

N° d'ordre

TH-GC13

TH
M 15



THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITE SCIENTIFIQUE ET MEDICALE
DE GRENOBLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE SPECIALITE

(Troisième cycle de mécanique des solides)

par

Bernard CAMBOU

SUJET

**Compressibilité d'un milieu pulvérulent
Influence de la forme et de la dimension
des particules sur les propriétés mécaniques
d'un milieu pulvérulent**

Soutenue le 26 Mai 1972 devant la Commission d'Examen

M. KRAVTCHENKO	Président
M. SANTON	} Examineurs
M. SANGLERAT	
M. BIAREZ	Rapporteur

GRENOBLE

12 DEC. 1975

à mes Parents

à Nicole

A V A N T - P R O P O S

=====

Ce mémoire résume les recherches que nous avons effectuées en 1971-1972 au laboratoire de Mécanique des Sols de l'Ecole Centrale de LYON en liaison avec le laboratoire de Mécanique des Sols de l'Université de GRENOBLE.

Que tous ceux qui m'ont apporté leur aide trouvent ici l'expression de ma profonde gratitude ; celle-ci va tout d'abord à mes maîtres :

Monsieur le professeur KRAVTCHENKO qui m'a fait l'honneur d'accepter la présidence du Jury de Thèse.

Messieurs les professeurs SANTON, ANGLES d'AURIAC, ainsi que Monsieur SANGLERAT qui ont su m'initier aux différents aspects de la mécanique des sols.

Monsieur le professeur BIAREZ qui a dirigé mes travaux et dont la connaissance aiguë de la mécanique des milieux pulvérulents m'a souvent été d'un grand secours.

J'adresse aussi mes remerciements à Monsieur OLIVARI qui m'a accueilli au laboratoire de Mécanique des Sols de l'Ecole Centrale de LYON et avec qui j'ai pu avoir des discussions toujours très profitables.

Je tiens également à exprimer ma reconnaissance à Messieurs CHATEAU, DESQUINABO, FABRE, LEDIER, BARRANDON, GENIN, ISAAC-GEORGES, METRAL, qui au cours de leurs études à l'E.C.L. ont collaboré à cette étude.

Enfin je remercie Monsieur BIGUENET pour ses conseils éclairés,
Madame PERRIER, Monsieur ELBERG, Madame GUERLAIS, Monsieur FRANGNE,
Monsieur MAGNIEN ainsi que toutes les personnes qui m'ont apporté leur
concours lors de l'élaboration matérielle de cet ouvrage.

=====

COMPRESSIBILITE D'UN MILIEU PULVERULENT

INFLUENCE DE LA FORME ET DE LA DIMENSION DES PARTICULES

SUR LES PROPRIETES MECANQUES D'UN MILIEU PULVERULENT

- S O M M A I R E -
=====

	Pages
Avant-propos	I
Sommaire	V
Liste des principales notations	XI
Introduction	XV
<div style="border: 1px solid black; padding: 5px; display: inline-block; margin: 10px 0;">1ère Partie : APERCUS BIBLIOGRAPHIQUES</div>	
I <u>COMPRESSIBILITE D'UN MILIEU PULVERULENT (CHEMIN DE CONTRAINTTE OEDOMETRIQUE ET TRIAXIAL ISOTROPE)</u>	3
I-1 : <u>Loi effort-déformation d'un milieu pulvéru- lent à faible contrainte (pas de rupture de particules)</u>	3
I-2 : <u>Rupture des particules</u>	12
II <u>INFLUENCE DE LA DIMENSION DES PARTICULES SUR LES PROPRIETES MECANIQUES D'UN MILIEU PULVERULENT</u>	16
III <u>INFLUENCE DE LA FORME DES PARTICULES SUR LES PROPRIETES MECANIQUES D'UN MILIEU PULVERULENT</u>	22

	Pages
2ème partie : COMPRESSIBILITE D'UN MILIEU PULVERULENT (CHEMIN DE CONTRAINTE OEDOMETRIQUE ET TRIAXIAL ISOTROPE)	26
I <u>PREMIER CHARGEMENT : (ESSAIS OEDOMETRIQUES ET TRIAXIAUX ISOTROPES)</u>	27
I-1 : <u>Domaine des faibles contraintes (réarrangement et déformation des particules)</u>	27
I-1-1 : Loi expérimentale : $e_o - e = \beta \sigma^m$	27
I-1-2 : Comparaison des lois effort-déformation d'une particule et d'un ensemble de particules soumis à un essai oedométrique (avant rupture)	32
I-2 : <u>Domaine des fortes contraintes (phase de rupture des particules)</u>	42
I-2-1 : Rupture des particules au cours d'un essai de compressibilité oedométrique	42
I-2-2 : Rupture d'une particule, comparaison avec la rupture des particules d'un échantillon de matériau pulvérulent soumis à un essai oedométrique	45
II <u>CHARGEMENTS REPETES</u>	60
II-1 : <u>Chargements répétés à contrainte maximale constante</u>	60

	Pages
II-2 : <u>Existence d'une contrainte de consolidation pour les milieux pulvérulents</u>	63
III <u>DECHARGEMENT</u>	73
3ème partie : INFLUENCE DE LA DIMENSION DES PARTICULES SUR LES PROPRIETES MECANIQUES D'UN MILIEU PULVERULENT	76
I <u>COMPACTITE</u>	
II <u>MILIEU PULVERULENT SOUMIS A UN ETAT DE CONTRAINTE DEVIATOIRE (ESSAIS TRIAXIAUX ET ESSAIS A LA BOITE DE CISAILLEMENT)</u>	84
II-1 : <u>Angle de frottement</u>	84
II-2 : <u>Limite élastique</u>	97
II-3 : <u>Modules triaxiaux</u>	98
III <u>MILIEU PULVERULENT SOUMIS A UN ETAT DE CONTRAINTE OEDOMETRIQUE</u>	118
III-1 : <u>Essais oedométriques à faible contrainte</u>	118
III-1-1 : Modules oedométriques sécants ou tangents	119
III-1-2 : Déformation irréversible au 50° cycle	119

	Pages
III-2 : <u>Essais oedométriques à forte contrainte,</u> <u>rupture des particules</u>	128
III-2-1 : Rupture d'une seule particule	128
III-2-2 : Rupture d'un ensemble de particules	133
<div style="border: 1px solid black; padding: 10px; margin: 10px 0;">4ème partie : INFLUENCE DE LA FORME DES PARTICULES SUR LES PROPRIETES MECANIQUES D'UN MILIEU PULVE- RULENT</div>	135
I <u>COMPACTITE</u>	136
II <u>MILIEU PULVERULENT SOUMIS A UN ETAT DE CONTRAINTE</u> <u>DEVIATOIRE (ESSAIS TRIAXIAUX)</u>	137
II-1 : <u>Echantillons de matériaux roulés et</u> <u>concassés mis en place de la même façon</u>	137
- Angle de frottement	137
- Modules tangents et sécants triaxiaux	147
II-2 : <u>Echantillons de matériaux roulés et</u> <u>concassés à même indice des vides</u>	147
- Angle de frottement	147
- Modules tangents et sécants triaxiaux	147

	Pages
III <u>MILIEU PULVERULENT SOUMIS A UN ETAT DE CONTRAINTE OEDOMETRIQUE</u>	157
III-1 : <u>Essais oedométriques à faible contrainte</u>	157
III-1-1 : Echantillons de matériaux roulés et concassés mis en place de la même façon	157
III-1-2 : Echantillons de matériaux roulés et concassés à même indice des vides	157
III-2 : <u>Essais oedométriques à forte contrainte</u>	158
Conclusion :	177
Annexe :	185
Bibliographie :	203

=====

LISTES DES PRINCIPALES NOTATIONS

Notations latines

B : constante $\left[\sigma_R = \frac{1}{k} \left(\frac{3F_R}{2\pi R^2(1+e)} + B \right) \right]$

C : constante ($F_R = CR^2$)

dx : déplacement des particules les unes par rapport aux autres

D₁₀ : diamètre efficace d'un matériau

e₀ : indice des vides initial

e : indice des vides

E_s : module sécant

E_T : module tangent

f₁, f₂, f'₁, f'₂ : forces de contact entre particules

F : force agissant sur une particule

F_R : force de rupture d'une particule entre 2 plateaux

$\frac{\Delta h}{h}$: déformation axiale

k : constante $\left[\sigma_R = \frac{1}{k} \left(\frac{3F_R}{2\pi R^2(1+e)} + B \right) \right]$

m : coefficient constant : $(e_0 - e = \beta \sigma^m)$

n : porosité

N : nombre de sphères coupées par un plan perpendiculaire à la contrainte oedométrique σ_1

- q_0 : contrainte maximale de compression dans la zone de contact
- q_{MAX} : contrainte maximale de compression correspondant à la rupture de la particule
- r : rayon de courbure de l'aspérité de contact
- R : rayon moyen de la particule
- S_s : surface découpée sur les particules par un plan perpendiculaire à la contrainte oedométrique σ_1
- S_v : surface restante
- V : volume d'une particule

Notations grecques :

- β : coefficient dépendant de e , de la forme et dimension des particules ($e_0 - e = \beta \sigma^m$)
- δ : facteur dépendant de la forme et de la dimension des particules ($\beta = C \cdot 10^{4e_0}$)
- ϵ : déformation axiale d'un échantillon
- ϵ_i : déformation irréversible
- ϵ_r : déformation réversible
- ϵ_{ic} : déformation irréversible cumulée
- φ : angle de frottement interne d'un matériau
- ν : coefficient de Poisson

- σ_1 : contrainte axiale au cours d'un essai oedométrique ou triaxial
- σ_3 : contrainte radiale au cours d'un essai triaxial
- σ_A : limite du domaine d'irréversibilité par réarrangement des particules
- σ_B : limite du domaine d'irréversibilité par rupture des particules
- σ_c : contrainte de consolidation
- σ_{ED} : contrainte de limite élastique au déchargement
- σ_M : contrainte maximale au cours d'un chargement oedométrique
- σ_R : contrainte pour laquelle la rupture des particules devient importante au cours d'un essai oedométrique
- σ'_R : contrainte de rupture des particules, dans l'hypothèse où chaque particule serait soumise aux mêmes forces de contact
- $(\sigma_1 - \sigma_3)_E$: limite élastique de contrainte déviatoire au cours d'un essai triaxial
- $(\% < 0,4 \text{ mm})$: pourcentage des particules passant au tamis de 0,4 mm.

=====

I N T R O D U C T I O N

=====

Pour rendre compte du comportement d'un sol, on utilise généralement les principes et résultats de la mécanique des milieux continus. Pourtant on ne peut expliquer ainsi toutes les propriétés des matériaux pulvérulents qui sont des milieux essentiellement discontinus. D'autre part, ces matériaux sont réputés très résistants et les praticiens se contentent souvent d'apprécier de façon empirique leurs propriétés. Ces deux remarques peuvent expliquer que les propriétés mécaniques des matériaux pulvérulents n'ont pas toutes été définies avec la précision désirable.

