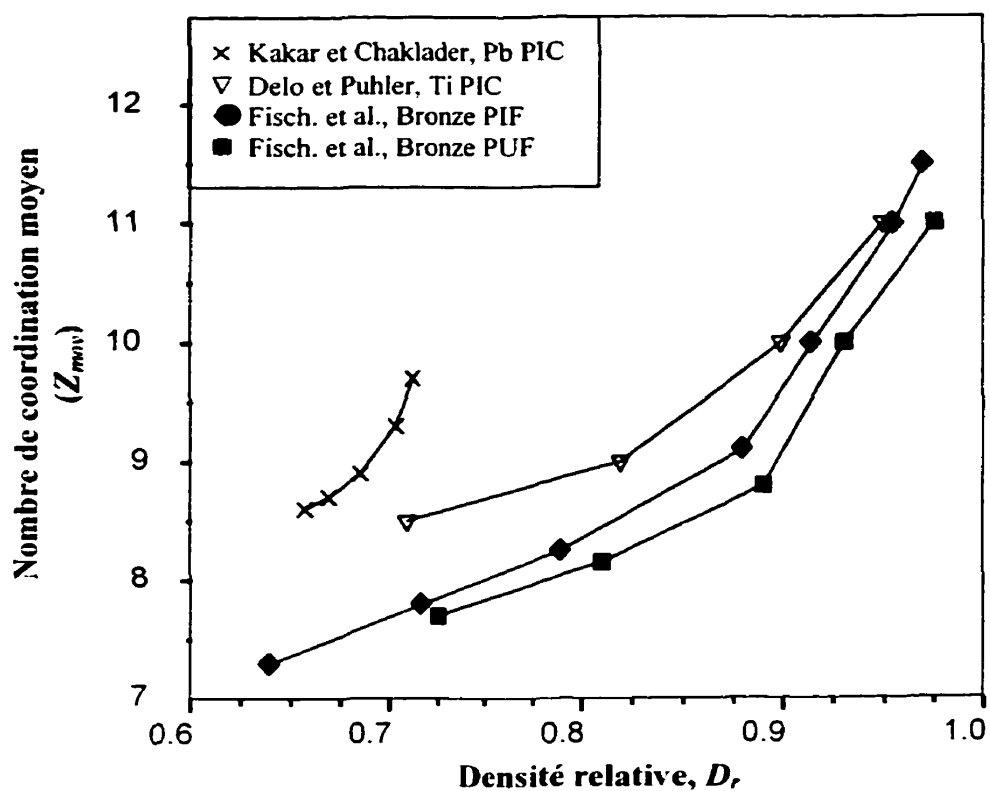


Figure 1.3 Résultats expérimentaux du nombre de coordination en fonction de la densité relative. La légende donne le nom de l'auteur, le type de poudre étudié et le type de pressage utilisé.

### *b) analyses théoriques*

Les résultats des manipulations de Bernal et Mason (1960) permirent ensuite à Scott de présenter, en 1962, une fonction de distribution radiale donnant la densité de contact par unité de surface de particule,  $G(r)$ , en fonction de la distance radiale à partir du centre de la particule,  $r$ , soit :

$$G(r) = 7,3 + 15,5 \left( \frac{r}{2R} - 1 \right) \quad \text{équation 1.1}$$

où  $R$  est le rayon moyen des particules. Cette fonction empirique est à ma connaissance incontestée et fut utilisée par Arzt (1982) et Fischmeister et Arzt. (1983) dans leur théorie de consolidation dont on discutera à la page suivante.

Liu et Davies (1997) s'intéressèrent aussi aux résultats de Scott et Bernal. Ils s'en servirent pour élaborer une équation donnant le nombre de coordination en fonction de la densité relative des poudres. Il proposèrent d'abord de définir mathématiquement la fonction à l'aide d'une équation s'apparentant à celles utilisées pour modéliser l'amortissement des phénomènes vibratoires soit :

$$Z(r) = Q \exp[-\chi(r - 2R)] \cos[\omega(r - 2R)] + \frac{3D_r}{4\pi R^3} \quad \text{équation 1.2}$$

où  $\chi$  est en quelque sorte le coefficient d'amortissement,  $\omega$  la fréquence de vibration et  $Q$  une constante. En ajustant de façon empirique l'équation 1.2 au graphique de Bernal (1963), Liu et Davies (1997) élaborent une équation donnant le nombre de coordination en fonction de la densité relative d'une poudre soit :

$$Z = D_r \left( \frac{r_o}{r} \right)^3 - 1 + \frac{24 D_o (\chi^2 - \omega^2)}{r^3 (\chi^2 + \omega^2)^3} + \frac{6 D_r (3\chi^2 - \omega^2) r_o}{r^2 (\chi^2 + \omega^2)^2} + \frac{6 D_o}{r (\chi^2 + \omega^2)} \left( \frac{r_o}{r} \right)^2, \quad \text{équation 1.3}$$

$$\text{où } \begin{cases} \chi = \frac{2\pi}{r} \left[ 4\pi \left( \frac{1-D_r}{D_r} \right)^2 \right], \\ \omega = \frac{2\pi D_r}{r} \end{cases}$$



$r_o$  est défini comme étant la distance par rapport au centre de la particule où le premier minimum de la fonction de distribution est atteint (voir figure 1.2, p.16). Bien que cette dernière équation soit représentative des résultats expérimentaux, elle ne s'applique qu'à des empilements aléatoires compacts de particules sphériques et n'a aucun fondement physique. En effet, Liu et Davies (1997) n'expliquent pas comment ils prévoient déterminer  $r_o$  pour d'autres types d'empilement puisque cette valeur est strictement expérimentale.

La théorie que Arzt présenta en 1982 est sans aucun doute la plus connue de toutes. Celle-ci consiste à modéliser la densification des pièces comme étant équivalente à la croissance concentrique des particules de poudre. Ce modèle s'applique à la consolidation isostatique des poudres ayant des particules sphériques de taille uniforme. Dans le modèle des sphères croissantes, l'augmentation du nombre de coordination est représentée par la formation de nouveaux contacts entre les particules. Ces contacts restreignent ensuite la croissance des particules dans la direction normale à leur surface obligeant une redistribution de la matière sur les surfaces libres des particules. Selon Arzt (1982), la redistribution de la matière peut se faire de deux façons. Il y a redistribution locale, dans les cas où la déformation plastique s'effectue près des contacts, ou redistribution globale, si l'on estime que les particules se déforment uniformément dans tout leur volume. On peut schématiser le modèle de Arzt par les quelques dessins de la figure 1.4, p.22.

Une analyse géométrique du modèle basée sur la fonction de distribution présentée par Scott (1962) permet de développer deux équations donnant le nombre de coordination en fonction de la densité relative des poudres soient :

$$Z_l = Z_0 + 9,5(D_r - D_0) \quad , \quad D < 0,85 \quad \text{équation 1.4}$$

$$Z_g = Z_0 + 15,5 \left( \frac{D_r - D_0}{3D_0} \right) \quad , \quad D < 0,90 \quad \text{équation 1.5}$$

où  $Z_l$  et  $Z_g$  sont respectivement le nombre de coordination pour une déformation locale et globale des particules,  $Z_0$  est le nombre de coordination de l'empilement initial et  $D_0$  sa densité relative initiale soient respectivement 7,3 et 0,64 pour un empilement aléatoire compact de particules sphériques de taille uniforme. Arzt confronta sa théorie aux résultats expérimentaux que Fischmeister et al. avaient publiés en 1978. Malgré les nombreuses hypothèses simplificatrices utilisées, l'accord entre la théorie et les observations fut surprenant (figure 1.5, p.25).

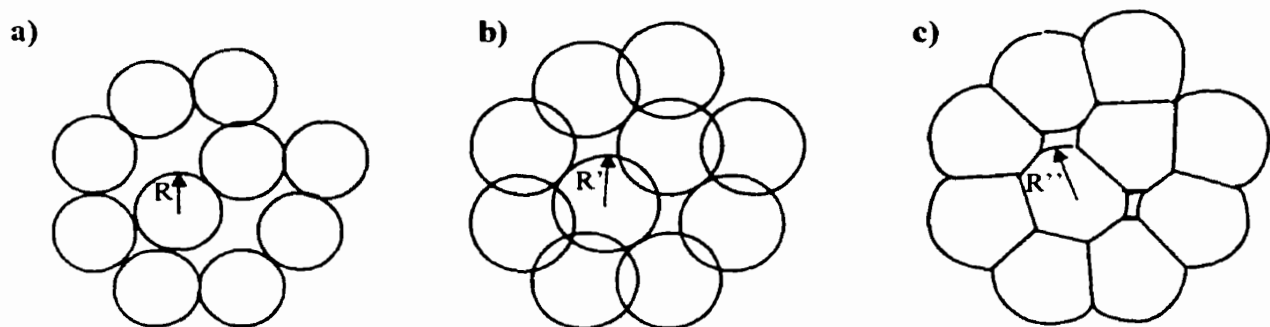


Figure 1.4 Schématisation du modèle de consolidation de Arzt (1982) a) arrangement initial de sphères, aléatoire compact b) croissance concentrique des particules jusqu'à l'atteinte d'un rayon  $R'$  c) redistribution de la matière sur les surfaces libres des particules, atteinte d'un dernier rayon  $R''$ .

Fischmeister et Arzt représentèrent la même théorie en 1983 sans pour autant insister sur la différence entre la déformation locale et la déformation globale. Dans ce deuxième article, le raisonnement entourant la redistribution de la matière est imprécis et incohérent avec les explications données par Arzt en 1982. On dit d'abord que compte tenu qu'on ne fait pas l'analyse détaillée de l'écoulement plastique du matériau, il semble judicieux de redistribuer la matière de façon uniforme (globale). Toutefois, les auteurs utilisent l'équation associée à la redistribution locale pour exprimer l'évolution du nombre de coordination. De plus, il est connu qu'à faible contrainte, la déformation plastique est plutôt localisée puis, à plus forte contrainte, elle se généralise à tout le volume. En effet, Ogbonna et Fleck (1995) montrèrent à l'aide d'une analyse par éléments finis que la déformation plastique est localisée aux contacts jusqu'à une déformation de l'ordre de 2,5% en pressage isostatique et de 16,5% en pressage uniaxial. Il est évident que des efforts orientés vers une meilleure compréhension de l'écoulement plastique aux contacts seraient nécessaires pour compléter le modèle de Arzt. Par exemple, l'utilisation d'une combinaison mathématique des équations de redistribution locale et globale serait déjà une amélioration au modèle. Cela permettrait de passer d'une déformation plastique localisée à une déformation plastique généralisée à mesure que la densification procède. Bien entendu les paramètres de poids de l'équation devraient être déterminés sur une base phénoménologique. Par exemple, on peut comprendre qu'un métal qui s'écroute rapidement favorisera une déformation plastique généralisée. On peut aussi pressentir l'influence potentielle de la géométrie des particules sur l'évolution de la distribution de la déformation plastique.

En 1985, Helle et al. proposent une simplification graphique à l'équation de Arzt (1982) qui réduit l'équation 1.4 en une forme beaucoup plus simple soit :

$$Z = 12D_r . \quad \text{équation 1.6}$$

On note d'abord que l'équation 1.6 ne fait pas intervenir l'empilement initial de la poudre ( $Z_o$  et  $D_o$ ). Cela rend la formule plus générale et plus simple à appliquer. Selon celle-ci, le nombre de coordination est tout simplement proportionnel à la densité relative de la poudre comme l'avaient fait remarquer Kostelnik et Chaklader. La figure 1.5 de la page 25 permet de comparer les équations de Arzt (1982) et l'approximation de Helle et al. (1985). Bien que l'équation de Helle et al. (1985) surestime légèrement le nombre de coordination des particules, elle est suffisamment précise pour être introduite dans les modèles de consolidation qui font généralement appel à plusieurs autres hypothèses simplificatrices. L'approximation de Helle et al. (1985) est entre autres utilisée pour simplifier les calculs complexes et laborieux entourant la densification (Fleck 1995 ; Fleck et al., 1992 ; Riedel et al., 1994 ).

Toutefois, il y a beaucoup d'hypothèses simplificatrices à la base du modèle d'Arzt (1982). Arzt lui-même admet que l'on doit limiter l'application du modèle à des empilements aléatoires compacts (Arzt 1982). Cette limitation est associée au fait que Arzt utilise la fonction de distribution de Scott (1962) pour définir la position relative des particules et leur nombre de coordination. Cela limite donc significativement le

champ d'application du modèle et le rend même inapplicable aux cas réels où les particules de poudre sont loin d'être sphériques et de taille uniforme. Somme toute, il y a place à amélioration dans la définition de l'évolution du nombre de coordination. On pourrait tenter d'élaborer un tout nouveau modèle en utilisant des hypothèses de départ plus générales. Bien entendu cela compliquerait l'analyse géométrique et mathématique du problème, surtout si l'on veut intégrer l'aspect statistique de la distribution du nombre de coordination et la géométrie des particules.

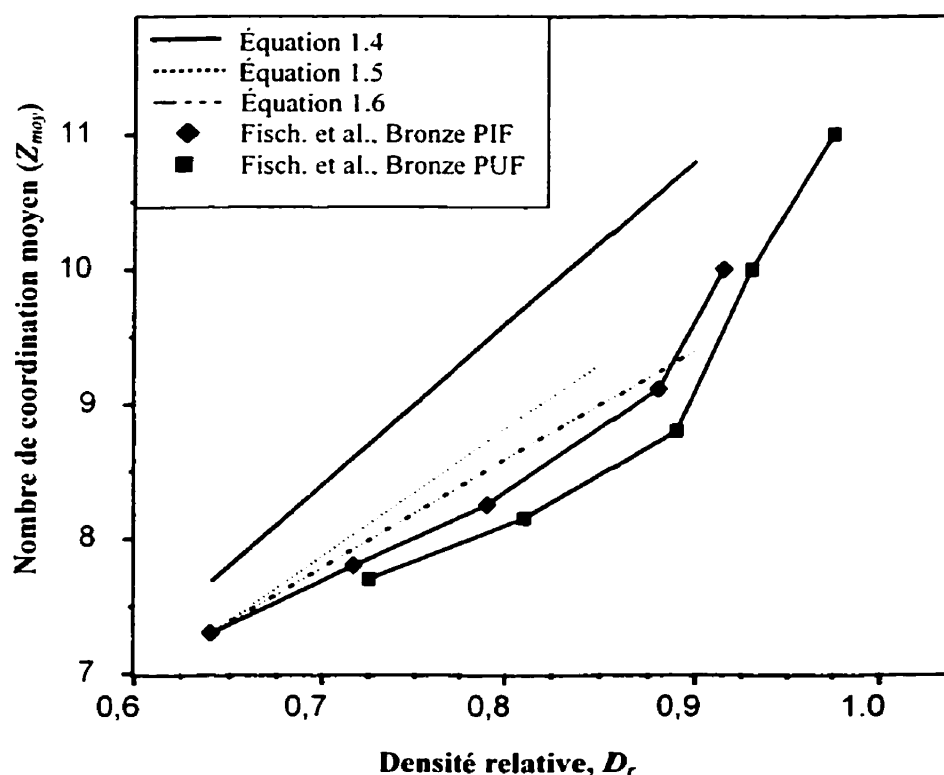


Figure 1.5 Évolution du nombre de coordination moyen ( $Z_{moy}$ ) en fonction de la densité relative ( $D_r$ ). Les équations théoriques de Arzt (1982) et Helle et al. (1985) sont présentées en parallèle avec les résultats expérimentaux de Fischmeister et al. (1978).

### 1.1.2.2 Les surfaces de contact

#### *a) analyses expérimentales*

En parallèle avec l'étude du nombre de coordination, les chercheurs s'intéressent aussi à l'évolution des surfaces de contact qui se forment entre les particules. Dans leur article de 1967, Kakar et Chaklader présentèrent des résultats expérimentaux montrant que l'aire des surfaces de contact croît en fonction de la densité. Fischmeister et al. (1978) présentèrent aussi des résultats expérimentaux sur ce sujet. En estimant que les surfaces de contacts sont circulaires, il calculèrent l'aire de celles-ci en mesurant leur rayon par MEB. Les conclusions de Fischmeister et al. (1978) sont comparables à celles de Kakar et Chaklader (1967). Les observations de Delo et Piehler (1996), aussi effectuées par MEB confirment les résultats des deux autres équipes de chercheurs, tel que montré sur le graphique de la figure 1.6, p.27. Comme pour l'évolution du nombre de coordination, les résultats expérimentaux traitant de l'évolution des surfaces de contact durant la densification sont limités et peu abondants. En somme, il est accepté par les scientifiques que l'aire des surfaces de contact croît durant la densification, mais le rôle de la géométrie des particules et des autres caractéristiques intrinsèques de la poudre demeurent des avenues non explorées.

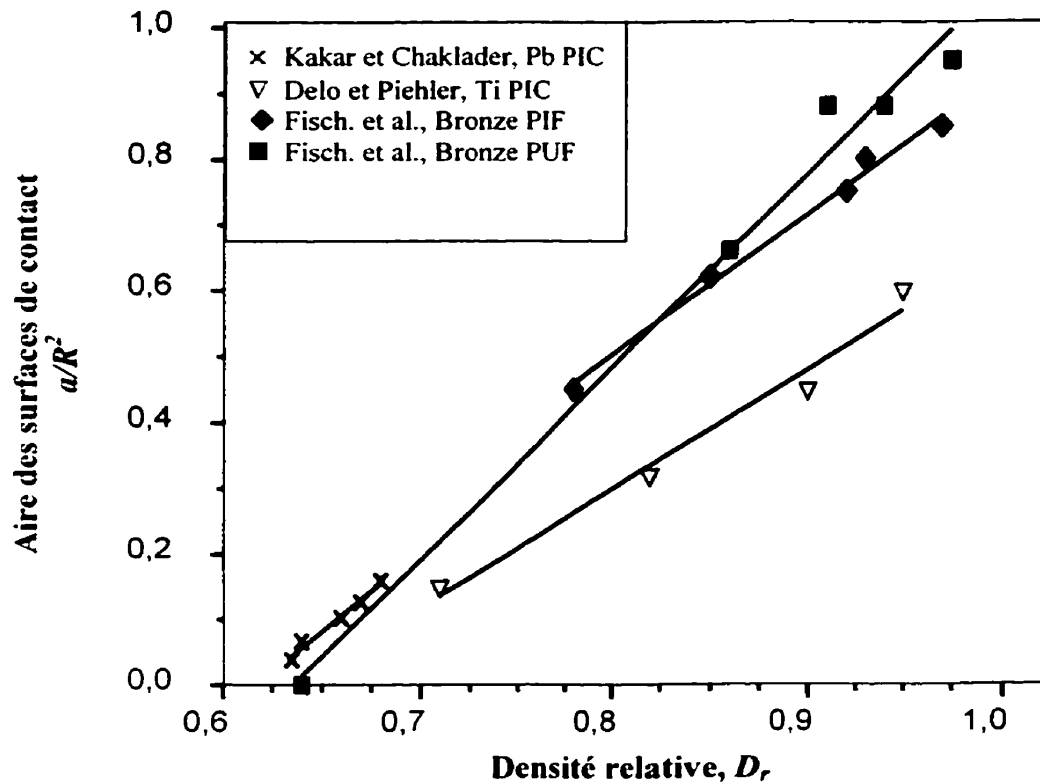


Figure 1.6 Évolution de l'aire des surfaces de contact en fonction de la densité relative de la poudre : résultats expérimentaux de différents auteurs.

### b) analyses théoriques

D'abord Kakar et Chaklader (1967) proposèrent que la densité soit une fonction linéaire croissante du rapport de l'aire des contacts,  $a$ , sur le carré du rayon moyen des particules,  $R^2$ . Cependant, aucune explication phénoménologique n'appuie la relation proposée qui semble basée essentiellement sur des observations expérimentales. D'autre part, le modèle de consolidation de Arzt (1982) tel que présenté à la section précédente, permet également d'obtenir des équations théoriques donnant l'évolution de l'aire des

contacts en fonction de la densité des poudres. La première équation s'applique au cas de la déformation locale et la seconde au cas de la déformation globale :

$$\frac{a_l}{R^2} = 5,5(D_r - D_0)[1 - (D_r - D_0)], \quad \text{équation 1.7}$$

$$\frac{a_g}{R^2} = 3(D_r - D_0), \quad \text{équation 1.8}$$

où  $a_l$  et  $a_g$  sont respectivement l'aire moyenne des surfaces de contact pour une redistribution locale et globale. On peut encore reprocher à Arzt une faiblesse dans l'analyse des déformations plastiques. Toutefois, lorsque l'on compare l'équation approximée Arzt-Fishmeister avec les résultats expérimentaux, l'accord est surprenant pour des densités relatives inférieures à 90% (figure 1.7, p.30). Quelques années plus tard, Helle et al. (1985) proposèrent une approximation linéaire de l'équation 1.8. Celle-ci est tracée sur la figure 1.7 et son expression analytique est la suivante :

$$\frac{a}{R^2} = \frac{\pi}{3} \frac{(D_r - D_0)}{(1 - D_0)}. \quad \text{équation 1.9}$$

Bien que cette approximation semble plus complexe que l'équation 1.8, elle est très utilisée dans la documentation (Fleck et al., 1992) et est en accord avec les résultats de l'analyse par éléments finis de Ogbonna et Fleck (1995).

En 1989, Kumar souligne un nouvel aspect de la déformation des particules. Il s'agit du principe de la réponse relative constante selon lequel les surfaces relatives de contact des particules d'une même poudre soumise à une même pression sont les mêmes.



La surface relative de contact étant définie comme le rapport de la somme de l'aire des contacts d'une particule sur la surface initiale de cette particule. Selon cette optique, les plus petites particules auront donc de plus petits contacts. De la même façon, deux particules de même taille qui n'ont pas le même nombre de contacts, auront des contacts de tailles différentes. Bien que l'auteur ne l'ait pas souligné explicitement, les constatations de Kumar (1989) sont inspirées du modèle des sphères croissantes. Toutefois, la conclusion de Delo et Piehler (1996) stipulant que la déformation des particules est fortement influencée par leur taille contredit le principe de la réponse relative constante amené par Kumar (1989). Pour une poudre ayant une large distribution de taille, il serait à mon avis surprenant que les petites particules situées dans les interstices des plus grosses se déforment de façon proportionnelle à leur taille. Le phénomène semble beaucoup plus complexe et dépendant de la taille relative des particules. Enfin, Kumar (1989) propose d'utiliser une nouvelle variable pour comparer l'évolution de l'empilement des particules de poudre soit la contraction relative (relative shrinkage,  $H_r$ ). Cette nouvelle variable représentant l'incrément de densification par unité de pression appliquée est en fait une application indirecte de la plasticité incrémentale utilisée en mécanique des milieux continus. L'utilisation d'une telle variable (ou approche) à l'avantage de généraliser les raisonnements effectués en relativisant les équations par rapport à l'état initial des poudres. En effet, les expériences de Kumar et Kumar (1995) montrèrent que les équations ainsi relativisées peuvent s'appliquer autant à des empilements aléatoires compacts qu'à des empilements

de type hexagonal tout en passant par une gamme de densité relative initiale allant de 0,33 à 0,64.

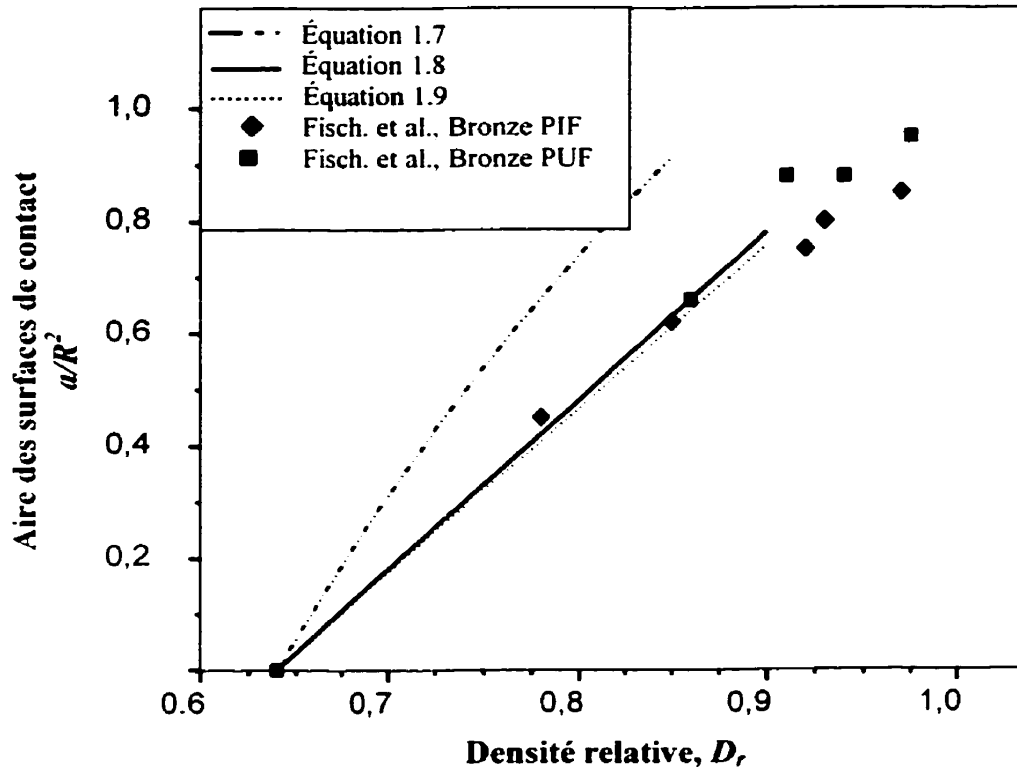


Figure 1.7 Évolution de l'aire des surfaces de contact en fonction de la densité relative des poudres : les modèles théoriques de Arzt-Fischmeister (1983) et Helle et al. (1985) et les résultats expérimentaux de Fischmeister et al (1978).

### 1.1.2.3 Autres considérations

#### *a) forces aux contacts*

Dans le but de poser des relations entre les variables microscopiques et les variables macroscopiques telles la pression et la déformation, plusieurs chercheurs ont tenté d'expliquer comment se transmettent les forces aux contacts entre les particules de poudre. Évidemment, comme il est impossible de mesurer ces contraintes, les travaux effectués à ce sujet sont essentiellement des analyses théoriques.

Le premier scientifique à proposer une équation permettant de déterminer les forces aux contacts en fonction de la contrainte nominale appliquée fut Molérus en 1975. Suivant un raisonnement rigoureux basé sur l'équilibre des forces, applicable essentiellement aux empilements aléatoires compacts isotropes, il élaborait les équations 1.10 et 1.11 donnant la force normale  $F_n$  et la force tangentielle  $F_t$  transmise à un contact d'orientation  $\varphi$  en fonction des composantes de contrainte macroscopique appliquée  $\sigma_M$  et  $\sigma_R$ :

$$F_n(\varphi) = \frac{A}{ZD_r} (\sigma_M + \sigma_R \cos(2\varphi)), \quad \text{équation 1.10}$$

$$F_t(\varphi) = \frac{A}{ZD_r} (\sigma_R \sin(2\varphi)), \quad \text{équation 1.11}$$

où  $A$  est l'aire des particules,  $Z_{moy}$  le nombre de coordination moyen,  $D_r$  la densité relative de la poudre et  $\varphi$  l'angle entre la normale du plan contenant les contraintes principales  $\sigma_1$  et  $\sigma_2$  et la normale de la surface de contact (voir figure 1.8 ci-dessous). Les contraintes  $\sigma_R$  et  $\sigma_M$  sont respectivement le centre et le rayon du cercle de Mohr qui caractérise l'état des contraintes macroscopiques, soient :

$$\sigma_M = \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{2} \quad \text{et} \quad \sigma_R = \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2}.$$

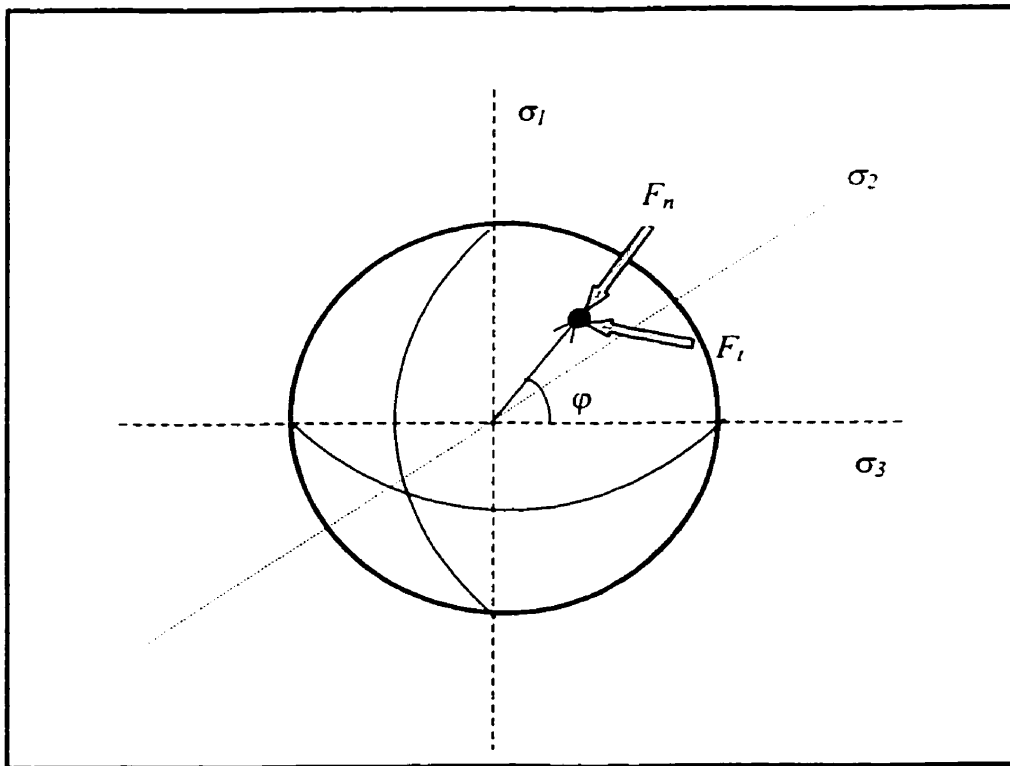


Figure 1.8 Illustration des variables microscopiques des équations 1.10 et 1.11

En pressage isostatique les équations 1.10 et 1.11 se réduisent à la forme suivante indépendamment de l'orientation des contacts:

$$F_n = \frac{A}{Z(D_r)D_r} \sigma_M, \quad \text{équation 1.12}$$

$$F_t = 0. \quad \text{équation 1.13}$$

L'équation 1.12 a été utilisée par Arzt (1982), Fischmeister et Arzt (1983), Helle et al. (1985) Fleck et al. (1992) et Fleck (1995). En relativisant la force par unité de surface de contact et en insérant les équations 1.6 et 1.9, on obtient une expression de la contrainte macroscopique en fonction de la densité relative des poudres soit:

$$p(D_r) = \sigma_M = \frac{3(D_r - D_o)}{(1 - D_o)} D_r^2 \sigma_{eff}(D_r), \quad \text{équation 1.14}$$

où  $\sigma_{eff}$  est donnée par l'équation 1.17 ou toutes autres équations donnant le critère d'écoulement aux contacts. Liu et Davies (1997) présentèrent une équation semblable à celle de Molérus provenant plutôt d'un raisonnement basé sur la théorie du travail virtuel souvent utilisée en mécanique continue. Ils développèrent les équations suivantes :

$$F_n = \frac{8\pi}{3} \frac{(R^2 - r^2)}{Z_o D_o} \sigma_M, \quad \text{équation 1.15}$$

$$F_n \approx 2 \frac{A}{Z_o D_o} \sigma_M.$$

Les différences majeures entre cette deuxième équation et la première sont l'ajout d'un facteur 2 et l'utilisation de  $D_o$  et  $Z_o$  plutôt que  $Z$  et  $D_r$ . Plus tard, Larsson et al. (1996)

développèrent une équation comparable à partir d'un raisonnement basé sur la contraction de cellules de Voronoi et obtinrent :

$$F_n = \left( \frac{D_o}{D_r} \right)^{\frac{1}{3}} \frac{A}{D_r Z(D_r)} \sigma_M. \quad \text{équation 1.16}$$

Il est à noter que les relations 1.11 à 1.16 sont limitées aux cas pour lesquels aucune force tangentielle ne se développe aux contacts, ce qui est plutôt rare même pour le pressage isostatique. Enfin, les analyses par éléments finis réalisées par Ogbonna et Fleck (1995) suggèrent que l'état des contraintes est en constante évolution dû à l'interaction entre les champs de déformation des différents contacts. Par conséquent, pour le pressage uniaxial ou encore pour des particules de géométrie et de taille quelconques, les forces aux contacts sont complexes à calculer.

#### ***b) critère d'écoulement aux contacts***

La majorité des scientifiques s'entendent pour utiliser un critère d'écoulement tiré de la théorie de l'indentation de Prandlt. On assimile ce qui se passe aux contacts à l'indentation de deux billes sphériques en utilisant le critère d'écoulement suivant :

$$\sigma_{eff} = \sigma_n = 3Y_o, \quad \text{équation 1.17}$$

où  $\sigma_n$  est la contrainte normale transmise aux contacts pour les cas de compression isostatique, et  $Y_o$  est la contrainte d'écoulement du matériau dense composant les particules de la poudre. Certains auteurs font varier  $Y_o$  en fonction de la déformation généralisée (Fischmeister et Arzt, 1983), d'autres préfèrent des expressions plus simples

(Arzt, 1982 ; Helle et al., 1985). Il faut noter que l'équation de Prandlt est essentiellement valable dans les cas de pressage isostatique pour lesquels on assimile que les forces sont transmises perpendiculairement aux surfaces de contact. Or, en 1992, Fleck et al. tentèrent de généraliser l'équation de Prandlt à tous les états de contraintes possibles. En incluant une variable,  $\theta$ , donnant l'orientation du vecteur force par rapport à la normale du contact les chercheurs proposèrent les équations suivantes:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_n &= \frac{Y_o}{\sqrt{3}} \left( 1 + \frac{3\pi}{2} + 2\theta - \sin(2\theta) \right) \\ \sigma_t &= \frac{Y_o}{\sqrt{3}} \cos(2\theta) \end{aligned} \right\} \quad -\pi/2 \leq \theta \leq -\pi/4, \quad \text{équation 1.18 a}$$

$$\left. \begin{aligned} \sigma_n &= \frac{Y_o}{\sqrt{3}} \left( 1 + \frac{3\pi}{2} - 2\alpha + \sin(2\theta) \right) \\ \sigma_t &= -\frac{Y_o}{\sqrt{3}} \cos(2\theta) \end{aligned} \right\} \quad \pi/4 \leq \theta \leq \pi/2, \quad \text{équation 1.18 c}$$

où  $\sigma_t$  est la contrainte tangentielle qui se développe aux contacts. Or, pour tout angle  $\theta$  compris entre  $-\pi/4$  et  $\pi/4$ , les équations 1.18 se simplifient au critère de Prandlt. Il est intéressant de constater que l'état des contraintes qui se développent aux contacts évolue au cours du pressage. Comme les particules et les contacts se déforment durant le pressage, il est judicieux de croire que l'angle  $\theta$  évoluera vers un équilibre quelconque faisant ainsi varier les composantes de la contrainte. Pour le pressage uniaxial en contrainte plane, l'analyse de Ogonna et Fleck (1995) montre clairement qu'il y a

évolution d'un écoulement de type Prandtl en début de pressage vers un écoulement de type uniaxial simple en fin de pressage. Ainsi, la taille des contacts influence significativement le type d'écoulement mis en cause et par le fait même le critère qu'il sera judicieux d'utiliser.

En 1995, Kumar et Kumar proposent une façon empirique d'évaluer la contrainte d'écoulement des particules de poudre. À l'aide d'essais de compression libres effectués sur des boules métalliques de cuivre et de nickel, ils dérivent l'équation suivante reliant la dureté (HB) à la contrainte normale transférée aux contacts :

$$\sigma_n = 1,03 - 1,10 \text{ HB.} \quad \text{équation 1.19}$$

Compte tenu qu'il n'existe pas de relation théorique générale entre la dureté et la contrainte d'écoulement des métaux, on peut se questionner sur le domaine d'applicabilité de cette relation. Les chercheurs notèrent que les duretés ne sont pas uniformes sur un même contact et varient fort probablement d'un contact à l'autre. De plus, l'expression 1.19 ne tient pas compte des autres caractéristiques des particules de poudre.



**Tableau 1.2 Analyses expérimentales du Stade II**

<b>Auteurs</b>	<b>Méthodes Expérimentales</b>	<b>Observations</b>	<b>Limites</b>
<i>1.1.2.1 a) et 1.1.2.2 a) Analyse du nombre de coordination Z et des surfaces de contact a</i>			
Bernal et Mason (1960)	- billes d'acier - mesure de Z à l'œil nu	- Z est une fonction statistique pour les empilements aléatoires	- Pas de pressage - Billes sphériques et de taille uniforme
Kakar et Chaklader (1967)	- poudre de plomb - PIC - mesure de Z et a à l'œil nu	$Z \propto D_r^2$ $a \propto f(D)$	- PIC - une seule poudre
Fischmeister et al. (1978)	- poudre de bronze - PIF et PUF - mesure de Z et a par MEB.	$Z \propto f(D_r)$ $a \propto f(D)$	- une seule poudre
Delo et Piehler (1995)	- poudre de titane -PIC - mesure de Z et a par MEB.	$Z \propto f(D_r)$ $a \propto f(D_r)$	-PIC - une seule poudre

Tableau 1.3 Analyses théoriques du Stade II

Auteurs	Théorie	Commentaires
<i>1.1.2.1 et 1.1.2.2 Analyse du nombre de coordination Z et des surfaces de contact a</i>		
Scott (1962)	$G(r) = 7,3 + 15,5 \left( \frac{r}{2R} - 1 \right)$	<ul style="list-style-type: none"> <li>- équation empirique</li> <li>- empilement aléatoire compact</li> <li>- particules sphériques de taille uniforme</li> </ul>
Liu et Davies (1997)	$Z(r) = Q \exp[-a(r - 2R)] \cos[\omega(r - 2R)] + \frac{3D_r}{4\pi R}$	<ul style="list-style-type: none"> <li>- équation empirique</li> <li>- empilement aléatoire compact</li> <li>- particules sphériques de taille uniforme</li> </ul>
Kakar et Chaklader (1967)	$D_r \propto \frac{a}{R^2}$	<ul style="list-style-type: none"> <li>- équation empirique</li> </ul>
Arzt (1982)	$Z_1 = Z_0 + 9,5(D_r - D_0)$	<ul style="list-style-type: none"> <li>- particules sphériques de taille uniforme</li> <li>- pressage hydrostatique</li> <li>- empilement aléatoire compact</li> </ul>
Fischmeister et Arzt (1983)	$Z_2 = Z_0 + 15,5 \left( \frac{D_r - D_0}{3D_0} \right)$	
	$\frac{a_1}{R^2} = 5,5(D_r - D_0) [1 - (D_r - D_0)]$	
	$\frac{a_2}{R^2} = 3(D_r - D_0)$	
Helle et al. (1985)	$Z = 12 D_r$ $\frac{a}{R^2} = \frac{\pi}{3} \frac{(D_r - D_0)}{(1 - D_0)}$	<ul style="list-style-type: none"> <li>- simplification graphique du modèle d'Arzt</li> </ul>

Tableau 1.3 Analyses théoriques du Stade II (suite)

Auteurs	Théorie	Commentaires
<i>1.1.2.3 Autres considérations</i>		
Molérus (1975)	$F_n(\varphi) = \frac{A}{ZD_r} (\sigma_M + \sigma_R \cos(2\varphi))$ $F_t(\varphi) = \frac{A}{ZD_r} (\sigma_R \sin(2\varphi))$	- particules sphériques de taille uniforme
Liu et Davies (1997)	$F_n = \frac{8\pi}{3} \frac{(R^2 - r^2)}{Z_o D_o} \sigma_M$ $F_n \approx 2 \frac{A}{Z_o D_o} \sigma_M$	- particules sphériques de taille uniforme - empilement aléatoire compact - indépendant de la densité de la poudre - fondement empirique
Larsson et al. (1996)	$F_n = \left( \frac{D_o}{D_r} \right)^{\frac{1}{3}} \frac{A}{D_r Z(D_r)} \sigma_M$	
Fischmeister et Arzt (1983)	$\sigma_{eff} = 3Y_o$	- petits contacts - particules sphériques de taille uniforme
Fleck et al. (1992)	$\left. \begin{aligned} \sigma_n &= \frac{\sigma_o}{\sqrt{3}} \left( 1 + \frac{3\pi}{2} + 2\theta - \sin(2\theta) \right) \\ \sigma_t &= \frac{\sigma_o}{\sqrt{3}} \cos(2\theta) \end{aligned} \right\} \quad -\pi/2 \leq \theta \leq -\pi/4$ $\left. \begin{aligned} \sigma_n &= \frac{\sigma_o}{\sqrt{3}} \left( 1 + \frac{3\pi}{2} - 2\theta + \sin(2\theta) \right) \\ \sigma_t &= -\frac{\sigma_o}{\sqrt{3}} \cos(2\theta) \end{aligned} \right\} \quad \pi/4 \leq \theta \leq \pi/2$	- particules sphériques de taille uniforme
Kumar et Kumar (1995)	$\sigma_n = 1,03 - 1,10 \text{ HB}$	- empirique - peu fiable

### **1.1.3 Stade III : Déformation plastique contrainte**

On admet généralement que la densification entre dans le troisième stade lorsque les poudres atteignent des densités relatives de 90%. Plusieurs chercheurs supposent qu'à cette densité un nouveau mécanisme de consolidation entre en jeu car les résultats expérimentaux ne présentent plus la même tendance (Fishmeister et Arzt, 1983 ; Kumar et Kumar, 1995). Ainsi, plusieurs des modèles développés précédemment ne s'appliquent qu'à des densités relatives de moins de 90%.

#### **1.1.3.1 Le durcissement géométrique**

Selon Fischmeister et Arzt (1983), le stade III débute lorsque les surfaces de contact d'une même particule empiètent les unes sur les autres limitant ainsi leur croissance et restreignant la déformation. C'est ce qu'on appelle le durcissement géométrique. On croit que ce mécanisme contrôle la consolidation au stade III et est responsable du ralentissement de la densification lorsqu'on atteint des densités relatives de 90%. L'analyse par éléments finis de Ogbonna et Fleck (1995) permet d'apprécier l'effet de l'interaction entre les contacts en fin de pressage. À l'aide d'un graphique montrant l'évolution de la contrainte microscopique moyenne aux contacts en fonction de la déformation macroscopique ils mettent en évidence l'existence d'un stade final où la contrainte locale croît de façon exponentielle (voir figure 1.9, p.41). Ils expliquent

cette augmentation soudaine de la contrainte comme étant le passage à une déformation comparable à l'extrusion. Kumar et Kumar (1995) sont les seuls auteurs qui prétendent que l'augmentation du nombre de contact n'inhibe pas la densification. Or, il semble évident qu'une particule n'ayant que deux contacts parallèles pourra se comprimer jusqu'à l'obtention d'une feuille infiniment mince alors que la déformation d'une particule ayant plusieurs contacts sera limitée par l'intersection de ceux-ci et évoluera plutôt vers une géométrie du type tétradécaèdre. Dans leur article, Kumar et Kumar (1995) montrent des résultats qui proposent définitivement un changement de mécanisme de consolidation en fin de pressage sans toutefois y porter attention.

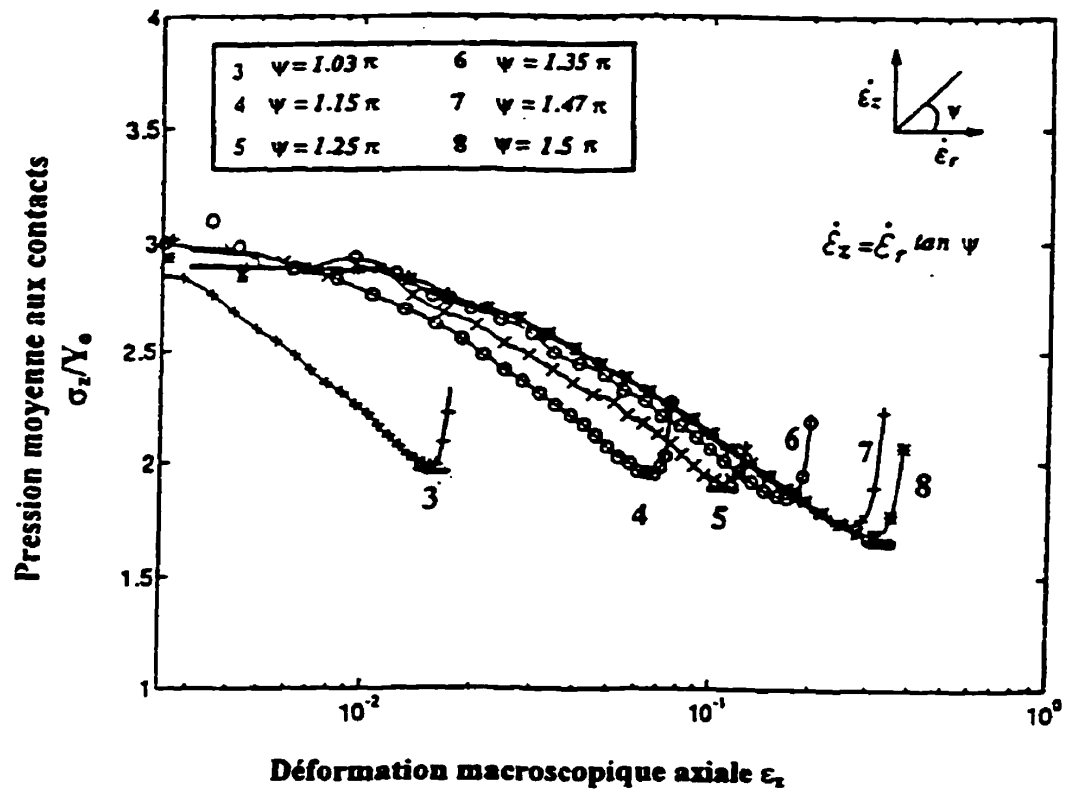


Figure 1.9 Évolution de la pression moyenne aux contacts normalisée par la contrainte d'écoulement en tension en fonction de la déformation macroscopique.

***a) analyses expérimentales***

Fischmeister et Arzt (1983) tentèrent de quantifier le stade III en mesurant la longueur des lignes triples par unité de volume sur des micrographies prises au MEB. Les lignes triples sont les droites sur lesquelles deux contacts voisins se joignent tel que schématisé à la figure 1.10. Selon l'équipe de Fischmeister, la densité de lignes triples permettrait de quantifier l'importance du durcissement géométrique. Plus la densité de ligne triple est élevée, plus la déformation des particules sera difficile.

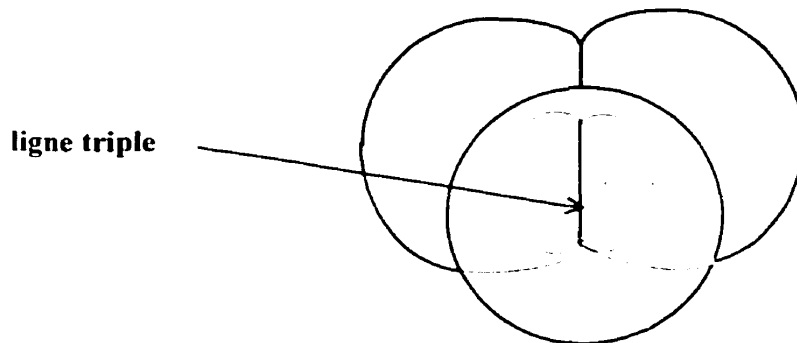


Figure 1.10 Schématisation d'une ligne triple ; endroit où deux surfaces de contact adjacentes deviennent tangentes.

Les résultats des chercheurs montrent qu'il y a effectivement formation des premières lignes triples vers des densités relatives de 90% et que leur densité volumique augmente en fonction de la densité relative des poudres. Toutefois, il est difficile de justifier l'utilisation de ce paramètre pour quantifier la contribution du stade III. Faute d'alternative, il s'agit tout de même d'un bon début. Malheureusement, aucune photographie ne permet d'apprécier la précision de cette technique expérimentale.

**b) analyses théoriques**

Suite à son analyse expérimentale, Fischmeister et Arzt (1983) proposent une première théorie pour expliquer le comportement plastique des poudres à densité élevée ( $D_r > 0,90$ ). Ils assimilent l'écoulement plastique à une extrusion en employant l'équation suivante :

$$p(D) = \kappa \sigma_f \ln \left( \frac{a(l)Z(l)}{a(l)Z(l) - a(D_r)Z(D_r)} \right), \quad \text{équation 1.20}$$

où  $a(l)$  et  $Z(l)$  sont respectivement l'aire des contacts et le nombre de contact pour une densité relative de 100%. Toutefois, les auteurs ne justifient pas le choix de l'équation 1.20 et pose  $\kappa = 2$  sous prétexte que cela est en accord avec les résultats expérimentaux. Pour obtenir une équation globale de consolidation, Fischmeister et Arzt (1983) proposent ensuite d'utiliser une combinaison linéaire des équations 1.14 et 1.20. Ils s'assurent que l'équation répond aux conditions limites, mais ne justifient pas de façon phénoménologique le raisonnement employé pour déterminer l'importance relative de chacun des mécanismes de consolidation. L'équation finale proposée par Fischmeister et Arzt (1983) est la suivante :

$$p(D_r) = Y_o(D_r) \left[ \frac{3}{4\pi} \frac{a(D_r)Z(D_r)}{R^2} D_r [1 - f_h(D_r)] + 2f_h(D_r) \ln \left( \frac{a(l)Z(l)}{a(l)Z(l) - a(D_r)Z(D_r)} \right) \right], \quad \text{équation 1.21}$$

où  $f_h$  est la fraction volumique de la poudre qui entre au stade III de la consolidation. À la figure 1.11, p.45, on compare l'équation 1.21 aux résultats expérimentaux obtenus par Fischmeister et al. en 1978. L'accord entre les résultats et la théorie est, une fois de

plus, surprenant compte tenu des nombreuses hypothèses simplificatrices à la base du modèle.

Helle et al. (1985) ont une autre vision de l'écoulement plastique des poudres à densité élevée. Ils proposent de traiter la déformation plastique comme celle d'un milieu continu contenant des porosités sphériques de rayon  $\Gamma$ , où  $\Gamma$  est donné par une équation de conservation de volume :

$$\Gamma = R \left( \frac{1 - D_r}{6} \right)^{\frac{1}{3}} . \quad \text{équation 1.22}$$

En négligeant la pression interne et les tensions de surface, pour un pressage isostatique on obtient le critère d'écoulement suivant :

$$\sigma_M = \frac{2Y_o}{3} \ln \left( \frac{1}{1 - D_r} \right) . \quad \text{équation 1.23}$$

Cependant, Delo et Piehler (1995) et Bernal (1963) montrèrent clairement que les porosités entre les particules ne sont pas sphériques mais plutôt d'allure polyèdre concave. Il faut aussi noter que la théorie de Helle et al. comme celle de Arzi a été élaborée pour des empilements de particules sphériques de taille uniforme. Si l'on avait une poudre composée de particules de différentes tailles, on pourrait s'attendre à avoir des pores de taille et de géométrie non uniformes. D'un autre côté, l'influence de la géométrie des particules doit être beaucoup moins marquée au stade III puisque les particules sont très déformées.



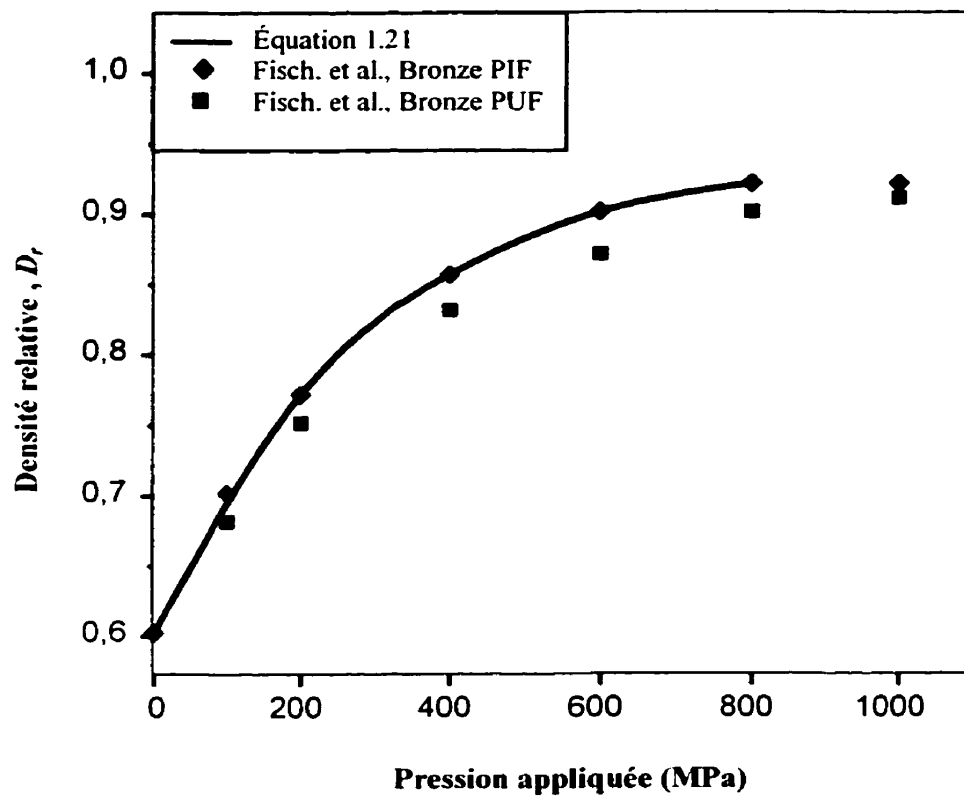


Figure 1.11 Évolution de la densité relative d'une poudre de bronze en fonction de la pression appliquée. Comparaison des résultats expérimentaux de Fischmeister et al. (1978) avec l'équation Arzt-Fischmeister (1983).

**Tableau 1.4 Stade III déformation contrainte**

Auteurs	Analyses Expérimentales	Observations	Limites
<i>Analyse expérimentales</i>			
Fischmeister et Arzt (1983)	- poudre de bronze - mesure la densité de lignes triples par MEB	- observation de lignes triples à $D > 90\%$ - densité de lignes triples augmente en fonction de la densité relative des poudres	- paramètre plus ou moins bien défini - pas de photographie
Delo et Piehler (1995)	- poudre de titane - PIC - observation par MEB des pores	- les pores ont une géométrie de type polyèdre concave	- PIC - une seule poudre
<i>Analyses théoriques</i>			
Auteurs	Théories		Limites
Helle et al. (1985)	$\sigma_M = \frac{2Y}{3} \ln\left(\frac{1}{1-D_r}\right)$		- pores sphériques de taille uniforme
Fischmeister et Arzt (1983)	i) théorie de l'extrusion $p(D_r) = \kappa \sigma_M \ln\left(\frac{a(1)Z(1)}{a(1)Z(1) - a(D_r)Z(D_r)}\right)$ ii) combinaison du stade II et du stade III $p(D_r) = Y(D_r) \left[ \frac{3}{4\pi} \frac{a(D_r)Z(D_r)}{R^2} D[1 - f_s(D_r)] + 2f_s(D_r) \ln\left(\frac{a(1)Z(1)}{a(1)Z(1) - a(D_r)Z(D_r)}\right) \right]$		- particules sphériques de taille uniforme - la théorie de l'extrusion est en partie empirique - l'équation finale est en partie empirique

## **1.2 Approche macroscopique**

Il n'est pas rare que malgré la structure discrète de la matière, l'observateur tente de traiter globalement certains problèmes en assimilant cette matière à un milieu continu. Lors de l'étude du pressage des poudres, la plupart des tenants de l'approche macroscopique ont pour but de définir un critère et une loi d'écoulement qui caractérisent le comportement mécanique des poudres en général en évitant de s'encombrer avec les complexités microscopiques traitées à la section précédente. Voici donc une revue critique de la documentation traitant de critères et de lois d'écoulement macroscopiques s'adressant au pressage à froid des poudres métalliques. Les travaux qui s'inspirent de la théorie de la plasticité des corps poreux sont d'abord présentés puis suivent ceux qui s'inspirent de la mécanique des sols.

### **1.2.1 Théorie des corps poreux**

Dans les années soixante-dix, on commença à s'intéresser au comportement mécanique des poudres frittées et des corps poreux pour différentes raisons. Certains auteurs, intéressés à la mécanique de la rupture des matériaux ductiles, eurent l'idée de modéliser l'affaiblissement par croissance et coalescence de microvides à partir des équations de la mécanique des corps poreux (Green, 1972 ; Gurson, 1977). D'autres,

intéressés aux procédés de mise en forme (forgeage, extrusion. ...), voulurent généraliser les équations de rhéologie déjà existantes aux pièces produites par métallurgie des poudres (Corapcioglu et Uz, 1978; Dorailevu et al., 1984; Kuhn et Downey, 1971 ; Park, 1995 ; Shima et Oyane, 1976). Dans cette optique, certains eurent l'ingéniosité de comparer les poudres frittées à des corps poreux pour expliquer leur comportement plastique.

Les corps poreux, comme les poudres, sont des matériaux compressibles exigeant que l'on utilise une théorie de plasticité quelque peu différente des modèles simples du type Tresca et Von Mises. En effet, vu de l'extérieur, ces deux types de matériaux se déforment de façon permanente aussi bien sous l'effet d'une pression hydrostatique que d'une cisson. De plus, le comportement plastique des poudres, comme celui des corps poreux, est fonction de la densité de la matière et évolue durant la densification. Voici donc en quoi consiste la théorie des corps poreux et comment elle est applicable aux poudres.

### **1.2.1.1 Concepts de base de la mécanique des corps poreux**

Lorsque l'on considère un métal poreux, donc compressible, il est clair que l'application d'une pression nominale hydrostatique peut provoquer un écoulement locale de la matière, contrairement au cas d'un métal dense. En fait, on comprend que la contrainte nominale hydrostatique crée des cissions localisées qui peuvent induire la

déformation plastique. Or, pour généraliser les critères de plasticité déjà existants, certains auteurs ont suggéré de faire intervenir la composante de pression hydrostatique,  $J_1$ , dans l'expression de la contrainte équivalente de Von Mises. Plusieurs types d'équation ont été proposées au cours des années, les plus simples pouvant être ramenées à la forme suivante :

$$\sigma_{\text{eq}} = \sqrt{f_2 J_2 + f_1 J_1^2}, \quad \text{équation 1.24}$$

où  $\sigma_{\text{eq}}$  est la contrainte équivalente nécessaire pour produire l'écoulement,  $J_2$  le deuxième invariant du tenseur déviateur de contrainte,  $J_1$  le premier invariant du tenseur de contrainte et  $f_1$  et  $f_2$  sont des fonctions quelconques qui dépendent de la densité relative de la poudre (Dorailevu et al., 1984 ; Green, 1972 ; Kuhn et Downey, 1971 ; Park 1995 ; Shima et Oyane, 1976). Quant au critère d'écoulement, on propose plus souvent qu'autrement :

$$\sigma_{\text{eq}} = \sqrt{f_3} Y_o, \quad \text{équation 1.25}$$

où  $Y_o$  est la contrainte d'écoulement du métal dense en tension uniaxiale et  $f_3$  est une fonction de la densité. Selon les auteurs, l'expression 1.25 inclut ou non la consolidation du matériau. Enfin, lors de l'écoulement, on peut écrire :

$$f_1 J_1^2 + f_2 J_2 = f_3 Y_o^2. \quad \text{équation 1.26}$$

La surface d'écoulement décrite par l'équation 1.26 est elliptique dans le plan contenant les axes de cission pure et de contrainte hydrostatique (voir figure 1.14, p.60), elle a une symétrie de révolution autour de l'axe hydrostatique et se dilate de façon homothétique à

mesure que le corps se densifie. Une telle fonction implique que le comportement des corps poreux soit identique en tension et en compression compte tenu de la symétrie apportée par le terme  $J_1^2$ . Plusieurs auteurs ont proposé des expressions pour  $f_1$ ,  $f_2$  et  $f_3$  : celles de  $f_1$  et  $f_2$  sont présentées dans le tableau 1.5 à la page 61 et seront étudiées en détail aux sections suivantes. Pour fin de comparaison, les équations de la littérature qui sont présentées sous d'autres formes seront ramenées à celle de l'équation 1.26.

### 1.2.1.2 Évaluation des conditions limites de la fonction

En demeurant dans le contexte des corps poreux, on s'attend à ce que l'équation 1.24 se simplifie à l'expression de la contrainte équivalente de Von Mises lorsque la densité relative du métal poreux tend vers l'unité. Ainsi, lorsque le matériau se densifie, l'expression de  $f_1$  doit tendre vers zéro et celle de  $f_2$  vers trois pour obtenir :

$$\sigma_{\text{eq}} = \sqrt{3J_2} . \quad \text{équation 1.27}$$

Malheureusement, l'expression de  $f_1$  proposée par Green (1972), l'un des pionniers de l'analyse des corps poreux, est indéterminée lorsque la densité relative est unitaire (voir figure 1.13, p.55). En fait, à  $D_r = 1$ ,  $f_1$  contient le logarithme d'une valeur nulle. Green ne semble pas avoir été embêté par cette faiblesse, peut-être parce que son objectif initial était de modéliser l'affaiblissement des métaux par les microcavités plutôt que la densification des poudres. En ce qui concerne les expressions de  $f_1$  et  $f_2$  proposées par

les autres auteurs, elles respectent les conditions limites tel que souligné au tableau 1.5 de la page 61.

### 1.2.1.3 Comportement en cission pure et en sollicitation hydrostatique

Dans les prochaines pages, on reprend la réflexion proposée par Bellet et al. (1994) pour faire ressortir les forces et faiblesses des différentes expressions de  $f_1$  et  $f_2$  proposées dans la littérature. Il est généralement admis que la présence de pores ou de vides dans un matériau contribue à affaiblir ce dernier. En d'autres mots, on s'attend à ce qu'un matériau très poreux soit plus facile à déformer qu'un matériau dense. Or, ce phénomène doit se traduire à travers la fonction d'écoulement utilisée en choisissant judicieusement les expressions de  $f_1$  et  $f_2$  qui dicteront l'évolution du critère avec la densité. La façon la plus simple de vérifier si la fonction  $f_1$  respecte ce constat, c'est en étudiant l'évolution de l'équation 1.26 en fonction de la densité pour un état de contrainte hydrostatique. De façon mathématique, l'écoulement sous une contrainte purement hydrostatique s'exprime de la façon suivante :

$$Y = \sqrt{f_1} J_1 ,$$

$$d'où \quad J_1 = \frac{Y}{\sqrt{f_1}} .$$

**équation 1.28**

Ainsi, on s'attend à ce que les matériaux denses s'écoulent sous une contrainte hydrostatique infinie et à ce que les matériaux les plus poreux soient susceptibles à l'effet d'une contrainte hydrostatique faible. Par conséquent,  $f_1$  doit être une fonction

décroissante de la densité et doit tendre vers l'infini lorsque la densité des pièces s'approche de la densité apparente des poudres non tassées.

Le même raisonnement s'applique lors de l'analyse de la fonction  $f_2$ . La contrainte nécessaire pour provoquer l'écoulement d'un corps poreux en cission pure s'exprime par l'équation suivante:

$$Y = \sqrt{f_2 J'_2} \quad , \quad \text{équation 1.29}$$

d'où  $\sqrt{J'_2} = \frac{Y}{\sqrt{f_2}} \quad .$

La contrainte de cission nécessaire à l'écoulement,  $J'_2$ , doit croître lorsque la densité du matériau augmente, donc  $f_2$  est aussi une fonction décroissante de la densité qui tend vers l'infini pour une poudre sans cohésion. Il faut noter que ce dernier raisonnement est applicable pour les corps poreux ou les poudres frittées qui ont une cohésion minimale. En effet, dans certain cas, les cissions pures conduisent à la rupture du matériau plutôt qu'à une déformation plastique (on en discutera plus en détails à la sous-section 1.2.2). Pour être physiquement acceptable, les fonctions  $f_1$  et  $f_2$  doivent avoir l'allure de celles présentées à la figure 1.12, p.53.

Khun et Downey qui présentèrent en 1971 la première fonction d'écoulement applicable aux matériaux poreux eurent la vigilance de choisir des expressions de  $f_1$  et  $f_2$  en fonction des conditions limites citées plus haut. Ils déterminèrent  $f_1$  de façon tout à fait hypothétique, en faisant intervenir la densité à travers un coefficient de Poisson



modifié pour les corps poreux. Pour une poudre de fer frittée, ils produisirent expérimentalement une courbe donnant la déformation axiale en fonction de la déformation radiale à différentes densités en pressage uniaxial. Ainsi, ils proposèrent une expression mathématique donnant l'évolution du coefficient de Poisson en fonction de la densité à partir d'un lissage graphique de la courbe, soit :

$$v = 0,5 \left( \frac{\rho}{\rho_{th}} \right)^{1,92}, \quad \text{équation 1.30}$$

où  $\rho$  est la densité absolue du corps poreux et  $\rho_{th}$  la densité théorique de la matrice. Bien que globalement, leur équation soit représentative des résultats expérimentaux pour des pressages uniaxiaux entre 130 et 550 kPa, il est important de noter que l'allure des fonctions  $f_1$  et  $f_2$  telles que proposées par ces chercheurs n'a pas de sens physique.

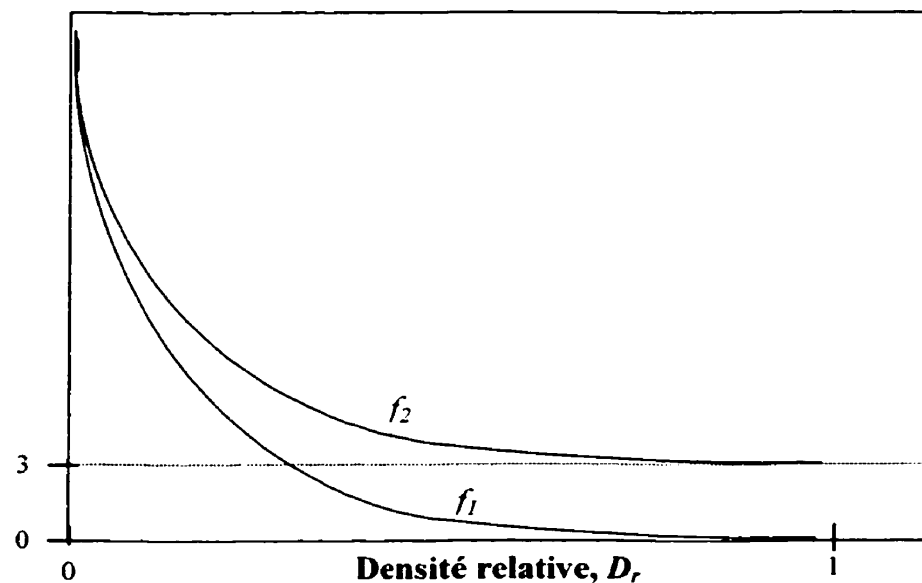


Figure 1.12 Allure générale que devraient avoir les fonctions  $f_1$  et  $f_2$

D'abord la fonction  $f_2$  est une fonction croissante de la densité et la fonction  $f_1$  tend vers un tiers lorsque la densité est nulle (voir figure 1.13, à la page suivante). On pourrait tenter de justifier l'utilisation de telles fonctions à partir de l'expression détaillée de la contrainte d'écoulement du corps poreux,  $Y$ , qui, selon la définition des auteurs, inclut un durcissement associé à la densification. Toutefois, Kuhn et Downey (1971) ne proposent aucune expression mathématique pour  $Y$ , se contentant de l'obtenir à partir d'un graphique sur lequel figure une cinquantaine de résultats expérimentaux. De plus, Corapcioglu et Uz (1978) notèrent que l'équation présentée par Kuhn et Downey (1971) permet d'obtenir des contraintes d'écoulement plus élevées pour les matériaux poreux que pour les matériaux denses ; cela enlève tout sens physique. Enfin, de façon pratique, il faut convenir que la fonction proposée par Kuhn et Downey (1971) est très spécifique puisque que deux séries d'analyse expérimentale sont nécessaires pour ajuster l'équation à une poudre. On peut aussi douter de son applicabilité aux cas de pressage complexes où l'état de contrainte s'éloigne de la sollicitation uniaxiale. La même critique s'applique aux travaux de Corapcioglu et Uz (1978) qui utilisent une constante comme expression de  $f_2$  et qui déterminent  $f_1$  de façon expérimentale à partir des résultats de Antes (1971) sur les poudres de fer frittées. Il n'est pas surprenant qu'un certain accord existe entre les résultats de Antes (1971) et l'équation de Corapcioglu et Uz (1978) puisque celle-ci est basée sur des lissages graphiques des résultats obtenus par le premier auteur.

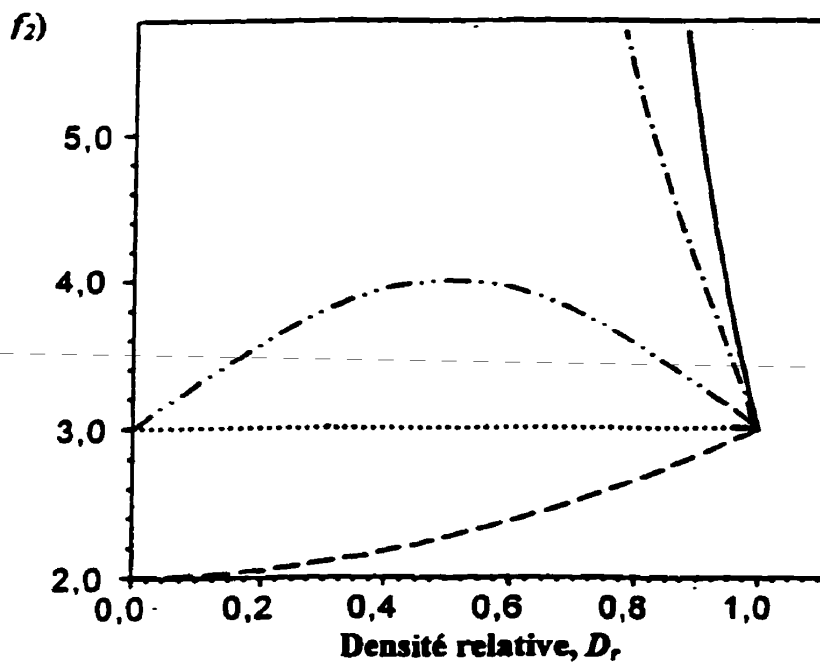
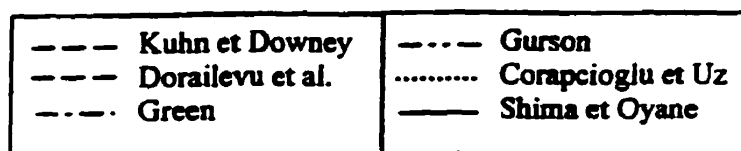
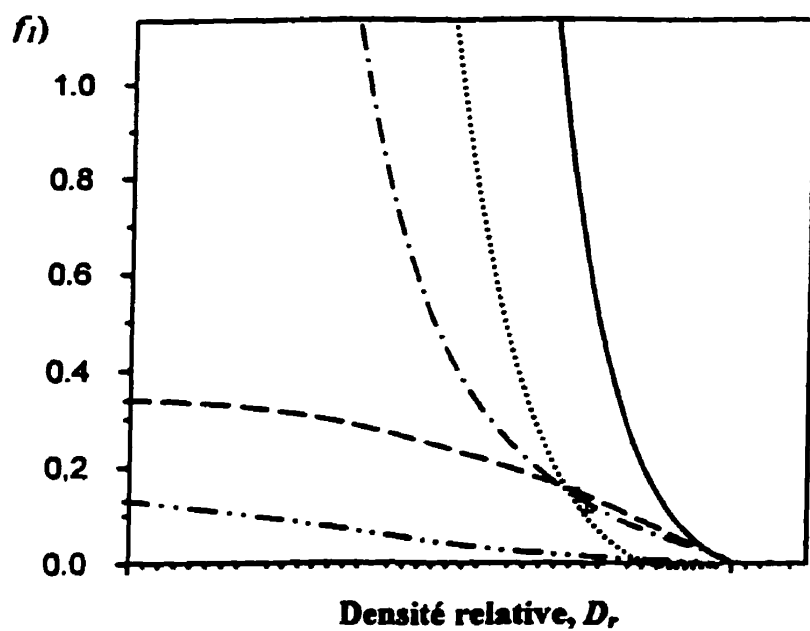


Figure 1.13 Allure des fonctions proposées par différents auteurs

Les expressions de  $f_1$  et  $f_2$  telles que proposées par Gurson en 1977 ne sont pas plus acceptables d'un point de vue physique. On observe que les deux fonctions n'ont pas d'asymptotes verticales pour une densité inférieure à la densité apparente bien que les conditions limites à densité relative unitaire soient respectées (voir figure 1.13, p.55). Le maximum absolu de la fonction  $f_2$  laisse supposer que les matériaux poreux les plus résistantes en cisaillement ont une densité relative de l'ordre de 0,5 ; ceci n'a aucun sens physique. Pour déterminer ces fonctions, l'auteur utilise un raisonnement tout à fait similaire à celui de Green (1972), qu'il tache de généraliser à différentes formes de porosités. Gurson comme Green obtiennent des fonctions qui ont un faible fondement physique. Cette faiblesse est fortement marquée par la simple analyse graphique des fonctions  $f_1$  et  $f_2$ .

En 1984, Dorailevu et al. présentèrent une seconde fois l'équation de Khun et Downey (1971) en lui apportant des bases un peu plus théoriques. Ils expliquent que les expressions de  $f_1$  et  $f_2$ , proposées par Khun et Downey (1971), sont basées sur le théorème de l'énergie critique minimale nécessaire à la déformation plastique. Ce théorème veut qu'une énergie élastique critique soit emmagasinée avant le début de la déformation plastique, cette énergie étant constante durant l'écoulement et indépendante de l'état de contrainte. Ils complètent leur théorie en proposant une fonction tout à fait hypothétique donnant la contrainte d'écoulement du matériau poreux en fonction de la densité :

$$Y = \sqrt{\frac{(D_r^2 - D_{rc}^2)}{(1 - D_{rc}^2)}} Y_o, \quad \text{équation 1.31}$$

$D_{rc}$  étant la densité relative critique à laquelle la poudre perd sa cohésion. Les auteurs suggèrent d'utiliser la densité tassée comme valeur de  $D_{rc}$  soit environ 0,5 pour la poudre de fer X7091. L'équation 1.31 qui fut aussi utilisée par Tseng et Wu (1996) n'inclut aucun paramètre de durcissement par consolidation du métal de base. Pour des densités inférieures à la densité tassée, cette expression de  $f_3$  a le désavantage d'être un nombre complexe. Peut-être que la valeur de densité critique fut mal déterminée ou encore que l'expression donnant l'évolution du coefficient de Poisson en fonction de la densité qui ne soit pas appropriée. L'auteur ne semble pas s'être posé la question n'ayant pas pris la peine d'analyser en détail la fonction hors des limites de ses résultats expérimentaux. En 1988, Brown et Weber intègrent l'équation de Dorailevu (1984) au logiciel d'éléments finis Abaqus pour modéliser le pressage uniaxial d'une poudre de fer. Bien que les résultats théoriques soient du même ordre de grandeur que ceux de l'analyse expérimentale, une quinzaine d'essais sont nécessaires à la paramétrisation des équations de comportement ce qui rend le logiciel peu pratique.

En 1995, Park (Park, 1995) propose une amélioration à l'équation de Dorailevu. Il ajoute deux paramètres de durcissement à l'expression de  $Y_o$  qui doivent être déterminés expérimentalement à l'aide d'essais de compression. Ainsi, l'auteur remplace l'équation 1.31 par l'équation suivante :

$$Y = \sqrt{\frac{(D_r^2 - D_\pi^2)}{(1 - D_\pi^2)}} (m \dot{\varepsilon}_o^n), \quad \text{équation 1.32}$$

où  $\dot{\varepsilon}_o$  est la déformation généralisée subie par la matrice et  $m$  et  $n$  sont des coefficients de consolidation. Il est toutefois étrange que l'auteur utilise des coefficients de consolidation différents pour les déformations généralisées inférieures et supérieures à 0,3. Ces paramètres qui ont été déterminés de façon expérimentale manquent de sens physique tout en alourdissant l'expression de la fonction d'écoulement. L'usage des coefficients de consolidation répertoriés dans les livres de référence aurait été beaucoup plus pratique.

Il faut noter que, jusqu'à présent, seule la fonction d'écoulement proposée par Shima et Oyane (1976) respecte les conditions limites tout en étant cohérente avec l'allure des fonctions proposée à la figure 1.12. Toutefois, pour déterminer les expressions de  $f_1$  et  $f_2$ , Shima et Oyane (1976) proposent d'effectuer des essais de traction et de compression sur des comprimés frittés de différentes densités. En fait, l'évolution de la contrainte d'écoulement en fonction de la densité,  $Y(D_r)$ , est déterminée en supposant une loi de puissance que l'on ajuste aux résultats expérimentaux. Un lissage par la méthode des moindres carrés permet de déterminer les autres paramètres. Enfin, bien que l'équation de Shima et Oyane (1976) soit mathématiquement la plus satisfaisante, les auteurs n'offrent aucune explication physique pour appuyer le choix des fonctions  $f_1$  et  $f_2$ . Les nombreux ajustements expérimentaux nécessaires sont des signes d'une incompréhension des phénomènes microstructuraux. En plus de n'apporter

aucune explication phénoménologique, l'utilisation d'une telle fonction est très limitée puisque l'on ignore l'effet que pourraient avoir la forme des pores, la rigidité du matériau et l'état de contrainte sur le comportement plastique des corps poreux.

#### **1.2.1.4 Symétrie de la surface d'écoulement en tension et en compression**

À la figure 1.14 (page 60), on présente la surface d'écoulement de Shima dans le plan contenant les axes de cission pure et de compression hydrostatique pour différentes densités. On observe que la fonction d'écoulement de Shima se simplifie au critère de Von Mises pour les métaux denses. Les conditions limites sont donc respectées. La symétrie de la courbe de part et d'autre de l'axe de cission indique que les matériaux poreux ont le même comportement en tension qu'en compression. Cela fut en effet vérifié expérimentalement pour une poudre de cuivre frittée à 900 ° C pendant 2 heures (Shima et Oyane 1976). Cette hypothèse est acceptable pour les poudres frittées ayant développé des liens métallurgiques aux contacts entre particules. En d'autres mots, ceci est vrai pour les matériaux poreux ayant les mêmes mécanismes de déformation plastique que les corps denses homogènes. En contre partie, si certaines particules sont séparées par des interfaces, on peut s'attendre à ce que le comportement en tension du matériau diffère de son comportement en compression. Ceci est le cas des poudres non frittées dont on discutera plus loin.

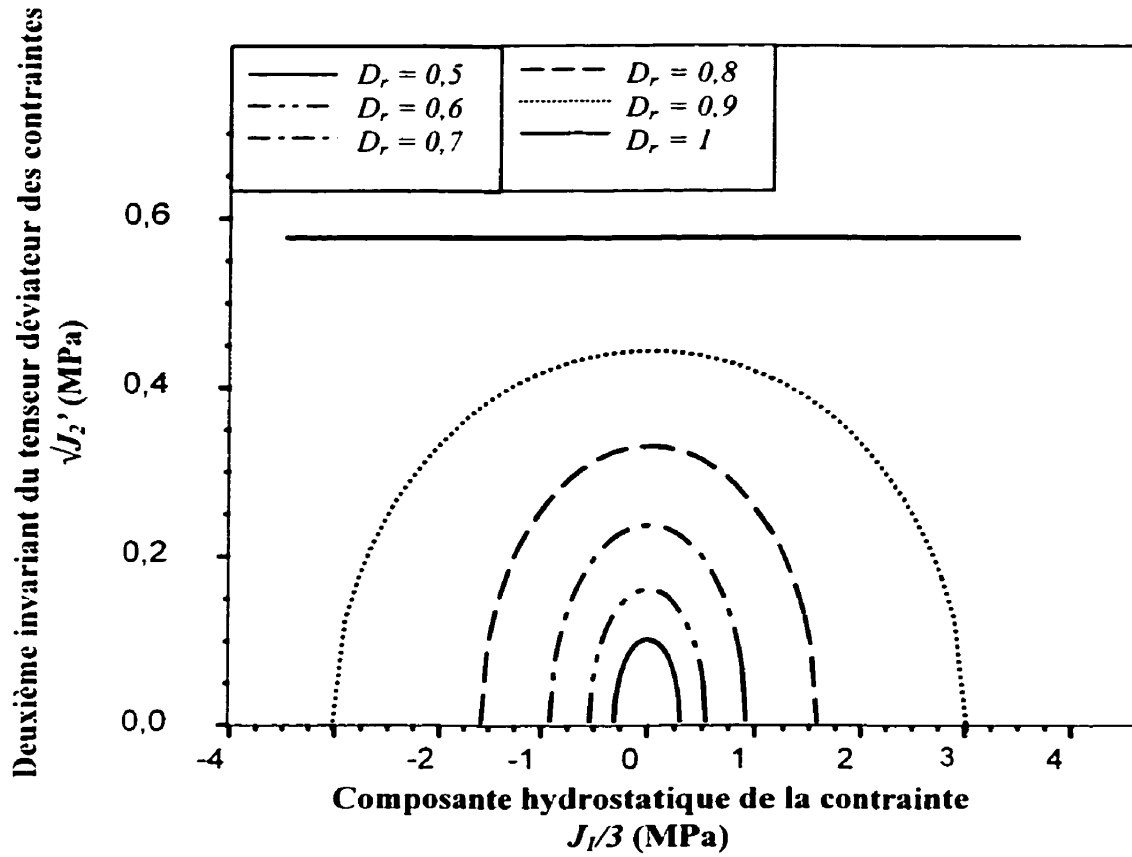


Figure 1.14 Surface d'écoulement telle que proposée par Shima et Oyane en 1976 présentée sous la forme d'isodensités.



**Tableau 1.5 Expression de  $f_1$  et  $f_2$  selon différents auteurs**

Auteurs	Expressions $f_1$	Expressions $f_2$	Conditions limites $D_r = 1$	Commentaires
Kuhn et Downey (1971)	$f_1 = \frac{1-2\nu}{3}$ avec $f_1 = \frac{1-D_r^{1,92}}{3}$ (pour $\nu = 0,5D_r^2$ )	$f_2 = 2 + 2\nu$ $f_2 = 2 + D_r^{1,92}$ avec (pour $\nu = 0,5D_r^2$ )	$f_1 = 0$ $f_2 = 3$ $\sigma_{\varepsilon q} = (3J_2')^{\frac{1}{2}}$	- respect des conditions limites - l'allure des courbes $f_1$ et $f_2$ est inconsistante
Green (1972)	$f_1 = \frac{3(1-(1-D_r)^{\frac{1}{3}})}{4(3-2(1-D_r)^{\frac{1}{3}} \ln(1-D_r))}$	$f_2 = 3$	$f_1 = ind.$ $f_2 = 3$ $\sigma_{\varepsilon q} = ind.$	- les conditions limites ne sont pas respectées
Shima et Oyane (1976)	$f_1 = \frac{[2,49(1-D_r)^m]^2}{9D_r^{2n}}$ avec $f_1 = \frac{6,2(1-D_r)^{1,028}}{9D_r^5}$ (pour $m=0,514$ et $n=2,5$ )	$f_2 = \frac{3}{D_r^{2n}}$ avec $f_2 = \frac{3}{D_r^5}$ (pour $n=2,5$ )	$f_1 = 0$ $f_2 = 3$ $\sigma_{\varepsilon q} = (3J_2')^{\frac{1}{2}}$	- respect des conditions limites et de l'allure générale des courbes
Gurson (1977)	$f_1 = \frac{(1-D_r)^2}{8(D_r^2 - D_r + 1)}$	$f_2 = \frac{3}{(D_r^2 - D_r + 1)}$	$f_1 = 0$ $f_2 = 3$ $\sigma_{\varepsilon q} = (3J_2')^{\frac{1}{2}}$	- respect des conditions limites - l'allure des courbes $f_1$ et $f_2$ est inconsistante.

Tableau 1.5 Expression de  $f_1$  et  $f_2$  selon différents auteurs (suite)

Auteurs	Expressions $f_1$	Expressions $f_2$	Conditions limites $D_r = 1$	Commentaires
Corapcioglu et Uz (1978)	$f_1 = \frac{209(1-D_r)^2 - 0,26(1-D_r)}{D_r^3}$	$f_2 = 3$	$f_1 = 0$ $f_2 = 3$ $\sigma_{eq} = (3J_2')^{\frac{1}{2}}$	- respect des conditions limites - l'allure de la courbe $f_2$ est inconstante
Dorailevu et al. (1984)	$f_1 = \frac{1-2\nu}{3}$ $f_1 = \frac{1-D_r^{1,92}}{3}$ (pour $\nu = 0,5D_r^2$ )	$f_2 = 2 + 2\nu$ $f_2 = 2 + D_r^{1,92}$ avec (pour $\nu = 0,5D_r^2$ )	$f_1 = 0$ $f_2 = 3$ $\sigma_{eq} = (3J_2')^{\frac{1}{2}}$	- respect de la condition limite - l'allure des courbes $f_1$ et $f_2$ est inconstante

## **1.2.2 La théorie des corps poreux pour les poudres non frittées**

Il faut d'abord rappeler que la théorie des corps poreux telle que présentée à la sous section précédente peut être utilisée pour expliquer le comportement mécanique des poudres frittées aussi longtemps qu'une continuité métallurgique existe entre les particules. Or, certains chercheurs s'intéressant à la densification des poudres par pressage, ont tenté de généraliser ces principes aux poudres non frittées. Le problème majeur qui survient en utilisant une loi continue pour caractériser un ensemble de corps discrets est lié à la perte d'information et de sens physique. En effet, en assimilant une poudre à un corps poreux, on ne considère plus le caractère individuel des particules. Par conséquent on ne s'intéresse ni à la géométrie des particules ni à leur taille. Cela implique que l'on néglige la densification par réarrangement des particules et que l'on ne caractérise le comportement du corps qu'à partir d'un paramètre global, la densité relative. Dans cette section, on verra comment certains auteurs tentent de modifier les équations quadratiques pour les adapter à la densification des poudres non frittées.

### **1.2.2.1 Le critère de densification**

Pour éventuellement modéliser le pressage, il est d'intérêt d'obtenir une équation qui permet de prédire l'évolution la densité de la poudre en fonction de la pression appliquée pour une vaste gamme de poudres et de pressages. Contrairement aux corps

poreux pour lesquels l'écoulement plastique est le seul moyen de densification, les poudres peuvent se densifier par mouvement et rupture des particules. Pour cette considération on associera le terme critère de densification aux poudres non frittées et le terme critère d'écoulement aux corps denses, aux corps poreux et aux poudres frittées.

#### **1.2.2.2 Cohésion et symétrie de la fonction**

De façon mécanique, on conçoit qu'une poudre non frittée de densité inférieure à sa densité tassée n'ait pas de résistance en tension. En fait, aussitôt sollicitées en tension, les particules s'écartent et il y a rupture de l'amas de granules. On s'attend donc à ce que les fonctions d'écoulement des poudres de densité inférieure à leur densité apparente s'arrêtent à l'origine et soient entièrement comprises dans le deuxième et le troisième quadrant. Il est donc physiquement impossible qu'une fonction d'écoulement quadratique, symétrique en tension et en compression, soit représentative du comportement plastique des poudres non frittées. On dira que les poudres non frittées ont une cohésion limitée par la résistance de leurs interfaces interparticulaires.

Brown et Abou-Chedid (1993, 1994) ont observé ce phénomène à partir de résultats de pressages triaxiaux effectués sur des poudres de fer et de cuivre. Pour généraliser l'équation 1.26 aux poudres non frittées ils proposèrent de décentrer l'ellipse en ajoutant un terme de cohésion,  $c$  soit :

$$f_1(J_1 - c)^2 + f_2 J_2 = Y_o^2. \quad \text{équation 1.33}$$

Pour les matériaux sans cohésion,  $c$  prend la valeur  $Y_o/\sqrt{f_1}$  de façon à ce que l'ellipse soit entièrement décentrée dans le quadrant de compression hydrostatique. À mesure que le système acquiert de la cohésion,  $c$  évolue de façon à ce que la surface pénètre dans le quadrant de tension. Toutefois, l'auteur ne propose aucune expression donnant l'évolution de la cohésion en fonction de la densité ne permettant pas d'étudier en détail l'allure de la fonction.

En 1996, Tseng et Wu continuent dans la même ligne d'idées en proposant des expressions pour  $f_1$ ,  $f_2$  et  $c$ . À partir d'équations empiriques proposées ultérieurement par Dorailevu et al. (1984), Heckel (1985) et Hwang et Kobayashi (1990) donnant respectivement, la contrainte d'écoulement, la pression isostatique et la résistance à vert en fonction de la densité, les auteurs élaborent, par un simple raisonnement mathématique, les équations suivantes :

$$f_1 = \left[ \frac{2Y_o(pY + tY - pt)}{p(pY + 2tY - pt)} \right]^2, \quad \text{équation 1.34}$$

$$f_2 = \frac{3}{4} \left( \frac{t}{Y} + 3 \right), \quad \text{équation 1.35}$$

$$c = Y \left[ 1 + \sqrt{\frac{1}{f_1} \left( \frac{(1 - D_o^2)^2}{(D_r^2 - D_o^2)^2} - \frac{f_1}{f_2} \right)} \right], \quad \text{équation 1.36}$$

où  $Y$  est donné par l'équation 1.32,  $p$  par l'équation empirique de Heckel et  $t$  par l'équation empirique de Hwang et Kobayashi soit :

$$\ln\left(\frac{1}{1-D_r}\right) = Fp + G , \quad \text{équation 1.37}$$

$$t = HD_r^L \ln\frac{1}{(1+D_o - D_r)} , \quad \text{équation 1.38}$$

où  $F$ ,  $G$ ,  $H$  et  $L$  sont des constantes qui doivent être déterminées expérimentalement pour chaque poudre. L'allure de la fonction de densification ainsi définie est présentée à la figure 1.15 pour une poudre de cuivre. L'analyse graphique de la fonction permet de noter que le centre de l'ellipse subit une translation vers le quadrant de compression à mesure que la densité augmente ; en d'autres termes,  $c$  est une fonction croissante de la densité. Cela manque de sens physique puisque, selon la définition des auteurs, le paramètre de cohésion est nul pour les corps poreux qui sont caractérisés par une ellipse centrée à l'origine.

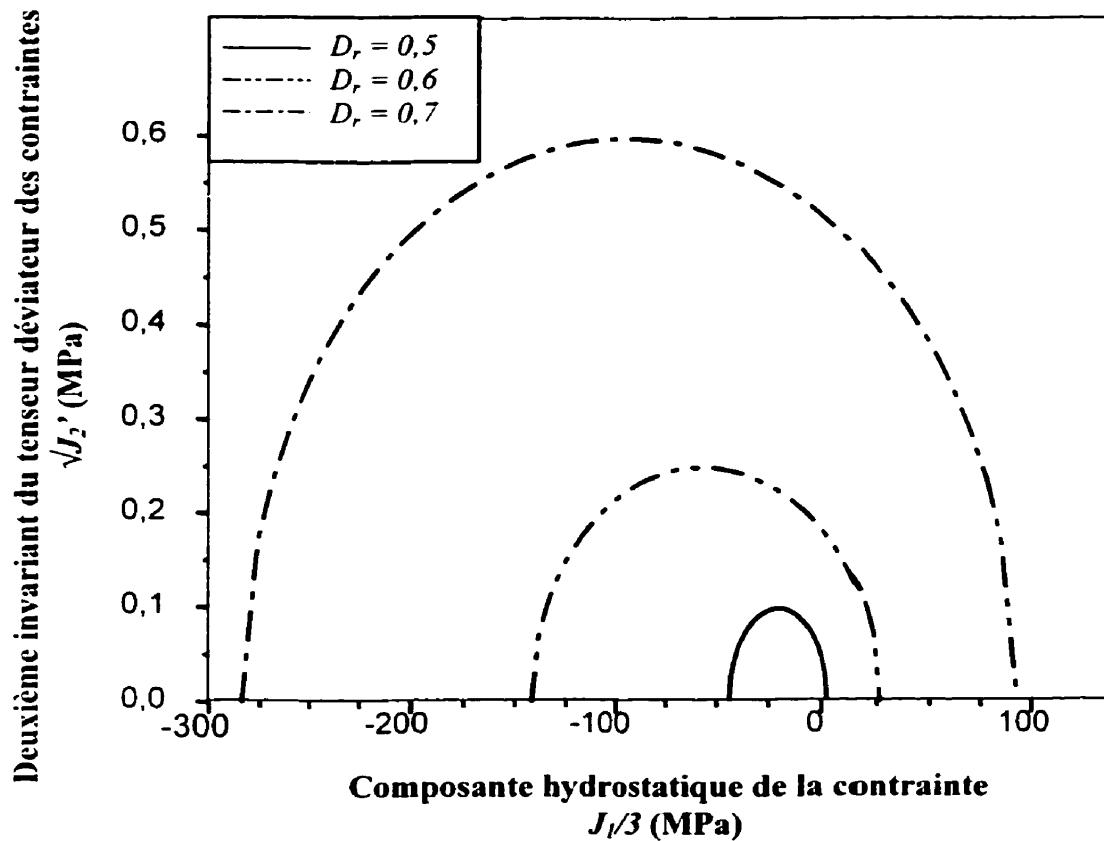


Figure 1.15 Allure de la fonction quadratique de Tseng et Wu (1996) pour une poudre de cuivre ayant des particules de forme sphérique.

### 1.2.2.3 État des contraintes sur la densification

Il a été observé que pour certains types de sollicitation il est impossible de densifier les poudres, malgré l'application d'une compression hydrostatique (Shima et Oyane, 1976). Compte tenu de la cohésion limitée des poudres, un cisaillement peut en effet briser l'intégrité du corps en faisant glisser les particules les unes sur les autres telles celles d'un sol qui s'éboule. Toutefois, l'ajout d'une compression hydrostatique

qui contribue à augmenter les forces de frottement entre les particules limite cet effet. Dans cet ordre d'idée, pour de faible pression hydrostatique, le cisaillement nécessaire à l'écoulement de la poudre devrait croître en fonction de la contrainte de compression appliquée et ce surtout pour les poudres ayant une faible cohésion.

En 1976, Shima et Oyane notent qu'une pression hydrostatique minimale est nécessaire pour densifier une poudre de cuivre. En d'autres mots, qu'il existe un *rapport critique* de la contrainte hydrostatique sur la composante de cisaillement au-dessous duquel il ne peut y avoir densification. À partir de ces conclusions, Corapcioglu et Uz (1978) proposèrent d'ajouter une condition limite à leur équation quadratique dans le but de mieux traduire les résultats expérimentaux de Shima et Oyane. Cette équation dont le sens physique et la provenance ne furent pas expliqués est présentée ci-dessous :

$$\sqrt{3J_2} = Y - Y \exp\left(-C \frac{J_1}{Y}\right), \quad \text{équation 1.39}$$

où  $C$  est une fonction de la densité et du type de poudre qui doit être définie expérimentalement. Bien que l'idée de Corapcioglu et Uz (1978) soit celle qui prime actuellement dans la littérature, elle n'attira pas l'attention à l'époque. En fait, les auteurs eux-mêmes manquèrent l'essentiel de son sens physique en tentant de l'appliquer aux poudres frittées. Il faut noter que la nouvelle fonction de densification décrite par la combinaison des équations 1.26 et 1.39 est entièrement comprise dans les quadrants de compression hydrostatique traduisant la cohésion limitée des poudres non



frittées (voir figure 1.17, p.78). Les résultats expérimentaux de Brown et Abou-Chedid (1993, 1994) permettent de conclure que les fonctions quadratiques ne sont pas adaptées aux poudres non frittées et que celle proposée par Corapcioglu et Uz l'est beaucoup plus. Les auteurs croient que le passage entre la partie croissante et décroissante de la contrainte hydrostatique est associé à des mécanismes de densification différents. L'inconvénient associé à l'utilisation d'une telle combinaison d'équations est d'abord la quantité de paramètres qu'il faut déterminer expérimentalement pour chaque poudre. De plus, l'intersection entre les deux courbes crée une discontinuité qui rend la dérivée première de la fonction indéterminée. Or, comme on a l'habitude d'utiliser le critère de normalité pour déterminer l'orientation du vecteur vitesse de déformation, cela cause des problèmes mathématiques non négligeables.

Tseng et Wu (1996) réalisent rapidement que l'équation quadratique proposée en 1995 est en désaccord avec les résultats expérimentaux pour les états de contrainte qui s'éloignent de la triaxialité. Par souci de généralité, ils proposent aussi de combiner une seconde équation à l'équation 1.33. En s'inspirant de la mécanique des sols, ils utilisent le critère de Mohr Coulomb dont on discutera plus en détail à la section suivante. Pour éviter que la fonction soit discontinue, ils optent pour une combinaison linéaire de la fonction de densification et du critère de rupture.

#### **1.2.2.4 Influence des caractéristiques de la poudre**

Dès 1986, Shima et Miramura ont la conviction que les caractéristiques de la poudre telles la forme et la taille des particules ont une influence sur l'allure de la fonction de densification. Les travaux de Brown et Abou-Chedid parus en 1993 et 1994 confirment cette hypothèse par une simple comparaison entre le comportement d'une poudre de cuivre atomisée et celui d'une poudre de fer réduite. Ceux-ci observent que le rapport critique entre la contrainte hydrostatique et la cission qui limite la densification est fonction du type de poudre. Ce rapport étant plus petit pour le fer de forme irrégulière et plus élevé pour le cuivre de forme sphérique. Les auteurs expliquent cette différence par la morphologie des particules ; une poudre irrégulière créerait de l'ancrage mécanique ce qui augmenterait la cohésion de l'agrégat. On verra à la prochaine section que les différents paramètres qui caractérisent l'état critique d'un agglomérat de particules sont beaucoup mieux définis par la mécanique des sols.

### **1.3 La mécanique des sols**

Les concepts de la mécanique des sols sont des fondements intéressants pour l'étude du comportement mécanique des systèmes granulaires tels les poudres. Initialement, la mécanique des sols s'est attardée à l'étude du comportement mécanique

des systèmes granulaires à faible cohésion composés de particules fragiles tels les sables, les glaises et les poudres céramiques. Par l'approche de la mécanique des sols, on ne traite pas individuellement le comportement des particules du système mais, on admet leur identité à travers une fonction d'écoulement faisant intervenir des paramètres caractéristiques du système granulaire tels la cohésion et l'angle de friction interne. Dans cette section, les concepts de base de la mécanique des sols et leur évolution au cours des années sont d'abord présentés. Ensuite, on examine les avantages et les limites de l'applicabilité de la mécanique des sols aux poudres métalliques non frittées.

### **1.3.1 Concepts de base de la mécanique des sols**

L'écoulement des systèmes granulaires à faible cohésion est assez complexe car celui-ci varie considérablement d'un état de contrainte à l'autre. Par exemple, sous l'effet d'une cisssion, le matériau peut se dilater (briser) ou se comprimer dépendant de l'intensité de la pression hydrostatique appliquée simultanément à la cisssion. Ces deux comportements, souvent traités individuellement, sont étudiés en détails dans les prochains paragraphes.

### 1.3.1.1 La rupture par cisaillement localisée

Lorsque des contraintes de cission importantes sont appliquées sur un système granulaire de faible cohésion, les particules bougent les unes par rapport aux autres et produisent un cisaillement permanent. Ce mouvement des particules induit une composante de force perpendiculaire à la direction de la cission qui tend à repousser les particules les unes des autres (Onoda et Janney, 1981). Par conséquent, les contraintes de cission induisent des forces d'expansion qui tendent à dilater le système granulaire perpendiculairement à ces forces.

La dilatation qui caractérise la rupture par cisaillement localisé, intéressa d'abord les ingénieurs civils. En fait, ce comportement explique entre autres les phénomènes d'instabilité des pentes et de capacité soutenance des fondations. Le critère de Coulomb, à la base de la mécanique des sols, est largement utilisé dans la littérature pour prédire la rupture des systèmes granulaires. Selon cette théorie, la résistance au cisaillement d'un système granulaire dépend de la cohésion du système et est une fonction linéaire de la contrainte normale appliquée simultanément à la cission. Il y a rupture lorsque la cission,  $\tau$ , sur un plan atteint la résistance au cisaillement du système,  $\tau^*$ , donnée par :

$$\tau^* = c_c + \sigma \tan \phi , \quad \text{équation 1.40}$$

où  $c_c$  est la cohésion du système (ou sa résistance au cisaillement en l'absence d'une contrainte normale),  $\sigma$  est la contrainte normale appliquée et  $\phi$  est l'angle de friction

interne du système. Ce critère peut être interprété graphiquement à l'aide d'un diagramme de Mohr tel que schématisé à la figure 1.16. L'écoulement initial a lieu lorsque le cercle de Mohr associé à l'état de contrainte imposé entre en contact avec la droite définie par l'équation 1.40. L'angle de friction interne et la cohésion définissent respectivement l'ordonnée à l'origine et l'angle d'inclinaison de la droite d'équation 1.40 et sont des paramètres caractéristiques du système granulaire. Il est à noter que pour les systèmes granulaires sans cohésion ( $c_c = 0$ ), le matériau n'a pas de résistance en tension. De la même façon, pour les systèmes où la friction est infinie, c'est à dire les systèmes continus où  $\phi = 0$ , l'équation se simplifie au critère de Tresca si  $c_c = Y_o/\sqrt{3}$ .

En 1952, Drucker et al. généralisent le critère de Coulomb par la fonction d'écoulement suivante :

$$\Phi_{dil} = \alpha I_1 + \sqrt{J_2} - k = 0, \quad \text{équation 1.41}$$

où  $\Phi_{dil}$  est une expression du critère de dilatation et  $\alpha$  et  $k$  sont des constantes du système granulaire. L'équation 1.41 se réduit au critère de Mohr-Coulomb en déformation plane lorsque

$$\alpha = \frac{3 \tan(\phi)}{\sqrt{9 + 12 \tan^2 \phi}} \quad \text{et} \quad k = \frac{3c_c}{\sqrt{9 + 12 \tan^2 \phi}}. \quad \text{équation 1.42}$$

Selon les équations 1.41 et 1.42, seuls les systèmes ayant un angle de friction interne non nul s'écoulent sous l'influence d'une contrainte hydrostatique. Or, les corps poreux

qui sont caractérisés par un  $\alpha = 0$ , mais  $c_c < Y_0$  sont compressibles. Cette constatation souligne une des limites du critère de Mohr-Coulomb, celle de n'être applicable qu'aux matériaux fragiles pour lesquels le seul mécanisme de consolidation est le réarrangement des particules.

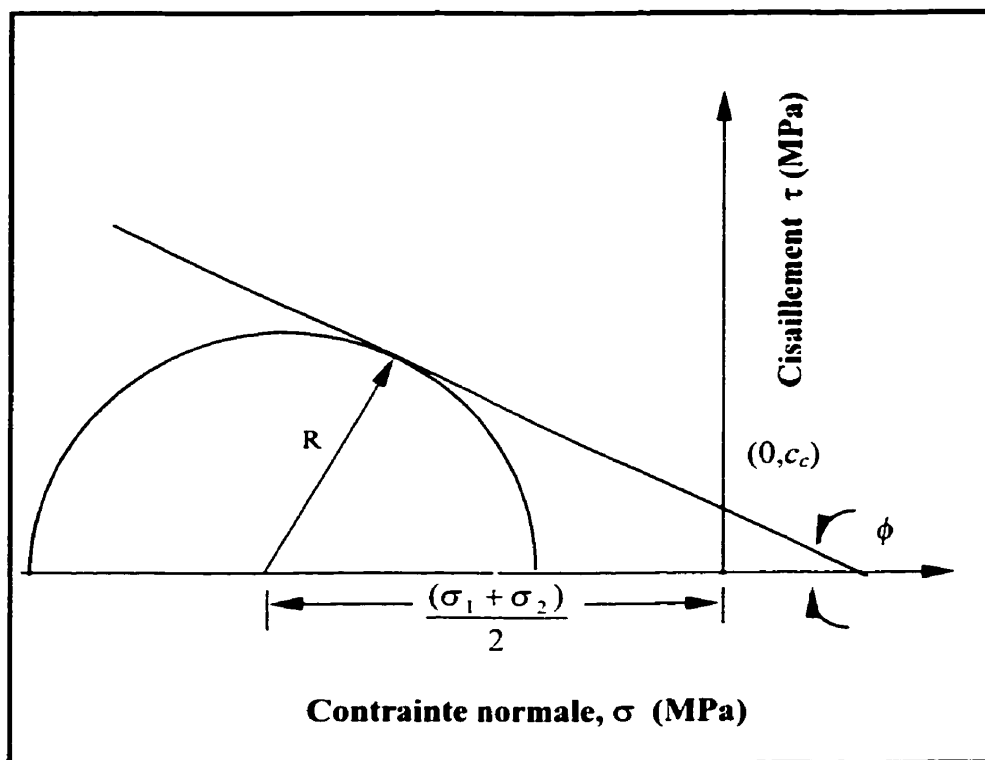


Figure 1.16 Représentation graphique du critère de Mohr-Coulomb

En comparant plusieurs résultats expérimentaux au comportement prévu par l'équation théorique 1.41, les scientifiques se sont rapidement aperçus qu'un écart non négligeable existe entre le critère d'écoulement de Mohr-Coulomb et l'écoulement réel des sols. En fait, plusieurs auteurs notèrent que l'angle de friction interne n'est pas une constante, mais varie plutôt en fonction de l'état de sollicitation. Afin d'adapter le modèle au cas réel, DiMaggio et al. (1971) proposèrent de modifier le critère de Mohr-Coulomb en une fonction exponentielle de la contrainte hydrostatique soit:

$$\Phi_{dit} = \sqrt{J_2} - [V - C \exp(WJ_1)] = 0, \quad \text{équation 1.43}$$

où  $V$ ,  $W$  et  $C$  sont des constantes caractéristiques du système granulaire. Cette équation empirique manque cependant de sens physique et les constantes  $V$ ,  $W$  et  $C$  doivent être déterminées expérimentalement. Des équations semblables furent utilisées par l'équipe de Sandler et al. en 1976 et par Corapcioglu et Uz en 1978.

Lorsque l'on applique la plasticité incrémentale (un des principes voulant que le vecteur vitesse de déformation soit colinéaire à la dérivée première de la fonction d'écoulement) à l'écoulement prévu par le critère de Mohr-Coulomb modifié, on trouve que tout écoulement permanent doit être accompagné d'une augmentation de volume lorsque  $\alpha \neq 0$  (Drucker et al., 1952). Toutefois, comme il est possible de comprimer les poudres céramiques et métalliques, on note que ce critère est limité dans son application. En fait, celui-ci fut conçu pour prédire l'écoulement non restreint des sols, c'est-à-dire celui qui a lieu sous faible pression hydrostatique. Afin d'obtenir un critère

d'écoulement applicable à tous les états de contrainte, certains chercheurs proposent d'ajouter un chapeau, "Cap", pour fermer la fonction de Mohr-Coulomb. M est en fait la pente de la droite.

### **1.3.1.2 La densification**

Lorsqu'une contrainte hydrostatique suffisante s'oppose aux forces de dilatation créées par le cisaillement, les systèmes granulaires peuvent se consolider. Selon la mécanique des sols, il y a un état de sollicitation critique qui détermine si le matériau se consolide ou se dilate. Selon Onoda et Janney (1981), la condition pour qu'il y ait consolidation est donnée par le rapport du déviateur de contrainte sur la composante hydrostatique de la contrainte. Si  $\sqrt{J_2}'/J_1$  est plus petit qu'un rapport,  $\alpha$ , le matériau se densifie en suivant un critère d'écoulement semblable à celui de la mécanique des corps poreux. D'un autre côté, si  $\sqrt{J_2}'/J_1$  est plus grand que  $\alpha$ , le matériau se dilate en suivant le critère d'écoulement modifié de Mohr-Coulomb (voir la figure 1.17, p.78).

Le critère d'écoulement de consolidation a souvent l'allure d'une ellipse centrée ou décentrée par rapport à l'origine ( $\sqrt{J_2}' = 0$  et  $J_1 = 0$ ) dépendant des auteurs. On admet généralement que l'ellipse se dilate de façon homothétique à mesure que le système se consolide afin de représenter le durcissement du système granulaire et de façon à ce que la fonction tende vers le critère de Von Mises lorsque la densité tend vers l'unité. Les



fonctions d'écoulement proposées pour la consolidation sont en fait du même type que celles de la théorie des corps poreux et s'expriment donc selon l'équation 1.26. Les paramètres sont dans tous les cas déterminés expérimentalement à l'aide d'essais mécaniques.

Enfin, pour combiner les comportements de dilatation et de consolidation des poudres, la plupart des auteurs proposent simplement d'utiliser une équation de type 1.41 pour les états de contrainte où  $\sqrt{J_2}/J_1$  est plus grand que  $\alpha$  et un critère de consolidation du type 1.26 lorsque  $\sqrt{J_2}/J_1$  est plus petit que  $\alpha$  (DiMaggio et al., 1971 ; Onoda et Janney, 1981 ; Sandler et al., 1976; Watson et Wert, 1993). Graphiquement, la fonction d'écoulement globale a l'allure présentée à la figure 1.17 où la ligne pointillée représente le critère de dilatation et la ligne pleine le critère de consolidation. Or, d'après la plasticité incrémentale, l'orientation du vecteur vitesse de déformation n'est pas unique à l'intersection entre ces deux fonctions. Cela est une faiblesse qui peut gêner significativement les résolutions mathématiques qui seraient basées sur cette fonction.