Cependant, aujourd'hui, la construction des barrages en enrochements et l'extension des travaux autoroutiers pour lesquels sont mis en oeuvre des quantités énormes de matériaux, nécessitent une connaissance plus approfondie de ce domaine. Nous espérons que notre étude y contribuera.

Nous avons étudié la compressibilité des matériaux pulvérulents puis l'influence de deux facteurs sur leurs propriétés mécaniques : la dimension et la forme des particules.

Pour préciser la compressibilité oedométrique, nous avons essayé de définir :

- . Les domaines de contraintes à l'intérieur desquels se produisent un réarrangement, une déformation élastique ou des ruptures de particules.
- . La contrainte de consolidation lorsqu'elle existe
- . La limite élastique au déchargement

. La compressibilité d'un ensemble de particules à partir de la compressibilité d'une seule particule

. Une loi empirique rendant compte de la compressibilité d'un milieu pulvérulent à faible contrainte.

Nous avons aussi étudié la forme des cycles au cours de chargements répétés.

Il est impossible de réaliser des essais classiques sur les enrochements utilisés dans les grands barrages, il serait donc intéressant de déduire les propriétés mécaniques d'un milieu composé d'enrochements à partir de celles d'un milieu pulvérulent composé de petites particules. Nous avons effectué des essais oedométriques, triaxiaux et des essais à la boîte de cisaillement sur des échantillons composés de particules de différentes dimensions. Nous avons essayé, dans chaque cas, de déterminer, de façon qualitative le plus souvent, l'influence de la dimension des particules.

Les matériaux constituant les différentes couches d'une chaussée peuvent être des matériaux concassés anguleux ou des matériaux roulés arrondis. Le choix du matériau se fait souvent de façon empirique. Nous avons effectué des essais triaxiaux et oedométriques sur des échantillons composés soit de particules arrondies soit de particules anguleuses. Une première série d'essais a été réalisée à même mode de mise en place, et une seconde à même indice des vides. Nous avons, dans chacun des cas, essayé de dégager l'influence de la forme des particules afin de faciliter la détermination des domaines d'utilisation de l'un ou l'autre des matériaux.

==--==--==--==--==

P R E M I E R E P A R T I E :

A P E R C U S B I B L I O G R A P H I Q U E S

De très nombreux auteurs, de toutes nationalités, ont étudié les propriétés mécaniques des matériaux pulvérulents ; ils ont publié de très nombreux articles et il est évidemment impossible dans le cadre de cette étude de passer tous ces articles en revue. Nous nous sommes limités à résumer ici des résultats de quelques auteurs, qui nous ont paru particulièrement intéressants, et qui se rapportent de façon plus précise à l'objet de cette étude ; c'est-à-dire la compressibilité des matériaux pulvérulents et l'influence de la dimension et forme des particules sur certaines propriétés mécaniques d'un milieu pulvérulent.

Nous n'avons cependant pas la prétention d'avoir pu prendre connaissance de tous les articles qui traitent de ces sujets.

I COMPRESSIBILITE D'UN MILIEU PULVERULENT (CHEMIN DE CONTRAINTE
OEDOMETRIQUE ET TRIAXIAL ISOTROPE)

I - 1 LOI EFFORT-DEFORMATION D'UN MILIEU PULVERULENT A FAIBLE CONTRAINTE
(PAS DE RUPTURE DE PARTICULE)

- Compressibility of a sphere pack. Comparison of theory and
experiment. I.FATT, LA HABRA, CALIF, (24)

Brandt a utilisé la théorie de Hertz de la déformation isotrope de sphères en contact pour en tirer une relation entre la contrainte isotrope appliquée à un ensemble de sphères et la variation du volume apparent et du volume des vides (10). Dans le cadre d'une étude de la compressibilité des roches sédimentaires les auteurs ont testé expérimentalement les équations de Brandt.

Equations de Brandt :

$$(1) \quad V_{\text{apparent}} = \frac{4\pi NR^3}{3(1-\alpha)} - \frac{4\pi NR^3}{(1-\alpha)} \left(\frac{1,75 (1-\delta^2)}{E C_\psi} \right)^{\frac{2}{3}} P^{\frac{1}{3}}$$

$$(2) \quad V_{\text{vide}} = \frac{4\pi\alpha NR^3}{3(1-\alpha)} - \frac{4\pi NR^3}{(1-\alpha)} \left(\frac{1,75 (1-\delta^2)}{E C_\psi} \right)^{\frac{2}{3}} P^{\frac{1}{3}}$$

où :

C_ψ : Facteur de porosité = 1 pour un ensemble de sphères de même diamètre

E : Module d'élasticité des sphères

N : Nombre de sphères

P : Pression isotrope

R : Rayon des sphères

α : Porosité : volume des vides par unité de volume de l'ensemble des sphères

δ : Coefficient de Poisson des sphères

Les auteurs ont utilisé trois ensembles de sphères pour tester ces équations.

Le premier était composé de 4000 sphères de néoprène. Cet ensemble a été soumis à un essai oedométrique dans un moule cylindrique de 10 pouces de hauteur et de diamètre, rempli d'essence.

On peut considérer que la pression appliquée sur le piston se traduit par une pression isotrope sur l'ensemble des sphères car :

$$\delta \text{ du néoprène} = 0,49$$

Les parois du cylindre sont polies

L'essence joue le rôle de lubrifiant

La hauteur et le diamètre du cylindre sont identiques

L'expérience a été poursuivie jusqu'à ce que le volume apparent soit égal à 87,5 % du volume initial. Les mesures ont montré que la variation du volume apparent était égale à la variation du volume des vides. Les auteurs ont trouvé expérimentalement que :

$$V_{\text{apparent}} = 1,35 \cdot 10^4 - 230 P^{2/3}$$

$$V_{\text{vide}} = 5,015 \cdot 10^3 - 230 P^{2/3}$$

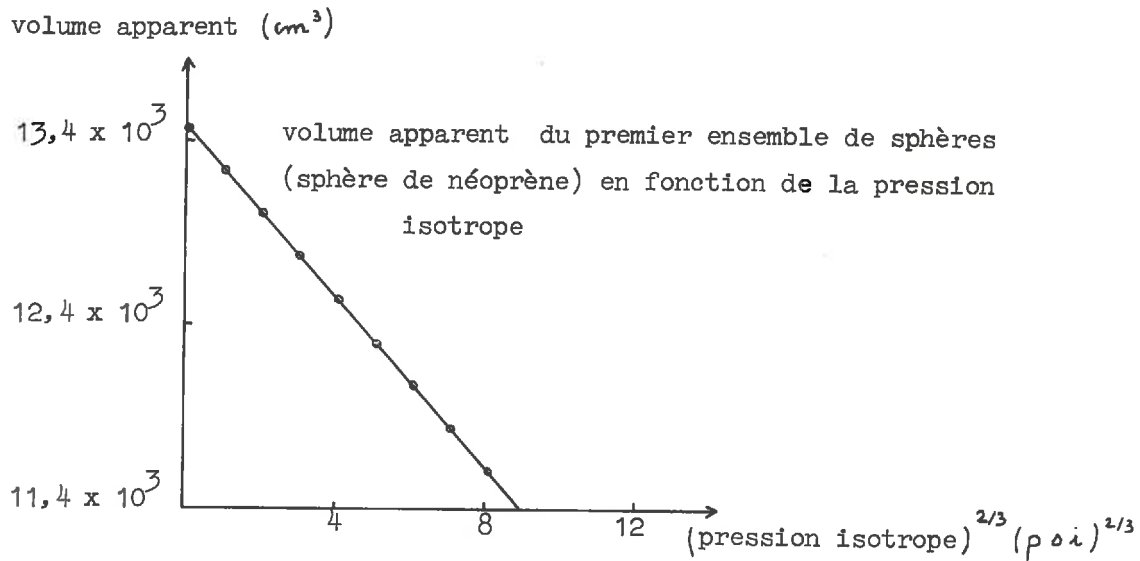


fig 1-1

Timoshenko a étudié le problème de la déformation d'une sphère entre deux plateaux sous l'action d'une force (56) : Pour du néoprène, nous avons la relation :

$$\frac{1-\delta^2}{E} = \frac{4}{3} \frac{R^{\frac{1}{2}} D^{\frac{3}{2}}}{F}$$

D étant le déplacement sous la force de compression F

Pour le néoprène les auteurs ont trouvé expérimentalement que :

$$\frac{1-\delta^2}{E} = 1,86 \cdot 10^{-4} (\text{psi})^{-1}$$

donc d'après les équations (1) et (2) les relations théoriques sont :

$$V_{\text{apparent}} = 1,28 \cdot 10^4 - 182 P^{2/3}$$

$$V_{\text{vide}} = 4,76 \cdot 10^3 - 182 P^{2/3}$$

Le deuxième ensemble de sphères utilisé par les auteurs était composé de 1234 sphères de néoprène. Cet ensemble a été soumis à un essai à contrainte isotrope.

relation expérimentale : $V_{\text{vide}} = 1560 - 60,5 P^{2/3}$

relation théorique : $V_{\text{vide}} = 1425 - 55,8 P^{2/3}$

Le troisième ensemble de sphères utilisé par les auteurs était composé de 1500 sphères d'acier. Cet ensemble a été soumis à un essai à contrainte isotrope

relation expérimentale : $V_{\text{vide}} = 1420 - 0,242 P^{2/3}$

relation théorique : $V_{\text{vide}} = 1350 - 0,174 P^{2/3}$

Les auteurs pensent que la différence entre la théorie et l'expérience est due aux effets de bords et aux approximations de l'équation de Brandt.