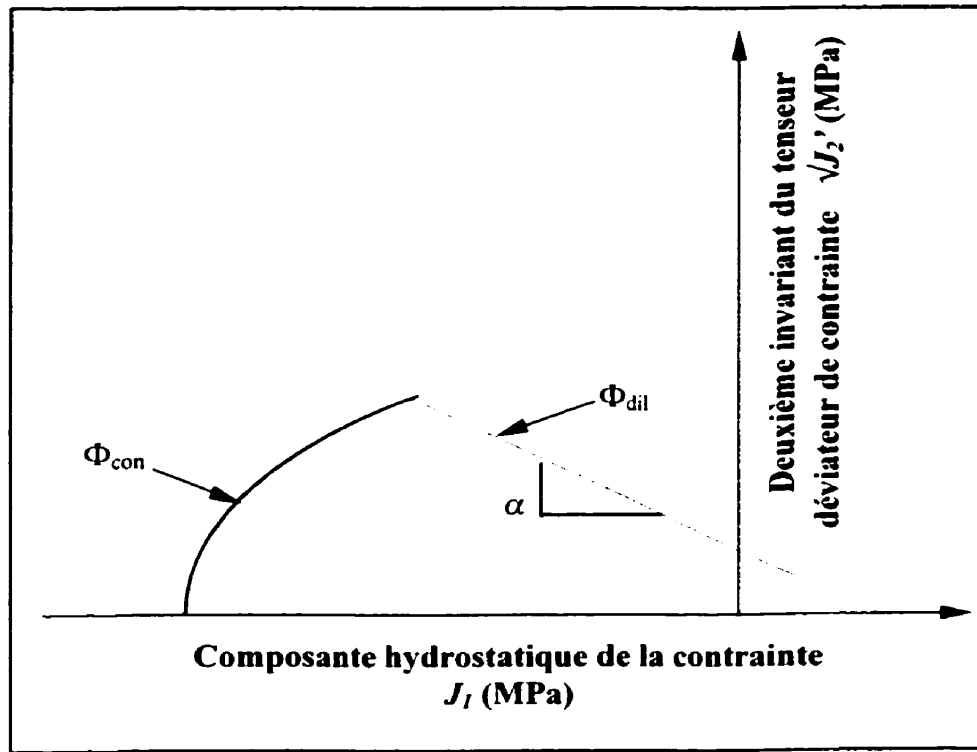


Figure 1.17 Schématisation du critère d'écoulement de type « Cap »

### 1.3.2 Application de la mécanique des sols aux poudres non frittées

Les fonctions d'écoulement de type "Cap" qui combinent un critère de dilatation de type Mohr-Coulomb et un critère de consolidation de forme elliptique sont connues pour relativement bien modéliser le comportement plastique d'une variété de sols (DiMaggio et al., 1971; Watson et Wert, 1993). Puisque les poudres non frittées sont des systèmes granulaires, on doit s'attendre à ce qu'ils aient un comportement semblable à celui des sols, du moins durant les premiers stades de la consolidation lorsque la

cohésion de la poudre est faible. Toutefois, à mesure que la consolidation procède, la surface d'écoulement en compression associée aux poudres métalliques doit à la limite évoluer vers le critère de Von Mises qui caractérise les métaux denses.

Les critères de dilatation proposés par la mécanique des sols ne permettent pas à la fonction de devenir parallèle à l'axe  $J_1$  lorsque la densité relative des poudres approche l'unité tel que l'ont remarqué Watson et Wert (1993) et Drucker-Prager (1952). Cette faiblesse est significative pour les applications de métallurgie des poudres car le domaine d'utilisation se situe entre 64% et 95% de densité relative.

Tseng et Wu (1996) proposent aussi une fonction d'écoulement de type "Cap", composée de deux parties. En comparant l'écoulement plastique de deux poudres différentes, les chercheurs notent que la partie dilatation prend plus ou moins d'importance dépendant du type de poudre. Ils proposent donc d'utiliser une combinaison linéaire pour joindre de façon continue le critère de Mohr-Coulomb et la partie "Cap" du modèle. Selon l'intuition de Tseng, la morphologie des particules de poudre et l'état de contrainte sont les paramètres de choix pour déterminer la contribution de chaque fonction. De façon plus précise, les chercheurs postulent que le travail externe est partagé entre deux mécanismes de densification. Ceux-ci étant le mouvement des particules caractérisé par le critère de Mohr-Coulomb et la déformation plastique des particules modélisée par la partie "Cap". Tseng et Wu proposent finalement une fonction qui prend la forme suivante :

$$\Phi = \xi \Phi_{con} + (1 - \xi) \Phi_{dil} \quad \text{équation 1.44}$$

où  $\Phi_{con}$  est une ellipse décentrée donnée par l'équation 1.26 et  $\Phi_{dil}$  est donnée par l'équation 1.41.  $\xi$  est fonction de la morphologie des particules qualifiée par  $\Pi$  et de l'état de contrainte quantifié  $q$  :

$$\xi = \Pi q + 1 - q. \quad \text{équation 1.45}$$

$\Pi$  est une appréciation qualitative de la morphologie des particules qui prend la valeur 0 pour les particules sphériques et 1 pour les particules très irrégulières. Quant à  $q$ , il est déterminé par une expression qui décroît en fonction de la cohésion de l'agrégat mais qui croît en fonction de l'angle de friction interne. Celle-ci varie aussi entre 0, pour les matériaux denses, et 1, pour les matériaux granulaires à faible cohésion. Selon l'équation 1.44, plus une poudre est sphérique et plus la fonction de dilatation domine. Les idées de Tseng et Wu (1996) sont bonnes et innovatrices. Il n'en reste que le modèle nécessite une paramétrisation laborieuse puisqu'il y a plus de cinq variables fonction de la densité à déterminer pour chaque type de poudre. De plus, comme les particules métalliques sont ductiles, on peut penser que  $\Pi$  varie en fonction de la densité. Enfin, il serait intéressant de vérifier si l'équation de Tseng est représentative de la réalité expérimentale et de quelle façon les autres caractéristiques des poudres l'influencent.

**Tableau 1.6 Synthèse des travaux de la mécanique des sols**

Auteurs	Critère d'écoulement	Limites
Mohr-Coulomb Drucker-Prager (1952)	$\Phi_{dil} = \alpha J_1 + \sqrt{J_2} - k = 0$	<ul style="list-style-type: none"> <li>- matériaux fragiles</li> <li>- critère de dilatation uniquement</li> <li>- écart avec les résultats expérimentaux</li> </ul>
DiMaggio et al. (1971)	$\Phi_{dil} = \sqrt{J_2} - [V - C \exp(WJ_1)] = 0$	<ul style="list-style-type: none"> <li>- empirique</li> <li>- dilatation uniquement</li> </ul>
Sandler et Frank (1976)	<p style="text-align: center;">Cap Model</p> $\Phi_{dil} = \sqrt{J_2} - [V - C \exp(WJ_1)] = 0$ $\Phi_{con} = Y^2 - f_2 J_2 - f_1 (J_1 - c)^2 = 0$	<ul style="list-style-type: none"> <li>- le critère de dilatation est fixe</li> <li>- la fonction n'est pas continue</li> <li>- empirique</li> </ul>
Watson et Wert (1993)	<p style="text-align: center;">Cap Model</p> $\Phi_{dil} = \sqrt{J_2} - F(J_1) = 0$ $\Phi_{con} = Y^2 - f_2 J_2 - f_1 (J_1 - c)^2 = 0$	<ul style="list-style-type: none"> <li>- la fonction n'est pas continue</li> <li>- empirique</li> </ul>
Tseng et Wu (1996)	<p style="text-align: center;">Cap Model modifié</p> $\Phi = \xi \Phi_{con} + (1 - \xi) \Phi_{dil}$ $\Phi_{dil} = \alpha J_1 + \sqrt{J_2} - k = 0$ $\Phi_{con} = Y^2 - f_2 J_2 - f_1 (J_1 - c)^2 = 0$	<ul style="list-style-type: none"> <li>- empirique</li> <li>- complexe</li> </ul>

## 1.4 Synthèse de la revue de la documentation

On retient de cette revue de la documentation qu'il y a trois approches distinctes pour traiter l'écoulement à froid des poudres métalliques. En première partie ont été présentés les travaux axés sur la micromécanique de la densification fortement influencés par le modèle Arzt-Fishmeister. L'approche microscopique a comme caractéristique de traiter individuellement le comportement des particules de poudre à mesure que la consolidation procède. Cela a pour avantage de produire des modèles qui ont un sens physique et qui sont teintés par une compréhension fondamentale de la consolidation. On a entre autres souligné que le nombre de coordination des particules et la surface des contacts augmentent à mesure que la consolidation procède. Toutefois les équations ainsi produites sont généralement laborieuses et reflètent rarement la réalité industrielle. D'une part parce qu'elles font appel à de nombreuses idéalizations telles la sphéricité des particules de poudre et d'autre part par la complexité des équations et le temps de calcul nécessaire à leur résolution.

Par ailleurs, les travaux effectués par les tenants de la mécanique des corps poreux ont plutôt un côté pratique. Le critère d'écoulement proposé est de forme elliptique dans l'espace  $J_1 - \sqrt{J_2}$  et est symétrique en tension et en compression. Ces équations quadratiques font intervenir au moins deux paramètres reliés à la densité qui doivent être déterminés expérimentalement pour chaque poudre. Ce type de fonction

empirique se rapproche plus de la réalité industrielle et modélise bien l'écoulement des poudres frittées. De plus, la symétrie simplifie leur introduction dans les logiciels de simulation et contribue à réduire le temps de calcul nécessaire à leur résolution. Toutefois, lorsqu'il vient temps d'appliquer ces équations au pressage de poudres non frittées, plusieurs inconsistances sont observées. D'abord, il est physiquement inacceptable qu'une poudre non frittée de faible cohésion ait un comportement identique en tension et en compression. De suite, plusieurs résultats expérimentaux suggèrent que les fonctions susceptibles de décrire la densification des poudres non frittées ne doivent pas être quadratiques. On admet finalement que les poudres non frittées ont un comportement différent de celui des poudres frittées de par leur cohésion limitée et l'individualité des particules qui les forment.

Une vision alternative de l'écoulement des poudres origine des recherches effectuées en mécanique des sols. Les fonctions développées pour modéliser l'écoulement des sols diffèrent significativement des celles utilisées pour les corps poreux. Celles-là sont totalement asymétriques en tension et en compression quoique leur symétrie de révolution autour de l'axe hydrostatique soit conservée dans l'espace décrit par les vecteurs de contrainte principale. Dans le quadrant de compression, la fonction à l'allure d'une droite dont l'équation est déterminée par la cohésion et l'angle de friction interne du système granulaire. Ce type de critère, que l'on nomme Mohr-Coulomb, est connu pour être fidèle aux résultats expérimentaux obtenus pour l'écoulement libre des sols. Toutefois, selon la plasticité incrémentale, une telle fonction

à la faiblesse de n'admettre que la dilatation des systèmes. On a eu vite fait d'ajouter une deuxième partie au critère de Mohr-Coulomb pour fermer le cône et ainsi permettre la consolidation. La fonction de consolidation empruntée de la mécanique des corps poreux à l'allure d'une ellipse centrée ou décentrée dépendant des auteurs. Ce nouveau modèle "Cap model" est reconnu pour représenter assez fidèlement le comportement de certaines poudres. Il admet à la fois le caractère granulaire, typique des poudres de faible cohésion, et le caractère cohésif des pièces denses. Cependant, plus de cinq paramètres doivent être déterminés expérimentalement pour adapter le modèle à une poudre. Ces paramètres manquent souvent de sens physique et les facteurs susceptibles de les faire varier sont plus ou moins bien connus. Cela est une faiblesse notable puisque le but de la modélisation est de faciliter la mise au point d'un procédé et d'assurer sa reproductibilité.

Somme toute, le modèle Cap de la mécanique des sols semble l'avenue à suivre pour élaborer une fonction d'écoulement pratique et à laquelle on ajouterait un sens physique. En combinant les approches microscopique et macroscopique il serait intéressant de clarifier la physique caché derrière les nombreux paramètres déterminant cette fonction de façon à la rendre plus simple et plus versatile. On étudiera plus particulièrement la fonction de densification de Tseng puisqu'elle est continue et intègre des caractéristiques de la poudre telle la forme des particules. Enfin, on tentera d'étudier l'influence de la granulométrie et de la dureté des particules sur cette fonction.



## *Chapitre 2*

### **MANIPULATIONS ET MÉTHODE**

Le but de la partie expérimentale du projet est d'obtenir le plus précisément possible l'allure des fonctions de densification caractérisant le comportement mécanique de différentes poudres. Les résultats expérimentaux permettront d'observer l'influence qu'ont la distribution de taille, la forme et la dureté des particules sur la compressibilité des poudres et sur la forme de leur surface de densification dans l'espace défini par la composante hydrostatique des contraintes et son déviateur.

Pour caractériser le comportement mécanique des poudres, il est donc essentiel d'obtenir une quantité suffisante de points expérimentaux dans l'espace  $|J_1| - \sqrt{J_2}$  pour éventuellement esquisser l'allure de la fonction. Selon les hypothèses proposées par plusieurs auteurs, l'invariant  $J_3$  n'affecte pas l'écoulement des poudres. De plus, on assume généralement que l'orientation du cisaillement n'influence pas le comportement des poudres, c'est-à-dire que le matériau est isotrope. Ainsi, la surface d'écoulement a une symétrie de révolution autour de l'axe  $J_1$  lorsque dessinée dans l'espace décrit par les contraintes principales  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$  et  $\sigma_3$ . Pour ces considérations, on s'intéressera plus particulièrement à l'allure graphique de la fonction dans le deuxième quadrant puisque

cette région est représentative du type de consolidation rencontrée dans l'industrie de la métallurgie des poudres.

Le défi expérimental est de presser les poudres selon différents chemins de contrainte et d'enregistrer l'évolution des contraintes principales en fonction de la densité durant le pressage. À cet effet, une matrice de pressage triaxiale a été conçue et instrumentée durant la première année du projet. Les détails de la conception du montage expérimental sont présentés à la section 2.1. De suite, huit poudres ont été pressées selon six états de contrainte ; trois mélanges de poudre de fer de granulométries différentes, trois poudres de cuivre de morphologies différentes et deux poudres d'acier inoxydable de duretés différentes. Ces manipulations sont décrites à la section 2.2 du présent chapitre. Enfin, chacune des poudres a été caractérisée en détail avant d'être pressée. Les résultats de cette caractérisation sont présentés à la section 2.3.

## **2.1 Matrice de pressage et instrumentation**

### **2.1.1 Choix et conception du système de pressage**

Tel que mentionné, la difficulté expérimentale a été de concevoir une matrice de pressage permettant de faire varier l'état de contrainte de façon connue, d'un pressage à l'autre. D'après la littérature, deux types de système ont été conçus à cet effet tel que présenté à la figure 2.1. Le premier combine l'action d'une presse isostatique avec celle d'une presse uniaxe (Doremus et al., 1995) et le deuxième est un système de blocs

glissant les uns sur les autres pour créer des déplacements triaxiaux (Brown et Abou-Chedid, 1993; Brown et Abou-Chedid, 1994; Shima et al., 1996; Shima et Mimura, 1986).

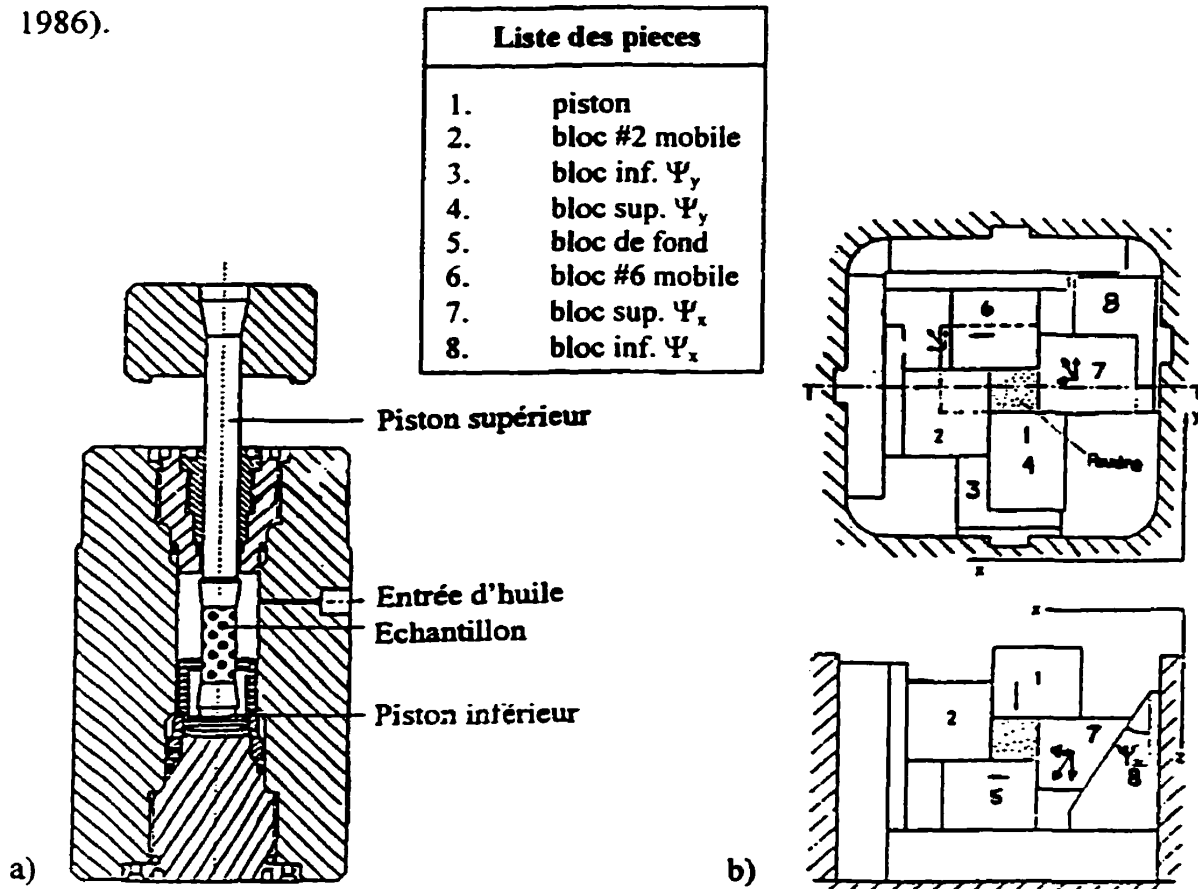


Figure 2.1 Schématisation des systèmes de pressage triaxial a) celui présenté par Doremus et al. en 1995 b) celui présenté par Shima et Mimura en 1986.

À partir du montage de la figure 2.1 a, on peut obtenir une multitude d'états de contrainte en faisant varier le rapport entre la contrainte uniaxiale et la pression du fluide. Toutefois, d'après les concepteurs du système, il est essentiel d'appliquer la pression isostatique avant d'appliquer la contrainte axiale de façon à ce que le comprimé maintienne sa forme cylindrique et qu'il ne s'extrude pas entre les pistons de la presse. Ce type de sollicitation est non proportionnel ce qui complexifie l'analyse des résultats.

En fait, on soupçonne que les poudres développent un comportement mécanique anisotrope en fonction du chemin de déformation qu'on leur impose. Pour éviter que cette anisotropie brouille les résultats, on s'en tiendra à des sollicitations proportionnelles.

Le montage de la figure 2.1 b est quant à lui plus innovateur et à l'avantage de produire une sollicitation proportionnelle en déformation imposées. On caractérise une sollicitation proportionnelle par un rapport constant entre les déplacements des trois directions principales de déformation (Tseng, et Wu, 1996). Dans l'espace défini par le deuxième invariant de la composante de cisaillement du tenseur déformation en fonction du premier invariant de ce même tenseur, les états de contrainte typiques produits par chacun des montages sont schématisés à la figure 2.2 (page suivante). Mis à part cette caractéristique importante, le second montage a aussi l'avantage de ne nécessiter aucune autre force extérieure que celle d'une presse conventionnelle. De plus, les pièces produites par ce système sont rectangulaires ; il est donc possible d'envisager d'effectuer des essais de résistance à vert sur celles-là. Néanmoins, le nombre d'état de contrainte réalisable avec le système de Shima est limité. Pour chaque nouvel état de contrainte, de nouveaux blocs doivent être usinés. En fait, l'état des contraintes est indirectement contrôlé par le chemin des déformations défini par les angles  $\Psi_x$  et  $\Psi_y$  respectivement entre les blocs 3-4 et 7-8 (voir figure 2.1). En faisant

varier les angles  $\Psi_x$  et  $\Psi_y$ , on choisit le rapport des déplacements  $x/z$  et  $y/z$ , par le fait même le chemin des déformations et donc l'état de contrainte (voir équations 2.5 à 2.7).

Pour les présents travaux, un montage inspiré de celui présenté à la figure 2.1 b a été fabriqué. Les dessins qui ont servi à sa conception sont joints à l'annexe A tandis que des dessins simplifiés sont présentés à la figure 2.3. Le fonctionnement du système est assez simple. Le pressage est actionné par le mouvement vertical de la presse sur le piston, bloc 1, qui pousse simultanément sur les blocs 4 et 7. La surface de glissement inclinée entre les blocs 4 et 3 permet ensuite de transformer une partie du mouvement transmis par le piston dans la direction  $x$ . Les blocs 5 et 6, en contact avec le bloc 4, sont entraînés par ce déplacement et se mettent aussi en mouvement selon  $x$ . De la même façon, la surface de glissement inclinée entre les blocs 7 et 8 permet d'ajouter une composante de déplacement  $y$  aux blocs 4, 5 et 7. La poudre, insérée au creux de la cavité prismatique, est ainsi comprimée selon les trois axes. Les blocs 3, 8 et 2 sont immobiles durant le pressage mais interchangeables pour créer différents états de déformation. Les ressorts assurent une certaine rigidité au montage pour éviter que la poudre ne s'infilte entre les composantes. Enfin, deux vis d'ajustement permettent de contrôler les dimensions initiales de la cavité.

Le montage a été conçu à l'aide du logiciel de dessin *Catia*. La première étape de la conception a été de choisir les dimensions des composantes et de régler les

problèmes d'interférence entre les blocs. Les dimensions du système ont été déterminées de façon à créer des comprimés prismatiques de dimensions fixes soient : 31,8 mm x 12,8 mm x 12,8 mm. À l'aide de la macro-commande *Kinematic* de *Catia*, on a simulé les mouvements tridimensionnels des pièces et ainsi vérifié le bon fonctionnement du système. Ensuite, une analyse par éléments finis d'un cas simple de pressage a permis d'estimer l'intensité des contraintes qui se développent dans les blocs. À l'aide de ces résultats, quelques modifications ont été apportées au montage de façon à éviter que les blocs ne s'endommagent lors du pressage. Les pièces ont été usinées à partir d'un acier 4340 et ont ensuite subi un traitement thermique dans le but de leur procurer une dureté de 50 HRC.

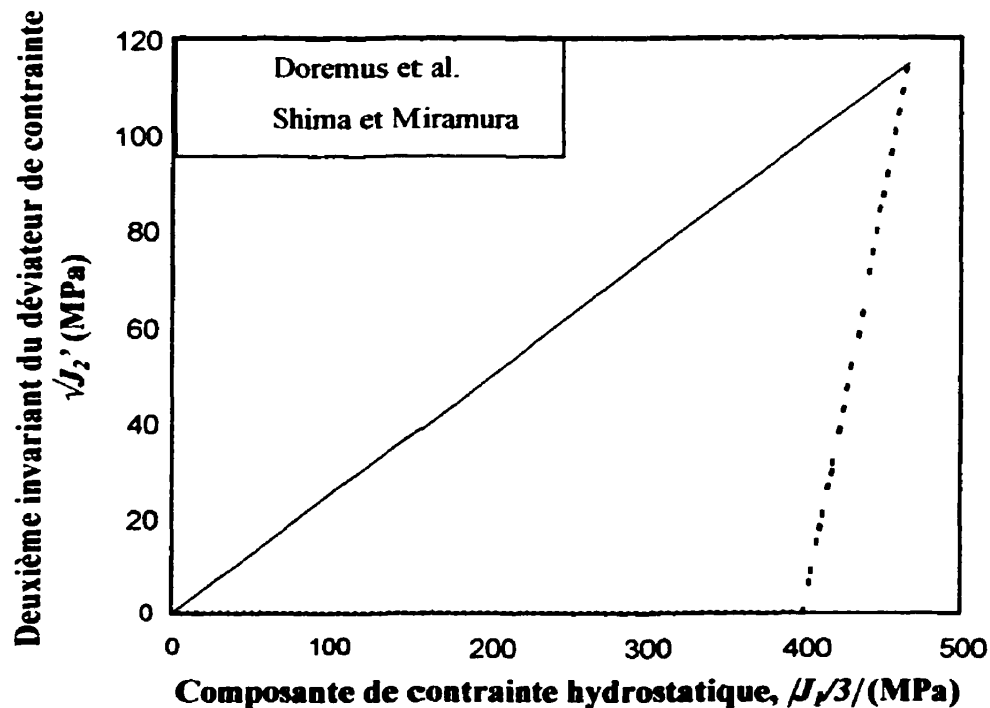


Figure 2.2 Schématisation des états de contrainte produits par les montages de Doremus et al. et de Shima et Miramura.

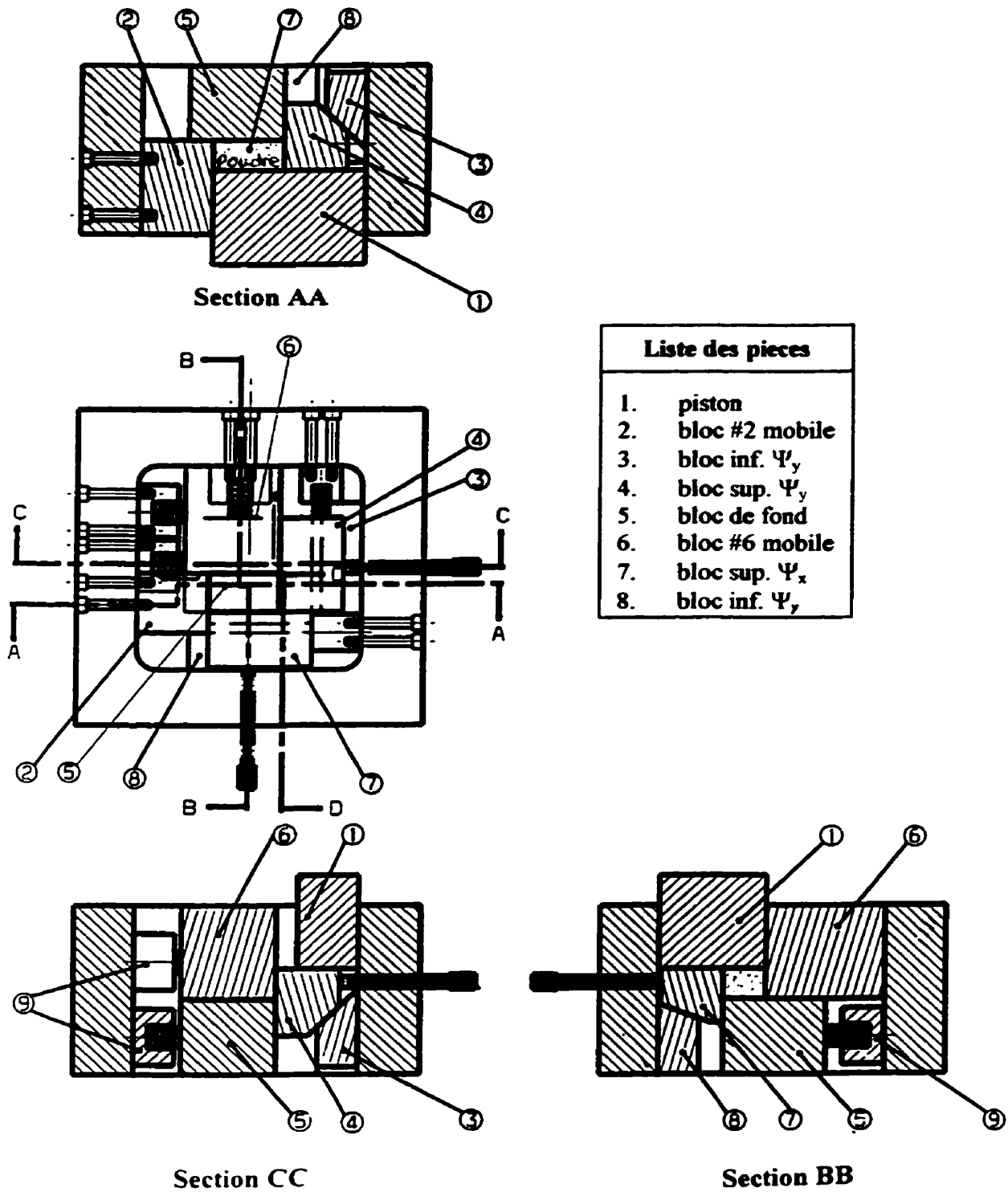


Figure 2.3 Schématisation de la matrice de pressage triaxiale conçue pour les présents travaux.

### 2.1.2 État des déformations, état des contraintes et suivi de la densité

L'état des déformations est contrôlé par l'angle  $\Psi_x$  entre les blocs 3 et 4 et l'angle  $\Psi_y$  situé entre les blocs 7 et 8 ainsi que par les dimensions initiales du comprimé. En fait, on peut exprimer le déplacement,  $u_i$ , de chacun des blocs mobiles, en fonction du déplacement vertical du piston,  $u_1$ , à l'aide des équations suivantes :

$$\bar{u}_4 = (|\bar{u}_1|/\tan(\Psi_x))\bar{x} + (|\bar{u}_1|/\tan(\Psi_y))\bar{y} + |\bar{u}_1|\bar{z}, \quad \text{équation 2.1}$$

$$\bar{u}_5 = (|\bar{u}_1|/\tan(\Psi_x))\bar{x} + (|\bar{u}_1|/\tan(\Psi_y))\bar{y}, \quad \text{équation 2.2}$$

$$\bar{u}_6 = (|\bar{u}_1|/\tan(\Psi_x))\bar{x}, \quad \text{équation 2.3}$$

$$\bar{u}_7 = (|\bar{u}_1|/\tan(\Psi_x))\bar{x} + (|\bar{u}_1|/\tan(\Psi_y))\bar{y} + |\bar{u}_1|\bar{z}. \quad \text{équation 2.4}$$

Connaissant les dimensions initiales du comprimé,  $X_0$ ,  $Y_0$  et  $Z_0$ , on détermine chacune des déformations principales par :

$$\varepsilon_x = \ln \left( \frac{X_0 - |\bar{u}_1|/\tan(\Psi_x)}{X_0} \right), \quad \text{équation 2.5}$$

$$\varepsilon_y = \ln \left( \frac{Y_0 - |\bar{u}_1|/\tan(\Psi_y)}{Y_0} \right), \quad \text{équation 2.6}$$



$$\varepsilon_z = \ln \left( \frac{Z_o - |\bar{u}_1|}{Z_o} \right). \quad \text{équation 2.7}$$

Ces équations définissent l'intensité des déformations principales. Ainsi, en faisant varier  $\psi_x$  et  $\psi_y$ , il est possible d'obtenir différents chemins de déformation et en faisant varier la masse initiale de poudre, différentes densités.

Trois paires de blocs à angle ont été fabriquées. Ceux-ci permettront d'obtenir cinq chemins de déformation différents à partir des configurations A, B, C, D et F présentées à l'annexe A (voir figure 2.4, p. 94). Pour compléter, un pressage isostatique a été effectué à l'aide d'une presse isostatique conventionnelle. Ainsi, six états de contrainte compris entre celui qui se développe lors du pressage en déformation uniaxiale et celui caractéristique du pressage isostatique ont été étudiés. À prime abord, on ne peut qu'estimer l'état des contraintes associé à chaque chemin de déformation. En fait, on ne connaît pas la rhéologie des poudres puisqu'il s'agit du sujet de cette recherche. Toutefois, en étudiant les travaux de Brown et Abou-Chedid (1993) et de Shima et al. (1996), on se fait une bonne idée des contraintes qui se développeront dans les poudres en fonction de l'état des déformations. Le graphique de la figure 2.5, à la page 94, permet de visualiser la région de l'espace  $|J_1| - \sqrt{J_2}$  qu'il sera possible d'exploiter.

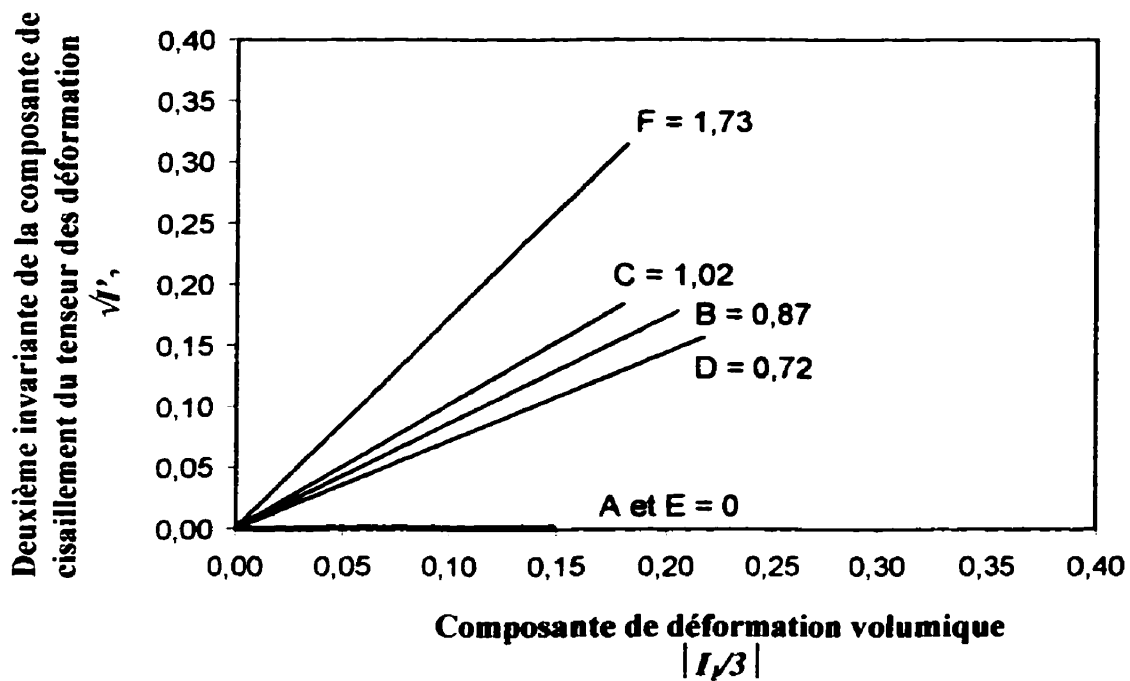


Figure 2.4 Schématisation des différents chemins de déformation qu'il est possible d'obtenir à l'aide du système conçu.

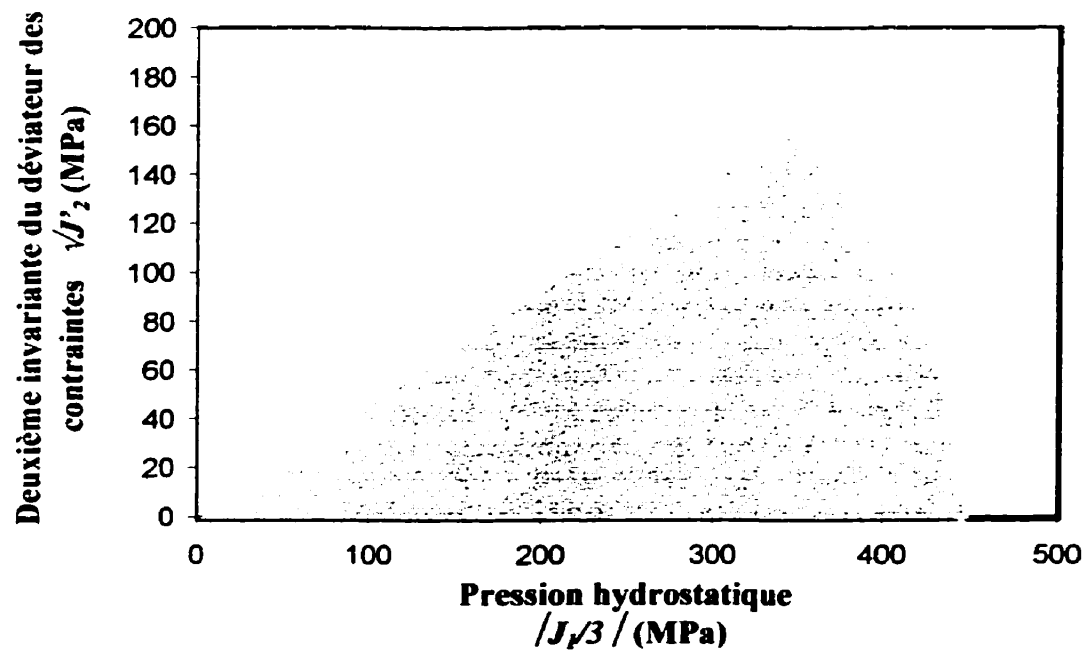


Figure 2.5 Schématisation approximative de la région qu'il sera possible de caractériser dans l'espace  $|J_1| - \sqrt{J_2}$ .

Pour suivre l'évolution de la densité au cours du pressage, un lecteur de déplacement a été ajouté au système. Celui-ci permet de mesurer le déplacement du piston sans pour autant en donner la position absolue. Comme il est plutôt délicat de mesurer l'intérieur de la cavité, on a préféré mesurer les dimensions finales des comprimés et procéder à rebours pour déterminer les dimensions initiales et instantanées de la cavité. Elles sont calculées par les équations suivantes :

$$X_i = X_F + (|\bar{u}_{iF}| - |\bar{u}_i|) / \tan(\Psi_x), \quad \text{équation 2.8}$$

$$Y_i = Y_F + (|\bar{u}_{iF}| - |\bar{u}_i|) / \tan(\Psi_y), \quad \text{équation 2.9}$$

$$Z_i = Z_F + (|\bar{u}_{iF}| - |\bar{u}_i|). \quad \text{équation 2.10}$$

où les  $X_i$ ,  $Y_i$  et  $Z_i$  sont les dimensions instantanées de la cavité,  $u_i$  est le déplacement instantané du piston et  $u_{iF}$  le déplacement total subi par le piston entre le début et la fin du pressage. Ainsi, connaissant la masse finale du comprimé, on obtient directement sa densité moyenne en faisant le rapport de la masse sur le volume de la cavité. On préfère utiliser la masse finale du comprimé comme référence, puisqu'il peut y avoir des pertes de matière par infiltration lors du pressage. Cette procédure introduit une erreur expérimentale d'au maximum 3,5 % sur la densité. En mesurant les dimensions des pièces, on sous estime les dimensions réelles de la cavité. En effet, le retour élastique des comprimés ainsi que la déformation du montage ne sont pas pris en compte.

### 2.1.3 Instrumentation de la matrice

#### 2.1.3.1 Jauges de déformation pour les mesures de contrainte

La matrice de pressage telle que décrite à la section précédente permet de contrôler le rapport entre les déplacements  $x$ ,  $y$  et  $z$  des blocs, mais ne permet pas de contrôler directement l'état de contrainte. Or, les blocs 6, 9 et 1 ont été instrumentés à l'aide de jauges de déformation pour obtenir une lecture précise des contraintes  $\sigma_x$ ,  $\sigma_y$  et  $\sigma_z$  qui se développent dans la poudre. Chacune des jauges a été installée perpendiculairement au plan sollicité et sur un côté du bloc qui n'est pas en contact avec la poudre de façon à éviter les infiltrations. C'est par l'intermédiaire de la déformation élastique des blocs que la contrainte a ensuite été calculée. Le principe est simple. D'abord la force se développant dans la poudre est transmise aux blocs par l'intermédiaire des surfaces de contact  $S_2$ ,  $S_5$  et  $S_6$  (figure 2.6, p. 98). En réaction à cette contrainte, les blocs se déforment de façon élastique. Les relations entre les déformations mesurées par les jauges et les contraintes appliquées ont été déterminées en créant des courbes d'étalonnage pour chaque bloc.

Le principe de fonctionnement d'une jauge de déformation est le suivant. La jauge est un petit élément résistif de résistance  $\Sigma$  ayant la forme d'un fil plié selon une direction préférentielle que l'on colle minutieusement sur la pièce sollicitée de façon à ce que l'élément subisse conjointement les déformations avec le système. Sous l'effet d'une déformation, la résistance de la jauge varie selon l'équation simplifiée suivante :

$$\frac{\Delta\Sigma}{\Sigma} = \delta = S_G \varepsilon , \quad \text{équation 2.11}$$

où  $\Delta\Sigma$  est la différence entre la résistance de la jauge déformée et sa résistance initiale et  $S_G$  est le facteur de jauge du fabricant tel que donné sur la fiche descriptive du produit, soit de l'ordre de 2 en général . Cette équation ne tient pas compte de l'effet transversal ni de l'effet thermique. Pour le présent montage, on considère ces effets négligeables puisque les jauges subissent une sollicitation uniaxiale et que les blocs sont en acier. En d'autres mots, comme les jauges sont utilisées dans des conditions très semblables à celles servant à déterminer le facteur de jauge du fabricant, aucune correction du signal n'est donc nécessaire. De plus, l'utilisation de demi-ponts de Wheatstone branchés sur des jauges témoins a permis de soustraire l'effet de la température et les autres effets parasites.

Le choix des jauges a été fait de façon à obtenir une précision au Pascal près sur l'intervalle de contrainte étudié tout en s'assurant d'avoir un signal électrique linéaire et sans hystérésis dans la gamme de déformation mise en jeu. En examinant les résultats obtenus par Doremus et al. (1995) et Shima et al. (1996), on a estimé que les blocs subiraient une contrainte maximale de 1000 MPa lors des différents pressages intentés. Ainsi, des déformations élastiques de moins de 0,5% se développeront dans le système. On a donc choisi des jauges en constantan, autocompensées en température, qui assurent une réponse linéaire sur un intervalle de déformation de 0 à 1% (la fiche descriptive des jauges est présentée à l'annexe B). Les jauges ont été collées sur les blocs 6, 2 et 5 à

l'aide d'une colle de cyano-acrylate dans les sillons usinés à cet effet. Elles sont caractérisées par des résistances de  $350 \Omega$ ,  $120 \Omega$  et  $350 \Omega$  respectivement.

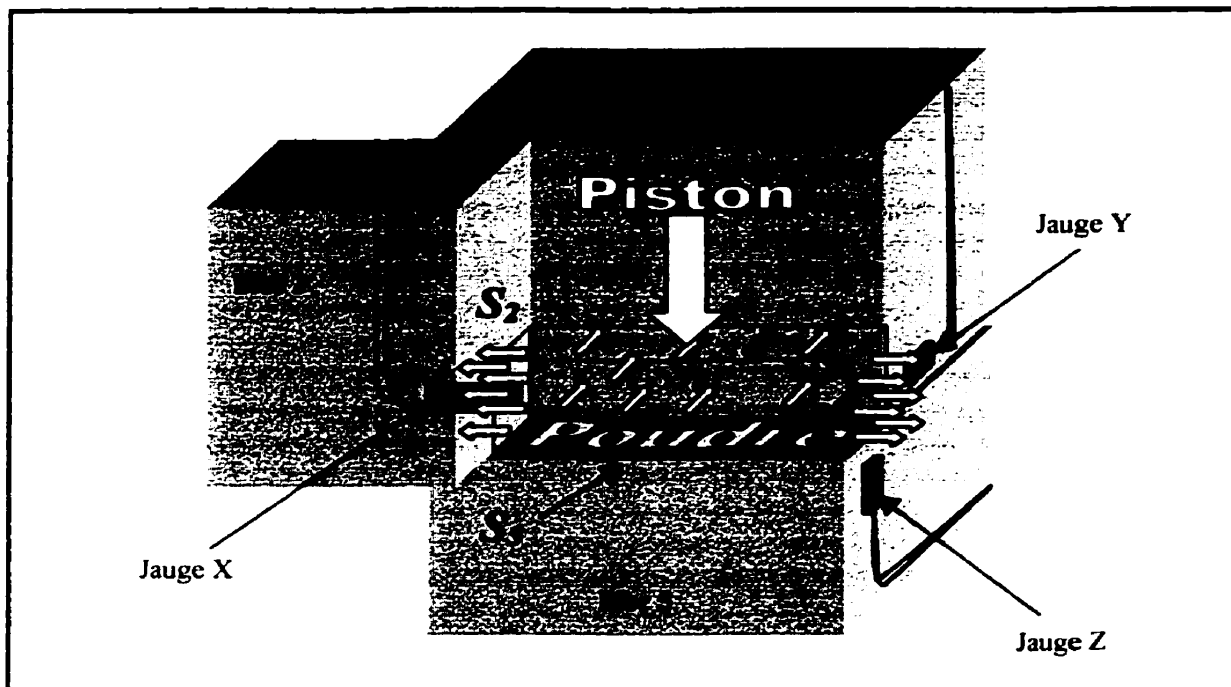


Figure 2.6 Schématisation des blocs instrumentés et de leur fonctionnement

### 2.1.3.2 Circuit de conditionnement et d'amplification

Le circuit de conditionnement sert essentiellement à obtenir un signal électrique amplifié à partir de la variation de résistance induite par la déformation de la jauge. Le

Le pont de Wheatstone est le circuit le mieux adapté pour la mesure de petites variations de résistance électrique (maximum 10 %) telles que rencontrées lors de l'utilisation de jauges de déformation. Dans le cas présent, chacune des jauges de la figure 2.6 a été intégrée à un demi-pont schématisé à la figure 2.7, p. 100. Lorsque la jauge subit une variation de résistance,  $\delta_A$ , le signal électrique émis par le circuit se calcule par l'équation simplifiée suivante :

$$\Delta E = G \frac{P}{4} (\delta_A - \delta_T), \quad \text{équation 2.12}$$

où  $\Delta E$  est la différence de potentiel lue,  $P$  le voltage d'excitation du pont (4 volts dans le cas présent),  $\delta_T$  la variation relative de résistance de la jauge témoin,  $\delta_A$  la variation relative de résistance de la jauge active et  $G$  est le gain procuré par le système de conditionnement. On remarque que les signaux de la jauge active et de la jauge témoin se soustraient, par conséquent, toutes variations des résistances qui ne seraient pas dues à la déformation s'annulent. En combinant les équations 2.11 et 2.12, on peut calculer l'ordre de grandeur des signaux bruts qui seront émis par les demi-ponts de Wheatstone lors du passage, soit entre 10,35  $\mu\text{V}$  et 10,35mV. Pour lire et interpréter les signaux sortant du système de conditionnement et d'amplification, une carte d'acquisition de modèle AT-MI0-16E-10 de National Instruments et un programme créé à partir de la version 4.0 de *LabView* ont été utilisés. D'après le guide d'utilisation de ces outils, les signaux entre -5 et 5 volts sont lus avec une précision de 2,44 mV. Cela correspond à une précision de lecture d'environ 0,5 Pa en utilisant un gain de 400, qui est amplement suffisant pour les manipulations intentées.

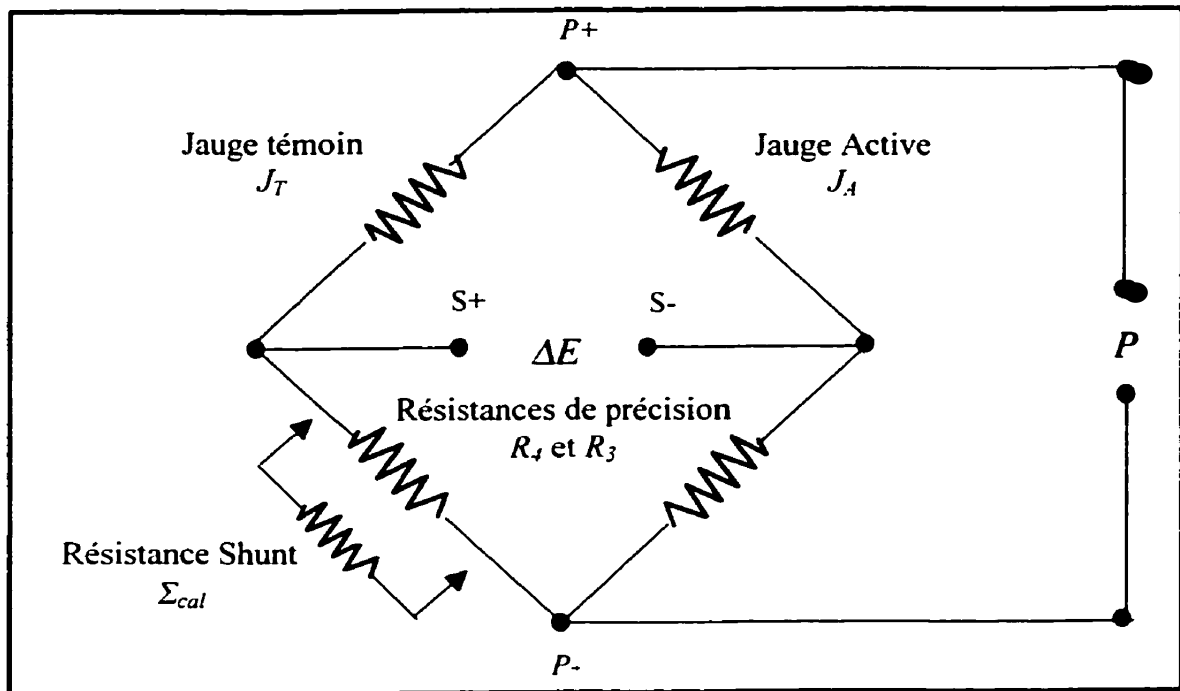


Figure 2.7 Schématisation simplifiée des demi-ponts de Wheatstone utilisés

## 2.2 Étalonnage et pressage

### 2.2.1 Étalonnage des circuits de conditionnement

Pour vérifier le bon fonctionnement des jauges, une mise à zéro des circuits et un étalonnage électrique ont été effectués avant chaque série d'essais. L'étalonnage électrique consiste à simuler une déformation en ajoutant une résistance connue en parallèle avec l'une des branches du pont. Le système d'amplification et de conditionnement est muni de résistances «shunt» de  $175 \text{ k}\Omega$  qui peuvent s'ajouter en parallèle à la branche 4 de chacun des demi-ponts de Wheatstone sous l'activation d'un



interrupteur (voir figure 2.7). La déformation simulée par ce type d'étalonnage est fonction de la résistance de la branche sur laquelle on fait l'étalonnage,  $\Sigma_a'$ , et du facteur de jauge de la jauge active  $S_g$ :

$$\varepsilon_{cal} = \frac{\Sigma_a'}{S_g (\Sigma_{cal} + \Sigma_a')} , \quad \text{équation 2.13}$$

où  $\Sigma_{cal}$  est la valeur de la résistance « shunt ». Selon l'équation 2.13 le signal émis par le circuit des jauges 5 et 6 lors de l'étalonnage électrique doit correspondre à une déformation de 934,58  $\mu\text{m/m}$  et celui de la jauge 2 à une déformation de 320,85  $\mu\text{m/m}$ . Cette procédure permet de déterminer précisément le produit du gain, du facteur de jauge et de l'alimentation des circuits par l'intermédiaire des équations 2.11 et 2.12 et 2.13.

## 2.2.2 Étalonnage du montage

Avant de débiter la série de pressage, un étalonnage mécanique de l'instrumentation a été effectué pour vérifier que les déformations lues par les jauges sont représentatives des contraintes qui se développent dans la poudre. Le plus difficile lors de l'étalonnage a été de recréer des conditions de sollicitation semblables à celles qui se développent lors du pressage. Trois aspects importants ont été considérés. D'abord la poudre n'est en contact qu'avec des surfaces restreintes des blocs. De plus,

les dimensions de ces surfaces varient au cours du pressage. Enfin, le comportement de la poudre évolue à mesure que la densification procède. Cela affectera à la fois les conditions limites aux interfaces blocs-poudre et la distribution des contraintes à l'intérieur de la poudre. Afin d'évaluer comment chacun de ces faits affecte la réponse des jauges, des analyses par éléments finis ont été réalisées.

Les premières analyses ont permis de confirmer que les dimensions des surfaces sollicitées influencent significativement la réponse des jauges et le champ de déformation qui se développe dans les blocs. À la lumière de ces résultats, il a été décidé que l'étalonnage devait être réalisé en faisant varier les dimensions des surfaces sollicitées. La stratégie a été de simuler numériquement, pour chaque configuration de pressage, une sollicitation de 400 MPa sur des surfaces dont les dimensions ont été déterminées par les équations 2.8 à 2.10. À chaque déplacement de piston de 1mm, un étalonnage a été effectué à partir des dimensions théoriques de la cavité. Ces simulations ont permis de calculer le rapport entre la déformation locale lue par les jauges multipliée par le module de rigidité des blocs (200 GPa) et la contrainte nominale appliquée à des intervalles précis durant les cinq types de pressage (voir les tableaux 2.1 à 2.5, pages 103 et 104). Il a ensuite été possible de tracer des courbes donnant le paramètre d'étalonnage,  $F_i$ , en fonction de l'aire de la surface sollicitée pour chacun des blocs et chacune des configurations (figures 2.8 et 2.9). Les  $F_i$  sont les rapports de la déformation lue par les jauges multipliée par la rigidité des blocs (200 GPa) sur la contrainte réelle obtenue numériquement. Des lissages graphiques ont permis d'associer

des expressions analytiques aux résultats de façon à pouvoir déterminer mathématiquement les paramètres d'étalonnage. Cela a l'avantage d'accélérer l'analyse des résultats tout en n'introduisant aucune erreur significative.

**Tableau 2.1 Étalonnage du montage A conventionnel et modifié**

Montage conventionnel						Montage modifié					
$X_i$	$F_{5i}$	$Y_i$	$F_{2i}$	$Z_i$	$F_{6i}$	$X_i$	$F_{5i}$	$Y_i$	$F_{2i}$	$Z_i$	$F_{6i}$
40,00	0,98	15,84	0,94	16,00	0,97	38,61	1,02	18,00	0,94	18,00	1,03
37,50	0,96	14,85	0,89	15,00	0,95	36,14	1,01	17,00	0,89	17,00	1,00
35,00	0,94	13,86	0,85	14,00	0,92	33,66	1,00	16,00	0,85	16,00	0,98
32,50	0,91	12,87	0,81	13,00	0,89	31,19	0,96	15,00	0,81	15,00	0,95
32,25	0,90	12,38	0,78	12,50	0,88	28,71	0,93	14,00	0,78	14,00	0,92
30,00	0,89	11,88	0,76	12,00	0,86	26,24	0,91	13,00	0,76	13,00	0,88
						25,00	0,89	12,50	0,74	12,50	0,86

**Tableau 2.2 Étalonnage du montage D conventionnel et modifié**

Montage conventionnel						Montage modifié					
$X_i$	$F_{5i}$	$Y_i$	$F_{2i}$	$Z_i$	$F_{6i}$	$X_i$	$F_{5i}$	$Y_i$	$F_{2i}$	$Z_i$	$F_{6i}$
36,48	1,13	25,77	1,03	18,00	1,03	35,69	1,01	17,36	1,00	18,00	1,03
35,48	1,10	23,29	1,01	17,00	1,01	34,69	0,96	14,89	0,95	17,00	1,00
34,48	1,07	20,82	0,98	16,00	0,99	33,69	0,90	12,41	0,88	16,00	0,98
33,48	1,03	18,35	0,94	15,00	0,96	32,69	0,83	9,94	0,78	15,00	0,95
32,48	0,98	15,87	0,89	14,00	0,93	32,19	0,78	8,70	0,71	14,50	0,94
31,68	0,94	13,89	0,83	13,20	0,90						
31,18	0,93	13,39	0,82	13,00	0,89						
30,98	0,89	12,16	0,78	12,50	0,88						

Tableau 2.3 Étalonnage du montage B conventionnel

Montage conventionnel					
$X_i$	$F_{5i}$	$Y_i$	$F_{2i}$	$Z_i$	$F_{6i}$
44,89	0,88	13,15	0,93	18,00	1,00
42,41	0,90	13,15	0,92	17,00	0,99
39,94	0,91	13,15	0,89	16,00	0,97
37,46	0,92	13,15	0,87	15,00	0,95
34,99	0,92	13,15	0,84	14,00	0,93
33,65	0,92	13,15	0,83	13,46	0,91
32,51	0,92	13,15	0,81	13,00	0,89
31,27	0,92	13,15	0,79	12,50	0,88

Tableau 2.4 Étalonnage du montage C conventionnel

Montage conventionnel					
$X_i$	$F_{5i}$	$Y_i$	$F_{2i}$	$Z_i$	$F_{6i}$
38,32		13,15		19,00	1,05
37,32	MONTAGE B	13,15	MONTAGE B	18,00	1,03
36,32		13,15		17,00	1,01
35,32		13,15		16,00	0,98
34,32		13,15		15,00	0,95
33,32		13,15		14,00	0,92
33,02		13,15		13,70	0,92
32,32		13,15		13,00	0,89

Tableau 2.5 Étalonnage du montage F conventionnel

Montage conventionnel					
$X_i$	$F_{5i}$	$Y_i$	$F_{2i}$	$Z_i$	$F_{6i}$
32,15	MONTAGE B	13,15	0,97	20,00	1,07
32,15		13,15	0,95	19,00	1,05
32,15		13,15	0,93	18,00	1,03
32,15		13,15	0,92	17,00	1,00
32,15		13,15	0,89	16,00	0,97
32,15		13,15	0,87	15,00	0,95
32,15		13,15	0,84	14,00	0,93
32,15		13,15	0,81	13,00	0,90

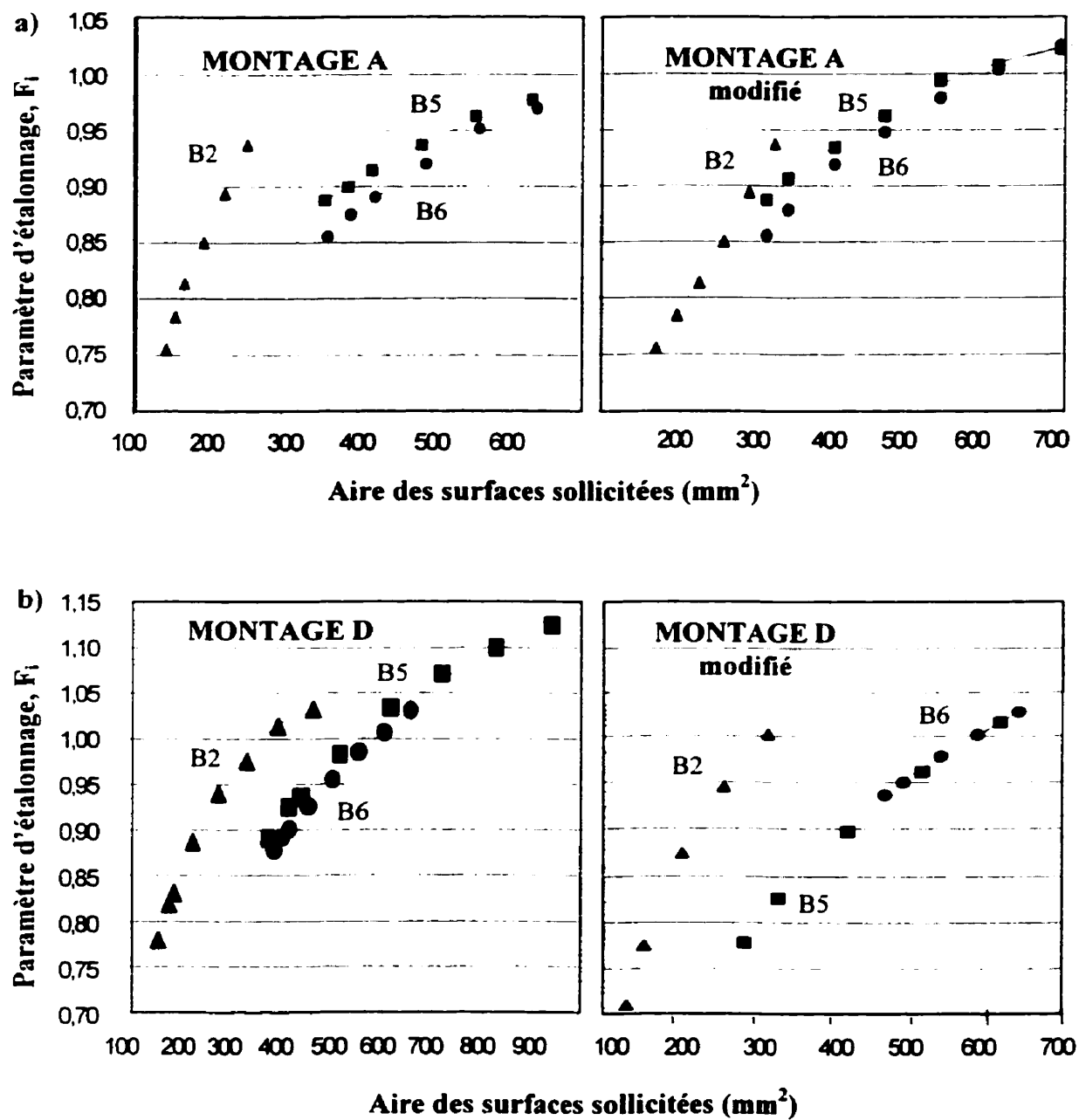


Figure 2.8 Courbe d'étalonnage des montages A et D conventionnels et modifiés

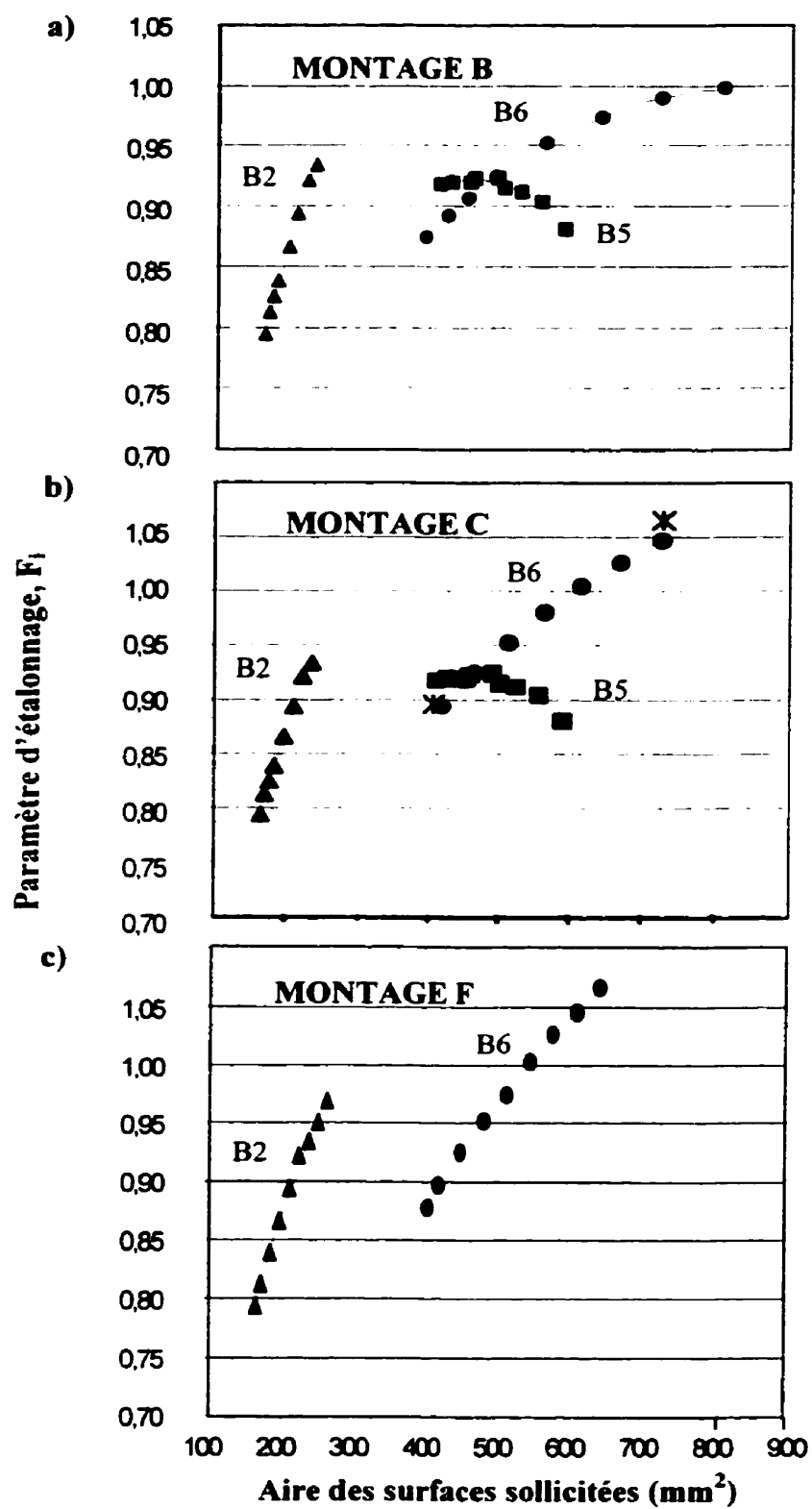


Figure 2.9 Courbe d'étalonnage des montages B, C et F conventionnels

La rhéologie de la poudre est susceptible d'influencer la sollicitation puisqu'elle détermine les conditions limites aux interfaces entre la poudre et les blocs. À faible densité, on soupçonne que la poudre épousera la forme des blocs de façon à transmettre la contrainte de façon uniforme tel un liquide. À mesure que la densité de la poudre augmente, la rhéologie du comprimé évolue vers celle d'un solide dense et des concentrations de contrainte se développent aux frontières des régions sollicitées. Pour évaluer l'intensité de ce phénomène, deux méthodes d'application de la charge ont été comparées. La première simule une sollicitation de type liquide où une pression uniforme est directement appliquée sur la surface du bloc instrumenté et la seconde une sollicitation de type solide dense où la contrainte est transmise par l'intermédiaire d'un prisme rectangulaire de longueur finie. Les figures 2.10 a et b montrent que le champ de contrainte associé à la première méthode d'application de la charge est beaucoup moins perturbé que le second au niveau du plan de sollicitation. Toutefois, dans la région des jauges, l'intensité de la contrainte principale,  $\sigma_z$ , ne varie pas significativement d'un cas à l'autre. On conclut que la densité de la poudre n'affecte pas significativement les lectures de contrainte des jauges. La configuration 2.10 b a été retenue comme méthode d'application de la charge puisqu'elle est plus facile à reproduire expérimentalement.

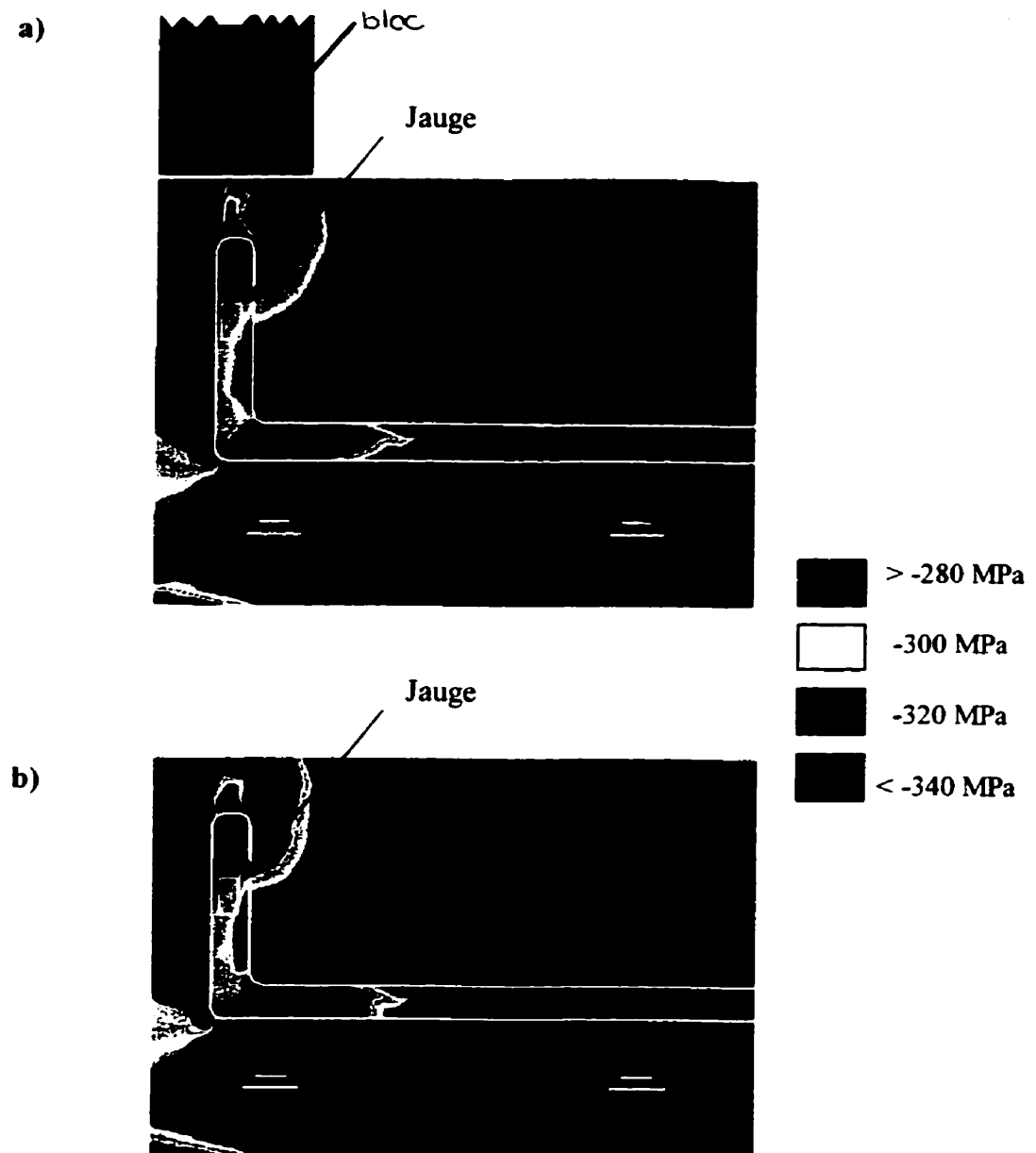


Figure 2.10 Présentation de l'intensité de la contrainte principale,  $\sigma_z$ , qui se développe dans le bloc 6 sous l'application d'une contrainte de 400 MPa a) en application directe de la contrainte b) en application de la contrainte par l'intermédiaire d'un bloc rigide de 30 mm de haut.



Une vérification expérimentale de l'étalonnage a été réalisée sur le bloc 6 en appliquant progressivement une charge de 100 kN sur deux surfaces de dimensions données. La charge a été appliquée par l'intermédiaire de blocs rigides, simulant un comprimé de poudre ayant des dimensions de 12,8 mm x 31,8 mm x 30,0 mm et un autre faisant 19 mm x 38,20 mm x 30 mm. Pour chaque essai on a obtenu une droite donnant l'évolution de la contrainte lue par les jauges en fonction de la contrainte nominale appliquée (figure 2.11 ). Les pentes de ces droites donnent respectivement le paramètre d'étalonnage associé à une surface de 12,8 mm x 31,8 mm et à une surface de 19,0 mm x 38,2 mm. Ces dimensions sont caractéristiques des positions initiales et finales du pressage en configuration C. En plaçant ces points expérimentaux sur le graphique de la figure 2.9 b, on vérifie qu'il y a accord entre l'étalonnage numérique et l'étalonnage expérimental.

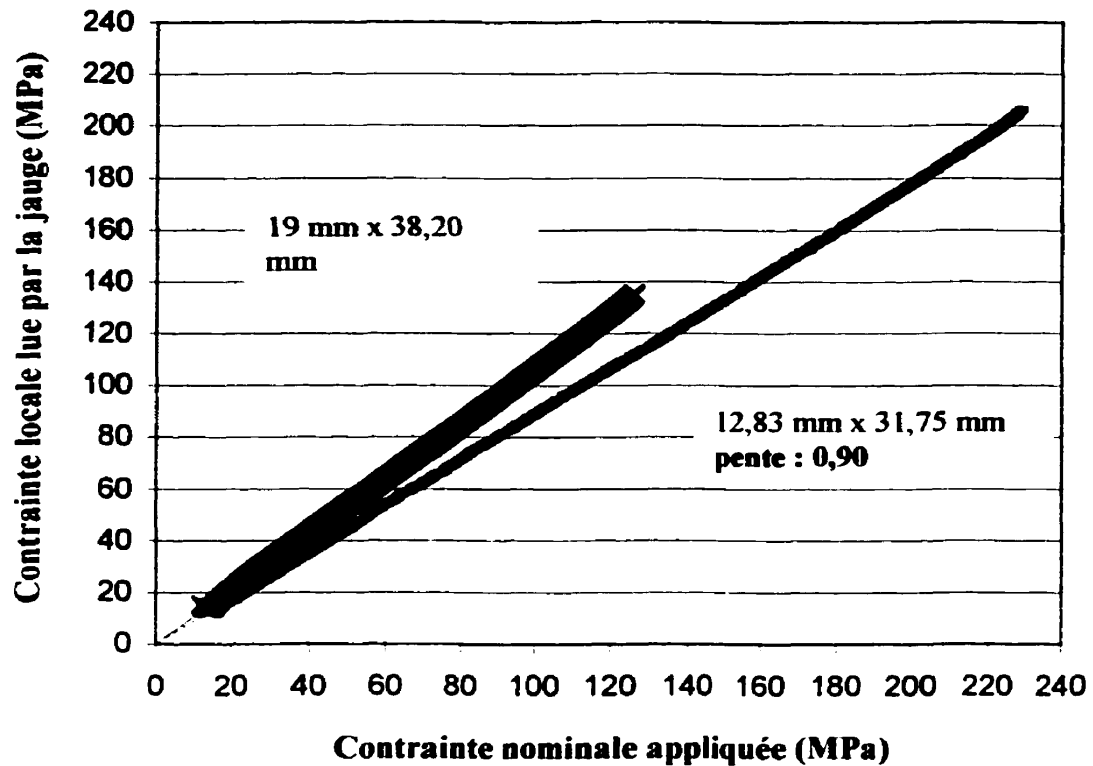


Figure 2.11 Graphique présentant les résultats de la vérification expérimentale de l'étalonnage pour le bloc 6 en configuration C.

### 2.2.3 Pressage et mesure de densité

#### 2.2.3.1 Pressages triaxiaux

Les pressages triaxiaux ont été effectués à l'aide d'une presse hydraulique d'une capacité de 100 tonnes fabriquée par Enerpac. Durant les essais, les contraintes  $\sigma_x$ ,  $\sigma_y$  et  $\sigma_z$  ont été lues de façon discrète et continue par l'intermédiaire des jauges de déformation et à l'aide d'un programme *Labview*. Le déplacement du piston a été lu

manuellement et de façon discrète cinq à huit fois durant chacun des pressages. À chaque lecture de déplacement le pressage était arrêté le temps d'effectuer une lecture discrète des contraintes. La précision sur le déplacement est de l'ordre de 0,02 mm compte tenu qu'une légère relaxation du montage est observée entre l'arrêt du piston et la prise de lecture. On estime que l'intensité des contraintes diminue d'au maximum 2 MPa durant cette opération. Il n'y a eu aucun suivi de la vitesse de pressage quoique la mécanique de la pompe limite la vitesse de déplacement du piston à 1,23 mm/s. La masse de poudre utilisée a été déterminée de façon à obtenir des comprimés ayant une densité relative finale de l'ordre de 85%. Ainsi on a utilisé 48 g de poudre de cuivre, 42 g de poudre d'acier inoxydable ou 40 g de poudre de fer par pressage (chacune des poudres a été pressée individuellement).

Avant chaque pressage la matrice a été démontée, sablée et lubrifiée à l'aide de graphite en aérosol. Toutes les surfaces des blocs qui glissent les unes sur les autres devaient d'abord être sablée pour enlever l'excédent de lubrifiant et les particules de poudre écrasées qui s'étaient infiltrées au pressage précédent. Elles devaient ensuite être lubrifiées de façon à minimiser l'endommagement des blocs et à faciliter les mouvements. Ensuite, l'intérieur de la cavité était lubrifié. Cela a permis de faire l'hypothèse que les contraintes  $\sigma_x$ ,  $\sigma_y$  et  $\sigma_z$  lues par les jauges sont les contraintes principales décrivant le tenseur des contraintes. Pour un coefficient de friction de 0,05, il a été calculé que le deuxième invariant du déviateur du tenseur de contrainte est sous estimé de 6% en faisant cette hypothèse. Cette erreur est du même ordre de grandeur

que l'erreur expérimentale. De plus, les cisssions de frottement n'influencent pas l'intensité de la composante hydrostatique de la contrainte.

Le pressage était arrêté lorsque la capacité maximale de la presse était atteinte ou lorsque la force déployée par la presse se mettait à augmenter beaucoup plus rapidement que celle transmise aux blocs instrumentés. Le fait que la force verticale ne se transmette plus de façon proportionnelle indique que certaines composantes du système sont sursollicitées ; il faut donc arrêter le pressage. L'interface de pressage du programme *Labview* affiche un graphique en temps réel montrant l'évolution des contraintes et de la force appliquée par la presse durant le pressage (une copie de l'interface est présentée à l'annexe C). Cet accessoire indique la fin du pressage et permet de détecter les irrégularités. Une fois les comprimés pressés, ils ont été extraits manuellement pour les configurations A et B et mécaniquement pour les configurations C, D et E. Huit poudres ont ainsi été pressées et chaque pressage a été répété au moins une fois. L'essentiel des manipulations effectuées est résumé aux tableaux 2.6, 2.7 et 2.8. Le nom des fichiers résultats y figure aussi.

Tableau 2.6 Tableau résumant la série d'essais sur les poudres de fer

Types de Montage	Nom des fichiers			Taille des pièces (mm)			$D_r$	$D_{std}$	
	Fines	Mélange	Grosses	$Z_F$	$Y_F$	$X_F$			
Montage A $\Psi_x = 22^\circ$ $\Psi_y = 45^\circ$	<u>AD65fi</u>			12,90	12,53	32,30	0,68		
	<u>AD85fii</u>			13,42	13,15	33,65	0,81		
	<u>AD85fiii</u>			13,45	13,12	34,00	0,80		
	<u>Ad85fi</u>			13,69	13,27	33,69	0,78		
	<u>Ad85fiv</u>			13,15	12,90	32,75	0,84	0,86	
	<u>Ad85fv</u>			13,29	12,90	32,75	0,85	0,86	
	<u>Adfx</u>			13,42	13,35	33,38	0,86		
	<u>AmD77fi</u>			12,44	12,62	24,74	0,78		
			<u>Admiii</u>	13,11	13,00	32,95	0,75		
			<u>Ad85mi</u>	13,24	13,16	33,17	0,83		
			<u>AD85mii</u>	13,17	13,00	32,80	0,86		
			<u>AD85miv</u>	13,14	13,00	32,95	0,86		
			<u>AD65mi</u>	12,91	12,50	32,20	0,65		
			<u>AD85mvii</u>	13,32	13,05	34,56	0,87		
			<u>AD85mv</u>	13,37	13,10	33,64	0,86		
			<u>AD85mvi</u>	13,21	12,95	32,00	0,86	0,88	
				<u>AD65gi</u>	13,09	12,65	32,75	0,64	
				<u>AD85qvi</u>	13,12	13,00	32,90	0,86	0,86
				<u>AD85qiv</u>	13,17	13,56	35,40	0,76	
				<u>AD80gii</u>	13,25	12,86	33,00	0,86	
				<u>AD85qv</u>	13,37	13,09	33,80	0,81	
				<u>AD85giii</u>	13,24	12,95	33,76	0,83	
				<u>AD85gi</u>	12,80	13,10	33,40	0,86	
			<u>Ad85gvii</u>	13,50	13,15	33,35	0,86	0,86	
			<u>Ad85gviii</u>	12,85	12,95	32,00	0,87		
Montage B $\Psi_x = 22^\circ$ $\Psi_y = 0^\circ$	<u>Bd85fiii</u>			13,30	13,25	32,95	0,82	0,83	
	<u>Bd85fii</u>			13,23	13,13	32,80	0,82	0,83	
	<u>Bd85fiv</u>			13,45	13,17	33,10	0,81	0,81	
	<u>Bd80fi</u>			13,80	13,21	35,20	0,71		
			<u>Bd85mii</u>	13,18	13,14	32,90	0,84	0,85	
			<u>Bd85miii</u>	13,20	13,11	33,30	0,83	0,82	
			<u>Bd80miv</u>	13,18	13,04	33,11	0,84	0,85	
				<u>Bd85giii</u>	13,20	13,17	32,50	0,82	
				<u>Bd80gi</u>	14,70	13,10	37,50	0,66	
				<u>Bd85gii</u>	13,20	13,10	32,70	0,82	0,82
				<u>Bd80qv</u>	13,12	13,02	32,95	0,80	
				<u>Bd80giv</u>	13,00	13,00	32,35	0,74	

Tableau 2.6 Tableau résumant la série d'essais sur les poudres de fer (suite)

Types de Montage	Nom des fichiers			Taille des pièces (mm)			$D_r$	$D_{sd}$
	Fines	Mélange	Grosses	$Z_F$	$Y_F$	$X_F$		
Montage C $\Psi_x = 45^\circ$ $\Psi_y = 0^\circ$	<u>Cd80fv</u>			13,64	13,20	32,60	0,81	0,81
	<u>Cd80fiii</u>			14,00	13,17	33,33	0,77	
	<u>Cd80fii</u>			13,88	13,09	33,22	0,78	
	<u>Cd80fi</u>			13,09	12,65	32,35	0,80	
	<u>Cd77fviii</u>			13,30	13,09	32,14	0,78	
	<u>Cd80fvi</u>			13,85	13,13	32,75	0,82	
			<u>Cd85mii</u>	13,40	13,13	32,45	0,83	
			<u>Cd85mi</u>	13,50	13,16	32,60	0,83	
			<u>Cd85gi</u>	15,40	13,25	32,24	0,73	
			<u>Cd85gii</u>	13,55	13,00	32,70	0,84	
			<u>Cd85giii</u>	13,40	13,10	32,20	0,85	
	Montage D $\Psi_x = 45^\circ$ $\Psi_y = 22^\circ$	<u>DD85fii</u>			13,18	13,60	32,07	
<u>DD65fiv</u>				13,35	14,23	32,17	0,78	
<u>DD85fv</u>				13,30	14,32	32,15	0,78	
<u>DD85fiii</u>				13,28	14,01	32,37	0,80	
<u>Dd85fvi</u>				13,60	14,79	32,53	0,73	
<u>DD85fi</u>				13,22	13,70	32,22	0,82	
<u>DD75fvii</u>				14,30	13,40	32,00	0,75	
<u>DD80fvii</u>				14,35	13,35	32,15	0,79	
			<u>DD85mi</u>	13,90	13,00	31,99	0,86	
			<u>DD85miv</u>	14,00	13,11	31,75	0,85	
			<u>DD82mvi</u>	14,10	13,40	32,17	0,82	
			<u>DD85mv</u>	13,37	13,10	33,64	0,86	
			<u>DD85mvii</u>	13,90	13,00	32,99	0,83	
			<u>Dd85giii</u>	13,27	13,28	31,58	0,87	
			<u>Dd85gii</u>	13,41	15,51	31,65	0,73	
			<u>Dd85gi</u>	13,78	17,40	32,60	0,62	
			<u>Dd85giv</u>	14,10	13,20	32,11	0,84	
Montage F $\Psi_x = 0^\circ$ $\Psi_y = 0^\circ$	<u>Fd65fi</u>			13,60	13,29	32,24	0,60	0,80
	<u>Fd85fi</u>			14,35	13,20	32,15	0,73	
	<u>Fd85fiii</u>			13,72	13,21	32,36	0,81	
	<u>Fd80fiv</u>			13,72	13,10	31,95	0,79	
	<u>Fd805fv</u>			13,65	13,10	32,10	0,82	
			<u>Fd85mi</u>	13,43	13,23	32,20	0,84	
			<u>Fd85miii</u>	13,70	13,26	32,10	0,83	
			<u>FD85miv</u>	13,53	13,15	37,72	0,72	
			<u>Fd80mv</u>	13,59	13,15	32,20	0,84	
			<u>Fd85gii</u>	14,19	13,33	32,23	0,79	
			<u>Fd82giii</u>	13,60	13,20	32,00	0,82	
		<u>Fd80giv</u>	13,65	13,15	32,00	0,84		

Tableau 2.7 Tableau résumant la série d'essais sur les poudres de cuivre

Types de Montage	Nom des fichiers			Taille des pièces (mm)			$D_r$	$D_{sd}$	
	Sphérique	Irrégulière	Dentritique	$Z_F$	$Y_F$	$X_F$			
Montage A $\Psi_x = 22^\circ$ $\Psi_y = 45^\circ$	<u>AD80spi</u>		détruite	13,80	13,36	33,11	0,83	0,86	
	<u>AD80spii</u>		détruite	14,00	13,45	29,23	0,92		
	<u>Ad95spi</u>			13,40	13,76	28,70	0,96		
	<u>Ad86spiv</u>			12,90	12,50	31,75	0,86		
		<u>Ad85pi</u>		13,86	14,00	28,74	0,87		
		AD80poiii		12,39	12,39	25,00	0,83		
		<u>AD80poij</u>		12,25	12,25	24,64	0,82		
		Ad85poi		13,04	12,75	32,00	0,83		
		Ad85pov		13,00	13,10	32,80	0,85		
		AD80poiv		12,68	13,00	32,55	0,84		
			AD75I	12,56	12,82	23,00	0,77		
			<u>AD60I</u>	12,40	13,13	31,75	0,29		
			<u>Ad85di</u>	13,20	13,00	25,75	0,86		
			détruite	13,50	13,10	27,65	0,92		
	Montage B $\Psi_x = 22^\circ$ $\Psi_y = 0^\circ$	<u>Bd90spi</u>			13,50	13,10	27,00		0,92
<u>Bd90spii</u>				13,50	13,10	27,00	0,92		
<u>Bd70spi</u>				pièce détruite			?	?	
<u>Bd85spiii</u>			détruite	13,40	13,00	33,40	0,92		
		<u>Bd80poi</u>		13,50	13,00	32,00	0,82		
		<u>Bd80poii</u>		13,00	12,98	32,15	0,75		
		<u>Bd80poi</u>		13,45	13,10	27,75	0,83		
		<u>Bd65poiii</u>		13,28	13,05	26,55	0,66		
		<u>Bd64poi</u>		13,20	13,10	33,50	0,64		
			<u>Bd50di</u>	13,05	13,03	26,50	0,51		
			<u>BD50diii</u>	13,20	13,01	32,16	0,44		
Montage C $\Psi_x = 45^\circ$ $\Psi_y = 0^\circ$		<u>Cd80spi</u>		détruite	12,83	13,10	31,50	0,87	0,82
	<u>Cd80spii</u>		détruite	13,00	13,10	32,00	0,86		
	<u>Cd85spiii</u>		détruite	13,50	13,15	32,70	0,85		
		<u>Cd85poi</u>		14,76	13,10	33,25	0,81		
		<u>Cd80poii</u>		13,80	13,10	33,00	0,83		
Montage D $\Psi_x = 45^\circ$ $\Psi_y = 22^\circ$	<u>Dd85spiii</u>		détruite	13,86	12,30	31,55	0,85	0,82	
	<u>Dd85spi</u>		détruite	13,55	12,20	32,00	0,85		
		Dd60poi		16,35	17,60	34,00	0,57		
		<u>DD80poiii</u>		14,14	13,50	31,95	0,82		
		<u>Dd80poi</u>		14,00	12,83	31,71	0,82		
			<u>Dd75I</u>	14,75	8,80	32,63	0,73		
			<u>DD85di</u>	14,40	8,80	32,10	0,83		
			<u>DD60di</u>	13,40	13,07	27,11	0,60		

Tableau 2.7 Tableau résumant la série d'essais sur les poudres de cuivre (suite)

Types de Montage	Nom des fichiers			Taille des pièces (mm)			$D_r$	$D_{std}$
	Sphérique	Irrégulière	Dentritique	$Z_F$	$Y_F$	$X_F$		
Montage F $\Psi_x = 0^\circ$ $\Psi_y = 0^\circ$	<u>FD80spiii</u>			13,50	13,00	31,90	0,80	?
	<u>FD60spi</u>			pièce détruite			?	
	<u>Fd85spi</u>		détruite	13,00	13,50	32,00	0,91	
	<u>Fd80spii</u>		détruite	13,00	13,50	32,00	0,91	
	<u>Fd85spiv</u>		détruite	13,00	13,15	42,06	0,66	
		<u>Fd80poiii</u>		15,00	13,10	32,00	0,89	
		<u>Fd88poii</u>		14,60	13,00	31,95	0,74	
		<u>Fd80poi</u>		13,59	13,13	32,11	0,77	
			FD50i	13,40	13,00	31,53	0,57	
			FD65di	13,25	13,05	31,92	0,64	

Tableau 2.8 Tableau résumant la série d'essais sur les poudres d'acier inoxydable

Types de Montage	Nom des fichiers		Taille des pièces (mm)			$D_r$	$D_{std}$
	SS 316	SS 416	$Z_F$	$Y_F$	$X_F$		
Montage A $\Psi_x = 22^\circ$ $\Psi_y = 45^\circ$	<u>Ad80Ssi</u>		14,90	14,80	33,65	0,81	0,82
	<u>Ab80Ssii</u>		14,10	14,00	32,00	0,80	
		<u>AD80S4i</u>	13,20	13,45	33,50	0,80	
Montage B $\Psi_x = 22^\circ$ $\Psi_y = 0^\circ$		<u>AD85S4ii</u>	13,13	12,95	33,22	0,79	0,70
	<u>Bd75Ssi</u>	détruite	13,50	13,10	35,00	0,72	
	<u>Bd80Ssii</u>		14,50	13,15	33,30	0,64	
	<u>Bd80Ssiii</u>		14,60	13,15	33,10	0,83	
		<u>Bd70S4i</u>	13,60	13,20	34,30	0,70	
Montage C $\Psi_x = 45^\circ$ $\Psi_y = 0^\circ$		<u>Bd65S4i</u>	13,30	13,05	33,10	0,66	0,80
	<u>Cd85ssi</u>		14,40	13,25	33,80	0,83	
	<u>Cd85ssii</u>		14,20	13,20	33,60	0,81	
	<u>Cd80Ssiii</u>		14,50	13,20	33,55	0,80	
		<u>CD78S4i</u>	13,92	13,15	33,10	0,77	
Montage D $\Psi_x = 45^\circ$ $\Psi_y = 22^\circ$		<u>CD80S4ii</u>	14,00	13,30	33,31	0,80	0,73
	<u>Dd75Ssi</u>		15,44	16,00	33,75	0,78	
		<u>DD75S4i</u>	14,00	14,15	32,18	0,75	
Montage F $\Psi_x = 0^\circ$ $\Psi_y = 0^\circ$		<u>DD75S4ii</u>	14,60	14,00	32,65	0,76	0,81
	<u>Fd80ssi</u>		15,50	13,15	32,15	0,84	
	<u>Fd80ssii</u>		14,15	13,15	32,20	0,81	
		<u>FD80S4i</u>	13,28	32,28	14,36	0,80	
		<u>FD81S4ii</u>	15,00	13,35	32,35	0,82	



### 2.2.2.1 Mesures de densité

Après chaque pressage, les comprimés ont été mesurés au centième de millimètre près et pesés au centième de gramme près. La précision sur les dimensions est de 0,02 mm pour les pièces ayant été pressées à l'aide des montages A, B, C et F, tandis qu'elle est de 0,05 mm pour les comprimés produits par le montage D. En fait, on observe un écart au parallélisme entre les faces opposées des comprimés D. Quant à la masse, des erreurs expérimentales de l'ordre de 0,05 g peuvent être associées à la perte de matière par effritement des arêtes. Ainsi, en calculant la densité moyenne par le rapport de la masse du comprimé sur son volume, on commet une erreur maximale de 3 %. De plus, la densité de plusieurs spécimens a aussi été mesurée par la méthode d'Archimède standardisée par la norme MPIF 42. Ces valeurs ( $D_{std}$ ) sont présentées dans la dernière colonne des tableaux 2.6 à 2.8. Une variation d'au plus  $0.16 \text{ g/cm}^3$  a été enregistrée entre les densités mesurées par chacune des méthodes. Pour la poudre de cuivre sphérique, les dimensions finales des comprimés ont été mesurées à partir des empreintes laissées par les pièces sur les parois de la matrice. La résistance à vert des pièces n'était pas suffisante pour assurer leur cohésion lors de l'extraction.

Pour le pressage isostatique, la procédure expérimentale est tout à fait différente. Le pressage est effectué via un liquide, de l'huile, dont la pression finale est fixée avant le début de l'essai. Ceci dit, il est très difficile de contrôler la forme et la densité des comprimés. De plus, il est impossible de faire des mesures de densité durant le pressage. Ainsi, pour obtenir une courbe de pressage, il a fallu effectuer huit essais pour

chaque poudre en augmentant graduellement la pression d'huile d'un essai à l'autre. Les conditions des pressages isostatiques sont résumées dans le tableau 2.9. La contrainte hydrostatique appliquée par le liquide a été lue par l'intermédiaire d'un cadran à aiguilles avec une précision de 5 MPa. Seule la méthode d'Archimède a permis de mesurer la densité des pièces puisque celles-ci sont de forme tout à fait irrégulière. La densité de certaines pièces n'a pu être déterminée, car elles se sont détruites durant le trempage dans l'huile pour la mesure de la masse des pièces imprégnées.

**Tableau 2.9 Conditions des différents pressages isostatiques**

Poudre de fer Atomet 1001				Poudre de cuivre				Poudre d'acier inoxydable		
Fine		Mélange	Grosse	Sphérique	Irrég.	Dent.		316	410	
$J_1/3$	$D_{std}$	$D_{std}$	$D_{std}$	$J_1/3$	$D_{std}$	$D_{std}$	$D_{std}$	$J_1/3$	$D_{std}$	$D_{std}$
MPa				MPa				MPa		
27	----	----	0,61	15	----	0,52	0,47	27	----	----
52	----	0,71	0,65	42	----	0,60	0,62	52	----	----
105	0,63	0,67	0,68	103	----	0,70	0,68	105	----	0,55
143	0,73	0,72	0,74	148	----	0,74	0,72	143	0,70	0,64
196	0,75	0,75	0,76	189	----	0,73	0,77	196	0,72	0,66
233	0,77	0,78	0,79	236	0,80	0,75	0,81	233	0,75	0,71
276	0,80	0,81	0,81	283	----	0,82	0,83	276	0,81	0,73
385	0,82	0,84	0,85	336	----	0,86	0,89	385	0,82	0,78

## 2.3 Caractéristiques des spécimens

Une poudre de fer Atomet 1001 atomisée à l'eau a été choisie pour observer l'influence qu'a la taille des particules sur la densification. Cette première poudre a été tamisée selon la procédure standardisée MPIF 05 de façon à séparer les particules en six classes. La distribution de taille obtenue par le tamisage est présentée à la figure 2.12 a, p. 121. Pour les manipulations préliminaires, la plus grosse classe de particules, la plus fine ainsi que le mélange initial de poudre ont été pressés. À la lumière de ces résultats il n'a pas été nécessaire de presser les quatre autres granulométries. Des mesures de dureté et des micrographies ont aussi été effectuées pour s'assurer de l'uniformité des caractéristiques à travers les différentes classes de particule (voir figure 2.14, p.124).

La deuxième série d'essais a été effectuée sur trois poudres de cuivre de morphologies différentes. La première, atomisée au gaz, est caractérisée par des particules de forme sphérique dont la taille est majoritairement inférieure à 75 microns (voir figure 2.12 b, p. 121). La deuxième, produite par réduction, est composée de particules poreuses de forme irrégulière dont la granulométrie est présentée à la figure 2.12 c. La troisième est dendritique, typique d'une élaboration par réduction à partir d'un liquide en surfusion. La distribution de taille de cette poudre a moins de sens vue l'aspect aciculaire des particules ; le tamisage laissera passer les particules qui se présentent dans le sens de la longueur mais retiendra les autres. Les micrographies de chacune de ces poudres sont présentées aux figures 2.15 a à c.

La troisième série d'essais a été effectuée sur des poudres d'acier inoxydable de nuances et de duretés différentes soit un acier inoxydable ferritique 410 et un acier inoxydable austénitique 316. Ces poudres ont été choisies dans le but d'étudier l'influence de la dureté sur la densification. Les résultats obtenus à partir de la poudre de fer et de la poudre de cuivre irrégulière seront aussi comparés avec ceux-là. Les microduretés de chacune de ces poudres ont été mesurées avant le pressage. On note que l'acier inoxydable 410 est le plus dur suivi du 316, du fer et du cuivre. Mis à part leur dureté, les poudres ont des caractéristiques plutôt semblables soient un rapport de Hausner,  $H_{sn}$ , compris entre 1,23 et 1,28, une taille de particules inférieure à 106 microns et une morphologie irrégulière (voir figures 2.13 à 2.16).

Chaque poudre étudiée a aussi été caractérisée par sa densité apparente, sa densité tassée et son écoulement en suivant les procédures standardisées MPIF 04, MPIF 46 et MPIF 03 respectivement. Ces essais ont été réalisés après avoir ajouté 1% massique de stéarate de zinc à chaque spécimen de façon à être dans les mêmes conditions que lors du pressage. Les caractéristiques des poudres ainsi que certaines des propriétés mécaniques et physiques du métal de base sont présentées au tableau 2.10, p.123.

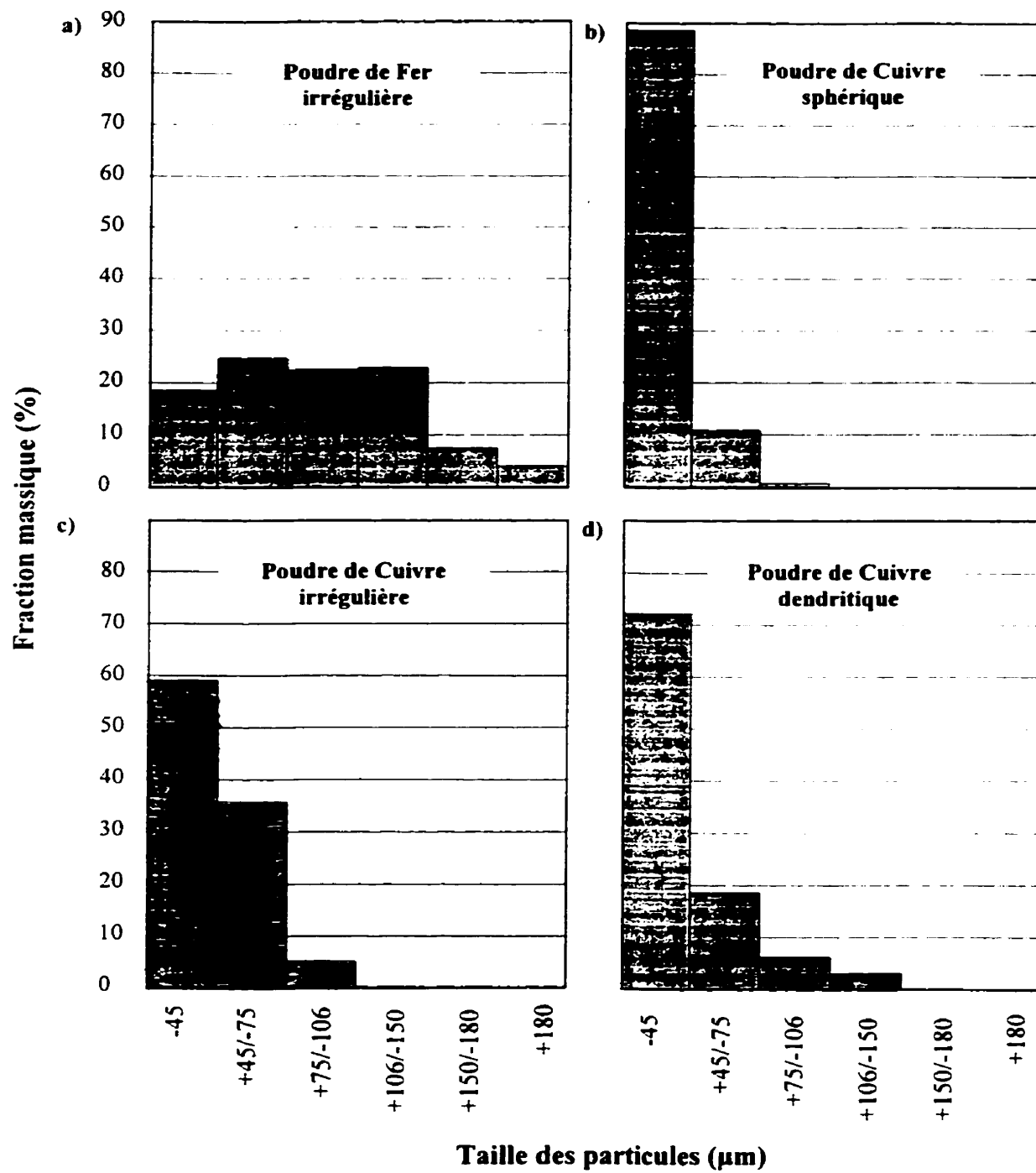


Figure 2.12 Distribution de taille des particules des poudres de fer et de cuivre

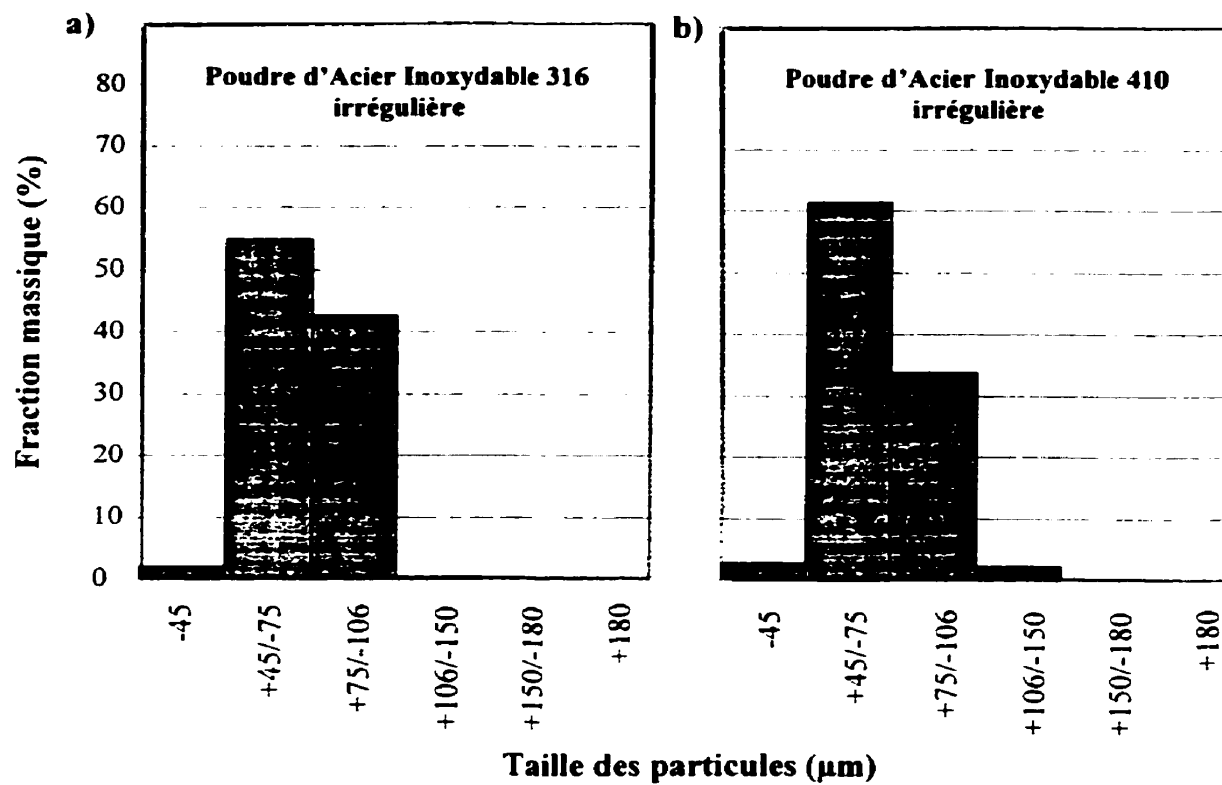


Figure 2.13 Distribution de taille des particules des poudres d'acier inoxydable

Tableau 2.10 Caractéristiques des différentes poudres pressées

Caractéristiques du mélange de poudre				Caractéristiques des particules				
Taille des particules ( $\mu\text{m}$ )	Densité apparente ( $\text{g}/\text{cm}^3$ )	Densité tassée ( $\text{g}/\text{cm}^3$ )	Écoulement (s/50 g)	Géométrie	Densité' ( $\text{g}/\text{cm}^3$ )	Dureté 100 g (HV)	$Y_0$ (MPa)	$n$
<b><i>Poudre de fer atomisée à l'eau, Atomet 1001</i></b>								
+180	2,85	3,53	40,91					
-180/+150	2,73	3,40	41,74					
-150/+106	2,79	3,51	38,97					
-106/+75	2,88	3,49	37,39	irrégulière	7,86	90	100*	0,3†
-75/+45	2,98	3,56	37,06					
-45	3,26	3,96	NF					
+180/-45	3,19	3,91	35,78					
<b><i>Poudre de cuivre atomisée à l'air, US Bronze C118</i></b>								
-75	5,04	5,70	NF	sphérique	8,92	70	34*	0,54†
<b><i>Poudre de cuivre poreuse et irrégulière, US Bronze Cu155</i></b>								
-106	2,86	3,55	NF	irrégulière	8,92	----	34*	0,54†
<b><i>Poudre de cuivre dendritique, US Bronze D101</i></b>								
-106	1,17	1,75	NF	dendritique	8,92	----	34*	0,54†
<b><i>Poudre d'acier Inoxydable 316 atomisée à l'eau</i></b>								
-106	3,07	3,83	40,63	irrégulière	8,0	130	205†	0,44
<b><i>Poudre d'acier Inoxydable 410 atomisée à l'eau</i></b>								
-106	2,56	3,33	51,68	irrégulière	7,8	140	240†	0,44

† ASTM (1984a)

\* German (1994)

† ASTM (1984b)

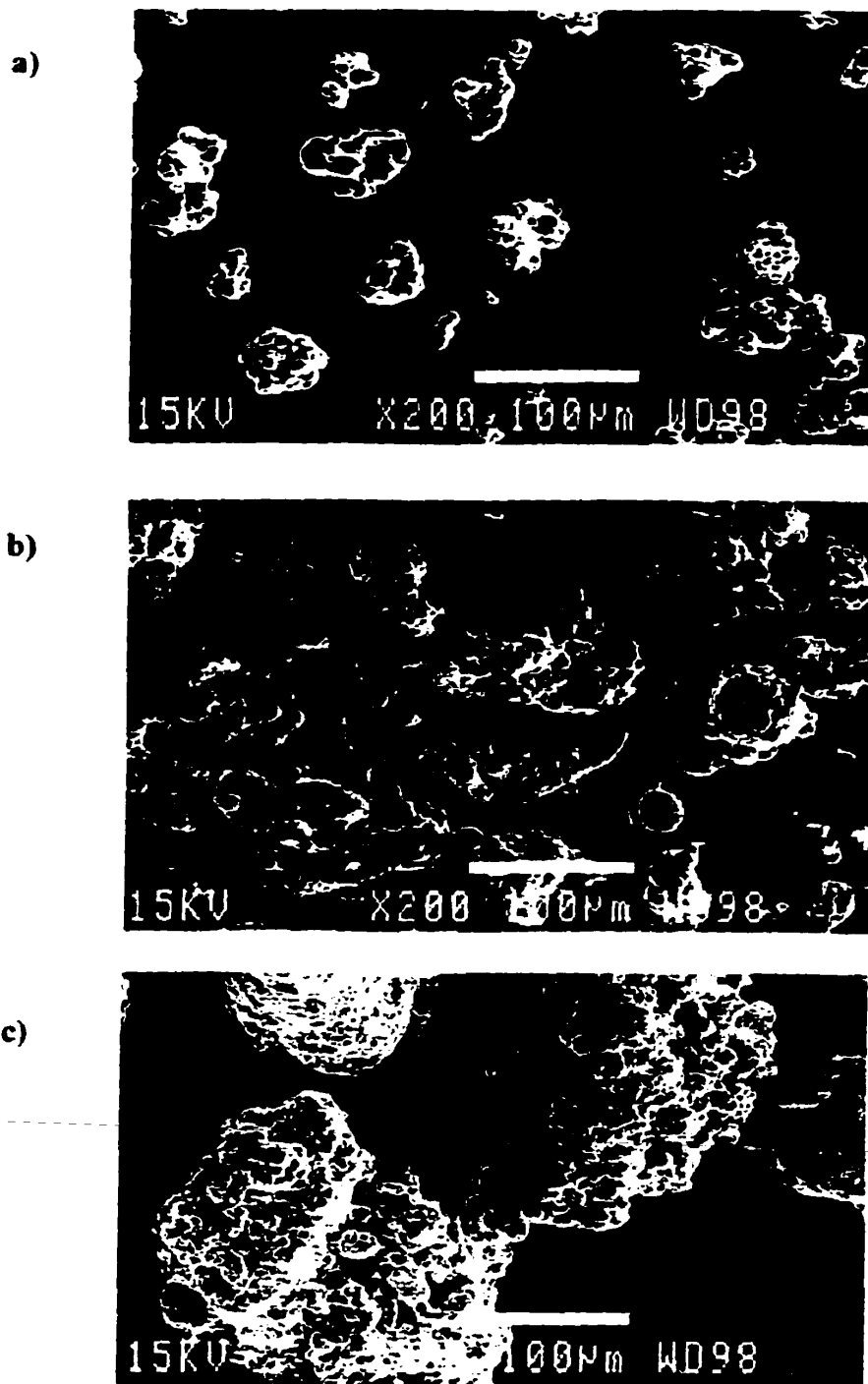


Figure 2.14 Morphologie des différentes poudres de fer 1001 a)  $< 45 \mu\text{m}$  b) mélange  
c)  $> 180 \mu\text{m}$