- " L'Anisotropie des milieux pulvérulents et son influence sur les tassements". WIENDIECK (58)

Wiendieck a réalisé de nombreux essais triaxiaux isotropes. Il a basé l'interprétation de ses essais sur la formule proposée par BIAREZ :

$$(3) \quad E^i = C \sigma_i^m = \frac{d\sigma_i}{d\varepsilon}$$

E : module triaxial isotrope

C : constante

σ : contrainte isotrope

m : constante

On peut déduire de l'expression (3) : $\varepsilon = \frac{1}{C} \int \frac{d\sigma_i}{\sigma_i^m} = \frac{1}{C} \frac{1}{1-m} \sigma_i^{(1-m)}$

COMPRESSIBILITE ISOTROPE DES MATERIAUX PULVERULENTS (58)

- : sable silteux
- + : sable 40/100
- : gros sable
- △ : billes de verre

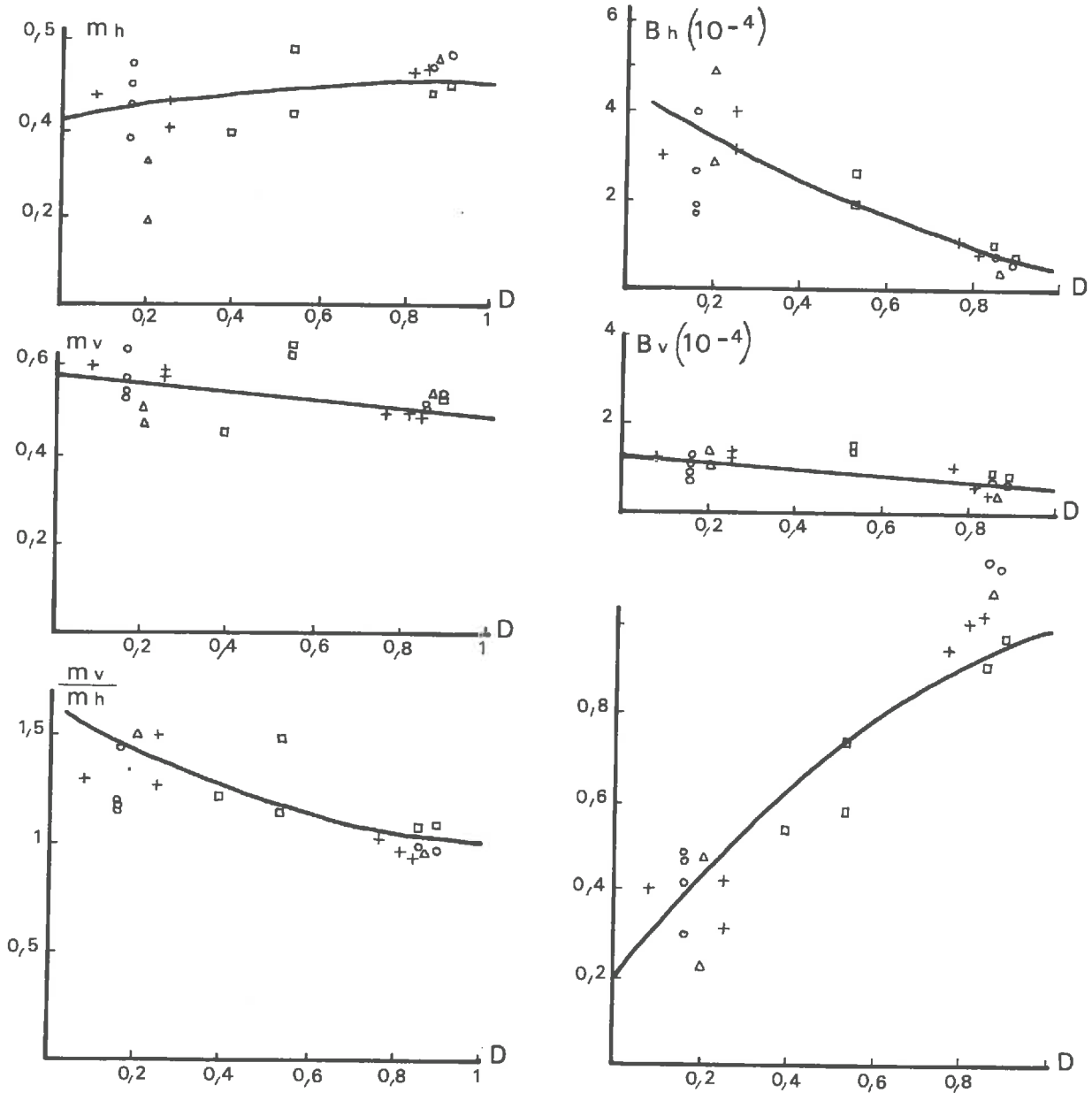


fig 1 - 2

soit : $\epsilon_h = B_h \sigma_i^{m_h}$ $\epsilon_v = B_v \sigma_i^{m_v}$

ϵ_h : déformation horizontale

ϵ_v : déformation verticale

On peut voir la variation de m_h, m_v, B_h, B_v en fonction de la densité relative sur la figure 1-2. Wiendieck conclut que la dispersion est assez petite pour les matériaux vibrés (D élevée); il semble possible de décrire approximativement les déformations des sables à densité maximale ($D = 1$) sous pression isotrope par :

$$\epsilon_h = \epsilon_v = 0,0005 \sqrt{\sigma_i}$$

donc : $E_i = 4 \cdot 10^3 \sqrt{\sigma_i}$

- Essais de MARTINET - KEIME (8)

Martinet a réalisé un certain nombre d'essais oedométriques sur des billes de verre de différentes dimensions, et à différents indices des vides. La figure 1-3 qui récapitule les divers résultats obtenus par les auteurs semble bien établir que le module oedométrique sécant E'_s est de la forme $E'_s = \alpha \sqrt{\sigma}$

On peut noter cependant certaines anomalies, en particulier pour les gros diamètres de billes, et pour e grand E'_s est de la forme: $E'_s = \alpha \sqrt{\sigma} + \alpha_0$, est dû certainement aux effets de bords.

- " Contribution à l'étude de la mécanique des milieux granulaires "

KARST - LEGRAND - LE TIRANT - SARDA - WEBER (30)

Nous reproduisons, ci-dessous, une partie de l'article qui se

COMPRESSIBILITE DES BILLES DE VERRE (8)

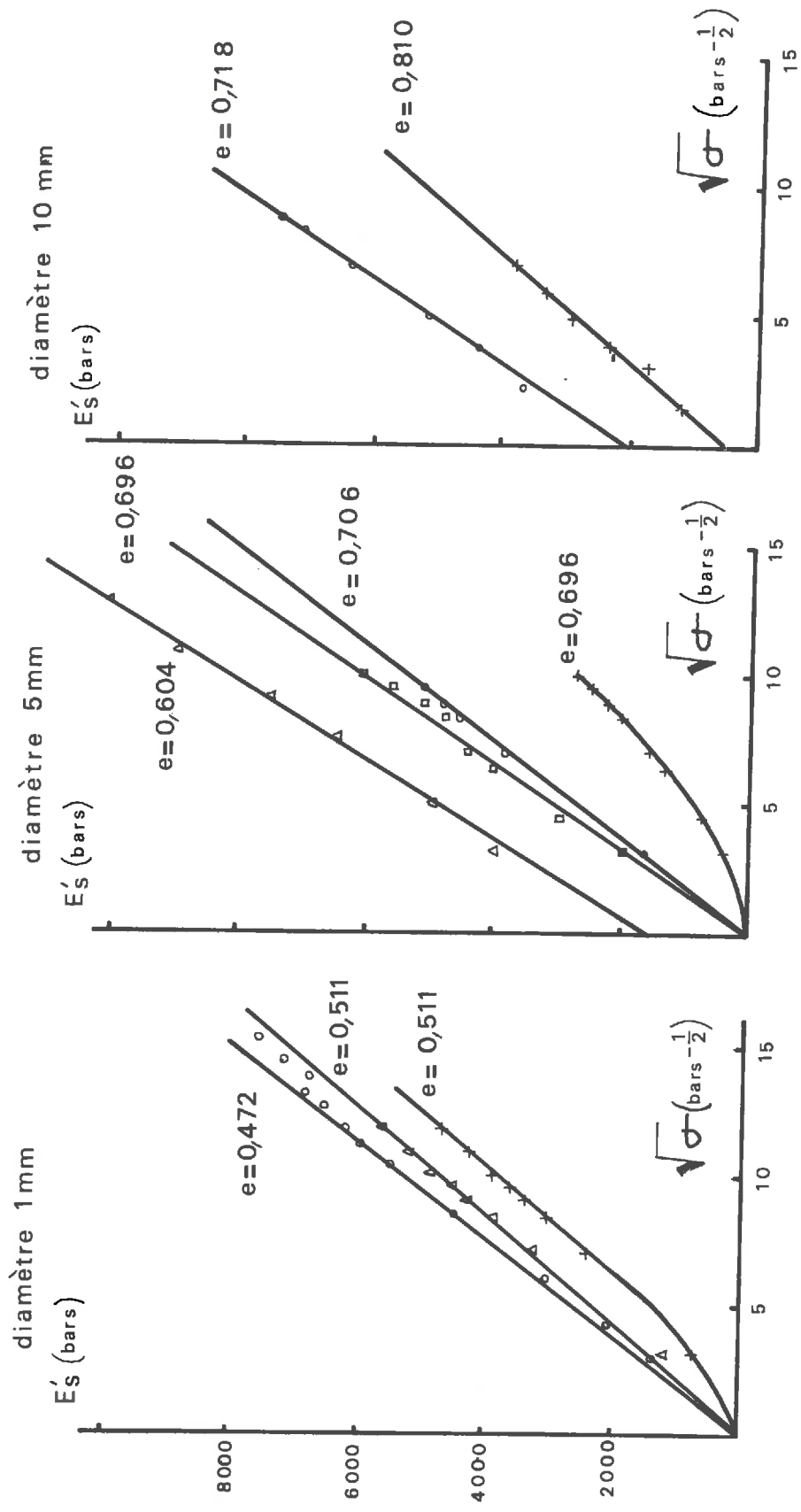
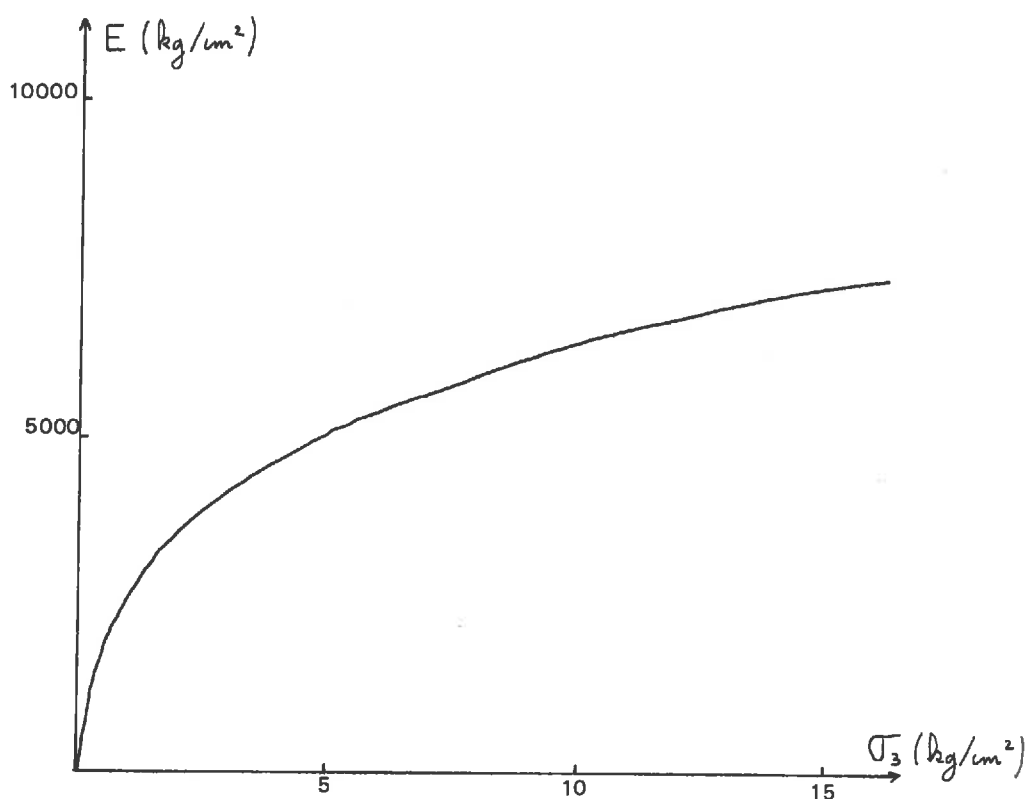


fig 1 _3

rapporte à la variation de contrainte isotrope. "Du fait de la mise en place du sable dans le champ de la pesanteur, le milieu est initialement anisotrope. L'application d'une contrainte isotrope se traduit par des glissements importants au premier chargement. Sous l'effet de la répétition de la contrainte isotrope, le sable devient lui-même à peu près isotrope et les glissements sont peu importants. La relation contrainte-déformation obéit alors à la loi de déformation élastique non - linéaire de Hertz ($\sigma_3^{2/3} = k \epsilon$), les courbes en charge et décharge n'étant toutefois pas confondues. (Dantu 1961).