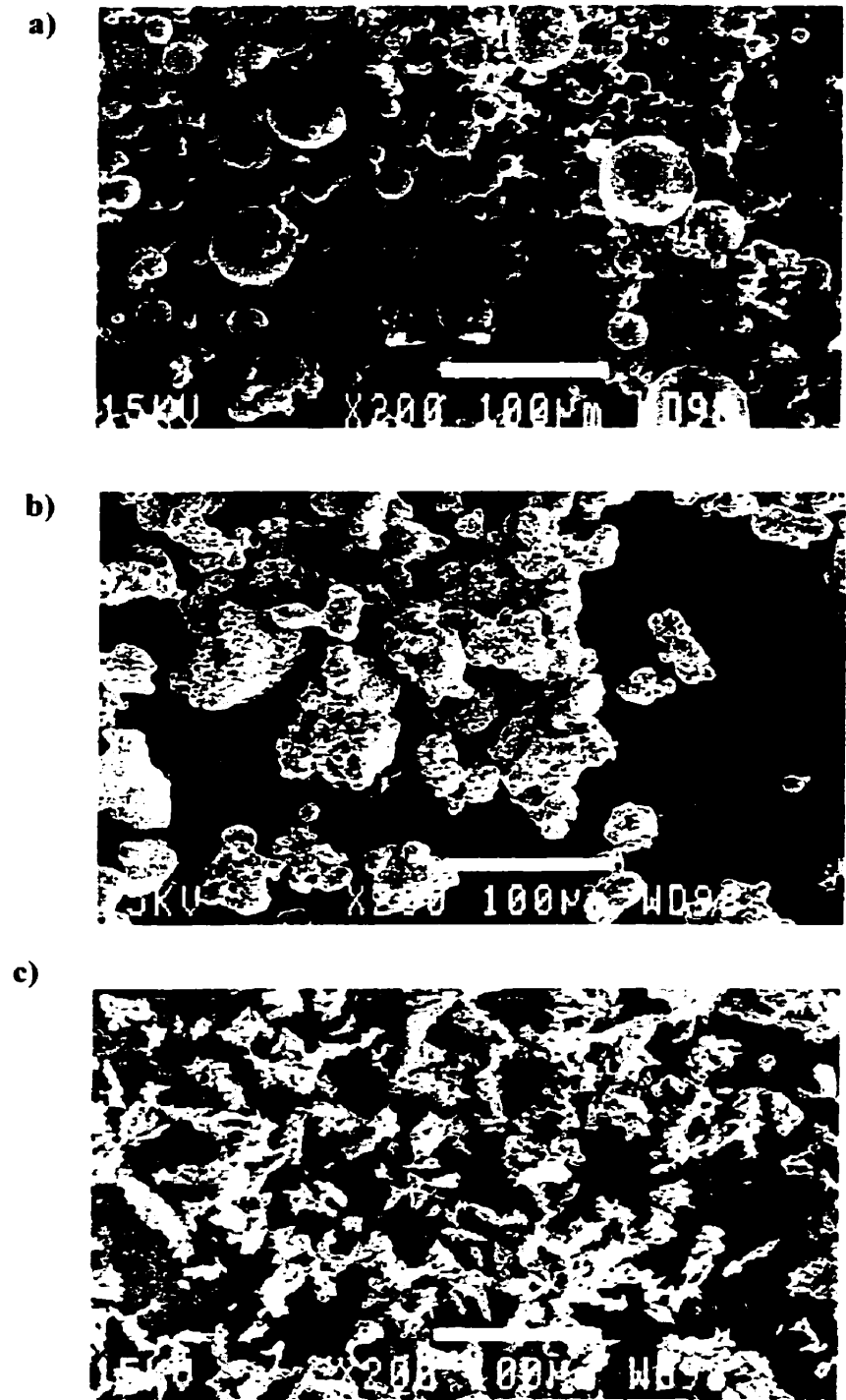


Figure 2.15 Morphologie des différentes poudres de cuivre a) sphérique b) irrégulière  
c) dendritique

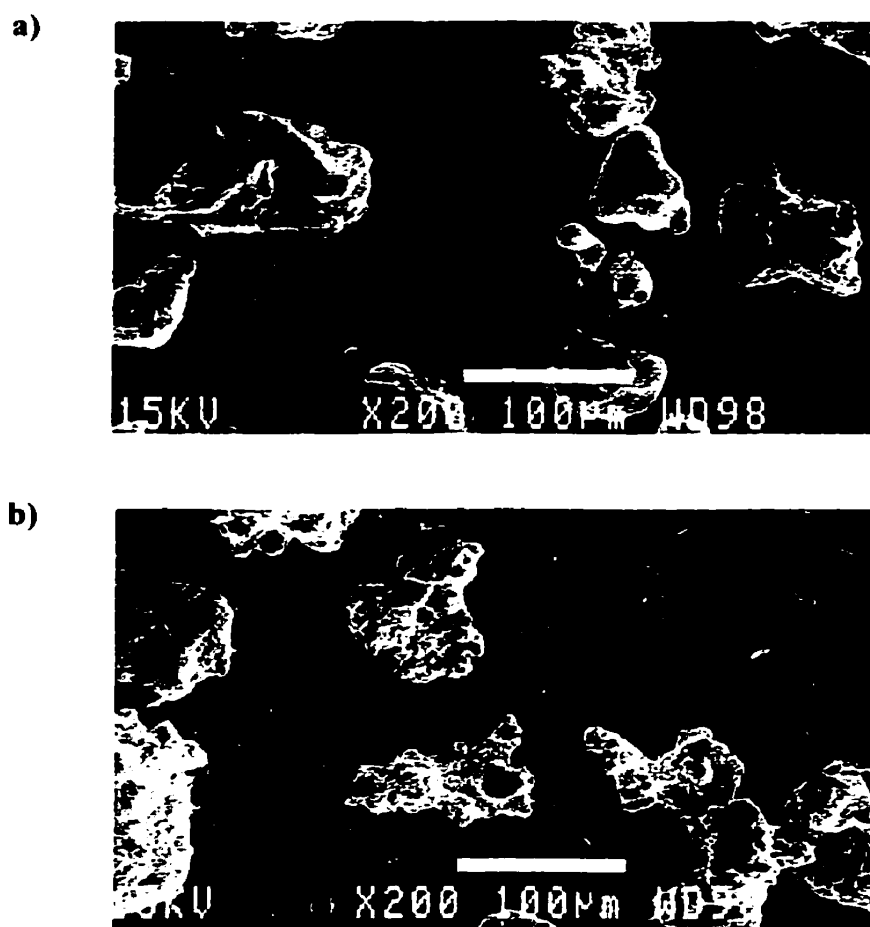


Figure 2.16 Morphologie des différentes poudres d'acier inoxydable a) SS 316 b) SS410

## ***Chapitre 3***

### **PRÉSENTATION DES RÉSULTATS**

#### **3.1 Essais préliminaires**

Une première série d'essais a été effectuée pour vérifier la justesse et la fiabilité du montage expérimental. La fiabilité (reproductibilité) a d'abord été mise à l'épreuve en exécutant les mêmes essais après démontage et remontage du système sur une période de trois semaines. À la figure 3.1 sont présentés les résultats obtenus avec les montages A et F. On estime l'erreur expérimentale à plus ou moins 10 MPa sur  $J_1/3$  et plus ou moins 12 MPa sur  $\sqrt{J'_2}$ . L'erreur est associée en partie au bruit de fond du signal des jauges, de l'ordre de  $\pm 3$  MPa. De plus, la configuration du système et la position des jauges ne permettent pas d'éviter les sollicitations parasites des blocs instrumentés. On a entre autres observé que la configuration D est celle qui provoque le plus de mouvements parasites. C'est en fait l'addition des jeux minimes entre les pièces qui permet la rotation de certains blocs, celle-ci s'amplifiant à haute contrainte avec la déformation élastique du montage. L'endommagement local du bloc 2 ainsi que l'usure non uniforme du lubrifiant ajouté entre le bloc 4 sont des indices évidents de ce phénomène. De plus, comme mentionné au chapitre 2, les comprimés pressés à l'aide

du montage D présent, dans le pire cas, une variation de 1 mm sur  $Y_i$ . Cela confirme la présence d'un moment  $z$  sur le bloc 4 (voir figure 3.2 à la page suivante).

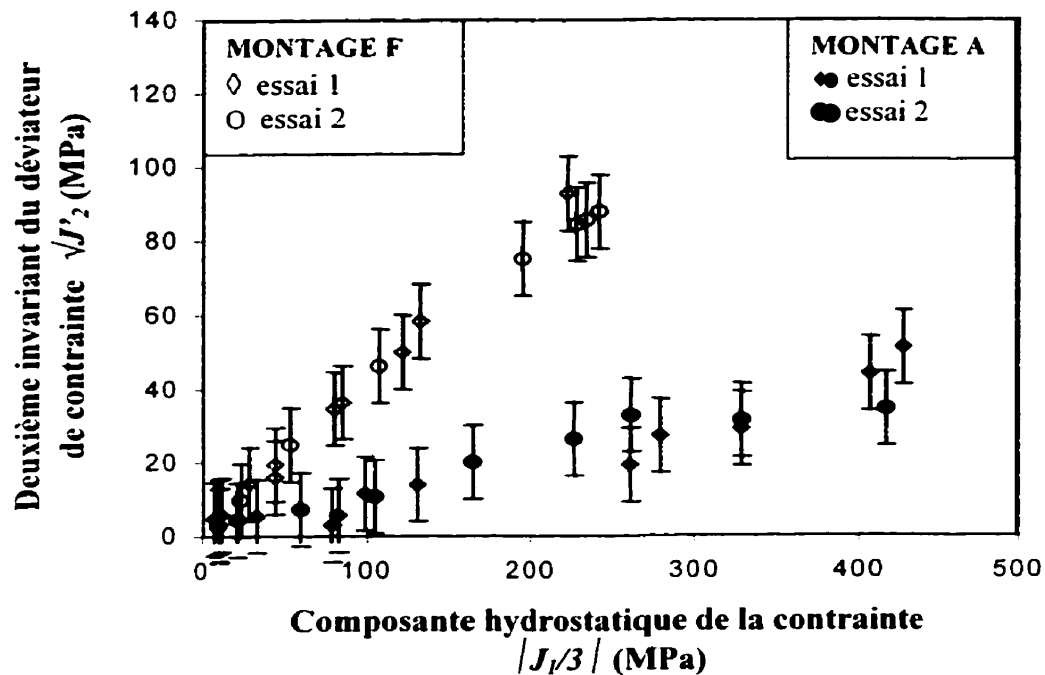


Figure 3.1 Résultats expérimentaux de six essais réalisés à l'aide des montages A et F sur la poudre de fer Atomet 1001 ( $< 45$  microns). On évalue l'erreur expérimentale à  $\pm 12$  MPa sur  $\sqrt{J'_2}$ .

Pour minimiser ces effets non désirables, trois améliorations pourraient être apportées au système. La première serait d'élargir le bloc 2 dans la dimension Y de façon à ce que le mouvement du bloc 4 soit dirigé sur une plus grande surface (voir figure 3.2). La deuxième consisterait à rendre le piston solidaire à la matrice en ajoutant des tiges parallèles à son déplacement de façon à assurer que la sollicitation est uniforme sur la surface du bloc 4. Enfin, une instrumentation plus complexe permettrait

sans doute d'évaluer quantitativement l'intensité des contraintes parasites; l'utilisation de rosettes serait plus appropriée que celle de jauges uniaxiales. Néanmoins, vu l'espace réduit qu'offre le système, une instrumentation plus complexe serait très encombrante et peut-être même irréalisable.

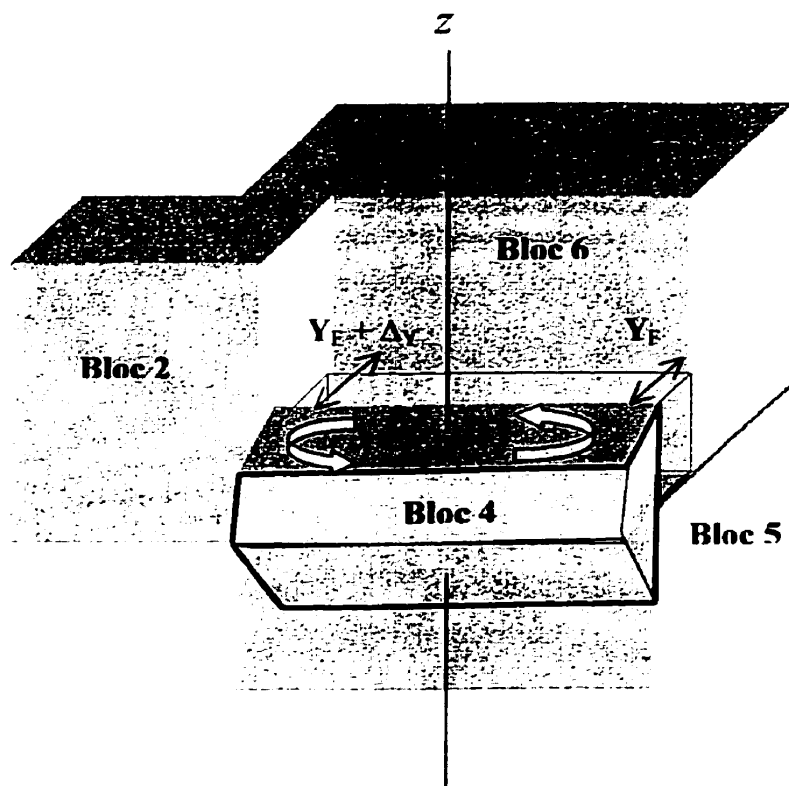


Figure 3.2 Schématisation des mouvements et des sollicitations parasites présentes lors du pressage avec le montage D.

Une troisième source d'erreur expérimentale est liée à l'étalonnage des blocs. En fait, l'étalonnage a été effectué en supposant que les dimensions des pièces sont les mêmes d'un essai à l'autre et que celles-ci sont entièrement définies par le mouvement du piston. Toutefois, la déformation élastique du montage et le léger endommagement

des blocs 2 et 4 créent un écart entre les dimensions réelles et les dimensions théoriques. Pour éviter d'avoir une trop grande erreur, les spécimens dont le rapport entre les dimensions réelles  $X_F, Y_F$  et  $Z_F$  diffèrent de plus de 1% avec les prédictions théoriques ont été rejetés. Ainsi l'erreur maximale que l'on peut commettre sur l'étalonnage est de 5%. D'autres essais ont aussi été rejetés pour différentes raisons comme des fuites de poudre, des chemins de contrainte non linéaires, la défaillance des jauges ou simplement la perte du fichier. Le nom des essais qui ont été utilisés pour produire les graphiques des chapitres 3 et 4 sont soulignés dans les tableaux 3.6 et 3.8.

Une fois la fiabilité acceptée, il est très important de s'assurer que l'état des contraintes est linéaire durant le pressage. Il s'agit en fait du seul moyen de vérifier que les déformations sont proportionnelles. On remarquera que pour certains essais, les résultats s'écartent de la linéarité en début et en fin de pressage. L'écart en fin de pressage est causé par la déformation élastique des blocs. Par exemple, la configuration B affiche une baisse du déviateur en fin de pressage puisque le bloc 2, qui est le plus sollicité, se déforme de façon non proportionnelle aux blocs 6 et 9. D'autres chercheurs ayant utilisé un montage semblable à celui de la présente étude ont fait la même remarque (Brown et Abou-Chedid, 1994). À la toute fin du pressage, un second événement peut faire dévier le chemin de déformation. Comme il a été choisi de presser des pièces ayant des dimensions finales constantes, des butés ont été placés pour arrêter le mouvement des blocs et ainsi marquer la fin du pressage (voir figure 2.3). Or, suite à la déformation élastique du montage, il est possible que les blocs n'atteignent

pas les butées  $x$  et  $y$  simultanément. À partir de ce moment, le chemin de déformation dévie de sa trajectoire initiale et le pressage doit être arrêté. Ce phénomène est marqué par une augmentation exagérée de la force externe de pressage tel qu'expliqué à la section 2.3. Les points expérimentaux qui ont été acquis suite à l'occurrence de ce phénomène ont été écartés de l'étude. L'écart à la linéarité en début de pressage est causé par une inclinaison du piston combiné à un soulèvement du boîtier. Le fait que le fond du montage ne soit pas solidaire au boîtier réduit sa stabilité. Toutefois, il était impossible de faire autrement puisque pour les configurations B, C et F, les comprimés doivent être extraits par le dessous.

Enfin, pour vérifier l'exactitude des résultats, quelques essais ont été réalisés à l'aide d'une matrice de pressage uniaxiale flottante fabriquée par *Major Gauge & Tool*. Si l'on compare la contrainte  $\sigma_z$  lue par la jauge 1 lors du pressage en configuration F avec la contrainte lue par la cellule de charge lors du pressage conventionnel, il est possible de vérifier la justesse du montage expérimental utilisé. En fait, pour la plus grosse granulométrie de poudre de fer, une contrainte de 210 MPa est nécessaire pour produire un comprimé ayant une densité relative de 0,83 à partir du montage F. Avec la matrice flottante, une contrainte maximale de 207 MPa est nécessaire pour obtenir une telle densité. Ceci confirme la justesse du montage expérimental. Enfin, il faut noter que les présents travaux sont axés sur l'étude comparative de la densification de huit poudres. Par conséquent, la fiabilité des résultats est beaucoup plus critique que leur exactitude.

## 3.2 Traitement des résultats

À chaque essai est associé un fichier en code ASCII comprenant deux parties. La première partie du fichier est composée de cinq colonnes donnant dans l'ordre les contraintes  $\sigma_x$ ,  $\sigma_y$ ,  $\sigma_z$ , la force déployée par la presse et le temps. Cette première partie d'en moyenne 1000 lignes correspond à la lecture continue des jauges et de la cellule de charge durant l'essai. Une deuxième partie d'au moins dix lignes vient s'ajouter au fichier (un modèle du fichier est présenté à la page suivante). Celle-là a été conçue à partir des lectures discrètes prises durant les essais. On y retrouve la lecture du déplacement du piston, les trois contraintes lues par les jauges et la force lue par la cellule de charge. C'est cette deuxième partie qui a été analysée en détail pour les essais soulignés aux tableaux 2.6 à 2.8.

La première étape de l'analyse des résultats consiste à créer un tableau donnant les dimensions instantanées du comprimé et sa densité relative. Ces valeurs sont calculées à partir du déplacement du piston et des dimensions finales de la pièce tel qu'explicité par les équations 2.8 à 2.10. Ensuite, on doit modifier l'intensité des contraintes lues par les jauges en les divisant par leur paramètre d'étalonnage respectif, les  $F_i$ . À chaque montage sont associées trois courbes d'étalonnage distinctes reliant les dimensions de la surface sollicitée au paramètre d'étalonnage (voir les graphiques des figures 2.8 et 2.9). Connaissant les dimensions instantanées des comprimés, les  $F_i$  sont calculés en utilisant les différents lissages proposés. Enfin, à partir des contraintes ainsi ajustées,



on calcule les invariants du tenseur de contrainte hydrostatique et du tenseur déviateur de contrainte,  $J_1$  et  $J_2'$  en faisant l'hypothèse que les contraintes lues par les jauges sont les contraintes principales.

<b>Sigma X (MPA)</b>	<b>Sigma Y (MPA)</b>	<b>Sigma Z (MPA)</b>	<b>Cellule (KN)</b>	<b>Temps (s)</b>
⋮	⋮	⋮	⋮	⋮
22.946	43.420	40.709	69.910	1.197
23.335	43.420	40.135	71.213	1.198
23.335	43.420	40.709	70.779	1.215
22.946	43.420	40.135	69.910	1.217
23.723	43.420	40.135	69.910	1.218
22.946	43.420	40.135	69.476	1.223
22.946	43.036	39.562	69.910	1.225
22.946	43.036	39.562	69.476	1.227
23.335	43.805	39.562	69.910	1.228
23.723	43.036	39.562	69.910	1.233
<b>Déplacement (mm)</b>	<b>Sigma X (MPA)</b>	<b>Sigma Y (MPA)</b>	<b>Sigma Z (MPA)</b>	<b>Cellule (KN)</b>
⋮	⋮	⋮	⋮	⋮
3.180	23.335	43.036	40.135	69.476
3.870	39.669	69.550	65.937	99.437
4.610	62.614	106.822	108.939	142.860
5.240	92.171	154.085	164.555	189.322
5.730	110.839	187.515	196.663	244.034
6.070	124.062	209.801	219.024	303.957
6.430	138.452	239.004	242.532	397.315
6.850	155.953	272.819	271.200	590.980
7.060	159.842	279.351	290.695	745.564

Figure 3.3 Modèle d'un fichier des résultats brut tel qu'enregistré dans *Excel*

### 3.3 Présentation des résultats

#### 3.3.1 Pressage des poudres de fer de granulométries différentes

Trois granulométries de poudre de fer ont été pressées selon les six états de déformation présentés à la figure 2.4. À partir des lectures de contrainte et de déplacement, on a tracé, pour chacune des poudres, l'état de contrainte associé aux différentes configurations (voir les graphiques de la figure 3.4 p.135). Dans tous les cas, plus la composante de cisaillement est élevée, plus le deuxième invariant du tenseur déviateur de contrainte l'est aussi. En somme, que ce soit dans l'espace défini par les invariants du tenseur déformation ou dans celui défini par les invariants de la contrainte, les pentes qui caractérisent les différentes sollicitations varient dans le même sens; celle du pressage uniaxial étant la plus élevée.

Lorsque l'on compare l'état de contrainte développé dans chacune des poudres pour un même chemin de déformation, on note une certaine tendance. La poudre fine développe une plus grande composante de cisaillement que la poudre grossière pour quatre des cinq configurations. Toutefois, les résultats obtenus à partir du mélange infirment cette tendance. Cela suggère que la taille des particules a une légère influence sur la loi de comportement de la poudre. À la figure 3.5 sont comparés les résultats des configurations A et C des trois poudres. Les expressions mathématiques des droites qui caractérisent les différents chemins de contrainte se retrouvent au tableau 3.1, p.140.

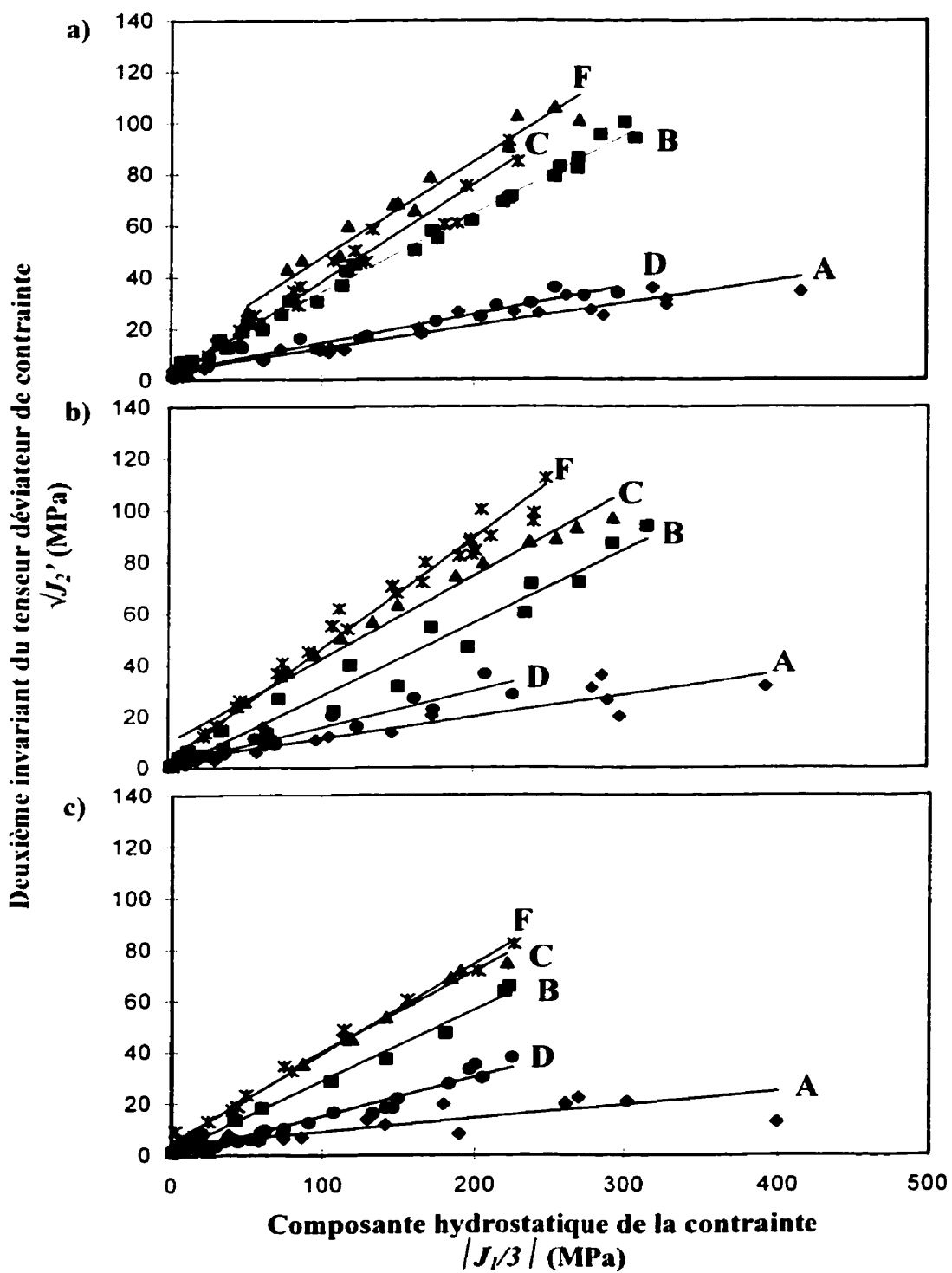


Figure 3.4 États de contrainte développés dans les trois granulométries de la poudre Atomet 1001 a) fine  $< 45 \mu\text{m}$  b) mélange c) grossière  $> 180 \mu\text{m}$

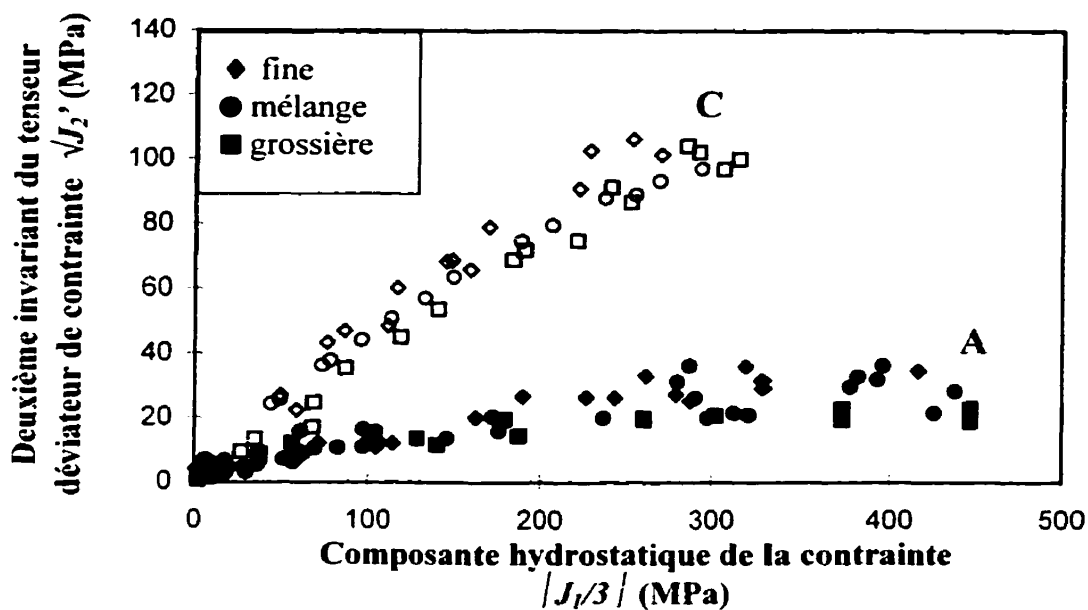


Figure 3.5 Comparaison de l'état des contraintes développé dans chacune des granulométries de la poudre Atomet 1001 pour les montages A et C.

Dans la pratique de la métallurgie des poudres, on utilise les courbes de compressibilité comme outil de planification du pressage. Ces courbes présentent la densité relative en fonction de la pression uniaxiale et sont souvent modélisées par des lois de puissance ou des logarithmes (German, 1994). Cependant, il est beaucoup moins commun de présenter de telles courbes pour des pressages autres que le pressage uniaxial. En fait, peu se sont posés la question à savoir quelle est la variable de contrainte universelle aux différents types de sollicitation. Dans le cas présent, les invariants du tenseur de contrainte ont été choisis pour caractériser l'intensité de la contrainte. Aux figures 3.6 et 3.7 sont présentés l'évolution de la densité relative des comprimés en fonction de la contrainte hydrostatique et du deuxième invariant du tenseur déviateur de contrainte respectivement.

Il est difficile de déterminer une tendance générale quant à l'évolution de la contrainte hydrostatique pour les différents chemins de déformation. En lissant les résultats par des lois de puissance, on note que pour la composante hydrostatique, les courbes du montage A sont plus arquées, suivies par les courbes E, F, C, B et D à une exception près (voir la deuxième colonne du tableau 3.1, plus l'exposant s'éloigne de 1 et plus la courbe est arquée). L'exception est la poudre fine pour laquelle la courbe du pressage isostatique est plus arquée que celle du montage A. Il faut aussi noter que les courbes des montages B et C sont tellement peu arquées qu'il a été préférable de les lisser par des polynômes du deuxième degré. Quant à la composante de cisaillement, la différence entre les montages est beaucoup plus marquée. L'augmentation de la cission en fonction de la densité relative est plus rapide pour les montages favorisant un cisaillement (F, C et B) que pour les autres (A et D). Chaque série de résultats est relativement bien lissée par une loi de puissance. Néanmoins, aucune règle générale n'est soulignée quant à l'expression mathématique de ces lois en fonction du type de montage. En effet, pour la poudre fine, l'exposant des lois suit l'ordre croissant F, A, C, D et B tandis que pour la poudre grossière l'ordre est C, F, B, A, D. Toutefois, on peut remarquer que le coefficient,  $m$ , des courbes augmente lorsque le chemin de déformation tend vers l'uniaxialité. Enfin, le fait que les courbes des différents montages se croisent laisse supposer que la surface de densification ne se dilate pas de façon homothétique à mesure que la densité augmente.

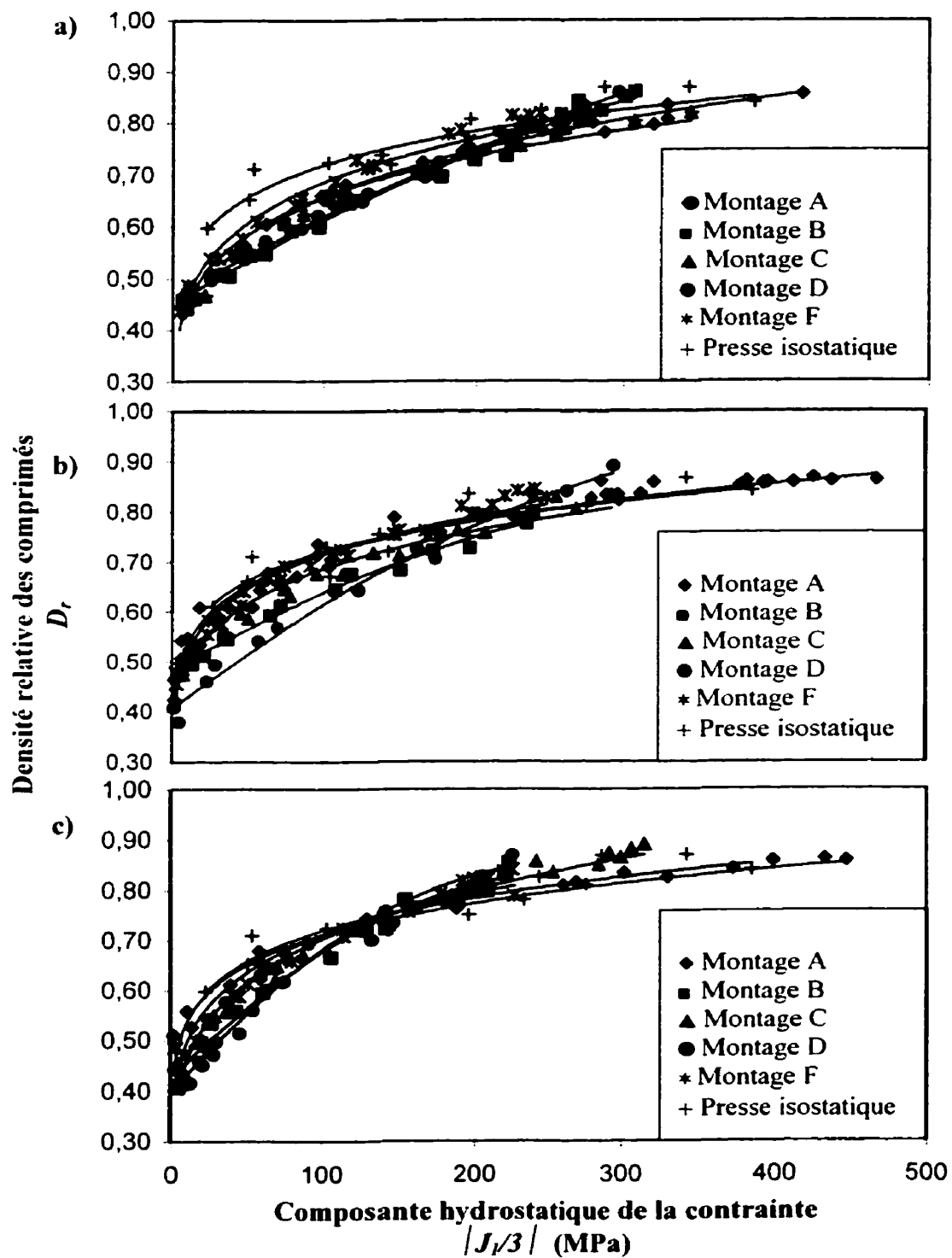


Figure 3.6 Courbes de compressibilité obtenues en pressant la poudre de fer selon les configurations A à F a) fine  $< 45 \mu\text{m}$  b) mélange c) grossière  $> 180 \mu\text{m}$ .

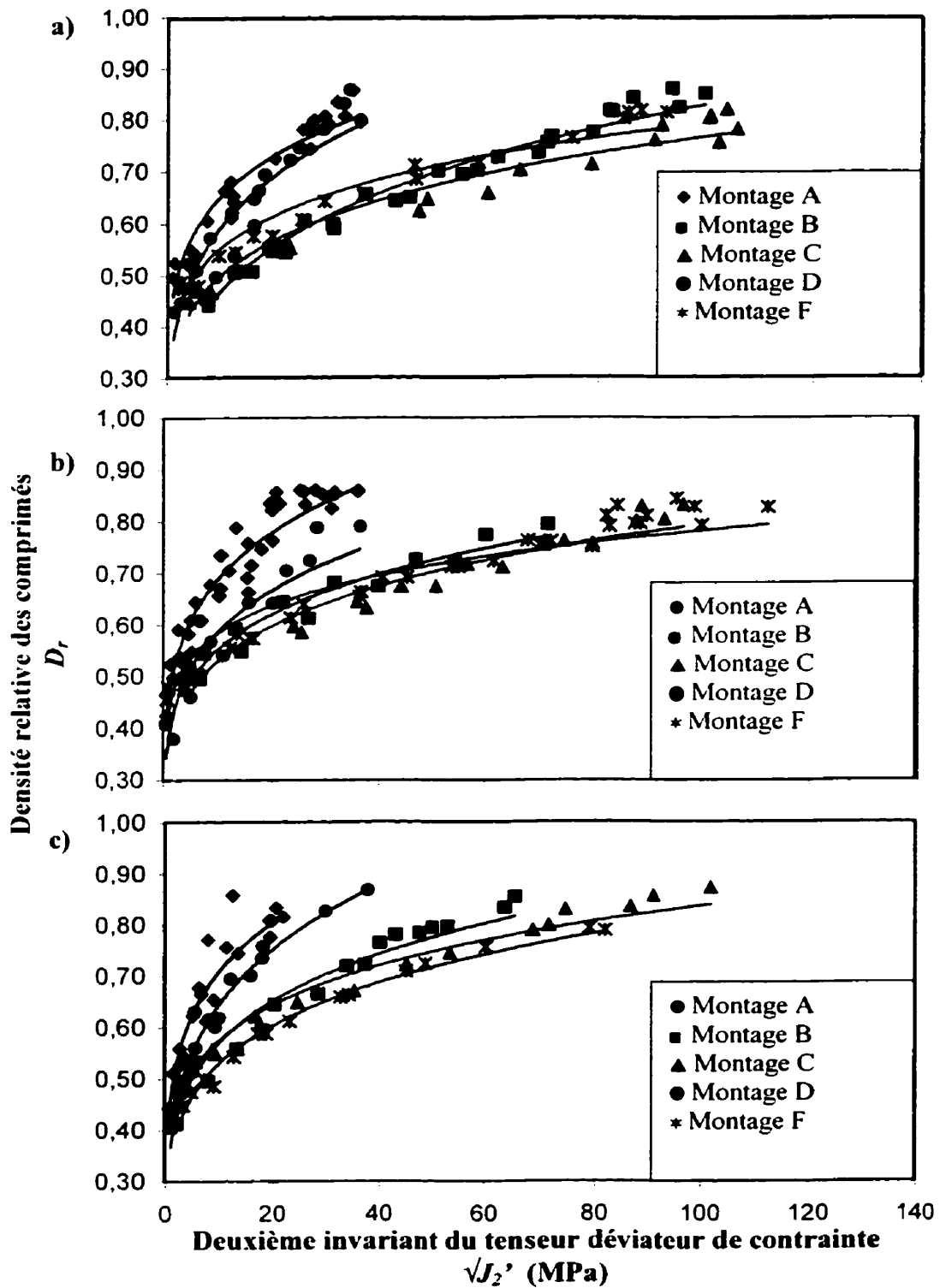


Figure 3.7 Courbes de compressibilité obtenues en pressant la poudre de fer selon les configurations A à F a) fine  $< 45 \mu\text{m}$  b) mélange c) grossière  $> 180 \mu\text{m}$ .

Tableau 3.1 Expressions mathématiques des courbes de compressibilité

Types de Montage	$J_1/3 = a\sqrt{J_2'}+b$		$D_r$ versus $J_1/3$	$D_r = m \sqrt{J_2'}^n$	
	$a$	$b$		$m$	$n$
<b>Poudre de fer fine Atomet 1001 (&lt; 45µm)</b>					
E	0,00	0,00	$D_r = 0,36 (J_1/3)^{0.15}$	0,00	0,00
A	0,09	3,49	$D_r = 0,30 (J_1/3)^{0.17}$	0,43	0,18
D	0,11	3,32	$D_r = -1E_6 (J_1/3)^2 + 0,0016 (J_1/3) + 0,47$	0,33	0,21
B	0,30	4,34	$D_r = -2E_6 (J_1/3)^2 + 0,0016 (J_1/3) + 0,47$	0,32	0,25
C	0,37	10,69	$D_r = 0,27 (J_1/3)^{0.19}$	0,32	0,19
F	0,37	0,96	$D_r = 0,31 (J_1/3)^{0.17}$	0,37	0,17
<b>Poudre de fer mélange Atomet 1001</b>					
E	0,00	0,00	$D_r = 0,40 (J_1/3)^{0.12}$	0,00	0,00
A	0,09	2,48	$D_r = 0,42 (J_1/3)^{0.12}$	0,50	0,17
D	0,14	1,24	$D_r = -2E_6 (J_1/3)^2 + 0,0023 (J_1/3) + 0,41$	0,36	0,21
B	0,28	0,41	$D_r = -2E_6 (J_1/3)^2 + 0,0018 (J_1/3) + 0,48$	0,36	0,18
C	0,32	9,86	$D_r = 0,34 (J_1/3)^{0.15}$	0,34	0,19
F	0,43	3,22	$D_r = 0,37 (J_1/3)^{0.14}$	0,32	0,14
<b>Poudre de fer grossière Atomet 1001 (&gt;180 µm)</b>					
E	0,00	0,00	$D_r = 0,37 (J_1/3)^{0.14}$	0,00	0,00
A	0,05	3,66	$D_r = 0,39 (J_1/3)^{0.13}$	0,45	0,20
D	0,15	-0,23	$D_r = -7E_6 (J_1/3)^2 + 0,0035 (J_1/3) + 0,46$	0,37	0,24
B	0,28	0,99	$D_r = -6E_6 (J_1/3)^2 + 0,0031 (J_1/3) + 0,43$	0,36	0,20
C	0,32	8,40	$D_r = 0,29 (J_1/3)^{0.19}$	0,39	0,17
F	0,35	4,40	$D_r = 0,33 (J_1/3)^{0.17}$	0,34	0,19



Pour mieux observer l'effet qu'a la taille des particules sur l'évolution des invariants du tenseur contrainte ( $J_1$  et  $J_2$ ), les résultats des graphiques de la figure 3.6 et de la figure 3.7 ont été combinés sur deux graphiques (figures 3.8 et 3.9). Pour fin de clarté, seuls les résultats des configurations A et F sont présentés. On peut noter que pour une même contrainte, la densité de la poudre fine est légèrement plus faible que celle des deux autres poudres. Cela est plus marqué sur le graphique de la figure 3.9. Toutefois, il semble que l'influence de la taille des particules ne soit pas significative. Il a été vérifié que les résultats des autres montages suivent la même tendance.

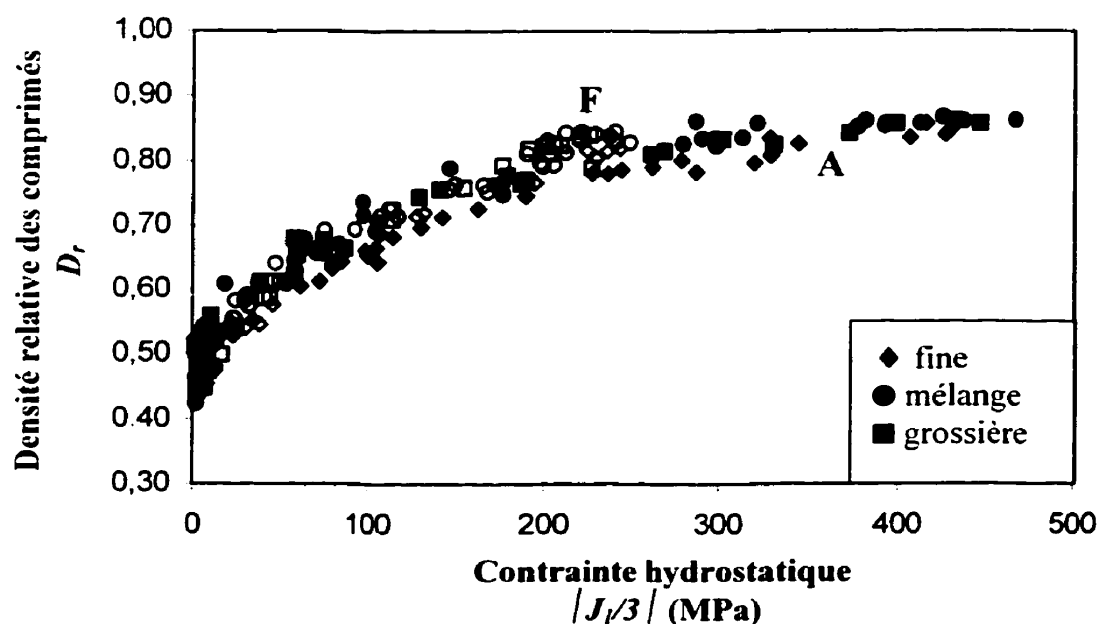


Figure 3.8 Comparaison de la composante hydrostatique des courbes de compressibilité pour les trois granulométries de la poudre Atomet 1001 et pour les configurations A et F.

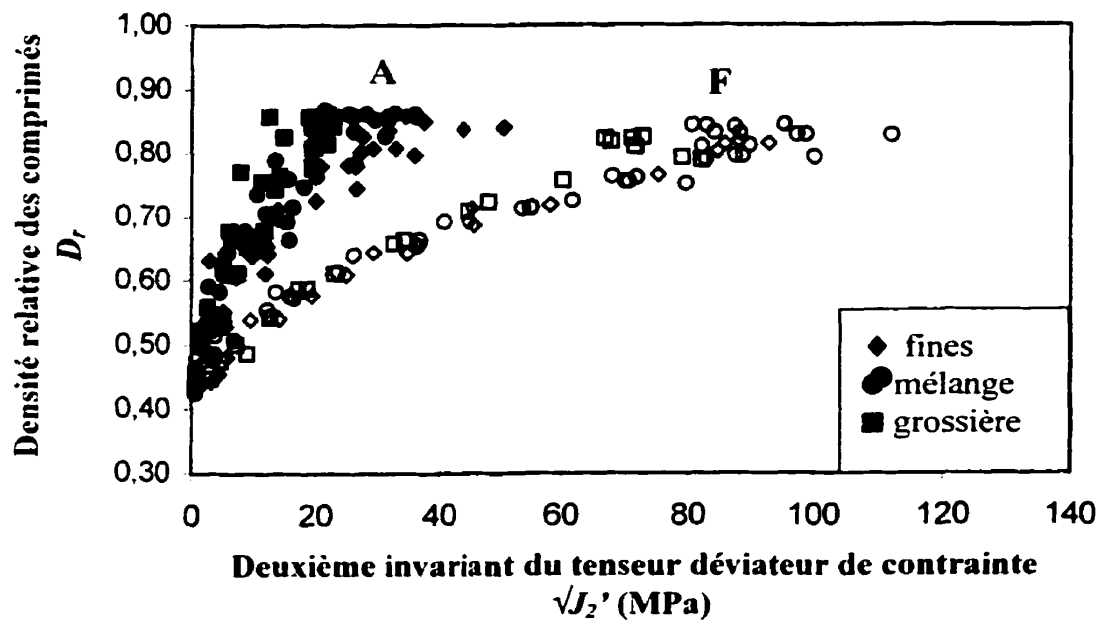


Figure 3.9 Comparaison de la composante cission des courbes de compressibilité pour les trois granulométries de la poudre Atomet 1001 et pour les configurations A et F.

### 3.3.2 Pressage des poudres de cuivre de morphologies différentes

Trois poudres de cuivre de morphologies différentes ont été pressées selon les six états de déformation présentés précédemment. Les résultats de ces pressages ont été traités de façon tout à fait identique aux résultats présentés à la section 3.3.1. On présente d'abord l'évolution de l'état de contrainte pour les cinq types de pressage (Figures 3.10 et 3.11). On constate que pour les montages B, C et F, il n'a pas été possible de presser la poudre dendritique à des contraintes aussi élevées que les autres

poudres. Cela est associé à un problème d'ordre technique provenant du design du montage. Puisque la poudre dendritique a une densité apparente très faible, le volume occupé par 40 g de cette poudre est de  $35 \text{ cm}^3$ . Toutefois, les volumes maximaux de la cavité pour les montages B, C et F conventionnels sont respectivement  $14 \text{ cm}^3$ ,  $20 \text{ cm}^3$  et  $18 \text{ cm}^3$ . Il a tout de même été possible de modifier les deux premiers montages de façon à augmenter la taille initiale de la cavité et diminuer sa taille finale pour maximiser la densité des comprimés. Néanmoins, en augmentant le volume initiale de la cavité on introduit une plus grande erreur expérimentale en début de pressage. En fait, plus les blocs sont éloignés les uns des autres et moins ils sont guidés sur une grande distance. Ils ont alors beaucoup plus tendance à pivoter ce qui induit des sollicitations parasites, plus particulièrement sur le bloc 6 dont la jauge est située sur la surface en contact avec le bloc 7. L'effet de ces sollicitations est marqué par une augmentation exagérée du déviateur des contraintes au début du pressage. Toutefois, on remarque qu'il y a retour à la linéarité une fois le mouvement des blocs stabilisé. Cet effet parasite est moins marqué pour le montage F dont les blocs sont guidés sur toute leur hauteur par le boîtier de la matrice. Bref, les résultats obtenus à partir des montages B et C sont complètement brouillés, il a été impossible d'atteindre un régime stationnaire.

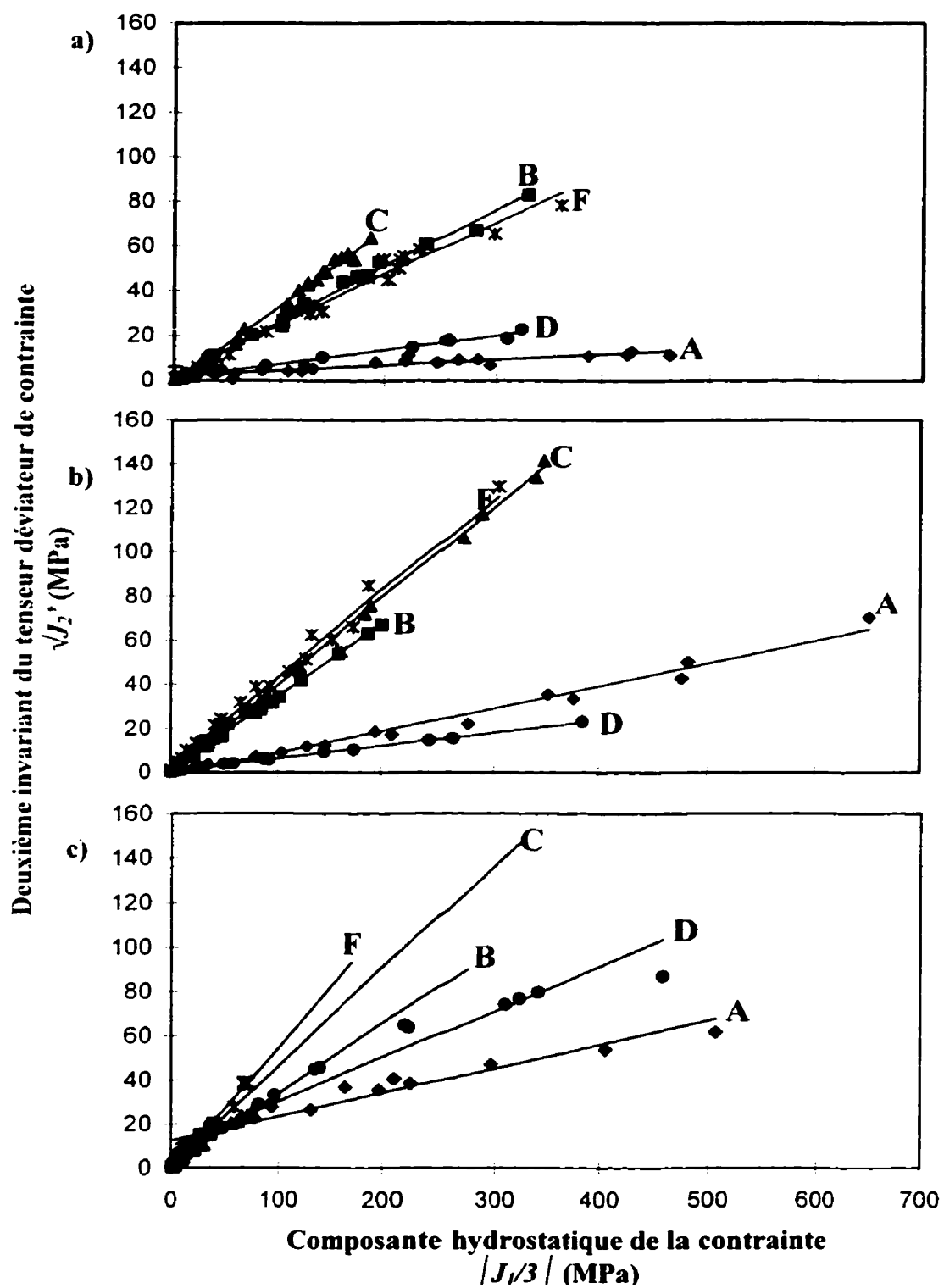


Figure 3.10 États des contraintes développés dans les trois poudres de cuivre de morphologies différentes a) sphérique b) irrégulière c) dendritique.

Les équations des droites qui décrivent l'état de contrainte de chacun des pressages sont présentées au tableau 3.2. Pour la poudre dendritique, les résultats du début des pressages ont été exclus de la linéarisation graphique. En comparant les états de contrainte développés dans les trois poudres, on remarque que la poudre dendritique développe une plus grande composante de cisssion pour toutes les configurations, suivie de la poudre irrégulière et de la poudre sphérique (voir figure 3.11). Ceci est un indice de l'influence que peut avoir la forme des particules sur la loi de comportement des poudres. On note cependant que, pour la poudre sphérique, le montage F provoque une sollicitation à plus forte composante hydrostatique que les montages B et C. De plus, pour la poudre irrégulière, l'état des contraintes du montage D est plus hydrostatique que celui du montage A. Ceci est assez surprenant. Comme les poudres de cuivre sont très fines, il y a eu des infiltrations de matière durant le pressage. Ces infiltrations ont rendu les manipulations beaucoup plus difficiles et ont sans doute causé des erreurs expérimentales. C'est pourquoi les contraintes développées dans les poudres de cuivre sont beaucoup moins prévisibles que celles des poudres de fer.

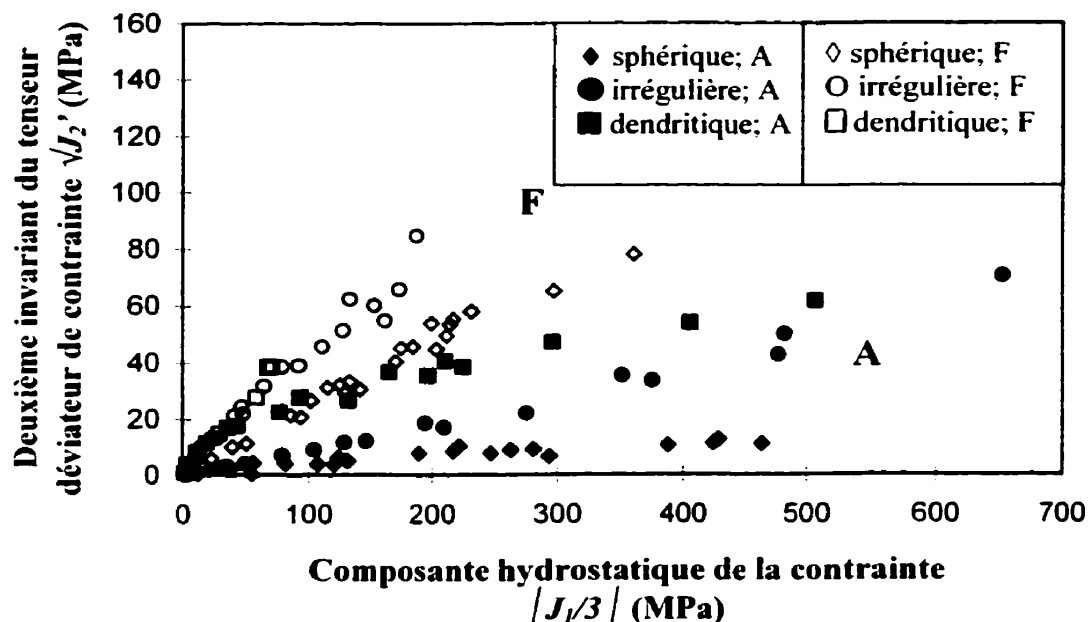


Figure 3.11 Comparaison des états de contrainte développés dans les trois poudres de cuivre pour les configurations de passage A et F.

La compressibilité de chacune des poudres de cuivre est ensuite étudiée à l'aide de graphiques montrant l'évolution de la composante hydrostatique de la contrainte et de la cission en fonction de la densité relative des poudres (figure 3.12 à 3.15). Pour la poudre sphérique, seuls les résultats tirés des montages A et F sont correctement lissés par des lois de puissance. On a utilisé des polynômes de deuxième degré comme expression mathématique pour les résultats des trois autres montages. De façon générale, les résultats qui présentent l'évolution de la composante hydrostatique de la contrainte en fonction de la densité relative sont plutôt regroupés pour les poudres sphérique et poreuse. Pour la poudre dendritique, une différence beaucoup plus

marquée existe entre les courbes de compressibilité obtenues à partir des différents pressages. Contrairement aux sept autres poudres pressées, dans le cas de la poudre dendritique, le chemin de déformation semble avoir un effet sur la composante hydrostatique de la contrainte. Sur le graphique de la figure 3.14, il est surprenant de voir comment les courbes de compressibilité de la poudre irrégulière et de la poudre dendritique se rejoignent. Ceci est aussi marqué pour la composante de cisssion dans le cas du pressage uniaxial (F). Les graphiques des figures 3.14 et 3.15 mettent en évidence l'influence de la densité apparente sur les courbes de compressibilités. Les résultats de la poudre sphérique qui a une densité apparente beaucoup plus élevée que les deux autres poudres, sont situés à droite des graphiques. De façon générale, les lois de puissance qui décrivent l'évolution de la composante hydrostatique de la contrainte ont un coefficient  $m$  plus faible pour la poudre dendritique, suivi de la poudre irrégulière et de la poudre sphérique. Certains chercheurs ont déjà proposé d'utiliser la densité apparente comme valeur de  $m$  (German, 1994). Bien que la moyenne des coefficients  $m$  obtenus pour les différents pressages soit en effet près de la densité apparente des poudres étudiées, les résultats montrent que  $m$  est fonction du chemin de déformation. Bref, l'influence de la forme des particules sur la densité relative des comprimés est très marquée.

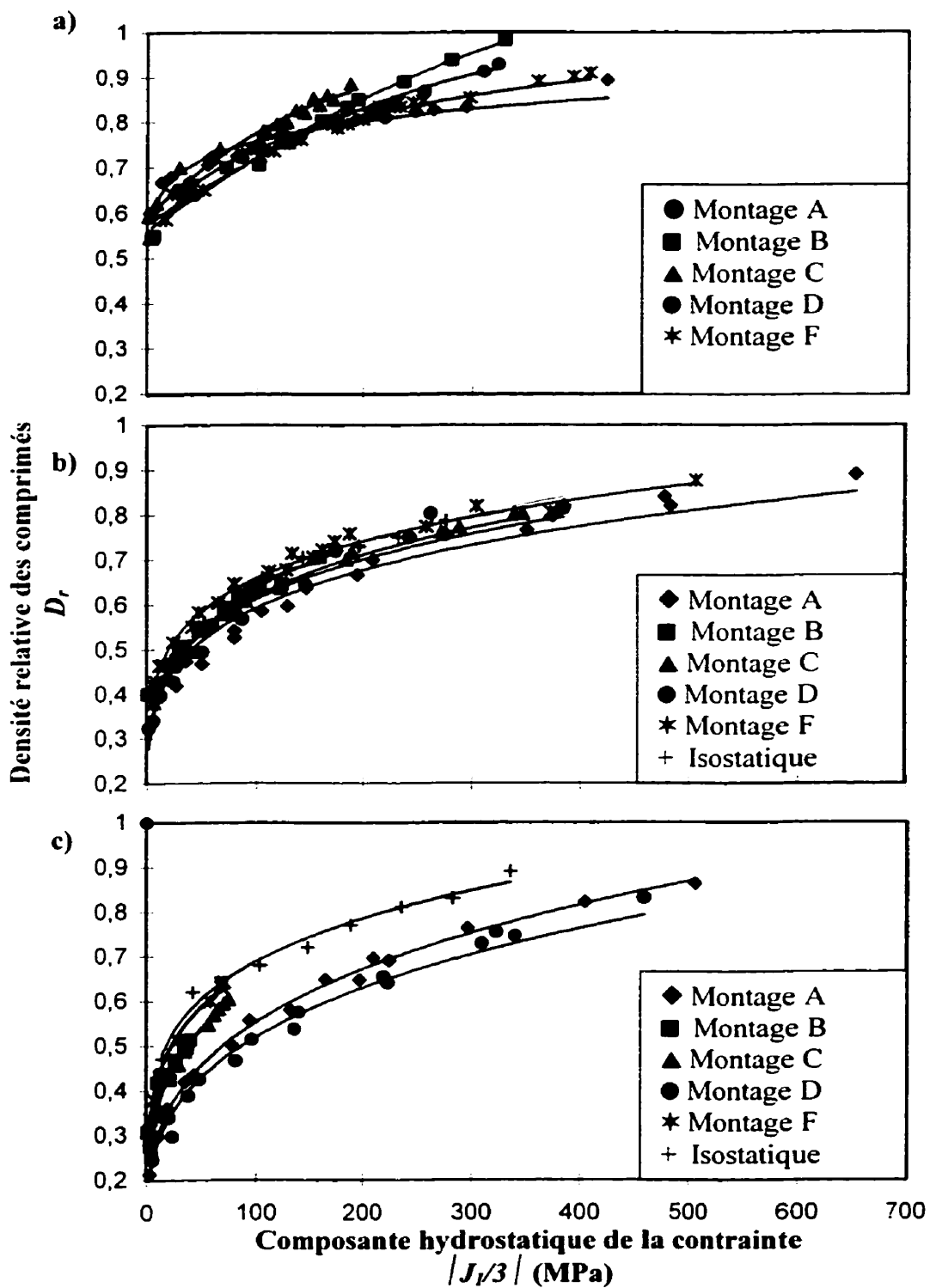


Figure 3.12 Courbes de compressibilité obtenues en pressant les poudres de cuivre selon les configurations A à F a) sphérique b) irrégulière c) dendritique.



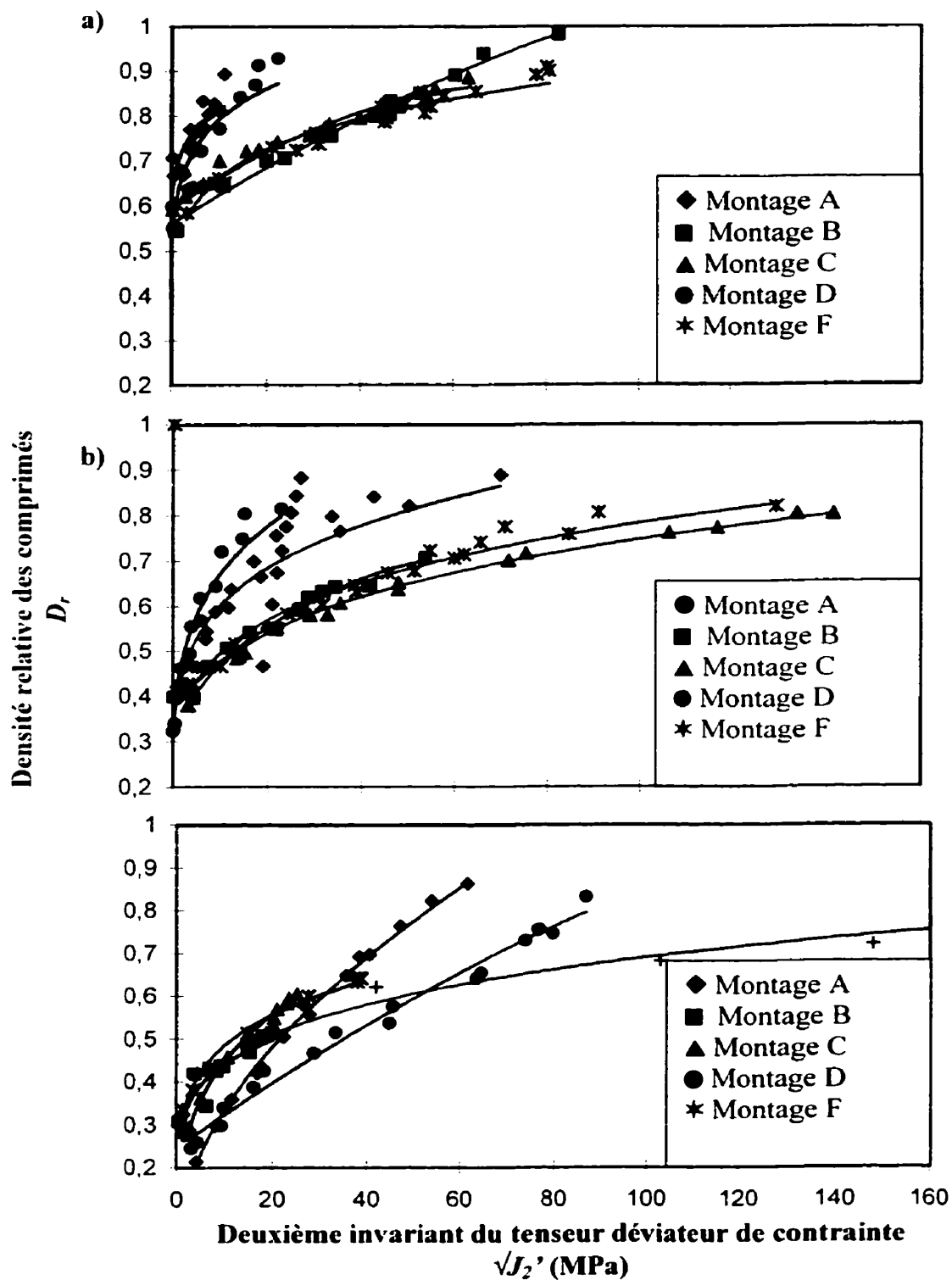


Figure 3.13 Courbes de compressibilité obtenues en pressant les poudres de cuivre selon les configurations A à F a) sphérique b) irrégulière c) dendritique.

**Tableau 3.2 Expressions mathématiques des lissages graphiques pour les poudres de cuivre**

Montages	$J_1/3 = a\sqrt{J_2} + b$		$D_r$ versus $J_1/3$	$D_r = m \sqrt{J_2}^n$
	a	b		
<b>Poudre de cuivre sphérique</b>				
E	0,00	0,00		
A	0,02	1,61	$D_r = 0,51 (J_1/3)^{0,0867}$	$D_r = 0,65 (\sqrt{J_2})^{0,11}$
D	0,06	0,79	$D_r = -2E_6 (J_1/3)^2 + 0,0016 (J_1/3) + 0,57$	$D_r = 0,58 (\sqrt{J_2})^{0,14}$
B	0,25	1,25	$D_r = -1E_6 (J_1/3)^2 + 0,0018 (J_1/3) + 0,56$	$D_r = -2E_5 (\sqrt{J_2})^2 + 0,0066 (\sqrt{J_2}) + 0,56$
C	0,34	-1,01	$D_r = -4E_6 (J_1/3)^2 + 0,0023 (J_1/3) + 0,59$	$D_r = -5E_5 (\sqrt{J_2})^2 + 0,0073 (\sqrt{J_2}) + 0,59$
F	0,23	2,21	$D_r = 0,39 (J_1/3)^{0,0867}$	$D_r = 0,48 (\sqrt{J_2})^{0,14}$
<b>Poudre de cuivre irrégulière</b>				
E	0,00	0,00	$D_r = 0,29 (J_1/3)^{0,17}$	
A	0,06	0,37	$D_r = 0,24 (J_1/3)^{0,20}$	$D_r = 0,39 (\sqrt{J_2})^{0,19}$
D	0,06	0,37	$D_r = 0,25 (J_1/3)^{0,19}$	$D_r = 0,41 (\sqrt{J_2})^{0,22}$
B	0,33	1,37	$D_r = -1E_5 (J_1/3)^2 + 0,0035 (J_1/3) + 0,39$	$D_r = -7E_5 (\sqrt{J_2})^2 + 0,0008 (\sqrt{J_2}) + 0,39$
C	0,40	-0,63	$D_r = 0,25 (J_1/3)^{0,20}$	$D_r = 0,29 (\sqrt{J_2})^{0,20}$
F	0,40	2,60	$D_r = 0,30 (J_1/3)^{0,17}$	$D_r = 0,31 (\sqrt{J_2})^{0,20}$
<b>Poudre de cuivre dendritique</b>				
E	0,00	0,00	$D_r = 0,31 (J_1/3)^{0,20}$	
A	0,11	12,32	$D_r = 0,29 (J_1/3)^{0,19}$	$D_r = 0,10 (\sqrt{J_2})^{0,53}$
D	0,20	9,81	$D_r = 0,14 (J_1/3)^{0,28}$	$D_r = -2E_5 (\sqrt{J_2})^2 + 0,0078 (\sqrt{J_2}) + 0,25$
B	0,45	0,83	$D_r = 0,24 (J_1/3)^{0,20}$	$D_r = 0,30 (\sqrt{J_2})^{0,17}$
C	0,32	1,40	$D_r = 0,20 (J_1/3)^{0,25}$	$D_r = 0,21 (\sqrt{J_2})^{0,32}$
F	0,55	-0,54	$D_r = 0,26 (J_1/3)^{0,21}$	$D_r = 0,30 (\sqrt{J_2})^{0,20}$

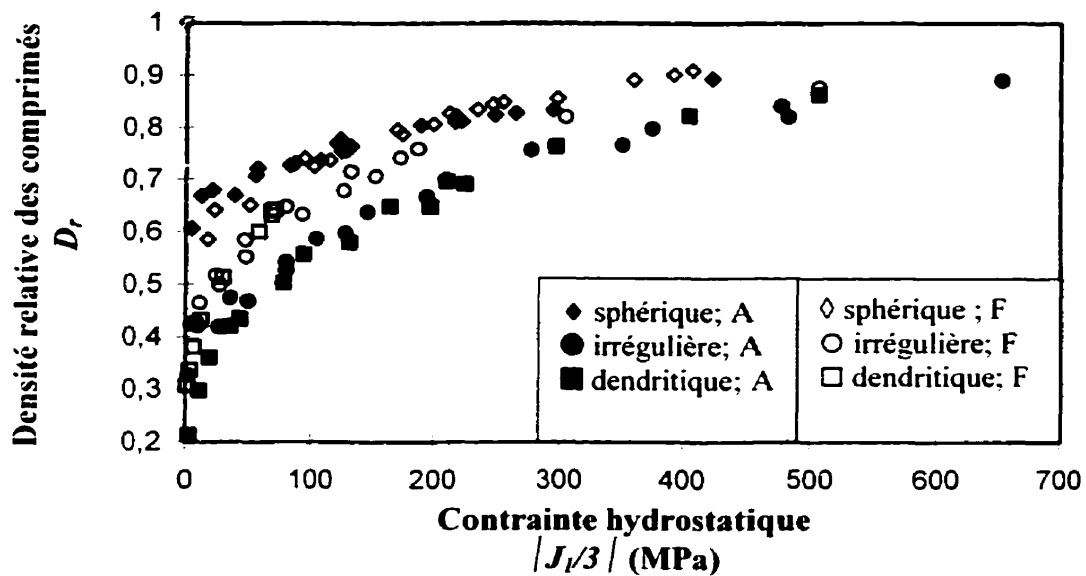


Figure 3.14 Comparaison de la composante hydrostatique des courbes de compressibilité pour les poudres de cuivre.

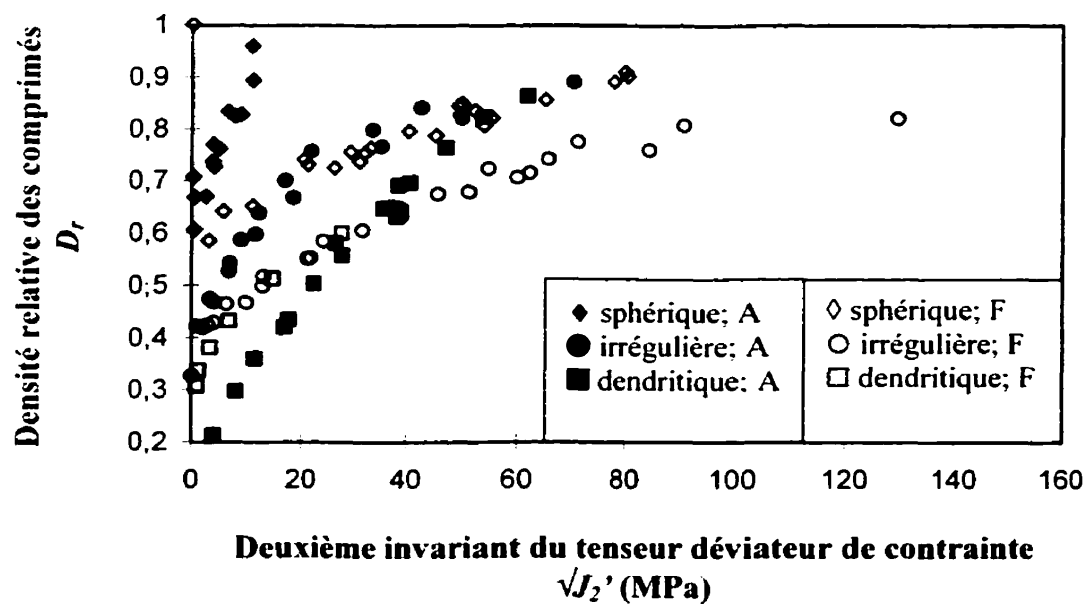


Figure 3.15 Comparaison de la composante de cisssion des courbes de compressibilité pour les poudres de cuivre.

### 3.3.3 Pressage des poudres d'acier inoxydable de duretés différentes

Deux poudres d'acier inoxydable de duretés différentes ont aussi été pressées. Ces poudres ont des particules de morphologie irrégulière et des duretés respectives de 130 HV et 140 HV. Pour chaque poudre, les états de contrainte produit par les cinq montages sont présentés à la figure 3.16. On observe que ceux-ci sont linéaires et fidèles aux chemins de déformations.

Pour les analyses comparatives, les résultats des pressages effectués sur le mélange de poudre de fer et sur la poudre de cuivre irrégulière sont aussi utilisés. Ces poudres ont respectivement une dureté de 90 et 70 HV. Pour la poudre de cuivre, la dureté mesurée à partir de la poudre sphérique a été utilisée puisque la poudre utilisée pour le pressage est poreuse. On considère que la dureté de ces deux poudres est comparable puisqu'il s'agit de cuivre de haute pureté qui a été recuit.

Lorsqu'on compare les états de contrainte produits par les pressages A et F pour les quatre poudres de duretés différentes, on ne remarque aucune tendance (figure 3.17). Les résultats obtenus à partir des quatre poudres sont regroupés. On peut croire que la dureté des particules n'a pas d'influence visible sur la loi de comportement des poudres.

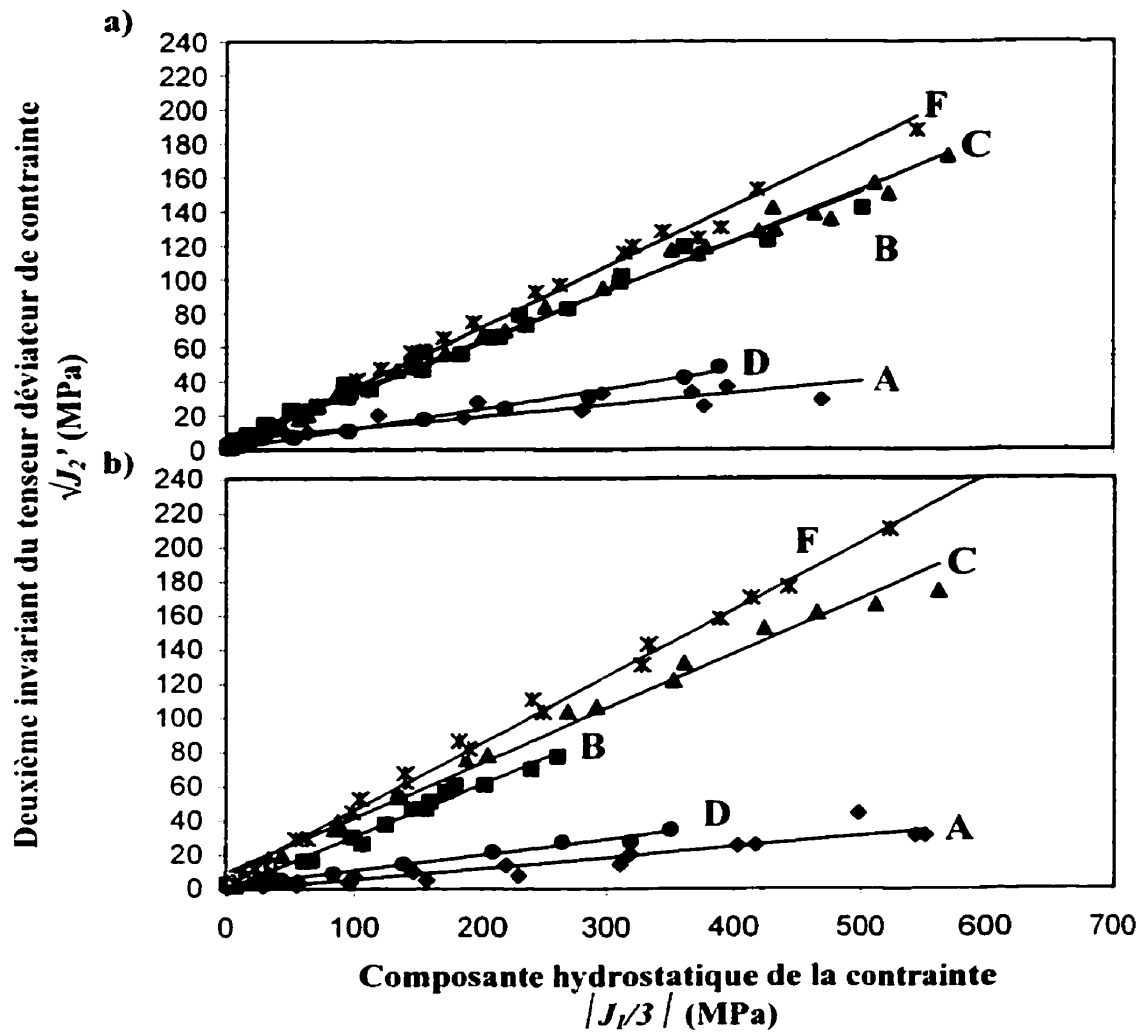


Figure 3.16 États de contrainte développés dans les deux poudres d'acier inoxydable de duretés différentes a) SS 316 : 130 HV b) SS 410 : 140 HV

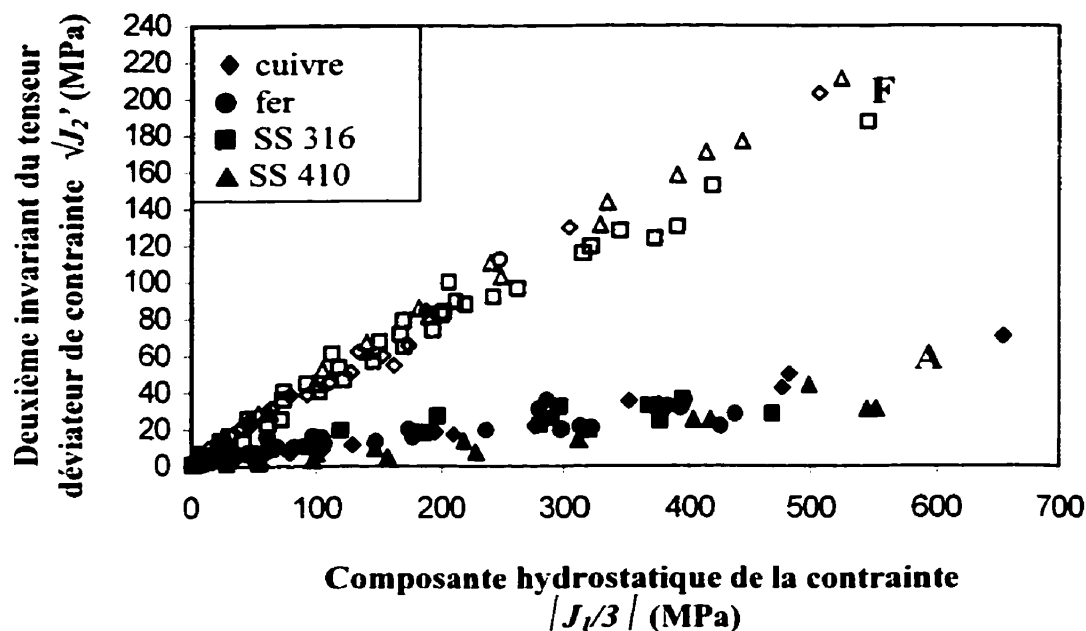


Figure 3.17 Comparaison de l'état des contraintes développées dans quatre poudres de duretés différentes

Comme dans les autres cas, les résultats sont ensuite présentés sous forme de courbes de compressibilité et des lissages graphiques ont été effectués sur les résultats expérimentaux (figures 3.18 à 3.21). On observe une fois de plus que la composante hydrostatique de la contrainte n'est pas significativement influencée par le chemin de déformation du pressage. Les courbes obtenues à partir du deuxième invariant du tenseur déviateur de contrainte sont quant à elles fonction du type de sollicitation. On peut aussi noter que pour les deux poudres d'acier inoxydable, les résultats des montages F et C se confondent en fin de pressage (figure 3.19, p.156).

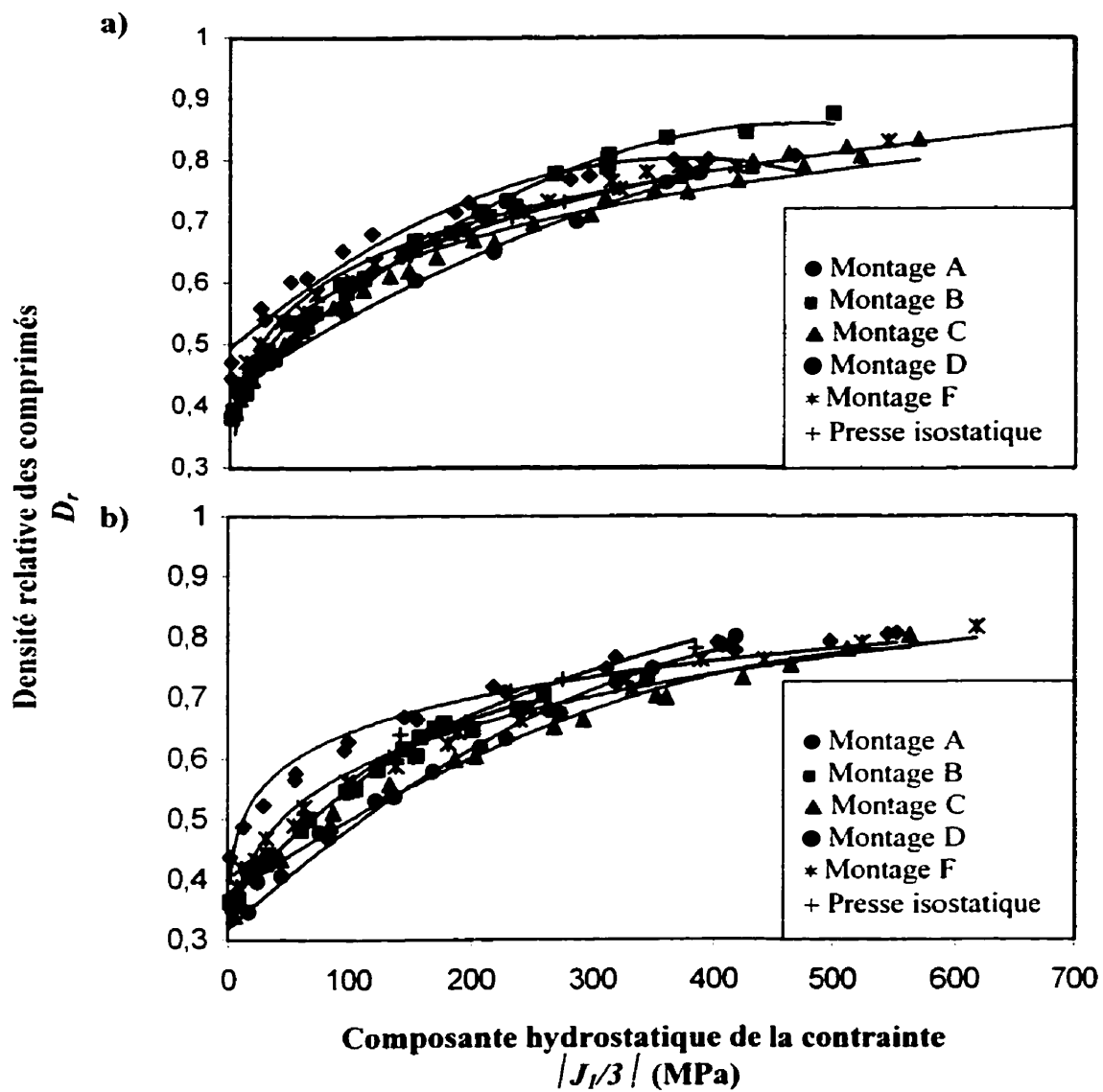


Figure 3.18 Courbes de compressibilité obtenues en pressant les poudres d'acier inoxydable selon les configurations A à F a) SS316 b) SS410.

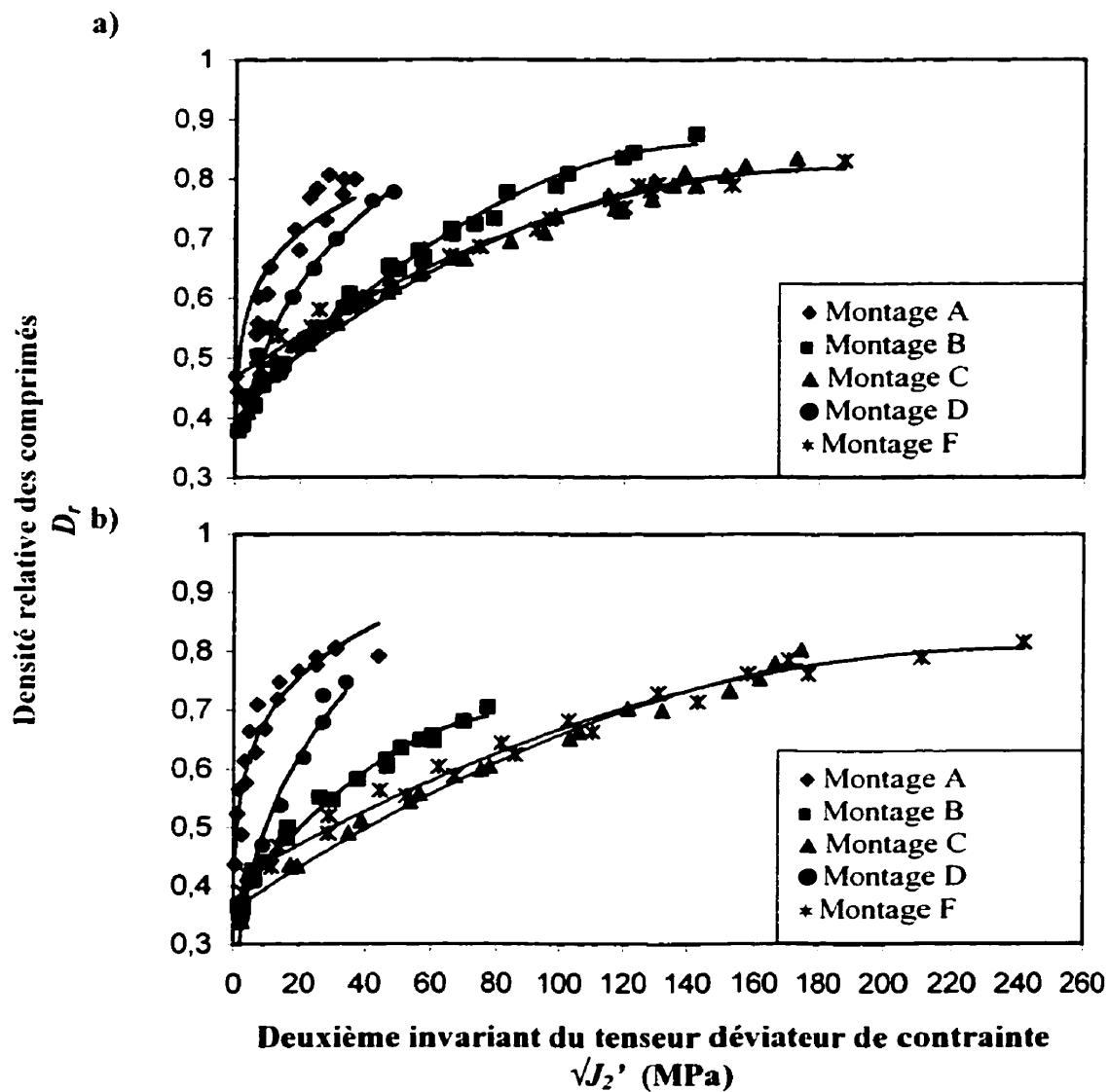


Figure 3.19 Courbes de compressibilité obtenues en pressant les poudres d'acier inoxydable selon les configurations A à F a) SS316 b) SS 410



**Tableau 3.3 Expressions mathématiques des courbes de compressibilité des poudres d'acier inoxydable**

Montages	$J_1/3 = a\sqrt{J_2} + b$		$D_r$ versus $J_1/3$	$D_r = m \sqrt{J_2}^n$
	$a$	$b$		
<b>Poudre d'acier inoxydable 316 (130 HV)</b>				
E	0,00	0,00		
A	0,07	5,16	$D_r = -2E_6 (J_1/3)^2 + 0,0017 (J_1/3) + 0,49$	$D_r = 0,49 (\sqrt{J_2})^{0,13}$
D	0,12	0,00	$D_r = -9E_7 (J_1/3)^2 + 0,0012 (J_1/3) + 0,43$	$D_r = 0,29 (\sqrt{J_2})^{0,26}$
B	0,29	4,82	$D_r = -2E_6 (J_1/3)^2 + 0,0019 (J_1/3) + 0,41$	$D_r = -2E_5 (\sqrt{J_2})^2 + 0,0062 (\sqrt{J_2}) + 0,39$
C	0,30	2,81	$D_r = 0,28 (J_1/3)^{0,17}$	$D_r = -1E_5 (\sqrt{J_2})^2 + 0,0045 (\sqrt{J_2}) + 0,42$
F	0,38	0,00	$D_r = 0,29 (J_1/3)^{0,16}$	$D_r = -1E_5 (\sqrt{J_2})^2 + 0,0037 (\sqrt{J_2}) + 0,47$
<b>Poudre d'acier inoxydable 410 (140 HV)</b>				
E	0,00	0,00	$D_r = 0,17 (J_1/3)^{0,26}$	
A	0,07	-1,15	$D_r = 0,37 (J_1/3)^{0,12}$	$D_r = 0,49 (\sqrt{J_2})^{0,14}$
D	0,10	1,43	$D_r = -2E_6 (J_1/3)^2 + 0,0018 (J_1/3) + 0,32$	$D_r = 0,25 (\sqrt{J_2})^{0,31}$
B	0,31	-0,68	$D_r = -4E_6 (J_1/3)^2 + 0,0023 (J_1/3) + 0,36$	$D_r = -4E_5 (\sqrt{J_2})^2 + 0,0074 (\sqrt{J_2}) + 0,37$
C	0,32	9,07	$D_r = -1E_6 (J_1/3)^2 + 0,0014 (J_1/3) + 0,37$	$D_r = -8E_6 (\sqrt{J_2})^2 + 0,0038 (\sqrt{J_2}) + 0,36$
F	0,39	6,51	$D_r = 0,26 (J_1/3)^{0,18}$	$D_r = -7E_6 (\sqrt{J_2})^2 + 0,0033 (\sqrt{J_2}) + 0,41$

Pour mieux observer l'effet qu'a la dureté des particules sur l'évolution des deux invariants du tenseur contrainte, les résultats des graphiques des figures 3.18, 3.12 b et 3.6 b ont été combinés sur le graphique de la figure 3.20. De la même façon, le graphique de la figure 3.21 permet de comparer les courbes de compressibilité de la composante de cission des quatre poudres de duretés différentes. Pour fin de clarté,

seuls les résultats des configurations A et F sont présentés. On peut noter que pour une même contrainte, la densité atteinte par la poudre dure est significativement plus faible que celles atteintes par les deux autres poudres. En fait, il semble qu'en général plus la poudre est dure et plus elle est difficile à densifier. Toutefois, les résultats de la poudre de cuivre et de la poudre de fer n'affiche pas cette tendance. Les courbes de compressibilités de la poudre de fer sont en effet situées plus haut sur l'échelle de densité relative que les résultats de la poudre de cuivre malgré leur différence de dureté significative.

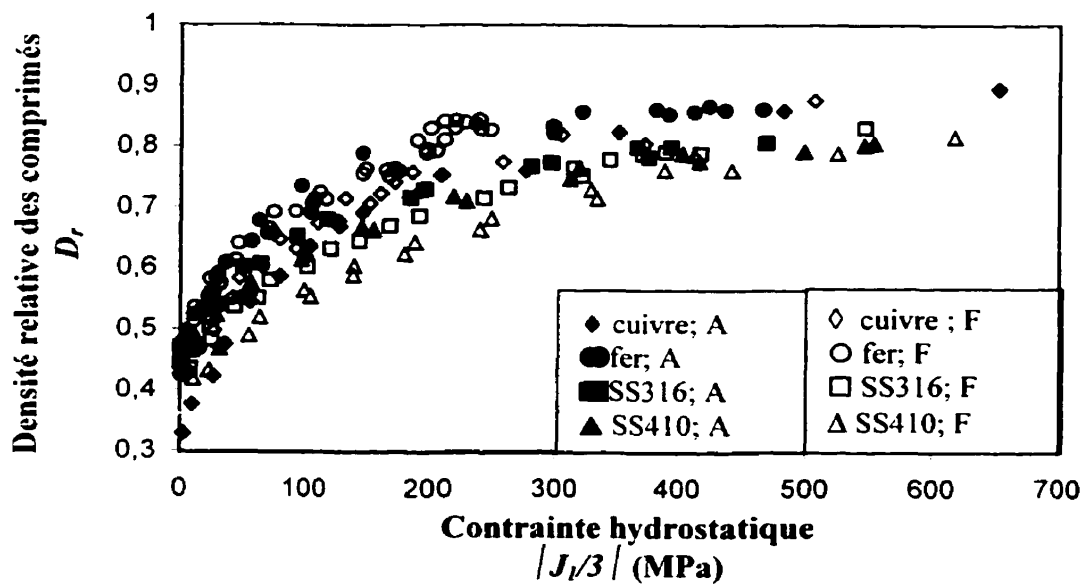


Figure 3.20 Comparaison de la composante hydrostatique des courbes de compressibilité de quatre poudres de duretés différentes.

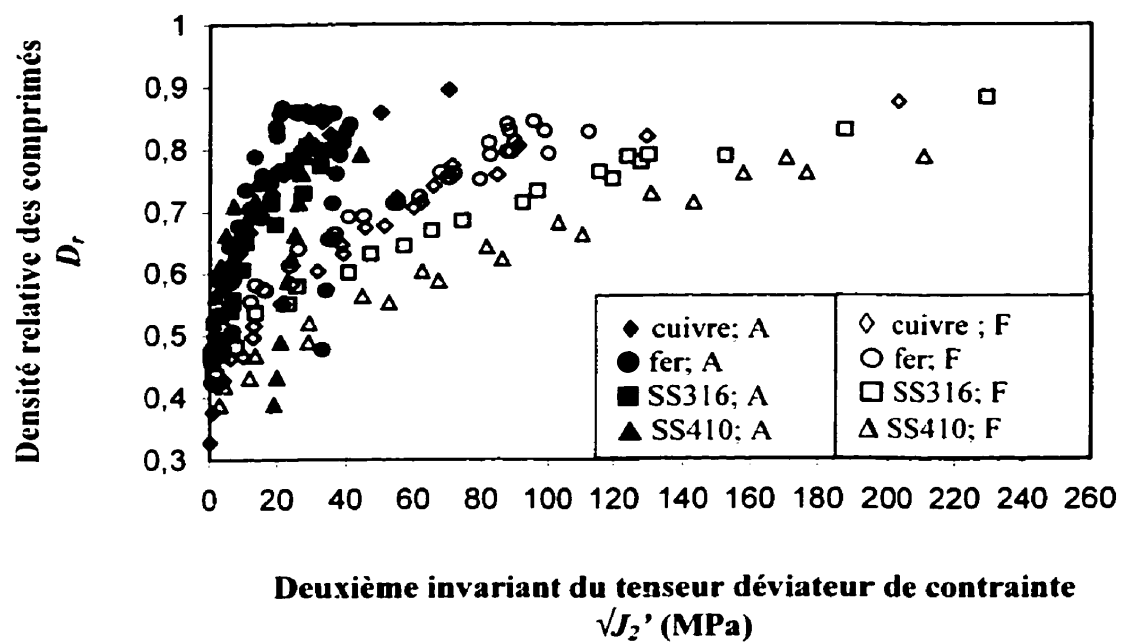


Figure 3.21 Comparaison de la composante cission des courbes de compressibilité de quatre poudres de duretés différentes

## *Chapitre 4*

### **DISCUSSION**

Dans le présent chapitre, on tentera de donner un sens physique et pratique aux résultats produits. Dans un premier temps, on proposera deux nouveaux paramètres d'état qui permettront de mettre en évidence l'influence qu'ont la taille des particules, leur morphologie et leur dureté sur la compressibilité des poudres. On réalisera ensuite une synthèse des résultats présentés au chapitre précédent en ébauchant les surfaces de densification qui caractérisent les différentes poudres étudiées. À partir des discussions effectuées au premier chapitre, on tentera d'appliquer la partie consolidation du modèle de Tseng aux résultats. Cela permettra de faire ressortir comment varie chacun des paramètres de l'équation 1.33 en fonction des caractéristiques extrinsèques des poudres. Enfin, la dernière partie de la discussion sera utilisée pour discuter brièvement des autres aspects du comportement rhéologique des poudres tels les lois d'écoulement et de comportement.

## 4.1 Les paramètres d'état K et H

Lorsqu'on compare les courbes de densification des trois poudres de fer de granulométries différentes (figures 3.8 et 3.9), on note que les résultats qui décrivent le comportement de la poudre fine sont un peu plus bas que ceux des deux autres poudres. Il s'agit d'un indice que les poudres fines se densifient plus difficilement. Toutefois, cette tendance est masquée par la différence de densité apparente des trois poudres. En effet, puisque la densité apparente de la poudre fine est plus élevée que celle des deux autres poudres, les résultats de cette première se trouvent décalés vers le haut des graphiques. Pour comparer des poudres qui ont des densités initiales différentes, il serait préférable de trouver un moyen de normaliser la densité.

Dans le présent travail, on suggère deux types de normalisation. La première méthode est inspirée des travaux de Kumar et Kumar (1995) qui suggèrent d'utiliser la contraction relative,  $H_r$ , comme paramètre d'état de la poudre. Ce paramètre s'exprime de la façon suivante :

$$H_r = \frac{(D_r - D_o)}{D_r(1 - D_o)} \quad \text{équation 4.1}$$

où  $D_o$  est la densité relative initiale et  $D_r$  la densité relative instantanée. Cette expression a du sens quoiqu'elle soit issue d'une double normalisation. La variation de volume est d'abord normalisée par le volume initial du comprimé,  $V_o$ , et ensuite une seconde normalisation est appliquée en divisant l'expression résultante par la contraction

maximale,  $(1-D_o)$ . On propose ici de séparer l'expression de  $H_r$  en deux paramètres distincts soit le gain relatif de densité,  $H$ , et la contraction logarithmique  $K$ . Le premier paramètre est explicité à l'équation 4.2, le numérateur exprime le gain absolu de densité et le dénominateur le gain maximal de densité :

$$H = \frac{(D_r - D_o)}{(1 - D_o)}. \quad \text{équation 4.2}$$

Cette expression de la densification oblige le paramètre à varier entre 0 et 1, où 1 est attribué à un corps dense. La seconde façon d'exprimer l'état de la poudre s'apparente à la déformation. En assimilant la densification à une perte de volume, on peut écrire l'équation suivante :

$$\varepsilon_v = \frac{\Delta V}{V_o} \quad \text{équation 4.3}$$

où  $\Delta V$  est la différence entre le volume initial,  $V_o$  et le volume actuel,  $V$ . Puisque les variations de volume impliquées sont très grandes, on utilise l'expression logarithmique traduisant la contraction totale comme la somme de toutes les petites contractions depuis le volume initiale :

$$K = \ln\left(\frac{V}{V_o}\right). \quad \text{équation 4.4}$$

En remplaçant l'expression du volume par le rapport de la masse sur la densité, on obtient l'équation 4.5.

$$K = \ln\left(\frac{D_o}{D_r}\right). \quad \text{équation 4.5}$$

Ce paramètre caractérise la dilatation lorsque positif et la densification lorsque négatif. On utilise la densité apparente comme valeur de  $D_o$  seulement si la poudre est comprimée à partir de l'état libre. Les graphiques des figures 4.1 à 4.6 affichent les mêmes résultats que ceux des graphiques 3.8, 3.9, 3.14, 3.15, 3.20 et 3.21 mais en utilisant H et K comme paramètre d'état de la poudre.

En présentant les résultats en fonction du gain relatif de densité, on accentue l'influence des différentes caractéristiques de la poudre. La tendance confirme que pour densifier la poudre fine, une plus grande contrainte est nécessaire. Le comportement du mélange de poudre est cohérent avec les autres résultats puisqu'il est intermédiaire. La différence entre la rhéologie des trois mélanges est encore plus marquée sur les graphiques 4.1 b et 4.2 b. Les résultats ainsi présentés ne répondent plus à des lois de puissance mais plutôt à des exponentielles. On note qu'avec cette dernière présentation; les résultats du mélange de poudre se rapprochent de ceux de la poudre fine ce qui est compréhensible puisque le mélange est composé à 80% de particule de moins de 75 microns.

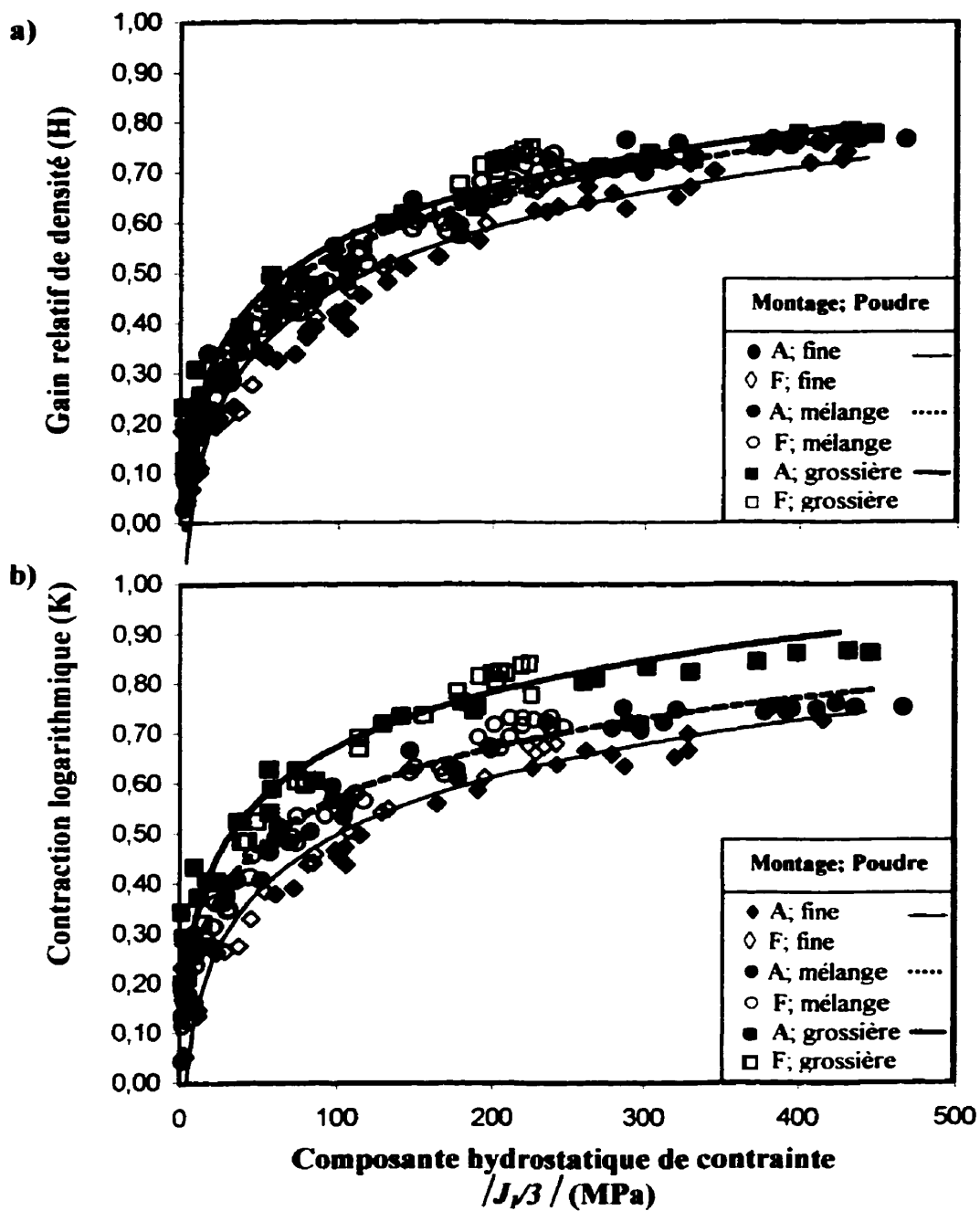


Figure 4.1 Évolution de la composante hydrostatique de la contrainte en fonction des paramètres d'état a) H b) K pour les trois poudres de fer de granulométries différentes.



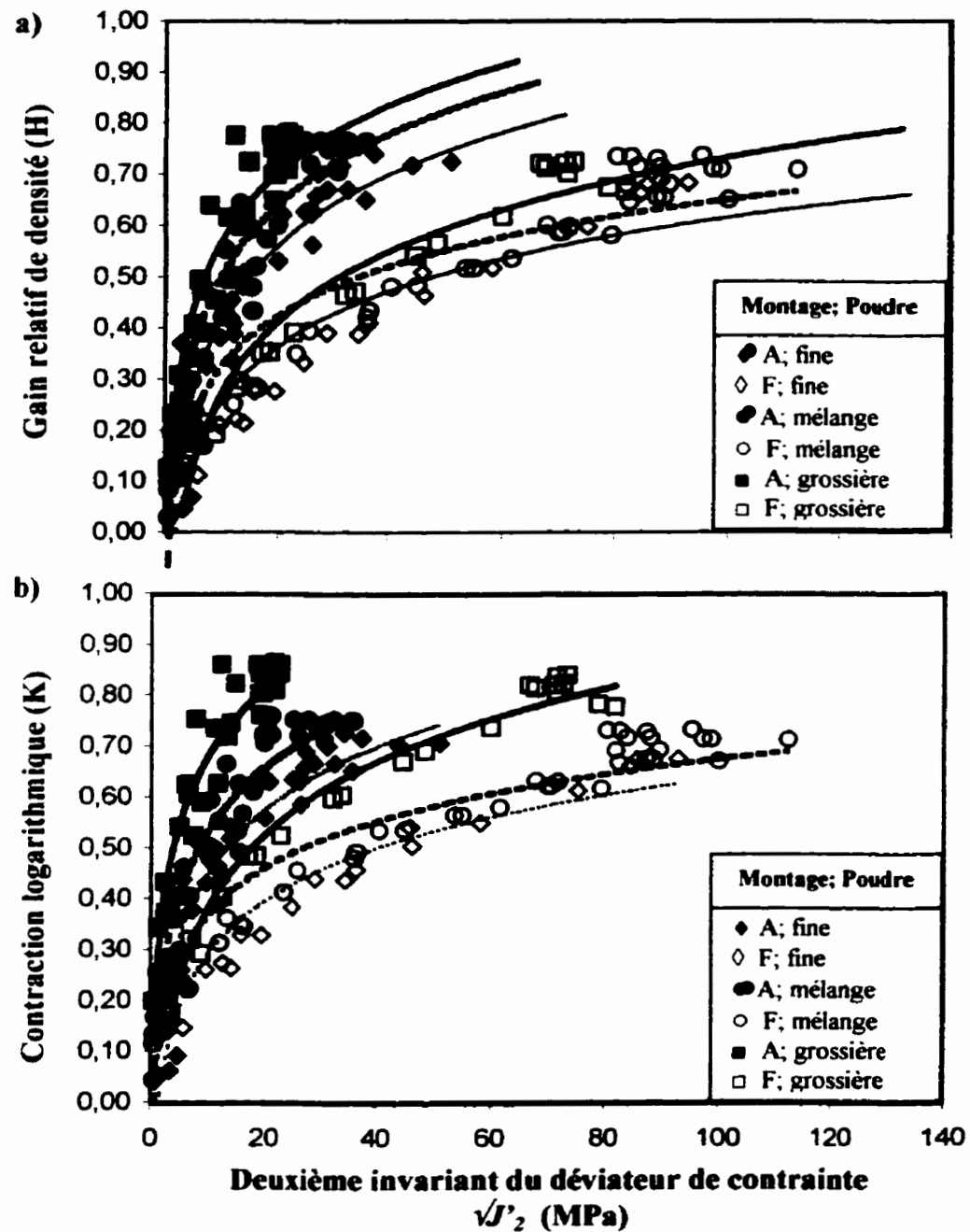


Figure 4.2 Évolution du deuxième invariant du déviateur de contrainte en fonction des paramètres d'état a) H et b) K pour les trois poudres de fer de granulométries différentes.

De la même façon, la morphologie des particules a une influence majeure sur le gain relatif de densité et la contraction logarithmique de volume. On observe que la contrainte nécessaire pour diminuer le volume d'un incrément  $\Delta K$  est beaucoup plus faible pour la poudre de cuivre dendritique que pour la poudre sphérique ou la poudre irrégulière. Toutefois, lorsque  $H$  est utilisé comme paramètre d'état, la différence de comportement entre les trois poudres est masquée (figure 4.3 a). Néanmoins, le comportement de la poudre dendritique diffère significativement de celui des sept autres poudres étudiées par le fait que l'évolution de la contrainte hydrostatique varie significativement d'un état de déformation à l'autre (voir les figures 3.12 c et 4.3 ).