Le module tangent ou module élastique du matériau ainsi rendu isotrope s'exprime en fonction de la contrainte isotrope par la relation $E' = k \sigma_3^{4/3}$ (fig 1-4).



Variations du module élastique en fonction de la contrainte hydrostatique.

Fig 1-4

Il est intéressant d'observer que lorsque le milieu est isotrope, les lois expérimentales dégagées dans l'étude des milieux granulaires sont à peu près en accord avec les lois théoriques bien que les grains de sable ne soient pas sphériques".

- C o n c l u s i o n s :

Pour l'article (24), nous avons :

$$V_{\text{apparent}} = A - B\sigma^{2/3}$$

Pour l'oedomètre, nous avons : $\frac{\Delta V_{\text{apparent}}}{V_{\text{apparent}}} = \frac{\Delta R}{R} = \epsilon = \frac{B\sigma^{2/3}}{A}$

Donc $\epsilon = R\sigma^{2/3}$ donc $E' = k\sigma^{1/3}$

Donc :

référence	formule proposée	fondement de la formule proposée	formule proposée pour le cycle n°	contrainte
(24)	$E' = k\sigma^{1/3}$	théorie et expérience		isotrope
(58)	$E' = k\sigma^{1/3}$	expérience	1	isotrope
(8)	$E' = k\sigma^{1/3}$	expérience	1	oedométrique
(30)	$E' = k\sigma^{1/3}$	expérience	n ^{ième}	isotrope

La théorie basée sur la déformation de chaque sphère ne tient pas compte des déplacements des particules les unes par rapport aux autres. On peut conclure que au n^{ième} cycle (n dépendant en particulier de l'indice des vides initial) l'expérience est bien en accord avec la théorie et l'on

peut admettre que E' est alors de la forme : $E' = k \sigma^{\frac{1}{2}}$ car il n'y a plus de déplacement de particules les unes par rapport aux autres.

Par contre pour le premier cycle, il se produit des réarrangements de particules et il semble que la loi expérimentale $E' = k \sigma^{\frac{1}{2}}$ rende bien compte des phénomènes complexes qui se produisent alors (déformation et réarrangement des particules).

I - 2 RUPTURE DES PARTICULES

- Investigacion sobre el comportamiento de suelos granulares y muestras de enrocamiento. MARSAL - MORENO GOMEZ - NUÑEZ - CUELLAR - MORENO RAMOS (42)

Les auteurs ont réalisé de nombreux essais oedométriques sur des échantillons cylindriques de 50 cm de diamètre.

Pour définir un paramètre représentatif de la rupture des particules les auteurs considèrent les deux courbes granulométriques avant et après l'essai oedométrique. A chaque dimension de tamis D_i correspondent deux pourcentages cumulés avant et après l'essai : $(P_{D_i})_1$ et $(P_{D_i})_2$

La rupture des particules sera définie par le paramètre B

$$B = \frac{1}{2} \sum_i | (P_{D_i})_1 - (P_{D_i})_2 |$$

Les auteurs auraient pu employer comme paramètre de rupture la différence des diamètres effectifs D_{10} des matériaux avant et après essai : $(D_{10})_f - (D_{10})_i$. On voit sur la figure 1-7 qu'il existe une bonne corrélation entre les deux paramètres B et $[(D_{10})_f - (D_{10})_i]$

Les auteurs notent que le facteur déterminant de la rupture des particules après un essai oedométrique est la contrainte maximale σ_1

RUPTURES DES PARTICULES (44)

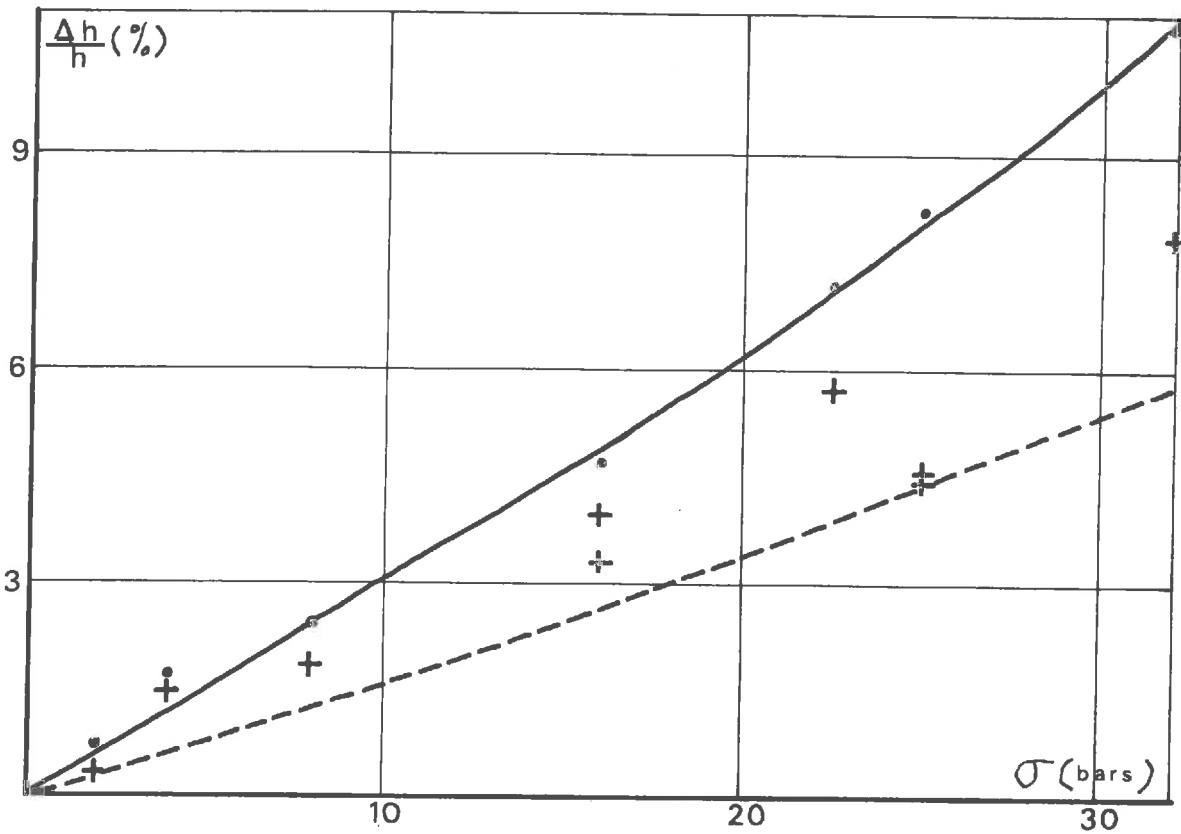
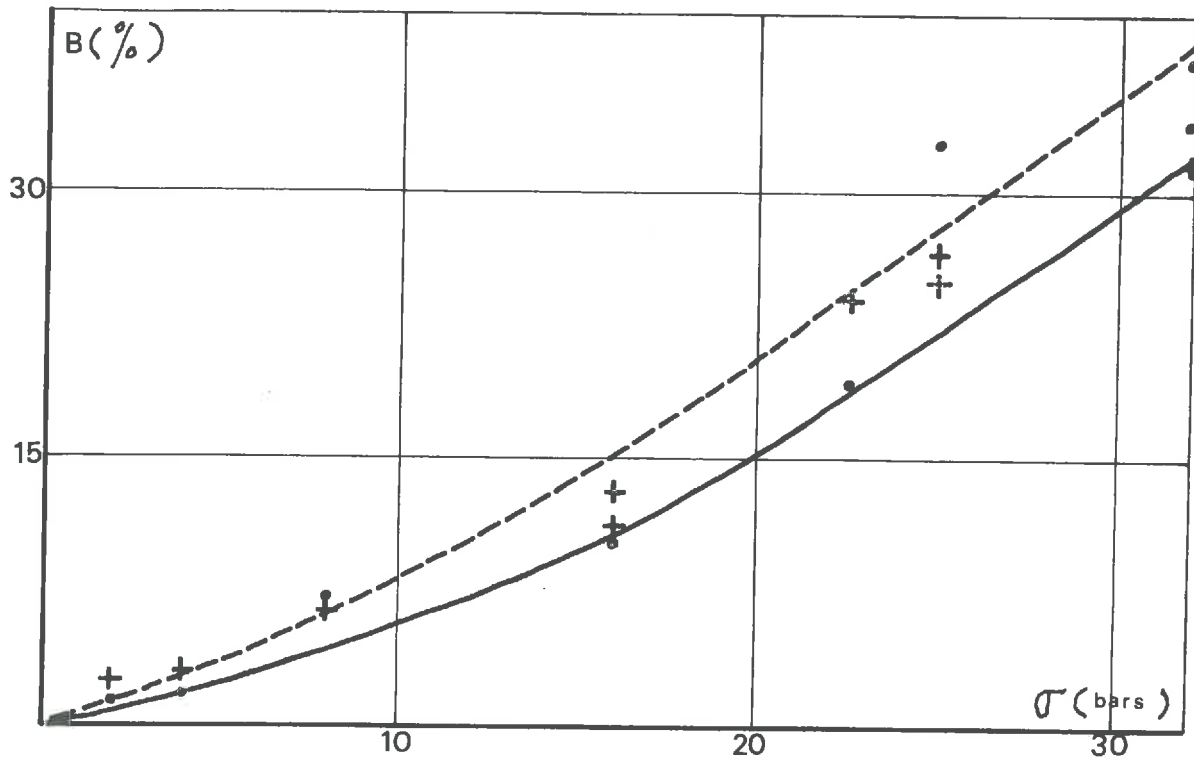


fig 1 - 5

RUPTURES DES PARTICULES (44)