L'état de la poudre tel que défini par le paramètre  $K$  permet aussi de mettre en évidence l'influence de la dureté des particules. Plus la dureté du métal de base qui compose les particules est élevée et plus la poudre est difficile à densifier. En fait, l'énergie nécessaire à la déformation plastique des matériaux est significativement plus grande lorsque ceux-ci ont une contrainte d'écoulement élevée. Pour les matériaux métalliques, il est connu que la dureté varie dans le même sens que la contrainte d'écoulement. Par conséquent, il n'est pas surprenant que les courbes de compressibilité des poudres de cuivre, de fer et d'acier inoxydable se retrouvent en ordre croissant de dureté sur les graphiques des figures 4.5 b et 4.6 b . Enfin, en comparant les graphiques des figures 4.1 b, 4.3 b et 4.5 b, on constate que la morphologie des particules est la

caractéristique qui influence le plus le comportement plastique des poudres suivie de la dureté et de la taille des particules.

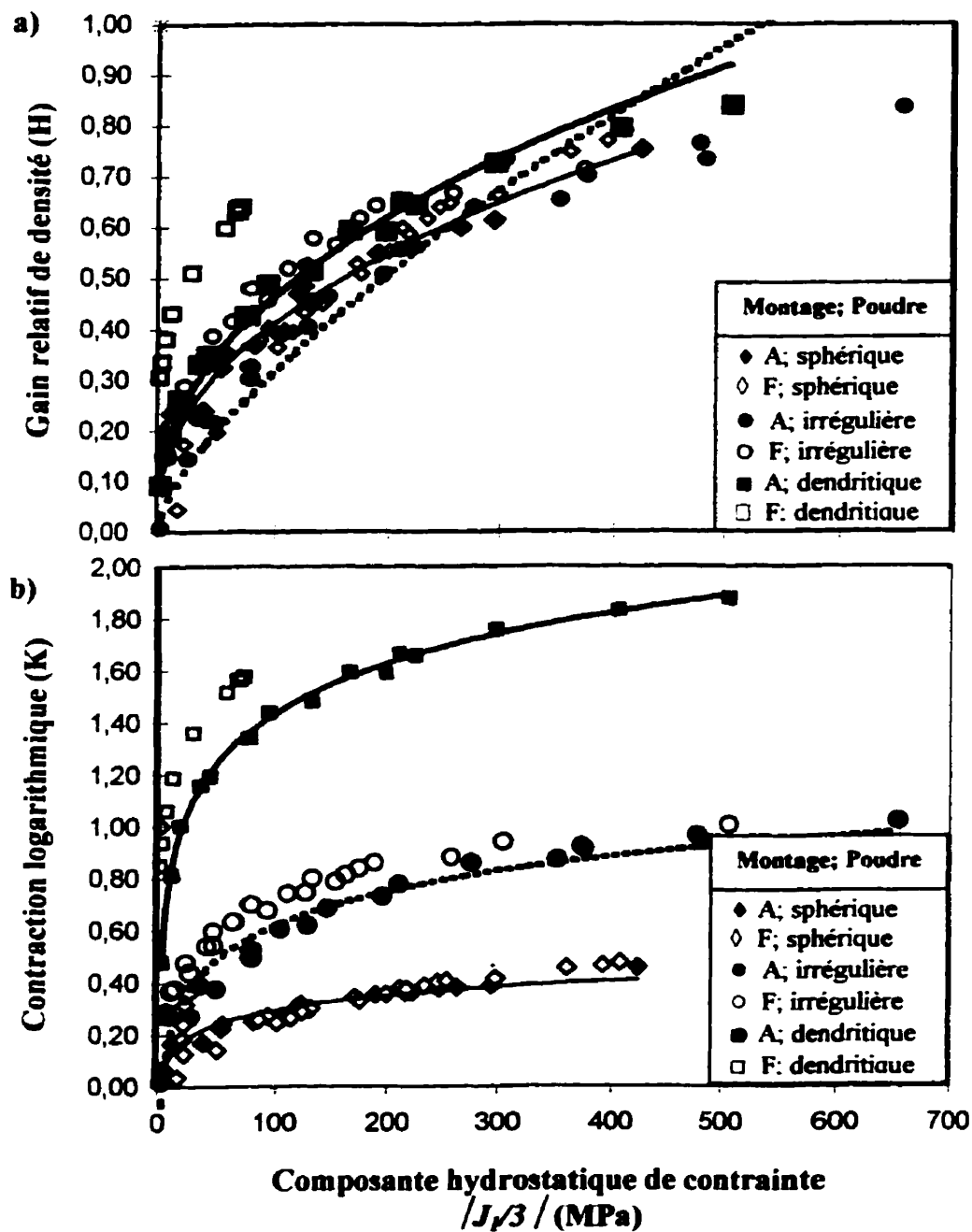


Figure 4.3 Évolution de la composante hydrostatique de la contrainte en fonction des paramètres d'état a) H et b) K pour les trois poudres de cuivre de morphologies différentes.

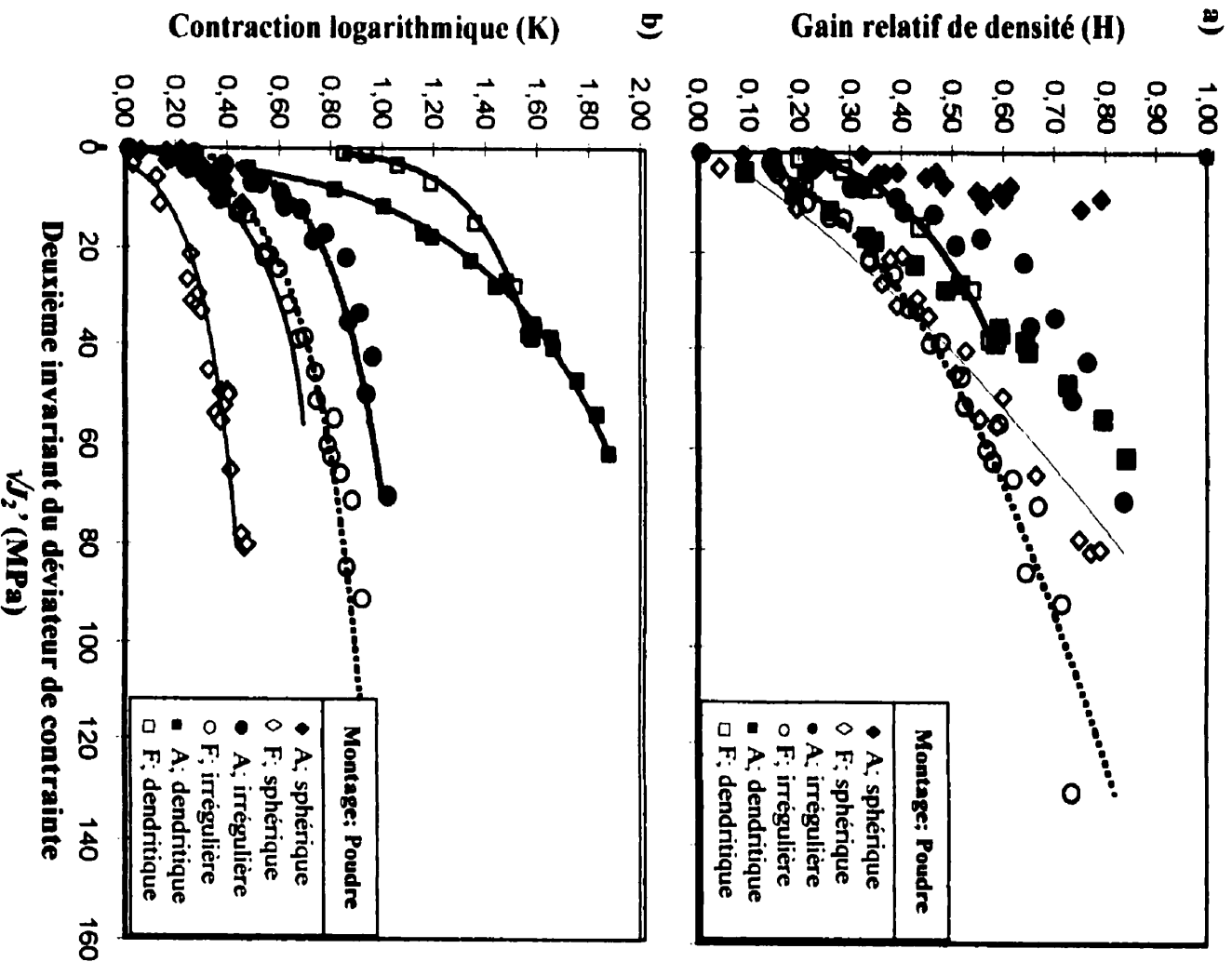


Figure 4.4 Évolution du deuxième invariant du déviateur de contrainte en fonction des paramètres d'état a) H et b) K pour les trois poudres de cuivre de morphologies différentes.

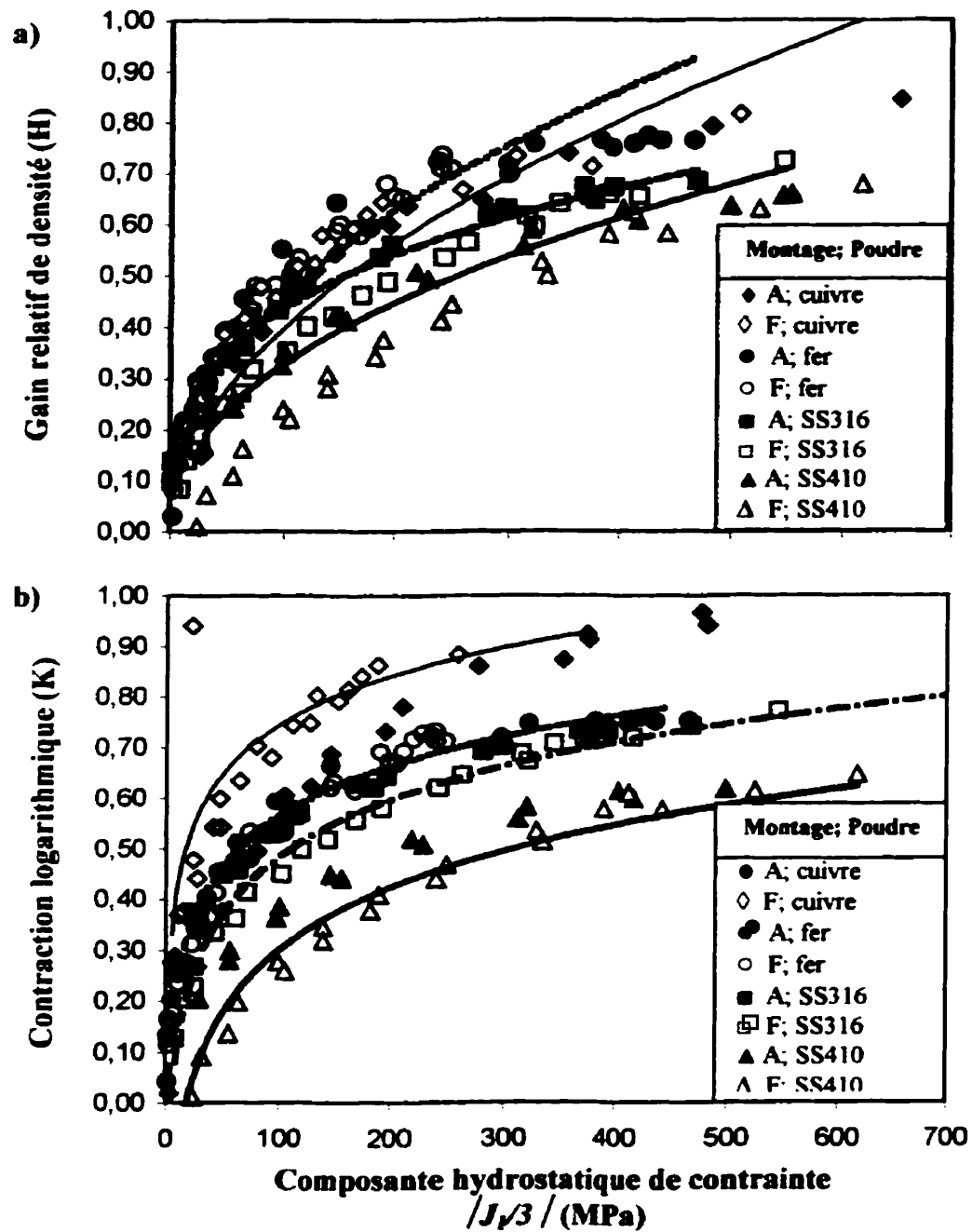


Figure 4.5 Évolution de la composante hydrostatique de la contrainte en fonction des paramètres d'état a) H et b) K pour les quatre poudres de duretés différentes.

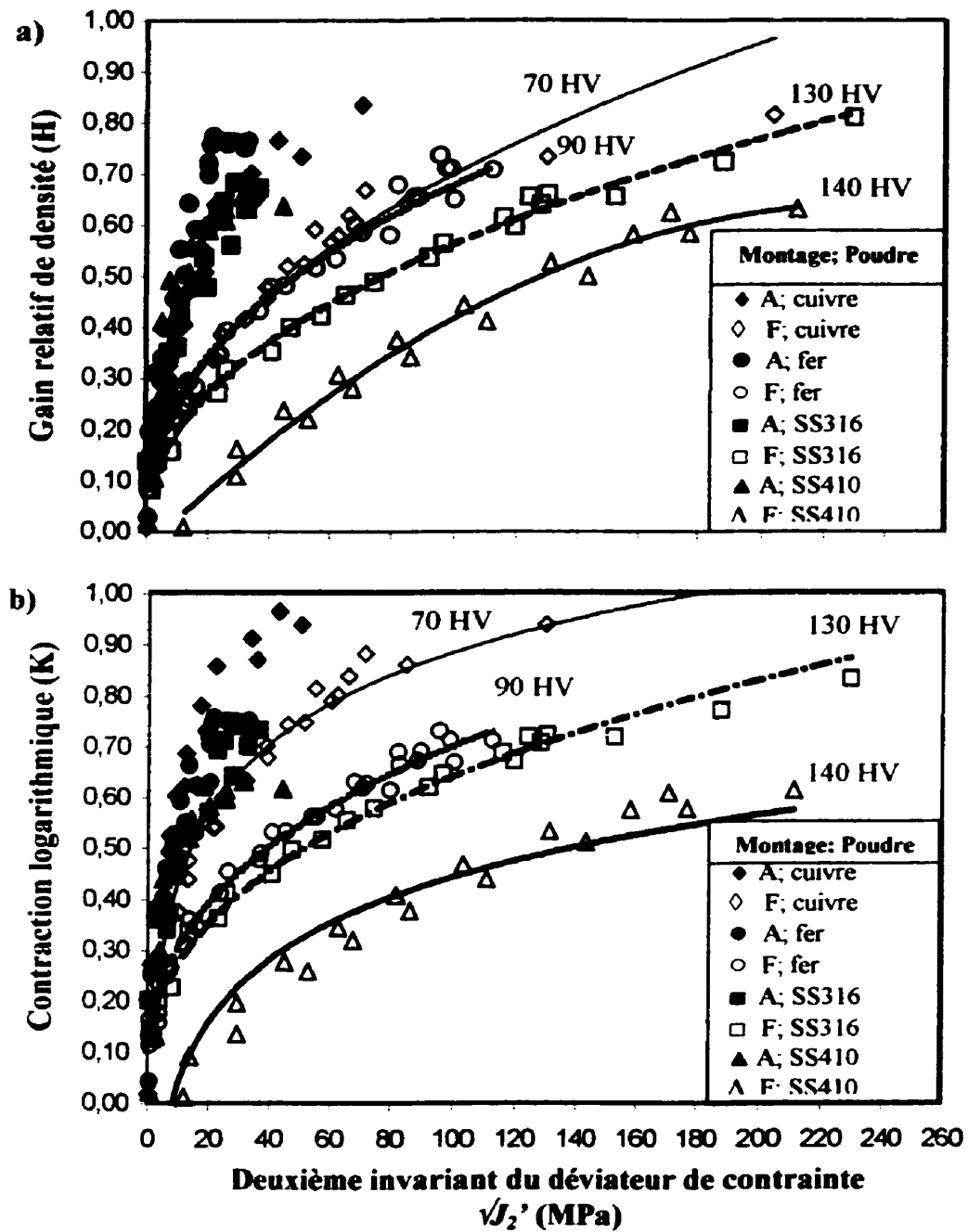


Figure 4.6 Évolution du deuxième invariant du déviateur de contrainte en fonction des paramètres d'état a) H et b) K pour les quatre poudres de duretés différentes.

## 4.2 Les surfaces de densification

### 4.2.1 Présentation des isodensités des huit poudres analysées

On a jusqu'à maintenant présenté l'évolution de la composante hydrostatique et du déviateur de contrainte en fonction de trois paramètres d'état différents ( $D_r$ , H, K), pour huit poudres pressées selon six chemins de déformation. Pour synthétiser les résultats présentés ci-dessus, une partie de la surface de densification de chaque poudre a été tracée dans l'espace  $J_1/3 - \sqrt{J_2}$  aux figures 4.7 à 4.9. Pour ce, quatre densités ont été choisies arbitrairement pour lesquelles les valeurs de  $J_1/3$  et  $\sqrt{J_2}$  ont été déterminées à partir des lois de puissance et des polynômes présentés aux tableaux 3.1 à 3.3. Il a été jugé que les lissages sont assez justes puisque les coefficients de corrélation, R, sont variant entre 0,95 et 0,99. Toutefois, au-delà de 80% de densité relative, plusieurs des résultats s'écartent des courbes de tendance.

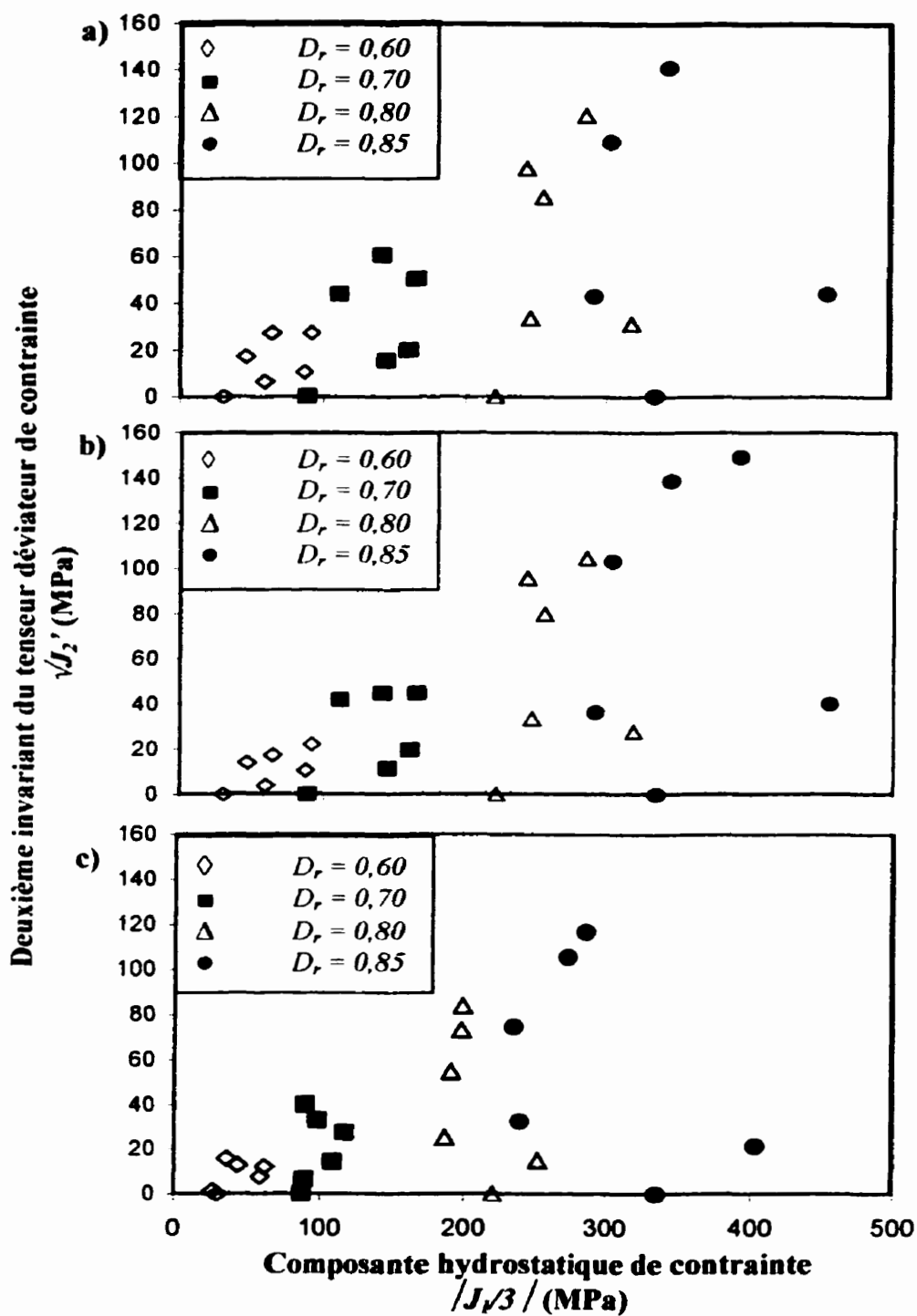


Figure 4.7 Isodensités caractérisant la densification des trois poudres de fer de granulométries différentes a) fine:  $< 45 \mu\text{m}$  b) mélange c) grossière:  $> 180 \mu\text{m}$ .



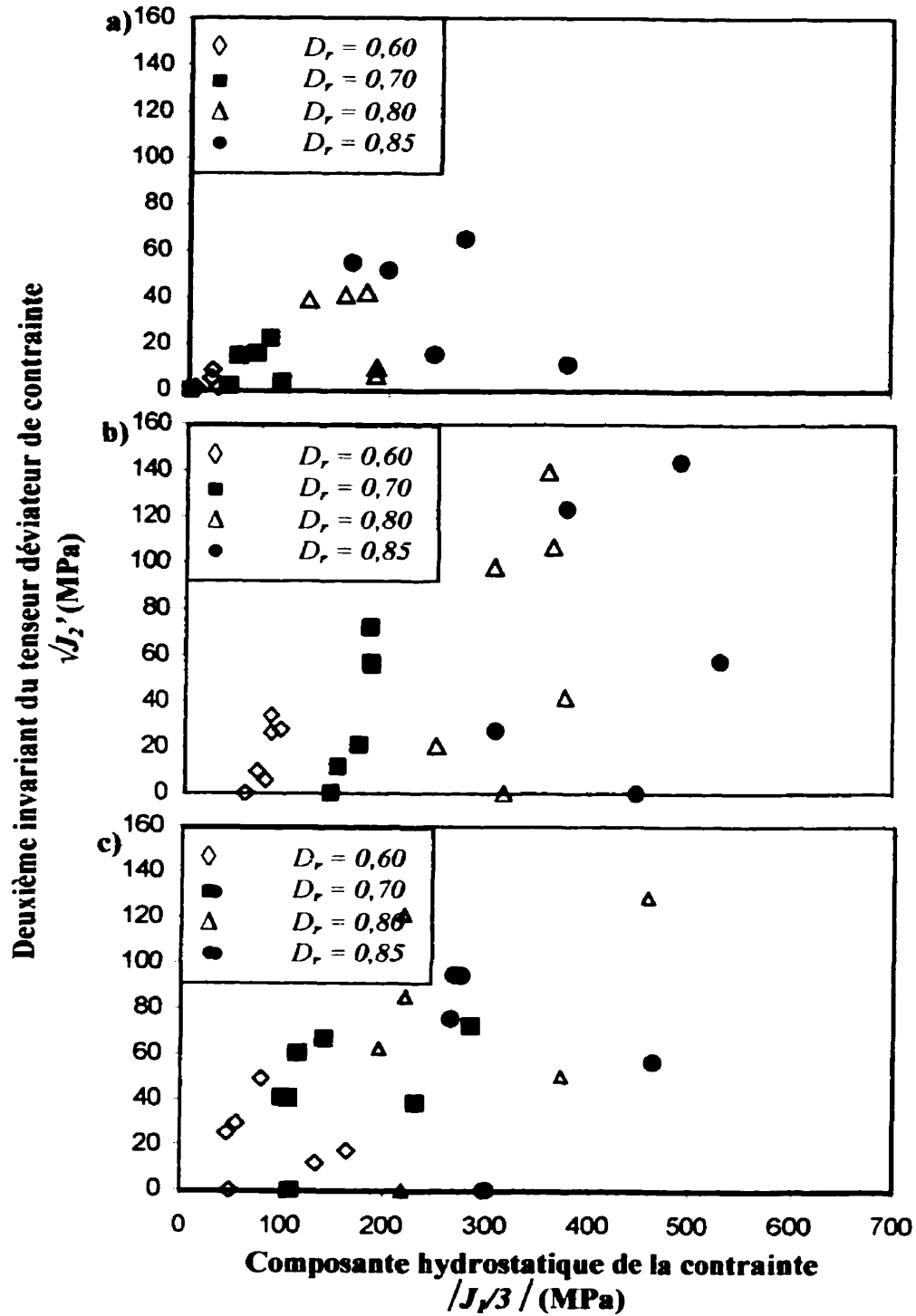


Figure 4.8 Isodensités caractérisant la densification des trois poudres de cuivre de morphologies différentes a) sphérique b) poreuse c) dendritique.

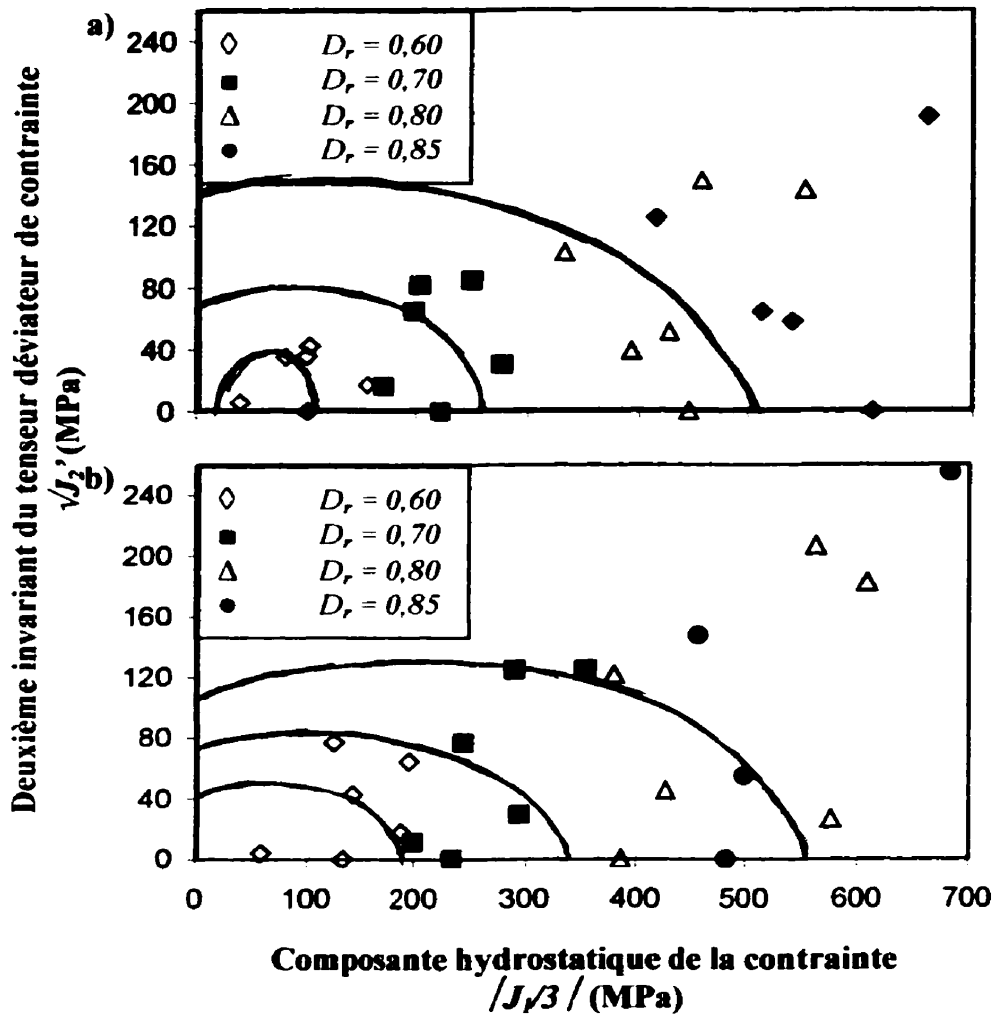


Figure 4.9 Isodensités caractérisant la densification des deux poudres d'acier inoxydable  
 a) SS 316 : 130 HV b) SS 410 : 140 HV

En observant les isodensités, on note que la dispersion des résultats est très grande. Même une fois les incertitudes expérimentales considérées, il est difficile de s'imaginer l'allure des surfaces d'écoulement. Toutefois, on dénote certaines tendances, parfois elliptiques ( figure 4.8 a ), parfois convexes par rapport l'axe de

contrainte hydrostatique (figure 4.8 b et c et figure 4.9). La figure 4.10 schématise ce qu'on entend par convexité des surfaces.

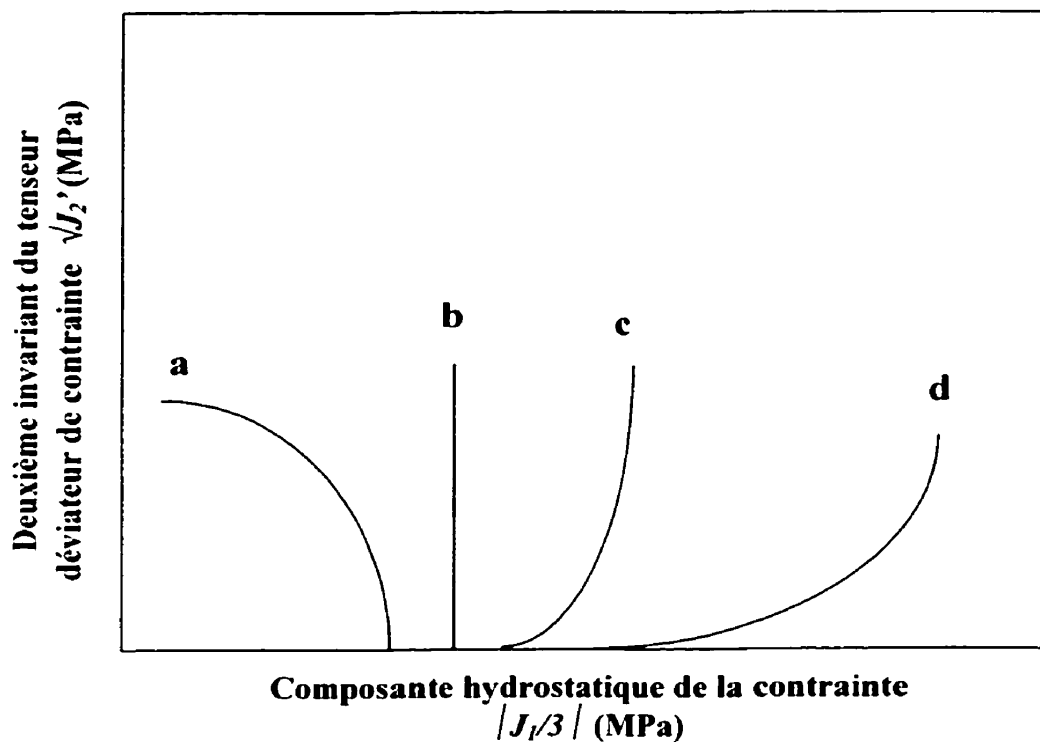


Figure 4.10 Schématisation partielle de surfaces de densification a) elliptique ou concave b) verticale c) d) convexe (d est plus convexe que c).

De leur côté, les résultats qui décrivent le comportement de la poudre de fer laissent voir une surface de densification elliptique dont le grand axe serait à peu près situé sur le chemin de contrainte produit par le montage B. À première vue, il ne semble pas que l'utilisation d'un critère de densification elliptique dont les axes coïncident avec ceux de la pression hydrostatique et du deuxième invariant du déviateur des contraintes soit justifié. Cependant, les résultats des pressages isostatiques accentuent le caractère convexe des courbes. En effet, le pressage par un médium liquide n'implique aucun

frottement externe puisqu'il n'y a pas d'interface rigide. Cela a pour effet de sous-estimer l'intensité des contraintes nécessaire à la densification par rapport aux cinq autres types de pressage effectués en matrice fermée. Un autre indice que ces résultats sont sujets à l'erreur expérimentale est l'évolution de la convexité en fonction de la densité relative des poudres : plus la densité relative augmente, moins la convexité des courbes est prononcée. Cela est cohérent avec le comportement des poudres. À grande densité, une différence de contrainte de quelques dizaines de MPa aura beaucoup moins d'influence sur la densité puisque les courbes de compressibilité possèdent une asymptote horizontale à une densité relative unitaire (voir figure I.1). On peut aussi remarquer que le caractère convexe des courbes est plus marqué pour les poudres qui ont une grande surface spécifique, soit la poudre de fer fine et la poudre de cuivre dendritique. On expliquera plus loin que la contribution du frottement augmente lorsque la surface spécifique des poudres augmente. Pour toutes ces considérations, moins de poids sera donné aux résultats issus des pressages isostatiques, surtout à faible densité.

Lorsque l'on compare les isodensités des trois poudres de fer, on observe que celles décrivant la poudre grossière sont plus à gauche que celles des deux autres. Cela confirme qu'à tous autres paramètres constants, plus les particules de poudre sont grossières, plus il est facile de les presser. Mis à part cette différence, la taille des particules ne semble pas influencer significativement la dynamique de croissance de la surface de densification en fonction de la densité relative.

La morphologie des particules influence à la fois la forme et la taille de la surface d'écoulement. La surface de densification de la poudre sphérique à l'allure d'une ellipse dont le grand axe pourrait être  $J_1/3$  tandis que plus les particules deviennent irrégulières et plus une convexité par rapport à l'abscisse se fait voir. Comme expliqué précédemment, la convexité est fort probablement un des effets du frottement interparticulaire et du frottement des particules sur les parois de la matrice. Hormis cette différence de forme, les isodensités de la poudre sphérique sont plus à gauche, suivis de ceux de la poudre dendritique et de la poudre irrégulière. Cela s'explique par le fait qu'à densité relative égale, la poudre de cuivre sphérique n'a subi qu'une légère contraction de volume, la poudre irrégulière une contraction intermédiaire et la poudre dendritique une contraction quatre fois plus grande que la première. Ainsi, pour apprécier l'influence de la morphologie des particules, des iso-K devraient être tracés de façon à normaliser les résultats. Cependant, les densités apparentes des poudres sont tellement différentes, que pour les valeurs de K où la surface de densification de la poudre sphérique est de taille raisonnable, celle de la poudre dendritique n'est qu'un point. Enfin aux figures 4.11 et 4.12 des iso-K ont été tracés pour les trois poudres de fer de granulométries différentes et pour quatre poudres irrégulières de duretés différentes. On remarque que la dispersion des résultats est accentuée par cette représentation quoique les iso-K permettent de mettre en valeur l'influence de la taille et de la dureté des particules. En effet, on observe que les iso-K de la poudre fine sont plus à droite que ceux de la poudre grossière et ceux caractérisant le mélange de poudre se situent entre

les deux premiers, mais plus près de la poudre fine. Quant au graphique présentant l'effet de la dureté des particules, la position des iso-K par rapport à l'axe  $\sqrt{J_2}'$  suit l'ordre croissant des duretés.

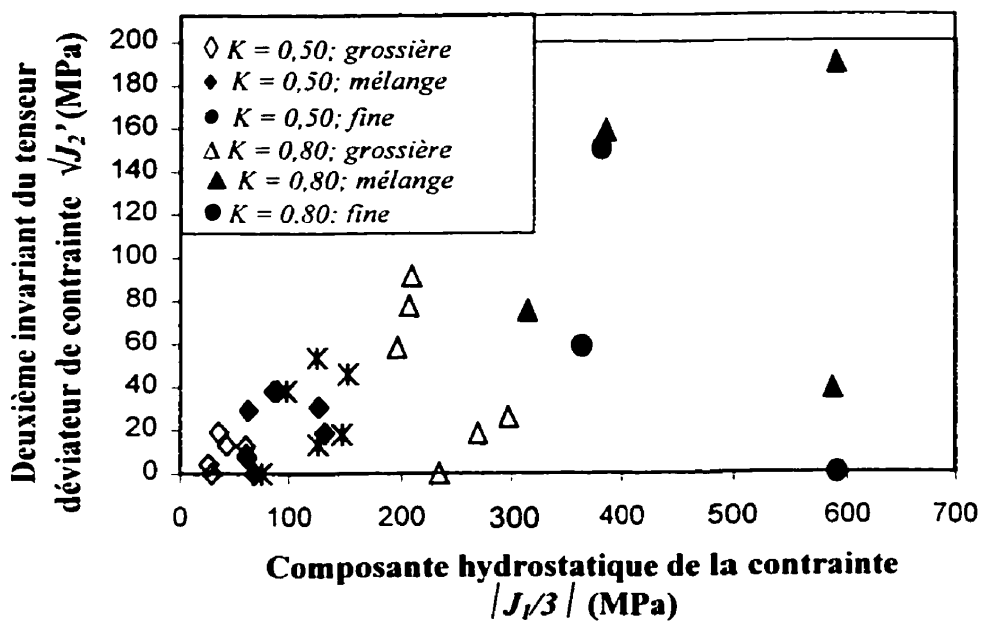


Figure 4.11 Iso-contraction (K) caractérisant la densification des trois poudres de fer de granulométries différentes

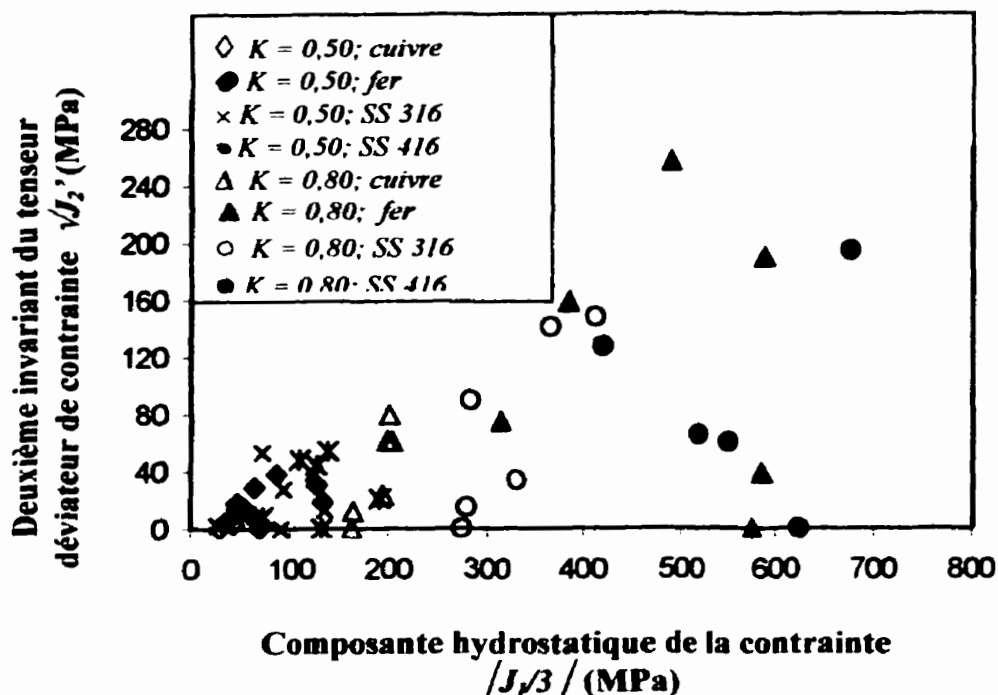


Figure 4.12 Iso-contraction ( $K$ ) caractérisant la densification des quatre poudres de duretés différentes.

#### 4.2.2 Application du modèle de Tseng aux poudres étudiées

Les résultats présentés à la sous-section précédente permettent de se faire une idée de la forme des différentes surfaces de densification qui caractérisent l'écoulement des poudres. On tentera maintenant d'appliquer la partie consolidation du modèle de Tseng aux résultats expérimentaux (voir l'équation 1.33). On forcera un lissage elliptique décentré par rapport à l'axe  $\sqrt{J_2}$  mais centré par rapport à l'axe de pression

hydrostatique bien que certains points suggèrent des surfaces de densification convexes par rapport à ce dernier axe.

Lors du choix des ellipses, certains critères doivent être respectés. Dans le chapitre 1, l'évolution des fonctions  $f_1$  et  $f_2$  en fonction de la densité relative a été discutée. Il a entre autres été souligné que celles-ci doivent être des fonctions décroissantes de la densité qui tendent respectivement vers zéro et trois lorsque la densité relative tend vers l'unité. De plus, le graphique de la figure 1.12 montre clairement que  $f_1$  décroît plus rapidement que  $f_2$ . Or, d'après l'équation 1.33, les longueurs des axes  $A$  et  $B$  des ellipses sont définies par les rapports  $Y/\sqrt{f_1}$  et  $Y/\sqrt{f_2}$  respectivement. Ceci dit, les ellipses doivent être caractérisées par un rapport grand axe sur petit axe qui augmente au cours de la densification et qui tend vers l'infini pour une densité relative unitaire.

D'après la définition donnée par Brown et Abou-Chedid (1994),  $c$ , qui définit la position de l'ellipse sur l'abscisse, caractérise la cohésion limitée du système granulaire en tension. Ce paramètre, fonction de la densité relative, devrait croître avec une croissance de la densité relative de façon à ce que l'ellipse pénètre progressivement dans le quadrant de tension. On remarque toutefois que dans l'article de Tseng, les ellipses sont de plus en plus décentrées dans le quadrant de compression à mesure que la densité augmente;  $c$  est donc une fonction croissante de la densité. En fait, il est difficile d'associer le comportement en tension de la poudre à l'allure de l'ellipse qui caractérise



strictement la partie consolidation de la surface d'écoulement. De plus, comme le grand axe de l'ellipse croît aussi en fonction de la densité, il peut y avoir pénétration de l'ellipse dans le quadrant de tension sans que  $c$  soit une fonction croissante de la densité. Si l'ellipse pouvait réellement décrire le comportement global des poudres, on pourrait affirmer que la différence entre  $c$  et  $Y/\sqrt{f_1}$  donne la résistance à la tension hydrostatique des poudres. Enfin, puisque la confusion règne sur le sens donné à  $c$ , aucune restriction ne sera mise sur son évolution en fonction de la densité relative.

Le dernier aspect qui guidera le tracé des surfaces de densification est la contrainte d'écoulement de la poudre en compression uniaxiale,  $Y$ . Cela a pour but d'imposer une limite maximale sur  $\sqrt{J_2}$  de façon à ce que l'expression du critère de densification n'admette pas qu'une poudre ait une plus grande résistance en cission pure que le corps dense composé du même matériau de base. Mathématiquement cette restriction se traduit par:

$$\sqrt{J_2} \leq \frac{Y}{3} \quad \text{équation 4.7}$$

où  $Y$  est déterminé par l'équation 1.32. Pour appliquer la loi de Hollomon, on utilise  $K_p$  comme valeur de déformation généralisée et les constantes du tableau 3.1 qui caractérisent le métal de base. On définit la contraction associée à la déformation plastique,  $K_p$ , comme étant la contraction de volume totale moins la contraction de volume associée au réarrangement des particules,  $K_r$ , soit :

$$K_p = K - K_r$$

$$K_p = \ln\left(\frac{D}{D_o}\right) - \ln\left(\frac{D - D_o}{D_i} H_{sn}\right) \quad \text{équation 4.8}$$

où  $H_{sn}$  est le rapport de Hausner tel que défini au chapitre 1. En respectant les trois critères présentés ci-dessus, des isodensités elliptiques ont été tracés pour chacune des huit poudres étudiées. À la figure 4.9 les ellipses qui caractérisent la densification des poudres d'acier inoxydable sont présentées. Elles ont été tracées à la main à l'aide de gabarit. Les paramètres  $A$ ,  $B$ , et  $c$  décrivant chacune de ces ellipses sont résumés au tableau 4.1. Lors du tracé des ellipses, on a remarqué que la limite sur  $\sqrt{J_2}$  est difficilement applicable pour les faibles densités. Il semble que l'expression de la déformation généralisée ait été mal choisie. Plusieurs auteurs ont proposé des expressions pour  $\varepsilon$  qui sont plus souvent qu'autrement basées sur l'application du critère de normalité. Comme on doute que ce critère soit applicable aux poudres non frittées, on a évité d'utiliser toutes équations qui en découlent.

***a) Influence de la taille des particules sur les surfaces de densification elliptiques***

On observe, de façon générale, que les paramètres  $A$  et  $B$  qui décrivent les ellipses de densification de la poudre fine sont plus élevés que ceux de la poudre mélangée et la poudre grossière. Ceci est un indice de la dépendance de  $f_1$  et  $f_2$  avec la taille des particules. En comparant le rapport du grand axe sur le petit axe pour la poudre fine et la poudre grossière, on remarque que la composante hydrostatique prend plus d'importance lorsque la poudre est fine. Toutefois, cette tendance n'est pas confirmée

par les résultats obtenus à partir de la poudre mélangée; elle affiche un rapport grand axe sur petit axe plus faible que la poudre grossière. On peut expliquer l'effet de la taille des particules comme suit. La grande surface spécifique des poudres fines contribue à maximiser le frottement interparticulaire. L'expression de la loi de Coulomb met en évidence ce concept :

$$\dot{W}_f = - \int_S |\vec{\tau} \cdot \vec{v}_g| ds \quad \text{équation 4.9}$$

où  $\dot{W}_f$  est la puissance de frottement interparticulaire,  $\tau$  la cission de frottement et  $v_g$  le vecteur déterminant la vitesse relative des surfaces de contact et  $S$  les surfaces en frottement. Or, lorsque la surface spécifique,  $S_{sp}$  des poudres augmente, la surface totale de frottement,  $S$ , augmente aussi et l'énergie externe qui est consacrée à vaincre les forces de frottement est plus importante. Cet effet est surtout marqué en début de pressage lorsque le mécanisme de consolidation par réarrangement des particules domine puisqu'en fin de pressage, le mouvement relatif des particules est presque inexistant ( $v_g \rightarrow 0$ ). Néanmoins, lors de la déformation plastique des particules, ce frottement s'oppose aussi à l'écoulement de la matière. Enfin, on note que la taille des particules a un effet mineur sur la densification, en grande partie parce qu'un lubrifiant, le stéarate de zinc, a été ajouté à la poudre diminuant le coefficient de friction interparticulaire.

Tableau 4.1 Paramètres décrivant les isodensités pour les huit poudres (MPa)

Densités Relatives $D_r$	<i>Paramètres des ellipses : <math>1/B^2(\sqrt{J})^2 + 1/A^2(I/3 - c)^2 = 1</math></i>											
	<i>B</i>	<i>A</i>	<i>c</i>	$Y_{max}$	<i>B</i>	<i>A</i>	<i>c</i>	$Y_{max}$	<i>B</i>	<i>A</i>	<i>c</i>	$Y_{max}$
<b><i>Poudre de fer irrégulière</i></b>												
	Fine < 45 $\mu\text{m}$				Mélange				Grossière > 180 $\mu\text{m}$			
<b>0,60</b>	34	58	17	12	23	35	19	18	17	27	22	35
<b>0,70</b>	54	121	37	74	50	92	41	97	42	87	51	132
<b>0,80</b>	108	258	58	220	103	205	70	281	90	195	65	330
<b><i>Poudre de cuivre</i></b>												
	Sphérique				Irrégulière				Dendritique			
<b>0,60</b>	14	16	16	0,8	38	37	51	197	43	64	62	658
<b>0,70</b>	37	39	36	29	81	118	69	631	74	126	103	1391
<b>0,80</b>	54	94	83	379	132	308	90	1494	123	200	123	2606
<b><i>Poudre d'acier inoxydable irrégulière</i></b>												
	Inox 316				Inox 410							
<b>0,60</b>	37	48	60	53	52	111	68	120				
<b>0,70</b>	80	145	121	258	80	222	119	400				
<b>0,80</b>	148	331	172	720	124	385	170	951				

***b) Influence de la morphologie des particules sur les surfaces de densification elliptiques***

Pour une même densité relative, plus la morphologie des particules est irrégulière et plus la surface de densification est grande. En d'autres mots, pour atteindre la même densité relative, on doit fournir plus de contrainte à la poudre dendritique qu'à la poudre sphérique. Les poudres sphériques ont une densité apparente très élevée. Avant même d'appliquer une contrainte, la densité relative de la poudre de cuivre sphérique est de l'ordre de 0,5. Lorsqu'on la compare à une poudre dendritique de densité apparente quatre fois plus faible, il est évident que des différences majeures sont visibles. D'abord le mécanisme de consolidation par réarrangement des particules est beaucoup plus important pour la poudre dendritique que pour la poudre sphérique. Le rapport de Hausner est un paramètre de choix pour quantifier l'importance de la densification par réarrangement des particules tel que proposé par Kakar et Chaklader en 1967 (voir équation 4.8). Celui-là est de 1,13 pour la poudre sphérique, 1,24 pour la poudre irrégulière et 1,50 pour la poudre dendritique. Le réarrangement des particules est un mécanisme de consolidation qui consomme peu d'énergie par rapport au mécanisme de déformation plastique car seul le frottement s'y oppose. Ainsi, bien que la densité initiale de la poudre de cuivre sphérique soit très élevée, l'énergie nécessaire pour produire une contraction  $K$  est considérablement plus élevée que celle des poudres irrégulières (les graphiques des figures 4.3 b et 4.4 b expriment bien ce concept). Un autre aspect important associé à la forme des particules est le frottement. D'une part,

l'arrangement compact adopté par la poudre sphérique maximise le nombre de voisin de chacune des particules et par le fait même la surface totale de contact interparticulaire. D'autre part, la géométrie sphérique des particules minimise la surface spécifique de la poudre. À densité égale on estime que les conditions de frottement dans la poudre sphérique sont significativement moins sévères que celles dans la poudre dendritique. Cela se traduit à travers les courbes de compressibilité exprimées en fonction de la densité relative (voir les figures 3.12 à 3.15). Pour une même densité, les dérivées premières des équations qui décrivent le pressage de la poudre dendritique sont en effet significativement plus élevées que celles des équations décrivant le comportement de la poudre sphérique. Quant au mécanisme de densification par déformation plastique des particules, on sait que les particules irrégulières seront déformées de façon beaucoup moins homogène. Par endroit il y aura un durcissement prématuré et ailleurs, les particules seront peu déformées. Toutefois, il n'est pas évident que cette hétérogénéité de la déformation a une influence significative sur la contrainte d'écoulement globale de la poudre. Enfin, la forme de l'ellipse ne semble pas influencée par la morphologie des particules quoique les ellipses caractérisant la densification de la poudre dendritique soient beaucoup plus décentrées que celles des deux autres poudres. Pour intégrer un paramètre décrivant la morphologie des particules à l'expression de la contrainte équivalente, il faudrait faire varier  $f_1$  et  $f_2$  en fonction de  $H_{sn}$  et  $S_{sp}$ . Pour refléter les résultats expérimentaux,  $f_1$  et  $f_2$  doivent être des fonctions croissantes du rapport de Hausner mais décroissantes de la surface spécifique.

*c) Influence de la dureté des particules sur les surfaces de densification elliptiques*

La dureté des particules influence significativement la taille et l'allure de la fonction de densification. On remarque que le comportement de la poudre la plus dure est caractérisé par une ellipse plus grande comme pourrait le laisser supposer les propriétés mécaniques du métal de base. En fait, la limite d'élasticité et les constantes d'écrouissage du métal de base jouent un rôle direct sur la contrainte d'écoulement de la poudre. Mis à part cette évidence, en étudiant les rapports du grand axe sur le petit (tableau 4.1) on remarque que plus les particules de poudre sont molles et plus l'ellipse tend à prendre l'allure d'un cercle (voir figure 4.8). Cet effet est d'autant plus marqué que la densité est faible. Pour confirmer l'effet de la dureté des particules sur la forme des surfaces de densification, il faudrait pouvoir exclure l'effet du frottement. En fait, le coefficient de frottement interparticulaire varie aussi en fonction du type de poudre utilisé. Il est tout de même surprenant de constater que les ellipses qui décrivent le mélange de poudre de fer sont plus petites que les ellipses qui décrivent la poudre de cuivre. Le fait que la granulométrie de la poudre de cuivre soit à 60% inférieure à 45 microns fait en sorte d'augmenter l'effet du frottement. Enfin le cuivre est caractérisé par un coefficient de consolidation plus élevé que les deux autres poudres. Par conséquent, la dureté finale des particules de cuivre pourrait être supérieure à celle des particules de fer. Toutefois, le graphique 4.11 montre bien qu'en utilisant  $K$  comme paramètre d'état, la taille des ellipses croît en fonction de la dureté des particules. Quant

à  $c$ , il est presque identique pour les deux poudres d'acier inoxydable, de grandeurs intermédiaires pour la poudre de cuivre et plus faible pour la poudre de fer.

Enfin, puisque qu'il est difficile de confirmer si la dureté affecte significativement la forme des surfaces de densification, il semble que l'utilisation d'une expression du critère d'écoulement semblable à celle de l'équation 1.32 serait suffisante. Le besoin d'intégrer la dureté dans l'expression de la contrainte équivalente ne se fait pas sentir. Bref, on propose que  $f_1$  et  $f_2$  soient indépendantes de la dureté, mais que la dureté soit intégrée à l'expression de  $Y$  par l'intermédiaire des caractéristiques du matériau de base.

## 4.3 Autres considérations

### 4.3.1 Écrouissage, loi de comportement et loi d'écoulement

Bien que le but premier du projet soit d'étudier la surface de densification des différentes poudres, les résultats obtenus permettent aussi d'observer l'évolution de la surface en fonction de la densité relative et de commenter la validité d'une loi d'écoulement basée sur le critère de normalité. D'abord, l'allure des fonctions  $f_1$  et  $f_2$  telle que présentée à la figure 1.12 n'admet pas un durcissement isotrope. L'écrouissage isotrope est peu probable puisque la microstructure même de la poudre est anisotrope.



Une micrographie prise à partir d'un échantillon pressé de façon uniaxiale à 90% de densité relative montre bien le caractère morphologique anisotrope des particules (voir figure 4.12). À cette anisotropie vient s'ajouter un durcissement cinématique. Le durcissement cinématique caractérise les matériaux dont l'écroutissage provoque une translation de la surface d'écoulement (l'effet Baushinger en est un exemple). Dans le cas des poudres, les interfaces entre les particules auront tendance à s'orienter perpendiculairement aux contraintes principales lors de la déformation. Or, sous l'application d'une contrainte hydrostatique de tension, ces interfaces sont des faiblesses qui limiteront la cohésion de la poudre. Même si la cohésion augmente en fonction de la densité, elle sera minimale pour le chemin de déformation opposé à celui qui a été utilisé pour la consolidation. Ce durcissement dynamique permet de justifier que le paramètre  $c$  soit une fonction croissante de la densité. Ainsi, un critère d'écoulement prenant en compte l'anisotropie qui se développe dans la poudre et de la cinématique de l'écroutissage serait plus approprié.

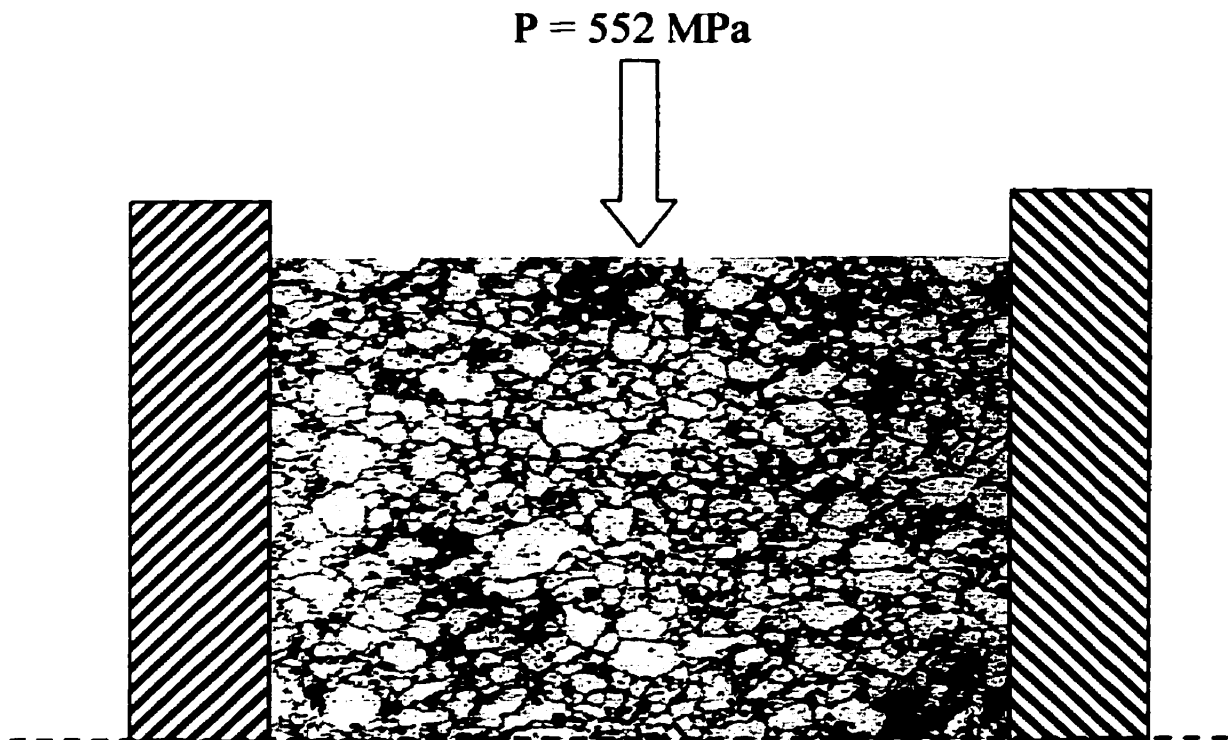


Figure 4.12 Micrographie d'une poudre de fer Atomet 1001 pressées à 90 % de densité selon un chemin de déformation uniaxiale (x 50) .

L'évolution de la courbure des ellipses en fonction de la densité est un indice que le critère de normalité ne s'applique pas à la loi de comportement des poudres ou encore que les surfaces de densification telles que tracées ne sont pas justes. En fait le critère de normalité veut que le tenseur vitesse de déformation soit perpendiculaire à la surface d'écoulement soit :

$$\dot{\varepsilon}_y = \lambda \left( \frac{\partial \Phi}{\partial \sigma_y} \right) \quad \text{équation 4.10}$$

où  $\lambda$  est un scalaire. Or, comme les poudres ont été pressées selon des chemins de déformation proportionnels, la direction du tenseur vitesse de déformation est constante et est entièrement définie par le choix du montage. Les flèches tracées à la figure 4.13 sont parallèles aux chemins de déformations créés par les configurations A, B et F. Il est évident que, d'une isodensité à l'autre, l'angle entre le chemin de déformation et la tangente de la courbe de densification n'est pas une constante. De plus, cet angle varie aussi d'un chemin de déformation à l'autre, sur une même isodensité. Suite à ces observations, l'utilisation d'une loi de durcissement associée est mise en doute.

Quant à la loi de comportement, les graphiques des figures 3.5 et 3.11 montrent que plus les particules sont fines et irrégulières et plus l'intensité du déviateur de contrainte augmente. Il serait imprudent d'affirmer que ces caractéristiques influencent directement la loi de comportement des poudres puisque le frottement semble expliquer ces résultats. En effet, la position des jauges dans le montage permet de mesurer la contrainte locale transmise sur les faces extérieures des comprimés. Or, un gradient de contrainte existe à travers la poudre dû au frottement. Comme les comprimés ne sont pas cubiques, il y a plus de perte par frottement dans la direction  $x$  (31,75 mm) que dans les directions  $y$  et  $z$  (12,83 mm). Pour cette considération, les différences de comportement observées sur les graphiques 3.5 et 3.11 ne sont pas jugées significatives.

La présente étude ne permet pas de formuler de façon précise l'incidence des caractéristiques des particules sur la loi de densification.

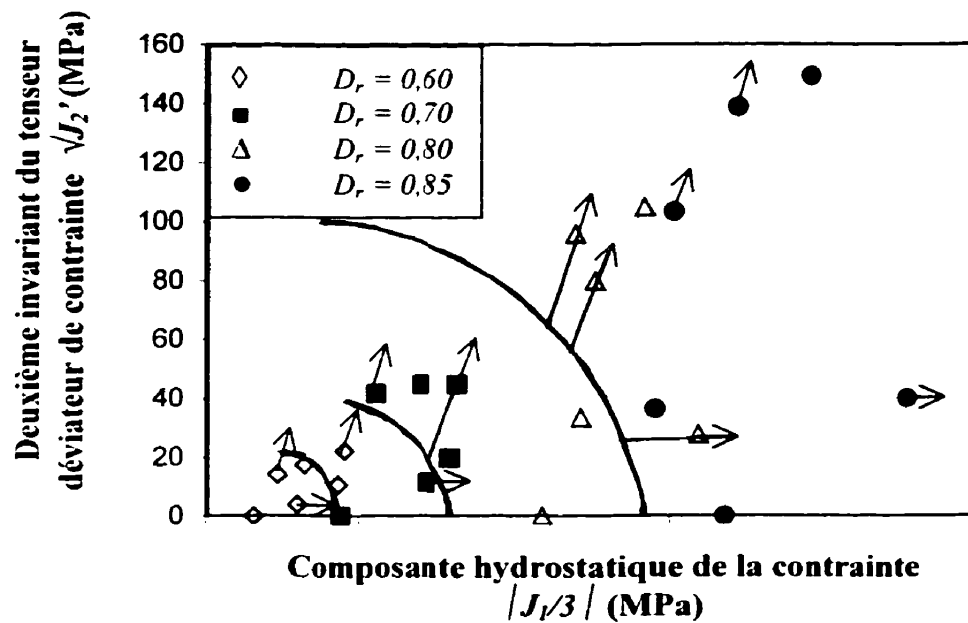


Figure 4.13 Surface de densification de la poudre de fer mélangée sur laquelle ont été tracés les chemins de déformation des montages A, B et F

#### 4.3.2 Le critère de Mohr-Coulomb

Les résultats expérimentaux obtenus ne permettent pas de confronter la partie dilatation (ou rupture) du modèle de Tseng à l'influence des différentes caractéristiques des poudres. Néanmoins, une brève discussion sera effectuée sur leurs effets

hypothétiques. Le critère de Mohr-Coulomb généralisé tel que présenté à l'équation 1.30 est représenté par une droite dans l'espace déterminée par la pression hydrostatique et le deuxième invariant du déviateur de contrainte. La pente de la droite,  $\alpha$  est entièrement définie par l'angle de friction interne tandis que son ordonnée à l'origine,  $k$ , dépend à la fois de la cohésion et de l'angle de friction interne. Par l'augmentation des surfaces de frottement, une diminution de la taille des particules aura pour effet d'augmenter la cohésion de l'agrégat sans pour autant affecter l'angle de friction interne. La morphologie des particules affectera simultanément l'angle de friction interne et la cohésion en faisant varier la surface spécifique de la poudre la géométrie des contacts. Quant à la dureté, elle influencera beaucoup plus la dynamique d'évolution du critère de rupture que sa position initiale. Les surfaces de contact entre les particules molles deviendront vite perpendiculaires aux directions principales de la sollicitation faisant tendre l'angle de friction interne vers zéro.

### 4.3.3 Critère de densification simplifié

Lorsque l'on observe les résultats des figures 3.6, 3.12 et 3.18, on note que peu importe le chemin de déformation, la composante hydrostatique de la contrainte évolue grossièrement de la même façon. En fait, les plus grosses différences entre deux chemins de déformation se retrouvent en fin de pressage où l'erreur expérimentale est

maximale. Face à ces résultats et à la complexité des équations proposées par les autres chercheurs (y compris Tseng), il est tentant de proposer une nouvelle expression de la contrainte équivalente qui a la forme :

$$\sigma_{eq} = f_1 \left( \frac{J_1}{3} \right) \quad \text{équation 4.11}$$

où  $f_1$  est une fonction de la contraction logarithmique,  $K$ . Puisque ni la forme, ni la taille et ni la dureté des particules ne semblent influencer significativement, pour une densité donnée, le rapport du grand axe sur le petit axe des ellipses de densification, il serait bien d'intégrer les paramètres quantifiant ces caractéristiques dans l'expression du critère d'écoulement,  $Y$ . De plus, pour des particules non poreuses, il semble que la surface spécifique et le rapport de Hausner soit les paramètres de choix pour quantifier la contribution du frottement interparticulaire et de la densification par réarrangement des particules respectivement. On propose donc d'utiliser comme fonction de densification l'expression suivante :

$$\Phi_{cons} = f_1 \left( \frac{J_1(D_r)}{3} \right) - Y(D_r, H_{sp}, S_p). \quad \text{équation 4.22}$$

Une fonction de densification déterminée par cette équation aurait l'allure d'une droite verticale dans l'espace défini par la pression hydrostatique et le deuxième invariant du déviateur des contraintes. Bien que cette expression soit très simplifiée, il semble qu'une droite verticale serait en accord avec un aussi grand nombre de résultats que les critères elliptiques.

De plus, plutôt que d'utiliser un critère d'écoulement basé sur la contrainte d'écoulement uniaxiale libre de la poudre, on devrait songer à utiliser la contrainte d'écoulement du pressage uniaxial en matrice fermée. En fait, la grande majorité des poudres sont impossible à densifier en sollicitation uniaxiale. Pour obtenir  $Y$  de façon expérimentale, il faut recourir à une pré-compaction selon un autre chemin de déformation. Par conséquent, l'expression de  $Y$  tel que définie au premier chapitre perd de son sens physique. Compte tenu de l'existence de nombreux résultats expérimentaux décrivant l'évolution de la contrainte uniaxiale en fonction de la densité relative, il serait astucieux de remplacer l'expression de la contrainte d'écoulement uniaxiale par celle obtenue lors des pressages en matrice fermée. Cela faciliterait les travaux futurs, expérimentaux et théoriques qui iront dans la même veine que le présent projet. Toutefois, il reste encore à exprimer mathématiquement les phénomènes expliqués dans le présent chapitre et à s'assurer d'avoir une fonction finale qui soit continue et unique pour tous les états de contrainte.

## CONCLUSION

Le contexte général de cette recherche est d'appliquer la simulation par éléments finis au procédé de mise en forme par pressage à froid des poudres métalliques. Pour alimenter le logiciel, la rhéologie des poudres doit être traduite sous forme d'équations mathématiques simples et générales. Dans cet ordre d'idées, l'expression d'une fonction de densification donnant le critère d'écoulement et la contrainte équivalente des poudres non frittées a été étudiée. D'un point de vue expérimental, l'objectif était de créer une matrice de pressage triaxial permettant d'obtenir des résultats expérimentaux qui décrivent une partie de la surface de densification des poudres. À partir des travaux de Shima et Miramura (1986), une telle matrice a été créée. Cette matrice de pressage a permis de presser huit poudres différentes selon cinq chemins de déformation distincts. L'erreur expérimentale sur les mesures de contrainte a été estimée à  $\pm 10$  MPa. Cette erreur est jugée significative et quelques solutions sont proposées pour la réduire :

- pour minimiser les infiltrations, utiliser une poudre dont la granulométrie est majoritairement supérieure à 50  $\mu\text{m}$ ;
- pour les poudres de faible densité apparente telle la poudre de cuivre dendritique, une plus grande matrice serait nécessaire;



- l'utilisation d'une matrice plus profonde permettrait aussi de minimiser les mouvements parasites puisque les blocs seraient guidés sur une plus grande distance.

Toujours d'un point de vue expérimental, il serait intéressant d'étudier l'évolution de la fonction de densification dans la région où l'intensité du tenseur déviateur de contrainte est supérieure. Le montage créé est limité à la déformation uniaxial, un autre montage devrait être créé à cet effet.

L'objectif analytique a été atteint. En présentant les courbes de compressibilité en fonction des paramètres d'état H et K, on a su mettre en évidence l'influence de la taille, de la morphologie et de la dureté des particules. Une telle présentation n'a jamais été proposée dans les articles revus. Le paramètre H a été défini comme le gain relatif de densité, celui-ci varie entre 0 et 1, 1 étant attribué à une densité relative de 100%. Le paramètre K est défini comme la contraction logarithmique en volume. Ce paramètre est nul pour toutes les poudres en début de pressage. Graphiquement, les résultats présentés à l'aide du paramètre K ont permis de mettre en évidence les mécanismes influencés par les caractéristiques des poudres. L'analyse des résultats a permis de faire les constatations suivantes :

- plus la taille des particules est fine et plus la contrainte nécessaire à l'obtention d'une contraction  $\Delta K$  est élevée;
- plus les particules sont irrégulières et plus la contrainte nécessaire à l'obtention d'une densité relative  $D_r$  est grande;

- plus les particules sont irrégulières et plus la contrainte nécessaire à l'obtention d'une contraction  $\Delta K$  est faible;
- plus les particules sont dures et plus la contrainte nécessaire à l'obtention d'une contraction  $\Delta K$  est élevée.

À la section 4.3 du chapitre de discussion, on a mis en évidence les mécanismes de densification qui expliquent les différences de comportements entre les huit poudres. On conclut que les pertes d'énergie associées au frottement expliquent la différence de comportement entre les poudres de fer de granulométries différentes. On propose d'utiliser la surface spécifique des poudres pour quantifier l'importance du frottement interparticulaire. Bien qu'aucune valeur de surface spécifique n'ait été présentée dans ce travail, il a été expliqué qu'une augmentation de la surface spécifique provoque une augmentation de l'énergie de frottement. L'étude du frottement interparticulaire pourrait être approfondie en réalisant des essais sur des poudres ayant une surface spécifique comparable mais dont l'état de surface serait différent.

L'étude des courbes de compressibilité des trois poudres de cuivre de morphologies différentes a permis de conclure que la forme des particules est la caractéristique qui influence le plus la densification des poudres. D'abord elle affecte considérablement la densité apparente des poudres allant de 0,20 pour la poudre dendritique à 0,50 pour la poudre sphérique. On a pu observer que l'état

initial crée une différence de comportement énorme entre les poudres. Plus les poudres ont une densité apparente faible et plus le mécanisme de densification par réarrangement des particules est important. Comme Kakar et Chaklader (1967), on propose d'utiliser le rapport de Hausner pour quantifier l'importance du réarrangement des particules. De plus, la forme des particules affecte significativement les conditions de frottement interparticulaire tel qu'observé à l'aide des courbes de compressibilités originales ( $D_r$ ). On a pu vérifier que plus les particules sont irrégulières plus les conditions de frottement sont sévères. Ainsi, pour quantifier entièrement l'effet de la morphologie des particules, la surface spécifique de la poudre doit aussi être prise en compte. Enfin, il serait intéressant de trouver une stratégie expérimentale qui permettrait de faire varier  $H_{sn}$  et  $S_{sp}$  séparément.

L'étude des surfaces de densification permet de constater qu'une fonction elliptique est plus ou moins adéquate pour décrire les résultats expérimentaux. On observe plutôt une convexité de la surface par rapport à l'axe de contrainte hydrostatique. L'étude détaillée des ellipses décrivant la densification de chacune des poudres a permis de conclure que  $f_1$  et  $f_2$  sont des fonctions décroissantes de la surface spécifique et croissantes du rapport de Hausner. Toutefois, il a été impossible de mettre en évidence l'effet des caractéristiques des poudres sur la forme de la surface de densification. Néanmoins, en observant l'évolution des surfaces de densification en fonction de la densité relative, on a

pu conclure que l'évolution de la surface de densification n'est pas homothétique. En effet, la forme des surfaces de densification évolue au cours du pressage. L'utilisation d'une loi d'écoulement qui tiendrait compte de l'anisotropie des poudres serait appropriée. En traçant les chemins de déformation sur un graphique affichant les fonctions de densification des poudres d'acier inoxydable, on a pu conclure que l'utilisation d'une loi de comportement normale à la surface de densification n'est pas justifiée.

Somme toute, les pistes proposées à la dernière section de la discussion permettent d'orienter les travaux qui seront effectués dans le futur. Il a été suggéré d'intégrer l'effet de la taille, la forme et la dureté des particules à l'expression du critère d'écoulement plutôt qu'à l'expression de la contrainte équivalente. Pour fin de simplicité, on a aussi proposé une expression de la contrainte équivalente qui serait indépendante du deuxième invariant du tenseur déviateur de contrainte. Malheureusement, aucune expression mathématique complète n'a été proposée pour améliorer la fonction de densification de Tseng.

## RÉFÉRENCES

1. ASTM (1984a), Metals Handbook Volume 2 / Properties and selection of non ferrous alloys and pure metals, 9<sup>ième</sup> édition, American Society for Metals, Ohio, pp.855.
2. ASTM (1984b), Metals Handbook Volume 3 / Properties and selection : stainless steels, tool materials and special-purpose metals, 9<sup>ième</sup> édition, American Society for Metals, Ohio, pp.882.
3. Antes, H.W. (1971), Cold forging iron and steel powder preforms, Modern Developments in powder Metallurgy (4), 415-425.
4. Arzt, E. (1982), The influence of an increasing particle coordination on the densification of spherical powders, Acta Metallurgica, 30, 1883-1890.
5. Arzt, E., Ashby, M. F. et Easterling, K. E. (1983), Practical applications of hot-isostatic pressing diagrams : four case studies, Metallurgical Transactions A, 14A, 211-221.

6. Bellet, M. et al. (1994), Simulation numérique de la compaction de poudres métalliques, Séminaire de Plasticité : éléments finis et mise en forme des métaux, Sophia Antipolis, 26-30 septembre 1994, 3 (15), 1-23.
7. Bernal, J. D. (1963), The geometry of the structure of solids, Proceedings of the Symposium on Liquids : Structure, Properties, Solid Interactions, Elsevier Publisher.
8. Bernal, J.D. et Mason, J.(1960), Nature, 188, 908.
9. Brown S. et Abou-Chedid G. (1993), Appropriate yield functions for metal powder compaction, Scripta Metallurgica et Materialia, 28 , 11-16.
10. Brown S. et Abou-Chedid G. (1994), Yield behavior of metal powder assemblages, Journal of the Mechanics and Physics of Solids, 43 (3) , 383-399.
11. Brown, S. B. et Weber, G. G. A. (1988), A constitutive model for the compaction of metal powders, Modern Development in Powder Metallurgy, 18, 465-476.
12. Corapcioglu, Y. et Uz, T. (1978), Constitutive equations for plastic deformation of porous materials, Powder Technology, 21, 269-274.

13. Delo, D. P. et Piehler, H. R. (1995), Observations of early stage densification in Ti-6Al-4V powder compacts consolidated by hot isostatic pressing , Advances in Powder Metallurgy and Particulate Materials, 5/113-5/124.
14. Delo, D. P. et Piehler, H. R. (1996), Evaluation and verification of powder consolidation models with an emphasis on early stages of consolidation, Advances in Powder Metallurgy and Particulate Materials, 2, 7/467-7/476.
15. Dennis, R. D., et Funk, J. E. (1997), Particle-packing phenomena and their application in materials processing, MRS Bulletin, 19-21.
16. DiMaggio, F. L., ASCE, M. et Sandler, I. S. (1971), Material model for granular soils, Journal of the Mechanics Division, EM3 , 935-950.
17. Dorailevu S. M. et al. (1984), A new yield function for compressible P/M materials, International Journal of Mechanical Science, 26 (9/10), 527-535.
18. Doremus, P. et al. (1995), High pressure triaxial cell for metal powder, Powder Metallurgy, 38 (4), 284-287.

19. Drucker, D.C. et Prager, W. (1952), Soil Mechanics and plastic analysis or limit design, Quarterly of Applied Mathematic, 10, 157-165.
20. Fischmeister, H. F. et Arzt, E. (1983), Densification of powders by particle deformation, Powder Metallurgy, 26 (2), 82-88.
21. Fishmeister, H.F., Arzt, E. et Olsson, L.R. (1978), Particle deformation and sliding during compaction of spherical powders : a study by quatitative metallography, Powder Metallurgy,(4), 179-187.
22. Fleck, N. A. (1995), A crystal plasticity view of powder compaction, Acta metallurgica and materialia, 43 (8), 3177-3184.
23. Fleck, N. A. et al. (1992), Yielding of metal powder bonded by isolated contacts, Journal of the Mechanic and Physic of Solids, 40 (5), pp.1139-1162.
24. Fleck, N. A., Kuhn, L. T. et McMeeking R. M. (1992), Yielding of metal powder bonded by isolated contacts, Journal of the Mechanis and Physic of Solids, 40 (5), 1139-1162.
25. German, R. M. (1994), Powder Metallurgy Science, 2<sup>ième</sup> édition, Metal Powder Industries Federation, New Jersey, pp. 472.



26. Green, R. J. (1972), A plasticity theory for porous solids, International Journal of Mechanical Science, **24**, 215-224.
27. Gurson, A. L. (1977), Continuum theory of ductile rupture by void nucleation and growth : Part I-Yield criteria and flow rules for porous ductile media, Transactions of the ASME, 2-15.
28. Heckel, R. W. (1961), Density-pressure relationships in powder compaction, Transactions of the metallurgical Society of AIME, **221**, 671-675.
29. Helle, A. S., Easterling, K. E. et Ashby, M. F. (1985), Hot-isostatic pressing diagrams : new developments, Acta Metallurgica, **33** (12), 2163-2174.
30. James, P. J. (1977), Particle deformation during cold isostatic pressing of metal powders, Powder Metallurgy, (4), 199-203.
31. Kakar, A. et Chaklader, A. C. D. (1967), Deformation theory of hot-pressing, Journal of Applied Physics, **38** (8), 3223-3230.

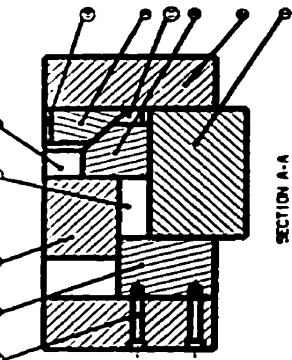
32. Kostelnik, M. C. Kludt, F. H. et Beddow, J. K. (1968), The initial stage of compaction of metal powders in a die, International Journal of Powder Metallurgy, **4** (4), 19-28.
33. Kuhn, H. A. et Downey C. L. (1971), Deformation characteristics and plasticity theory of sintered powder materials, International Journal of Powder Metallurgy, **7** (1), 15-25.
34. Kumar, J. V. (1989), The hypothesis of constant relative responses and its application to sintering process of spherical powders, Solid State Phenomena, **8-9**, 125-134.
35. Kumar, J. V. et Kumar, C. S. (1995), A universal pressure-densification plot based on single-particle compression and compaction models and its application to HIPing of dispersed powders, Advances in Powder Metallurgy and Particulate Materials, **5/69-5/88**.
36. Larsson, P.-L., Biwa, S. et Storakers, B. (1996), Analysis of cold and hot isostatic compaction of spherical particles, Acta Materialia, **44** (9), 3655-3666.
37. Liu, J. X. et Davies, T. J. (1997), Coordination number-density relationships for random packing of spherical powders, Powder Metallurgy, **40** (1), 54-56.

38. Liu, J. X. et Davies, T. J. (1997), Packing state and compaction equation of monosize spherical powders, Powder Metallurgy, **40** (1), 51-54.
39. Molérus, O (1975), Theory of Yield of Cohesive Powders, Powder Technology, **12**, 259-275.
40. Ogbonna , N. et Fleck, N. A. (1995), Compaction of an array of spherical particles, Acta Metallurgica et Materialia, **43** (2), 603-620.
41. Onoda G. Y. et Janney M. A. (1981), Application of soil mechanics concepts to ceramic particulate processing, Advances in Powder Technology, 54-74.
42. Park, J.J. (1995), Constitutive relations to predict plastic deformations of porous metals in compaction, International Journal of Mechanical Science, **37** (7), 709-719.
43. Riedel H., et al. (1994), Numerical Simulation of die pressing and sintering – Development of constitutive equations, International Journal of Refractory Metals and Hard Materials, **12**, 55-60.
44. Rocco, M. C., Makhijani, V. et Ma, D. N. (1990), Probabilistic micromechanical model for two-dimensional slow particulate flow : dry friction, Powder Technology, **60**, 223-243.

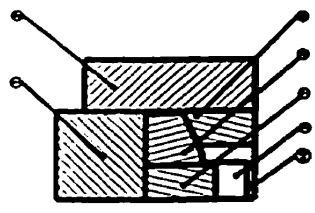
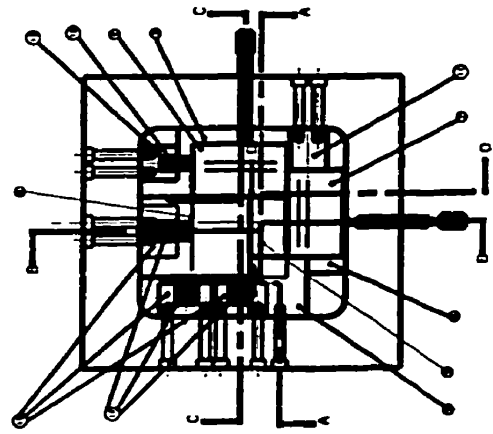
45. Sandler, I. S. et al. (1976), Generalized cap model for geological materials, Journal of the geotechnical engineering division, 102, 683-699.
46. Scott, G. D. (1962) Nature, 191, 956-958.
47. Scott, G. D. (1962), Radial distribution of the random close packing of equal spheres, Nature, 191, 956-958.
48. Shapiro, I. (1995), Compactions of powders XII : evaluation of published compaction equations for modeling purposes, Advances in Powder Metallurgy and Particulate Materials, 1, 2/97-2/114.
49. Shima S. et al. (1996), A study of iron powders by three-dimensional compaction, Advances in Powder Metallurgy and Particulate Materials, 2, 7.193-7.205.
50. Shima S., et Mimura K. (1986), Densification behaviour of ceramic powder, International Journal of Mechanical Science, 28 (1), 53-59.
51. Shima, S. et Oyane, M. (1976), Plasticity theory for porous metals, International Journal of Mechanical Science, 18, 285-291.

52. Tamura, S., Aizawa, T. et Kihara, J. (1994), Three-dimensional granular modeling for metallic powder compaction and flow analysis, Journal of Materials Processing Technology, 42, 197-207.
  
53. Tseng, T. C. et Wu W. T. (1996), A study of the coefficients in the yield functions modeling metal powder compaction, Acta Materiala, 44 (9), 3543-3552.
  
54. Watson, T. J. et Wert, J. A. (1993), On the development of constitutive relations for mettalic powders, Metallurgical Transactions A, 24A, 2071-2081.
  
55. Zavaliangos, A., Lam A. et Wen J., Mechanics of densification in heterogeneous powder mixture, Advances in Powder metallurgy and Particulate Materials, 5 , 16/137-163/148.

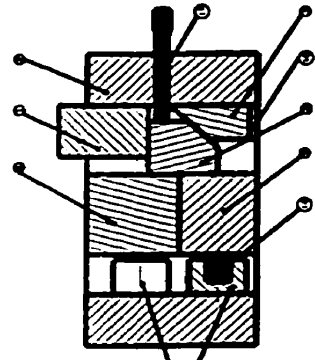
**ANNEXE A**  
**Dessins techniques du montage expérimental**



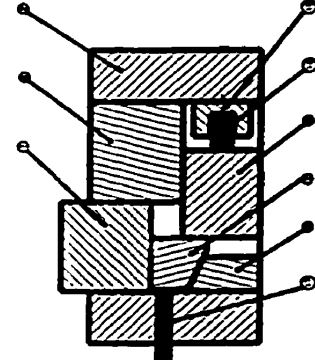
SECTION A-A



SECTION D-D



SECTION C-C



SECTION B-B

LISTE DES PIÈCES	
①	PISTON
②	BOITIER
③	SOUS-BLOC 45
④	SUR-BLOC 45
⑤	BLOC 1
⑥	BLOC 3
⑦	SUR-BLOC 64
⑧	SOUS-BLOC 64
⑨	BLOC 2
⑩	CLUTEE A
⑪	CLUTEE D
⑫	RESSORT A
⑬	CLUTEE C
⑭	RESSORT B (2X)
⑮	CLUTEE B (2X)
⑯	VIS D'ASSEMBLAGE (12X)
⑰	VIS D'AJUSTEMENT (2X)

DESSIN D'ASSEMBLAGE AVANT LE PRESAGE (DROITE FINALE 90°)

DESSINÉ PAR: MYRIAM BROU

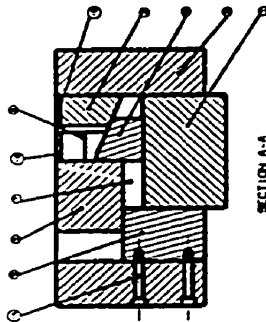
DESSIN NO. 1

21 MAI 1998

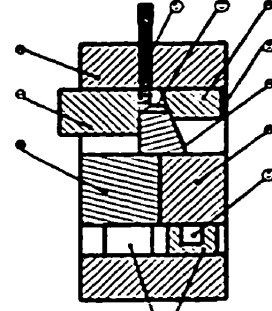
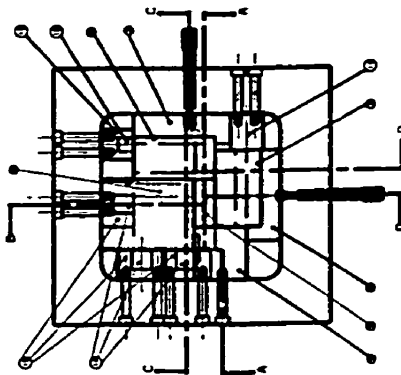
ECOLE POLYTECHNIQUE DE MONTREAL

ÉCHELLE 4/5

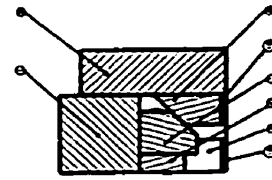
LISTE DES PIÈCES	
1	PISTON
2	BOÎTIER
3	SOUF-BLOC #1
4	SUF-BLOC#1
5	BLOC 1
6	BLOC 2
7	SUF-BLOC #4
8	SUF-BLOC #4
9	BLOC 2
10	BLOC 3
11	BLOC 3
12	BLOC 3
13	BLOC 3
14	BLOC 3
15	BLOC 3
16	BLOC 3
17	BLOC 3
18	BLOC 3
19	BLOC 3
20	BLOC 3
21	BLOC 3
22	BLOC 3
23	BLOC 3
24	BLOC 3
25	BLOC 3
26	BLOC 3
27	BLOC 3
28	BLOC 3
29	BLOC 3
30	BLOC 3
31	BLOC 3
32	BLOC 3
33	BLOC 3
34	BLOC 3
35	BLOC 3
36	BLOC 3
37	BLOC 3
38	BLOC 3
39	BLOC 3
40	BLOC 3
41	BLOC 3
42	BLOC 3
43	BLOC 3
44	BLOC 3
45	BLOC 3
46	BLOC 3
47	BLOC 3
48	BLOC 3
49	BLOC 3
50	BLOC 3
51	BLOC 3
52	BLOC 3
53	BLOC 3
54	BLOC 3
55	BLOC 3
56	BLOC 3
57	BLOC 3
58	BLOC 3
59	BLOC 3
60	BLOC 3
61	BLOC 3
62	BLOC 3
63	BLOC 3
64	BLOC 3
65	BLOC 3
66	BLOC 3
67	BLOC 3
68	BLOC 3
69	BLOC 3
70	BLOC 3
71	BLOC 3
72	BLOC 3
73	BLOC 3
74	BLOC 3
75	BLOC 3
76	BLOC 3
77	BLOC 3
78	BLOC 3
79	BLOC 3
80	BLOC 3
81	BLOC 3
82	BLOC 3
83	BLOC 3
84	BLOC 3
85	BLOC 3
86	BLOC 3
87	BLOC 3
88	BLOC 3
89	BLOC 3
90	BLOC 3
91	BLOC 3
92	BLOC 3
93	BLOC 3
94	BLOC 3
95	BLOC 3
96	BLOC 3
97	BLOC 3
98	BLOC 3
99	BLOC 3
100	BLOC 3



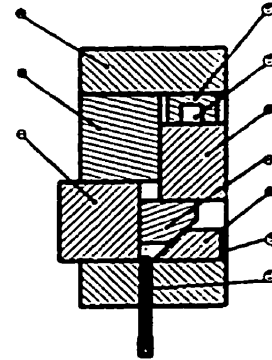
SECTION A-A



SECTION C-C



SECTION D-D

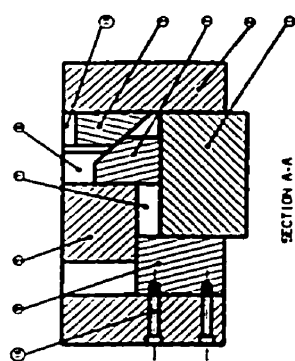


SECTION E-E

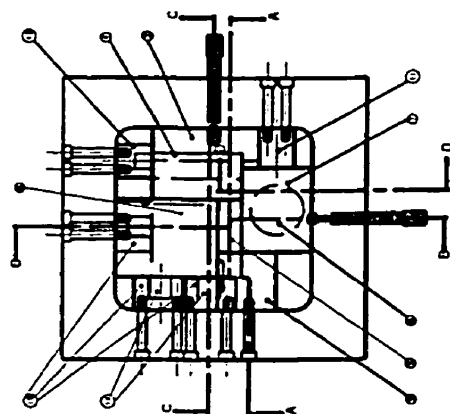
ECOLE POLYTECHNIQUE DE MONTREAL  
 FICHELE #/3  
 DESSIN D'ASSEMBLAGE DU MONTAGE B  
 DESSINE PAR: MARIAN BRODAU  
 SECTION B-B  
 DESSIN NO. 4  
 03 NOVEMBRE 1978



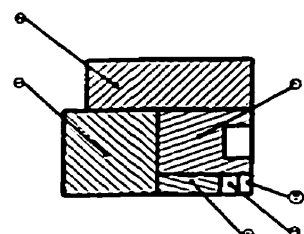
LISTE DES PIÈCES	
①	PISTON
②	BOÎTIER
③	SOUS-BLOC #5
④	SUB-BLOCK#5
⑤	BLOC1
⑥	BLOC3
⑦	BLOC Y0
⑧	RESSORTS C
⑨	BLOC2
⑩	OUTEE A
⑪	OUTEE D
⑫	OUTEE C
⑬	RESSORT B (2X)
⑭	OUTEE B (3X)
⑮	VIS D'ASSEMBLAGE (12X)
⑯	VIS D'AJUSTEMENT (2X)



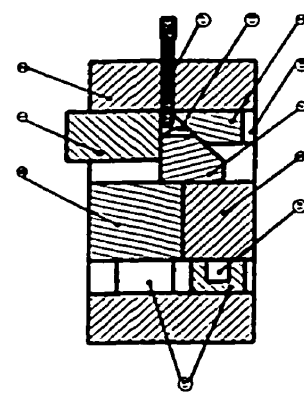
SECTION A-A



SECTION C-C



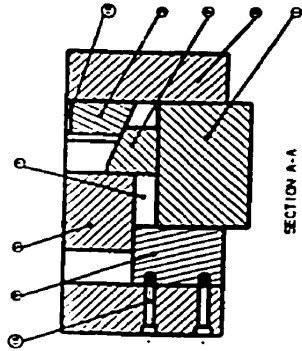
SECTION D-D



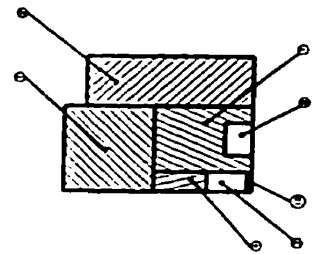
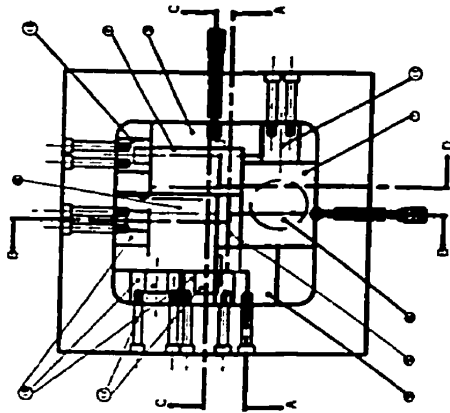
SECTION B-B

ECOLE POLYTECHNIQUE DE MONTREAL  
 DESSIN NO. 5  
 03 NOVEMBRE 1958  
 DESSINÉ PAR: MARTIN BROOKI

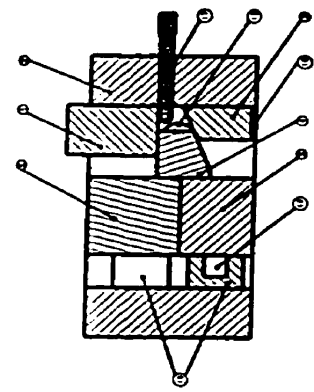
LISTE DES PIÈCES	
①	PISTON
②	BOITIER
③	SOUF-BLOC 45
④	SOUF-BLOC 45
⑤	BLOC 1
⑥	BLOC 3
⑦	BLOC 76
⑧	RESSORT C
⑨	BLOC 2
⑩	BOITE F
⑪	BOITE D
⑫	BOITE C
⑬	RESSORT B (2X)
⑭	BOITE D (12X)
⑮	VIS D'ASSEMBLAGE (12X)
⑯	VIS D'AJUSTEMENT (2X)



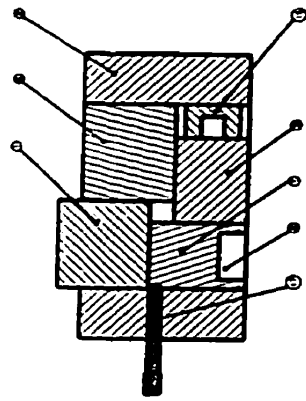
SECTION A-A



SECTION D-D



SECTION C-C

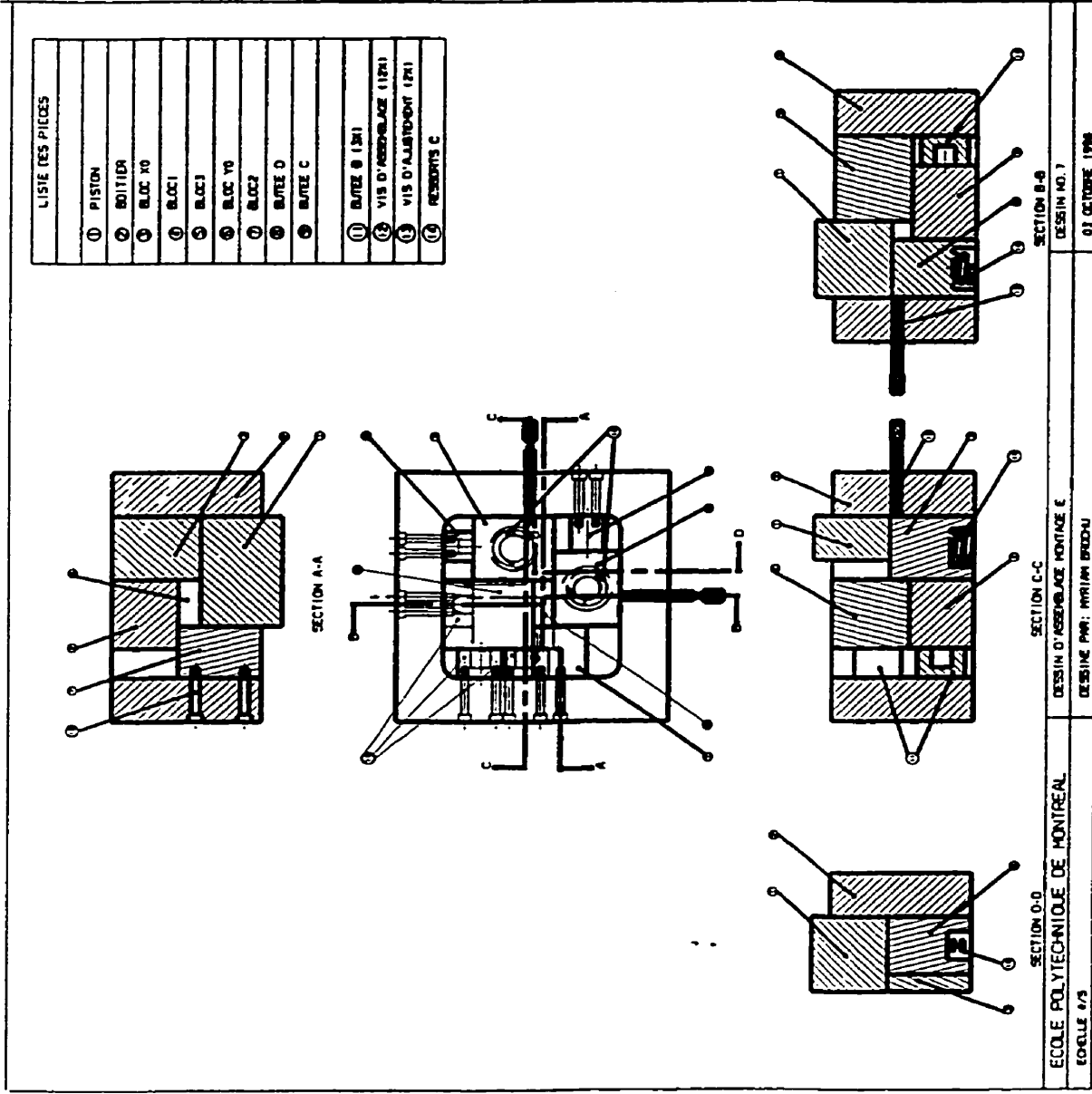


SECTION B-B

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTREAL  
FOUILLE 4/5

DESSIN D'ASSEMBLAGE DU MONTAGE D  
DESSINE PAR: MRY/MY DECOU

DESSIN NO. 6  
03 NOVEMBRE 1998



LISTE DES PIÈCES

1	PISTON
2	BOITIER
3	BLOC X0
4	BLOC 1
5	BLOC 2
6	BLOC Y0
7	BLOC 2
8	BUTÉE D
9	BUTÉE C
10	BUTÉE B (2x1)
11	VIS D'ASSEMBLAGE (12x1)
12	VIS D'AJUSTEMENT (2x1)
13	VIS D'AJUSTEMENT (2x1)
14	RESORTS C

SECTION A-A

SECTION B-B

SECTION C-C

SECTION D-D

DESSIN D'ASSEMBLAGE MONTAGE E

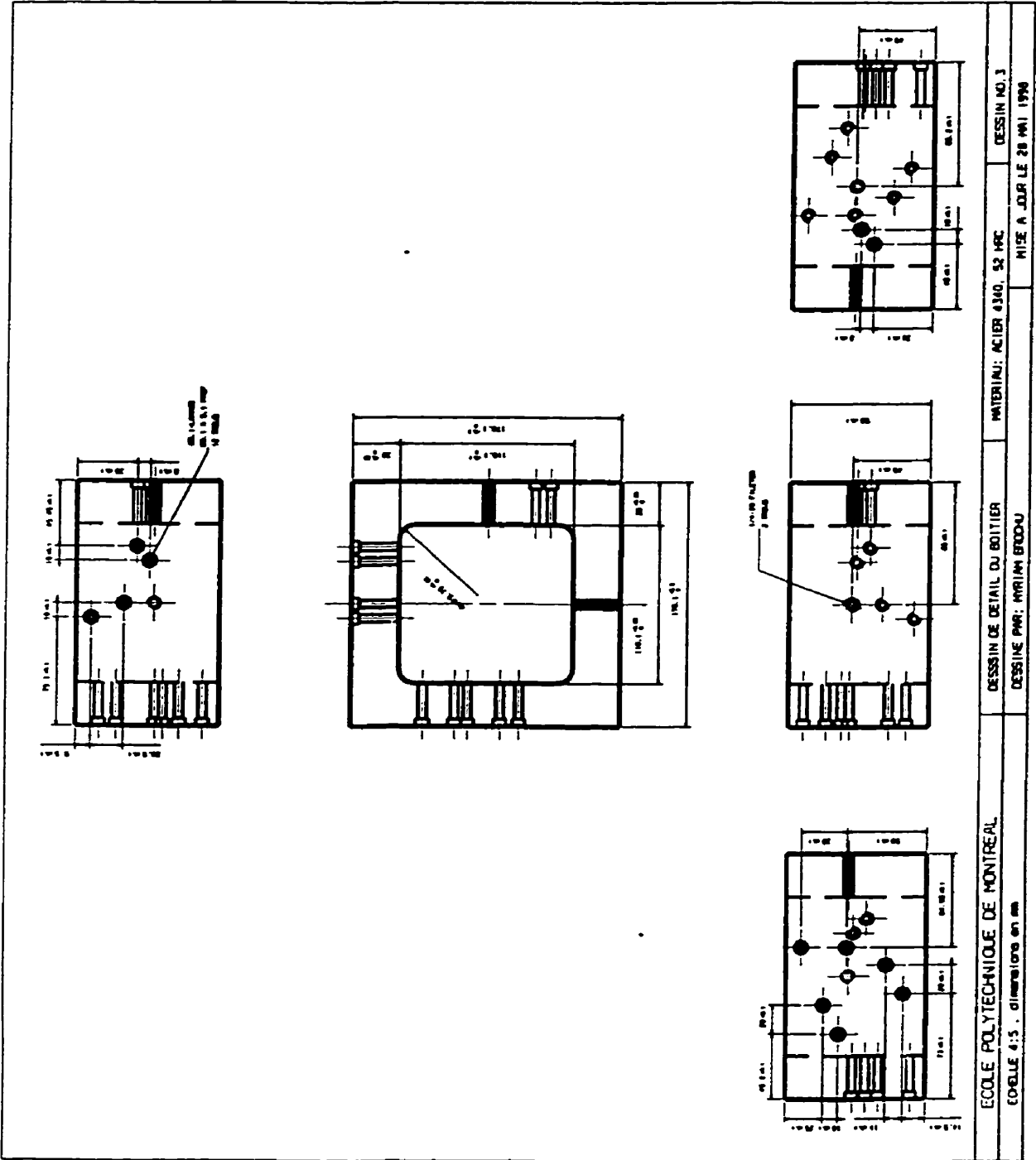
DESSIN NO. 7

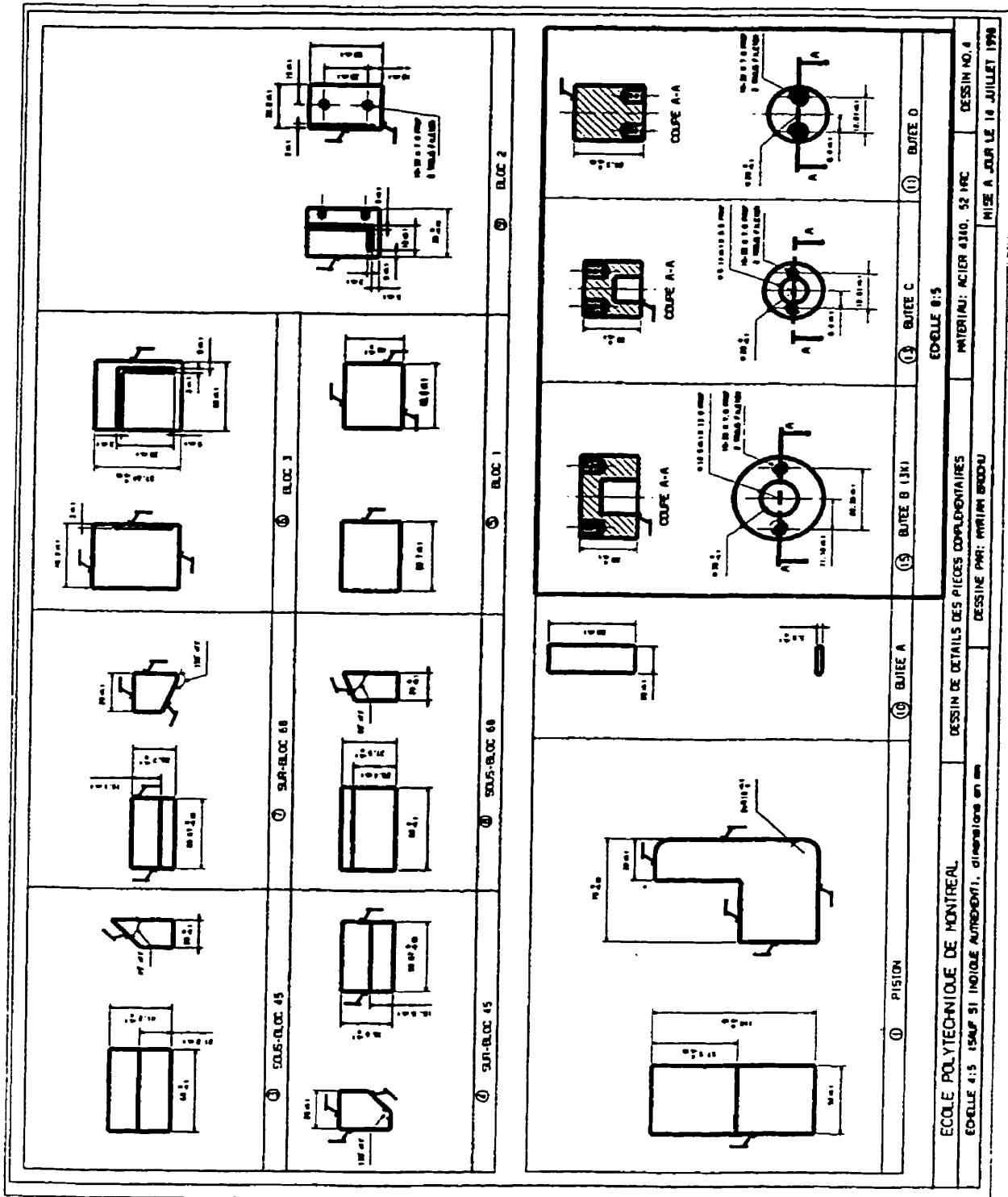
07 OCTOBRE 1968

ECOLE POLYTECHNIQUE DE MONTREAL

EDUCHE 473

DESSINE PAR: HIRSHMAN BRODPU





ECOLE POLYTECHNIQUE DE MONTREAL  
 DESSIN DE DETAILS DES PIÈCES COMPLÉMENTAIRES  
 ECHELLE 1:5 (SAUF SI INDIQUE AUTREMENT), DIMENSIONS EN MM  
 MATERIAU: ACIER 4340, 52 HRC  
 DESSIN PAR: MARILYN BROCHU  
 MISE A JOUR LE 14 JULIET 1990  
 ED-ELLE 0:5  
 PISTON  
 BUTEE A  
 BUTEE B (1:30)  
 BUTEE C  
 BUTEE D

<p>③ BLOC X0</p>	<p>④ BLOC Y0</p>				
<p>ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTREAL DIMENSIONS EN mm</p>		<p>DESSIN DE DETAILS DES PIÈCES SUPPLÉMENTAIRES. 4340 55 FRC DESSINE PAR: MYRIAM BROU</p>		<p>DESSIN NO. 8 03 NOVEMBRE 1998</p>	

**ANNEXE B**  
**Fiche descriptive des jauges**



**ENGINEERING DATA SHEET**

THE INFORMATION APPEARING ON THIS SHEET HAS BEEN COMPILED SPECIFICALLY FOR THE GAGES CONTAINED IN THIS PACKAGE. THIS FORM IS PRODUCED WITH ADVANCED EQUIPMENT & PROCEDURES WHICH PERMIT COMPREHENSIVE QUALITY ASSURANCE VERIFICATION OF ALL DATA SUPPLIED HEREIN. SHOULD ANY QUESTIONS ARISE RELATIVE TO THESE GAGES, PLEASE MENTION GAGE TYPE, ITEM NUMBER, AND LOT NUMBER.

FR	SF	853615	OS1472
Final QA	Check	Code	Item



**MICRO-MEASUREMENTS**  
ROMULUS, MICHIGAN

**PRECISION STRAIN GAGES**

QA MM FR

EA-13-031DE-120	EA-13-031DE-120
GAGE TYPE	EA-13-031DE-120
RESISTANCE IN OHMS	120.0 ± 0.2%
GAGE FACTOR AT 75° F	2.07 ± 1.0%
OPTION	+1.1%
LOT NUMBER	0-A12BF61
QUANTITY	5 GAGES



**ENGINEERING DATA SHEET**

THE INFORMATION APPEARING ON THIS SHEET HAS BEEN COMPILED SPECIFICALLY FOR THE GAGES CONTAINED IN THIS PACKAGE. THIS FORM IS PRODUCED WITH ADVANCED EQUIPMENT & PROCEDURES WHICH PERMIT COMPREHENSIVE QUALITY ASSURANCE VERIFICATION OF ALL DATA SUPPLIED HEREIN. SHOULD ANY QUESTIONS ARISE RELATIVE TO THESE GAGES, PLEASE MENTION GAGE TYPE, BATCH AND LOT NUMBER.

DD	MAD	F170974
Final QA	Check	Batch

H001



Micro-Measurements  
Division  
Made in USA

MEASUREMENTS GROUP, INC.  
RALEIGH, NORTH CAROLINA

**PRECISION STRAIN GAGES**

F007

EA-13-031DE-350	EA-13-031DE-350
TYPE	EA-13-031DE-350
OPTION	5
QUANTITY	5
LOT NUMBER	R-A55BF01
RESISTANCE IN OHMS AT 25°C	350.0 ± 0.2%
GAGE FACTOR AT 25°C	2.14 ± 1.0%
TRANSDUCER SENSITIVITY AT 25°C	(+0.5 ± 0.2)%
CODE	082714-432



**ANNEXE C**  
**Interface de passage**

---