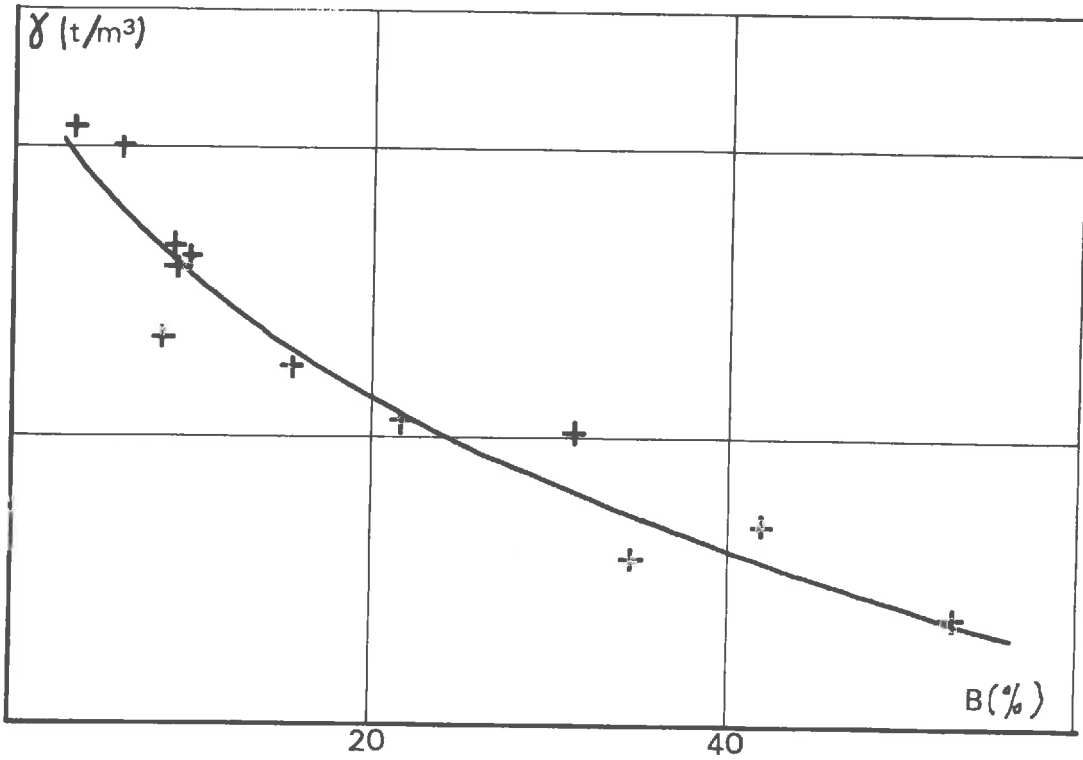


fig 1_6

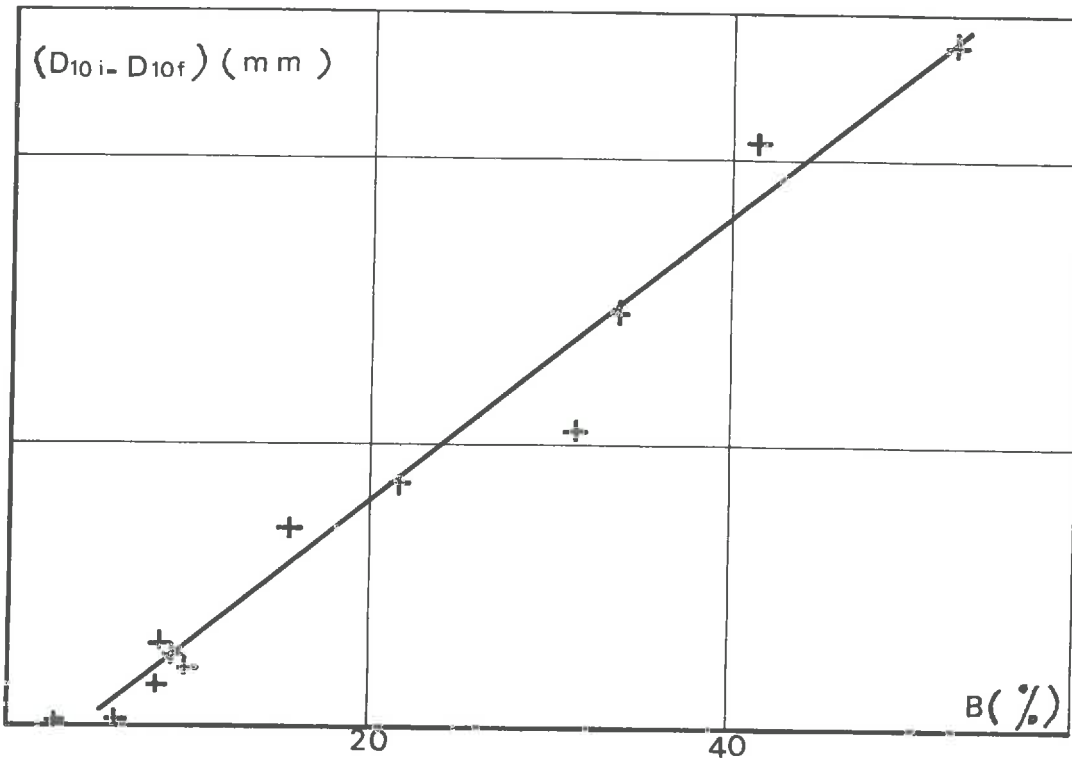


fig 1_7

à laquelle a été soumis l'échantillon (fig 1-5). Ils notent que la déformation ϵ est due à un réarrangement des particules et à la rupture des particules.

Les auteurs concluent à l'issue de leurs nombreux essais que le paramètre B dépend essentiellement de la dimension des particules, de la distribution granulométrique de l'échantillon et de l'indice des vides. Cela les amène à penser que le facteur déterminant de la rupture des grains est l'intensité des forces intergranulaires. La grandeur de ces forces étant liée au nombre de contacts par unité de surface (N_s) qui est fonction de la granulométrie et de l'indice des vides. Le paramètre de rupture B doit être lié aussi à la résistance des grains, par exemple, en compression simple. On sait que la résistance des grains dépend dans une certaine mesure du poids spécifique de la roche qui compose les grains de l'échantillon. Pour cette raison et compte tenu du fait que B dépend de l'indice des vides, sur la figure 1-6, les auteurs ont représenté B en fonction du poids volumique des matériaux utilisés. La corrélation est significative et paraît d'un grand intérêt.

II INFLUENCE DE LA DIMENSION DES PARTICULES SUR LES PROPRIETES
MECANIQUES D'UN MILIEU PULVERULENT

- Cours pratique de mécanique des sols. COSTET - SANGLERAT

(15) p 194

Les auteurs citent dans leur ouvrage un tableau paru au
congrès de Rotterdam (1948) :

$\varphi' = 36^\circ + \varphi'_1 + \varphi'_2 + \varphi'_3 + \varphi'_4$			
Compacité	φ'_1	lache	- 6°
		moyenne	0
		serrée	+ 6°
Forme et rugosité des grains	φ'_2	aigu	+ 1°
		moyen	0
		arrondi	- 3°
		très rond	- 5°
Grosseur des grains	φ'_3	sable	0
		gravier fin	+ 1°
		gros gravier	+ 2°
Granulométrie	φ'_4	uniforme	- 3°
		moyenne	0
		étalée	+ 3°

Ce tableau indique que l'angle de frottement des matériaux
pulvérulents augmente avec la dimension des particules.

- " The significance of particle shape and size on the mechanical behaviour of granular materials ". KOLBUSZEWSKI.FREDERICK (36)

Les auteurs tout d'abord définissent le domaine de contrainte dans lequel le milieu granulaire n'est pas en plasticité et ne subit pas de rupture de particule.

Ce domaine peut être figuré dans les axes σ , τ , n
(fig. 1-8)

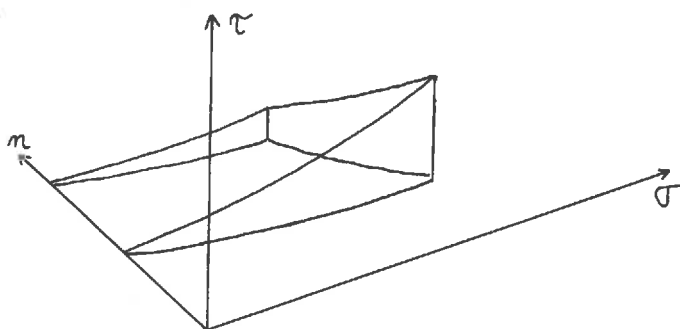


fig 1-8

Les auteurs se demandent alors "Quel est l'effet de la dimension des particules sur les frontières de ce domaine". Pour cela, ils ont réalisé un certain nombre d'expériences sur des billes de verre et du sable (Leighton Buzzard sand, Biddulph sand).

. Compacité :

Le maximum de porosité décroît lorsque la dimension des particules augmente et cela quel que soit le matériau utilisé (fig 1-9).

Pour les sables le minimum de porosité décroît lorsque la dimension des particules augmente, il est à peu près constant pour les billes de verre (fig 1-9).

VARIATION DE LA COMPACTITE D'UN MATERIAU PULVERULENT AVEC LA DIMENSION DES PARTICULES (36)

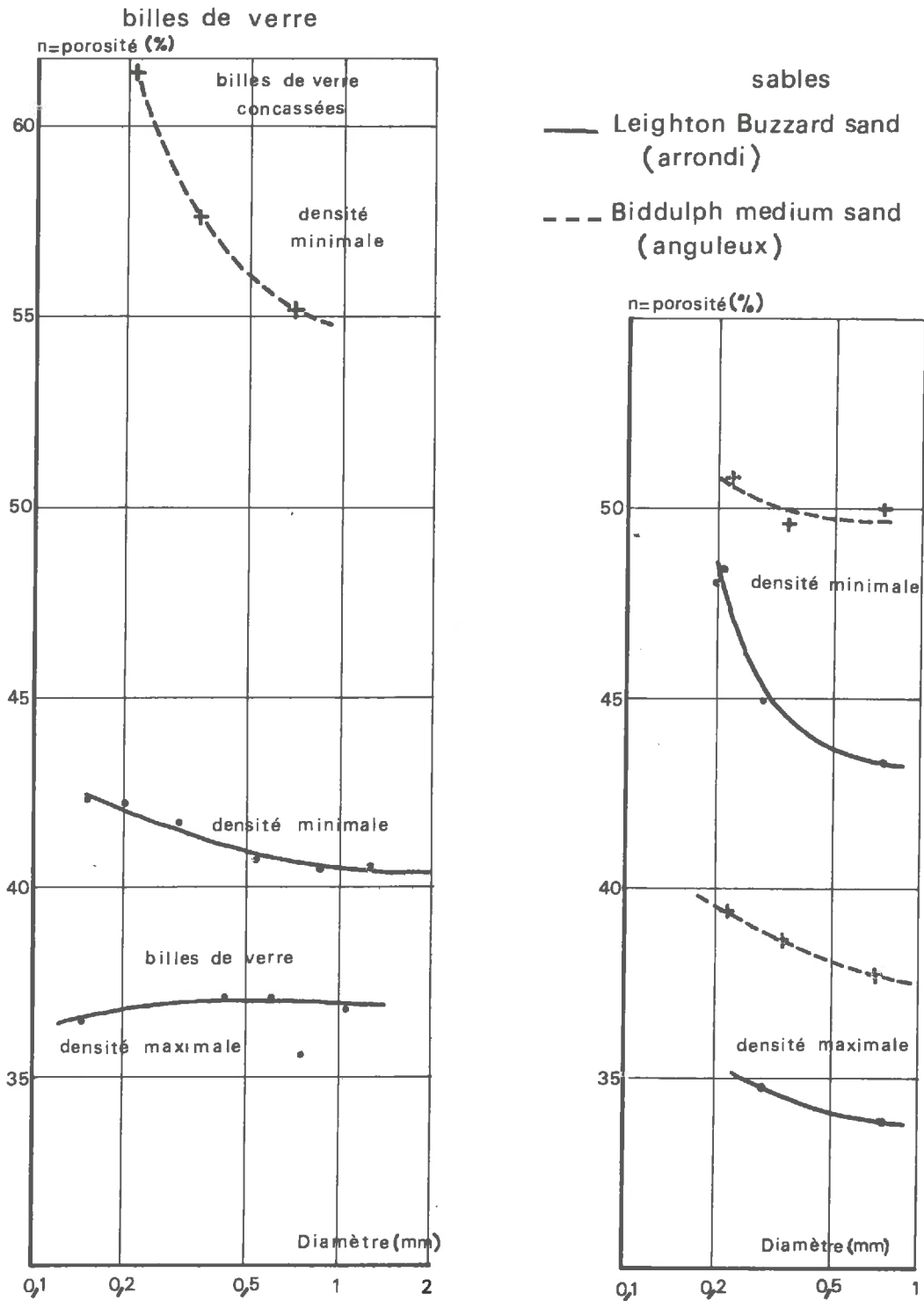


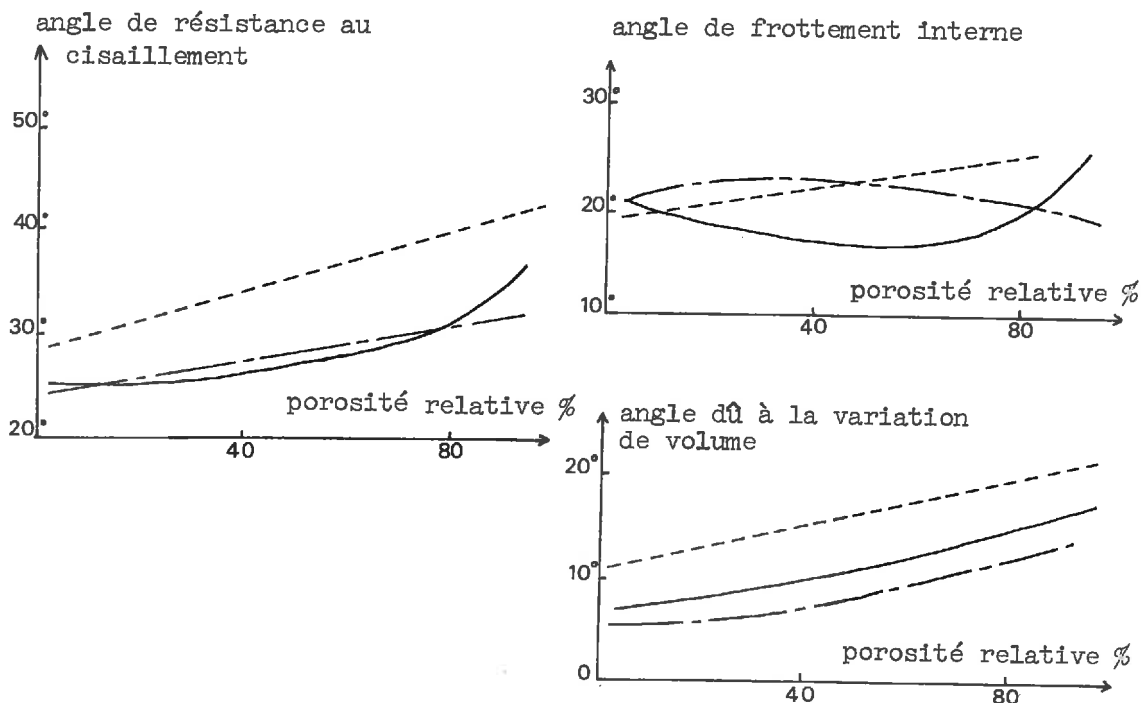
fig 1 _9

. Compression isotrope :

Les auteurs ont réalisé des essais triaxiaux isotropes, ils ont mesuré la variation de volume au cours de l'essai. Les auteurs concluent que le module de compressibilité des matériaux augmente légèrement lorsque s'accroît la dimension des particules.

. Résistance au cisaillement :

Elle a été mesurée par des essais à la boîte de cisaillement. Les auteurs ont séparé par la méthode de Bishop la partie due au frottement interne de la partie due à la variation de volume. Ils pensent que le fait de pouvoir réaliser facilement un grand nombre d'essais compense largement les inconvénients de la boîte de Casagrande.



Influence de la dimension des particules sur la résistance au cisaillement des billes de verre.

Fig 1-10

La résistance au cisaillement semble croître avec la dimension des particules (fig 1-10). Les auteurs concluent que l'angle de frottement interne est le même quel que soit la dimension des particules et que la composante du cisaillement due au changement de volume augmente avec la dimension des particules.

- " Effects of grain size and grading on the shearing. Behaviour of granular materials ". KIRKPATRICK (32)

L'auteur a étudié l'influence de la dimension des particules sur le comportement au cisaillement de matériaux granulaires, celui-ci étant mesuré par des essais triaxiaux drainés.

Matériaux utilisés :

Matériaux	désignation	dimension des particules (mm)	dimension moyenne (mm)
sable (Leighton Buzzard sand)	LB1	2,00 à 1,68	1,85
	LB2	1,40 à 1,20	1,30
	LB3	1,00 à 0,85	0,93
	LB4	0,71 à 0,60	0,65
	LB5	0,50 à 0,42	0,46
	LB6	0,42 à 0,36	0,39
billes de verre	G 1	1,58 à 1,20	1,44
	G 2	1,20 à 0,71	0,96
	G 3	0,42 à 0,30	0,36

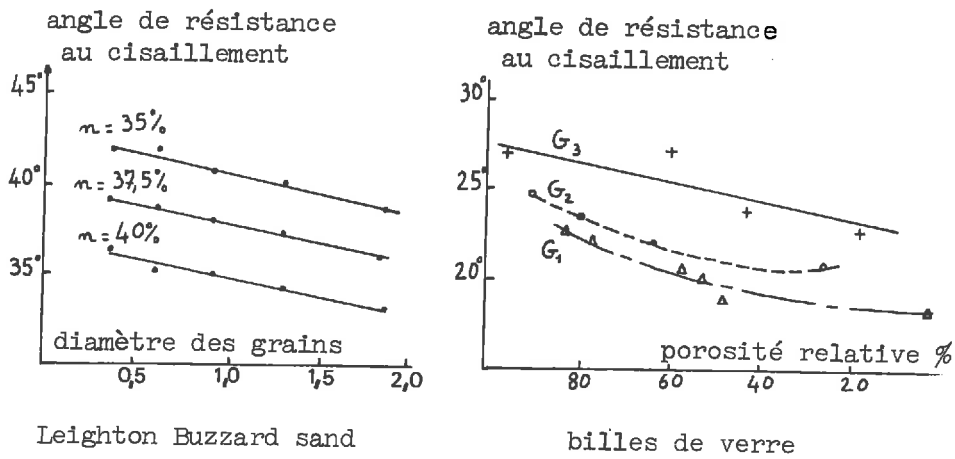


Fig 1-11

La figure 1-11 montre bien que, pour chaque matériau à porosité équivalente, l'angle de frottement φ augmente lorsque la dimension des grains diminue.

Cette conclusion semble contradictoire avec les résultats de Kolbuszewski et Frederick (36). Mais les dimensions de particules utilisées n'étaient pas les mêmes et, de plus, les valeurs de φ trouvées par Kolbuszewski sont en général beaucoup plus grandes que celles trouvées par Kirkpatrick. (30° à 40° pour (36) et 18° à 28° pour (32)).

Ces résultats obtenus par les différents auteurs n'étant pas très homogènes, il nous est difficile de tirer des conclusions définitives quant à l'influence de la dimension des particules sur la résistance au cisaillement.

III INFLUENCE DE LA FORME DES PARTICULES SUR LES PROPRIETES
MECANIQUES D'UN MILIEU PULVERULENT

TERZAGHI et PECK (1948), CHEN (1948) ont, les premiers, indiqué que l'angle de frottement des sables anguleux était plus élevé que celui des sables arrondis. Ceci semble à présent bien établi.

- " The significance of particle shape and size on the mechanical behaviour of granular materials ". KOLBUSZEWSKI - FREDERICK (36)

Pour étudier l'influence de la forme des particules sur les propriétés mécaniques des matériaux pulvérulents, les auteurs ont utilisé comme matériaux :

Des billes de verre sphériques et des billes de verre concassées

Du sable arrondi (Leighton Buzzard sand) et du sable anguleux (Biddulph sand)

. Compacité :

Le minimum et le maximum de porosité prennent une valeur beaucoup plus élevée pour les matériaux formés de particules anguleuses (fig 1-9). La différence entre la porosité maximum et la porosité minimum diminue lorsque le degré de rotondité augmente (fig 1-12)

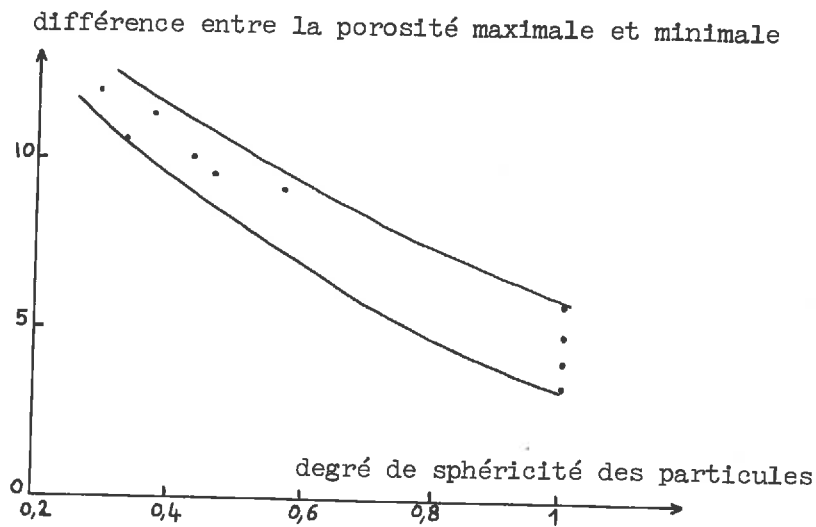


Fig 1-12

. Compressibilité isotrope :

Les auteurs ont réalisé des essais triaxiaux isotropes. Pour les fortes densités le module de compressibilité diminue légèrement lorsque la sphéricité des particules augmente. Pour les faibles densités le module de compressibilité des matériaux augmente de façon très importante lorsque la sphéricité des particules augmente (fig 1-13).

. Résistance au cisaillement :

La résistance au cisaillement a été mesurée par des essais à la boîte de cisaillement.

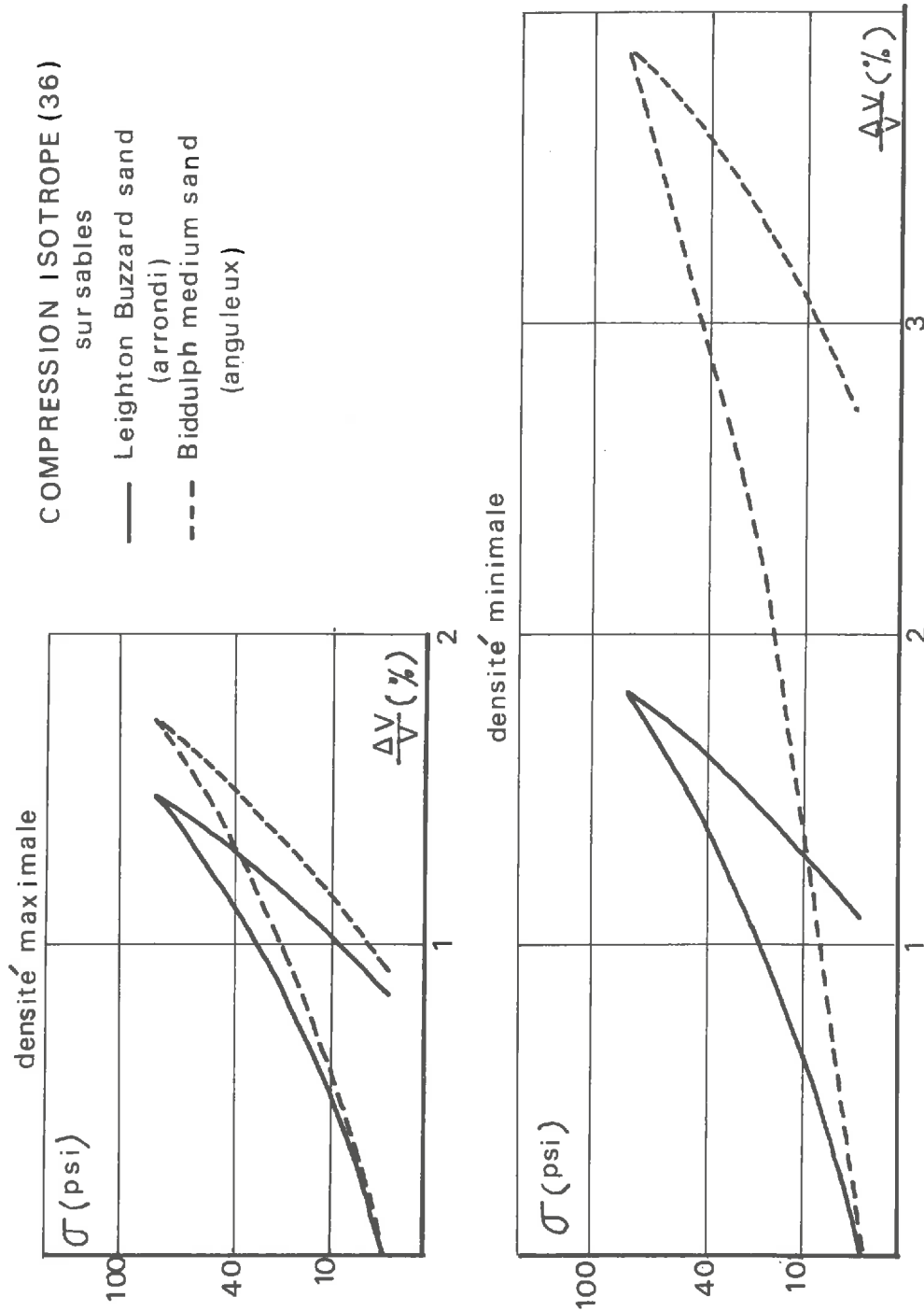


fig 1 - 13

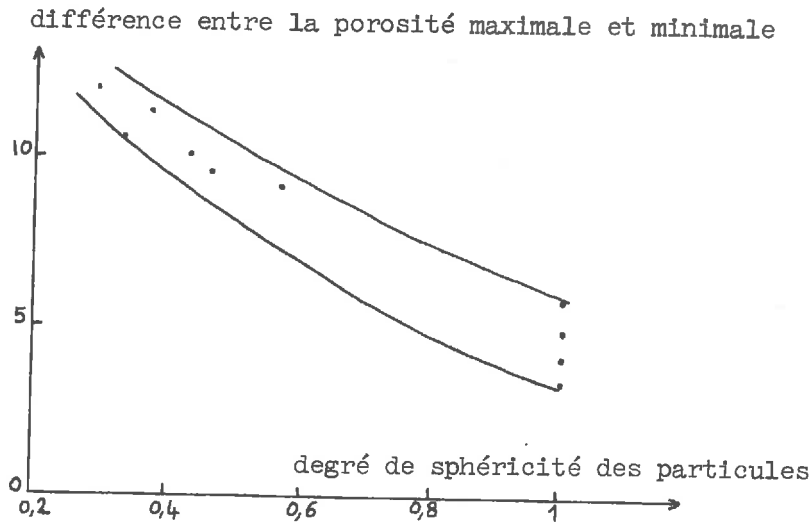


Fig 1-12

. Compressibilité isotrope :

Les auteurs ont réalisé des essais triaxiaux isotropes. Pour les fortes densités le module de compressibilité diminue légèrement lorsque la sphéricité des particules augmente. Pour les faibles densités le module de compressibilité des matériaux augmente de façon très importante lorsque la sphéricité des particules augmente (fig 1-13).

. Résistance au cisaillement :

La résistance au cisaillement a été mesurée par des essais à la boîte de cisaillement.

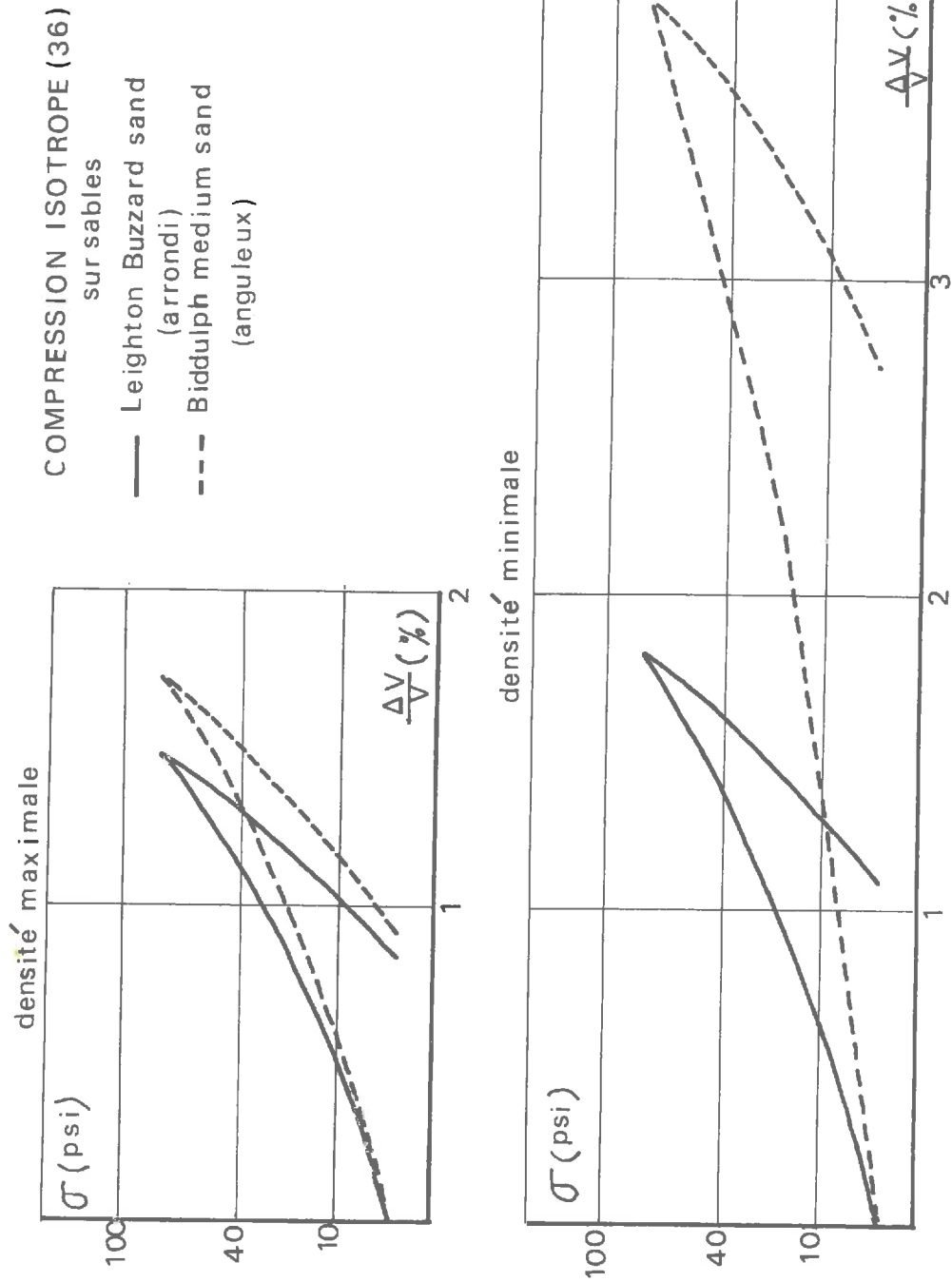
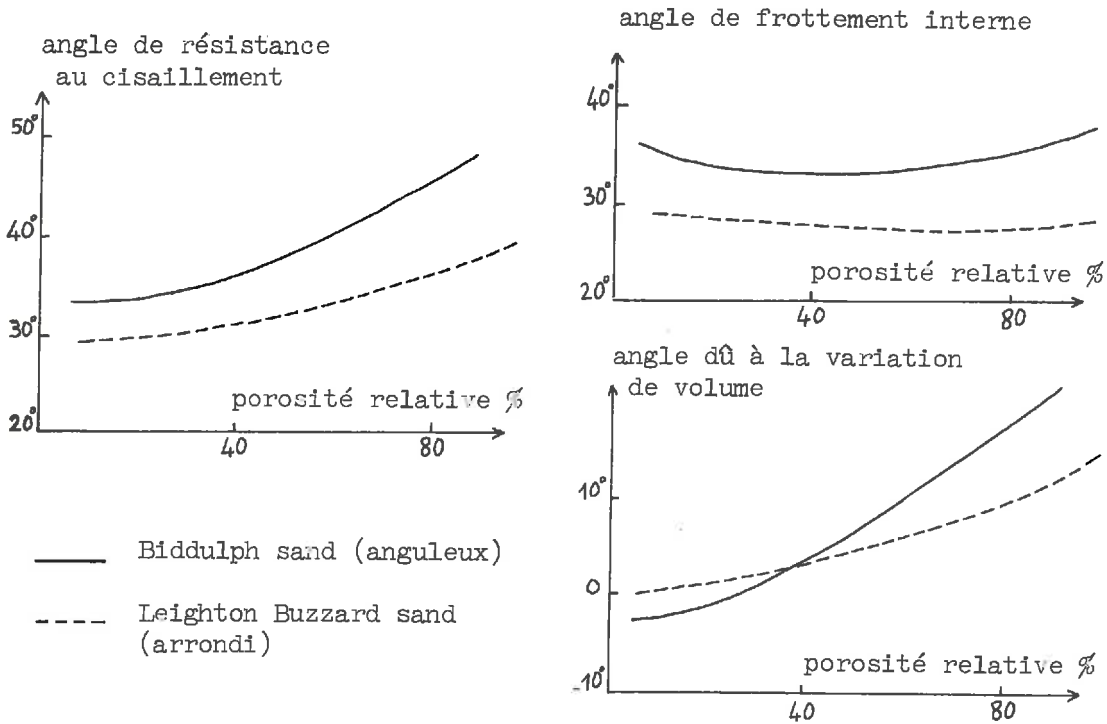


fig 1 - 13



Influence de la forme des particules sur la résistance au cisaillement

Fig 1-14

La résistance au cisaillement augmente avec l'angularité des matériaux. Les auteurs concluent de la figure 1-14 que l'angle de frottement interne augmente avec l'angularité des matériaux, que la composante du cisaillement due au changement de volume augmente avec l'angularité pour les états peu denses et diminue avec l'angularité pour les états très denses.

D E U X I E M E P A R T I E

COMPRESSIBILITE D'UN MILIEU PULVERULENT

(CHEMIN DE CONTRAINTE OEDOMETRIQUE ET TRIAXIAL ISOTROPE)

I PREMIER CHARGEMENT (ESSAIS OEDOMETRIQUES ET TRIAXIAUX ISOTROPES)

Lorsqu'on soumet un milieu pulvérulent à un essai de compressibilité oedométrique ou isotrope 3 phénomènes différents se produisent :

- Premièrement : Il se produit un réarrangement des grains (ceux-ci se déplacent les uns par rapport aux autres). Ce phénomène est en grande partie irréversible.

- Deuxièmement : Chacune des particules soumise à des forces de contact se déforme. Lorsque les forces de contact ne dépassent pas un certain seuil ce phénomène est réversible.

- Troisièmement : Lorsque les forces de contact dépassent une certaine valeur (qui dépend de la surface de contact et du matériau) il y a rupture de la particule ou du moins d'une partie de celle-ci. Ce phénomène est irréversible.

Les deux premiers phénomènes sont difficilement dissociables, ils se produisent tous les deux dès le début du chargement et couvrent des domaines de contrainte qui se recouvrent ; le troisième phénomène commence généralement pour des contraintes relativement élevées mais, dans certains domaines de contrainte, les trois phénomènes peuvent se produire simultanément.

I - 1 DOMAINE DES FAIBLES CONTRAINTES

(REARRANGEMENT ET DEFORMATION DES PARTICULES)

I-1-1 Loi expérimentale : $e_0 - e = \beta \sigma^m$

Nous avons dépouillé un certain nombre d'essais triaxiaux

isotropes et d'essais oedométriques en vue de proposer une loi expérimentale $e = f(\sigma)$ qui rende compte de la compressibilité isotrope et oedométrique des matériaux pulvérulents.

Les résultats que nous avons utilisés proviennent de :

- 17 essais triaxiaux à contrainte isotrope (Wiandieck)
- 5 essais oedométriques sur graviers (Maïga)
- 5 essais oedométriques sur du sable (Kolmayer)
- 7 essais oedométriques sur des billes de verre (Martinet)

Tous les essais triaxiaux isotropes et oedométriques réalisés sur sable et graviers semblent conduire à une loi du type :
(fig 2 - 1)

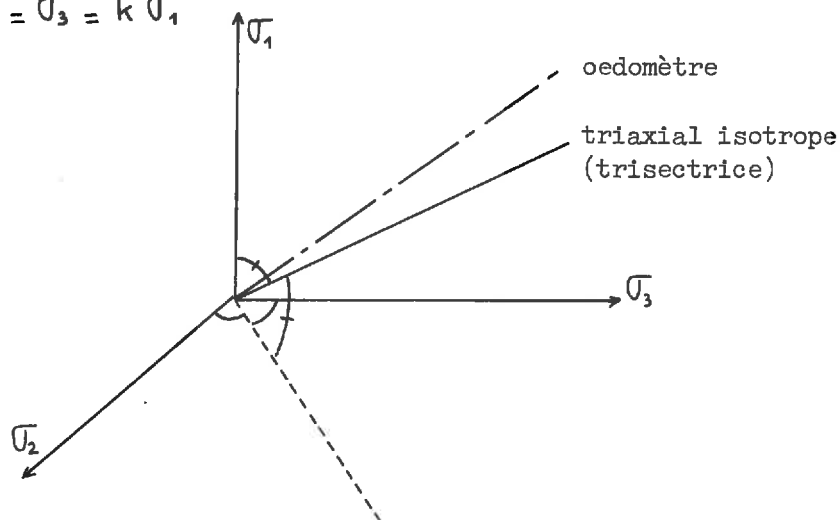
$$e = e_0 - \beta \sigma^m$$

avec $\sigma =$ contrainte isotrope pour l'essai triaxial

$\sigma =$ contrainte axiale d'écrasement σ_1 dans l'oedomètre.

Pour un essai triaxial isotrope le chemin de contrainte se caractérise par $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_3$

Pour un essai oedométrique le chemin de contrainte se caractérise par $\sigma_2 = \sigma_3 = k \sigma_1$



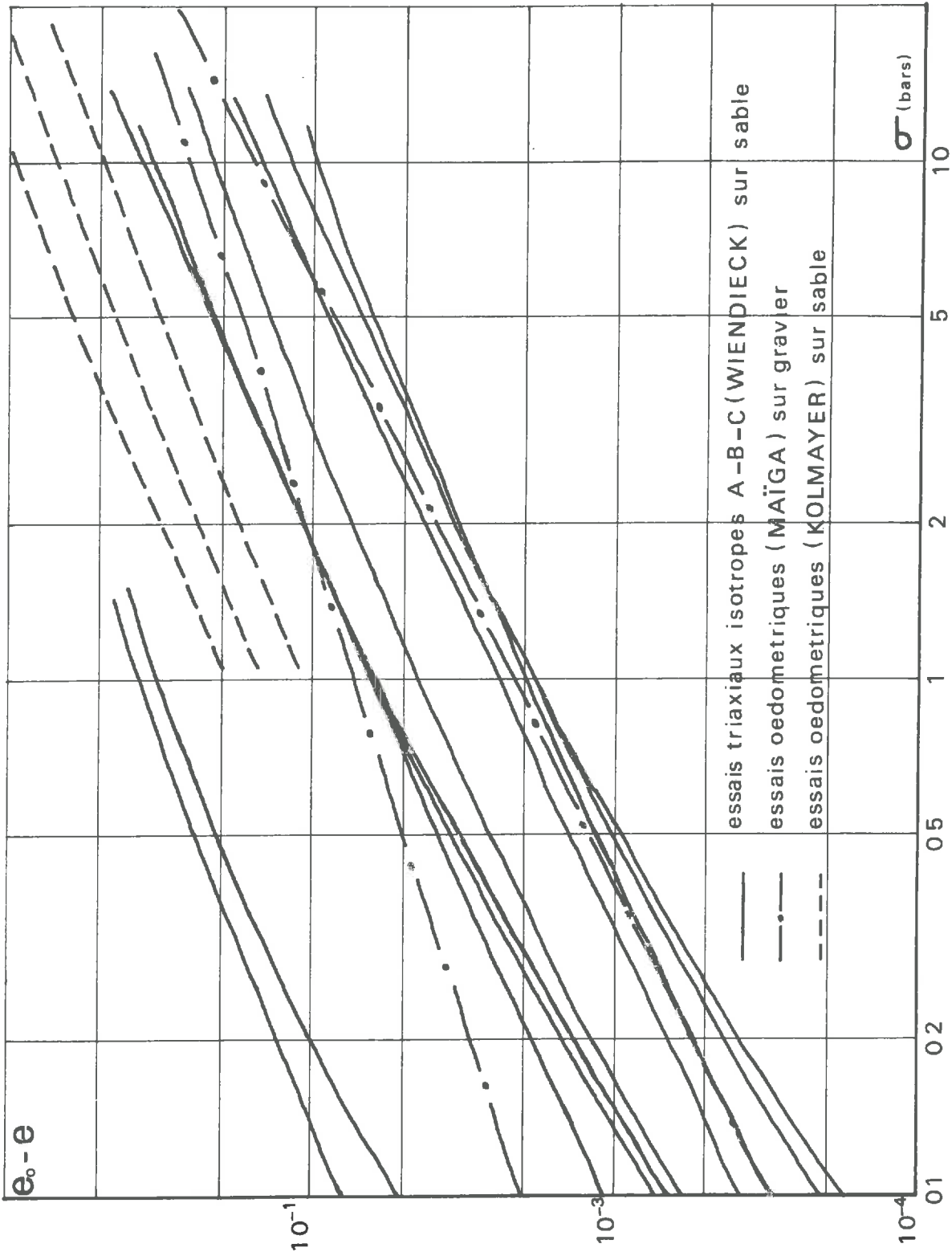


fig 2-1

- Essais triaxiaux isotropes

Pour tous les essais nous avons $m = \text{constante}$ ($m = 0,75$) ;
 m ne dépend ni de l'indice des vides initial ni de la forme et dimension
des particules. β dépend de e_0 et de la forme et dimension des particules,
il semble que β soit de la forme :

$$\beta = C 10^{\delta e_0} \quad (\text{fig 2-2})$$

donc

$$e = e_0 - C 10^{\delta e_0} \sigma^m$$

avec $m = \text{constante} = 0,75$

$$C = \text{constante} = 10^{-4}$$

δ = facteur dépendant de la forme et de la dimension des par-
ticules, il est égal à 2,2 pour des sables fins ou grossiers et égal à 4
pour les sables silteux.

$$e_0 = \text{indice des vides initial}$$

e = indice des vides du milieu perturbé soumis à la
contrainte σ

- Essais oedométriques :

Ces essais semblent conduire à une loi identique à celle pré-
cédemment proposée pour les essais triaxiaux isotropes. Mais cette fois,
nous aurons :

$$e = e_0 - \beta \sigma^m \quad 0,6 < m < 0,8$$

m n'étant pas constant pour tous les essais considérés il est évidem-
ment difficile de donner une valeur de β , mais l'on peut remarquer
que pour trois essais où m est voisin de 0,75, β est le même que pour
les essais triaxiaux. (fig 2-2)

- essais oedométriques [MAÏGA]
- + essais triaxiaux isotropes [WIENDIECK] sur sable fin et gravier
- △ essais triaxiaux isotropes [WIENDIECK] sur sable silteux

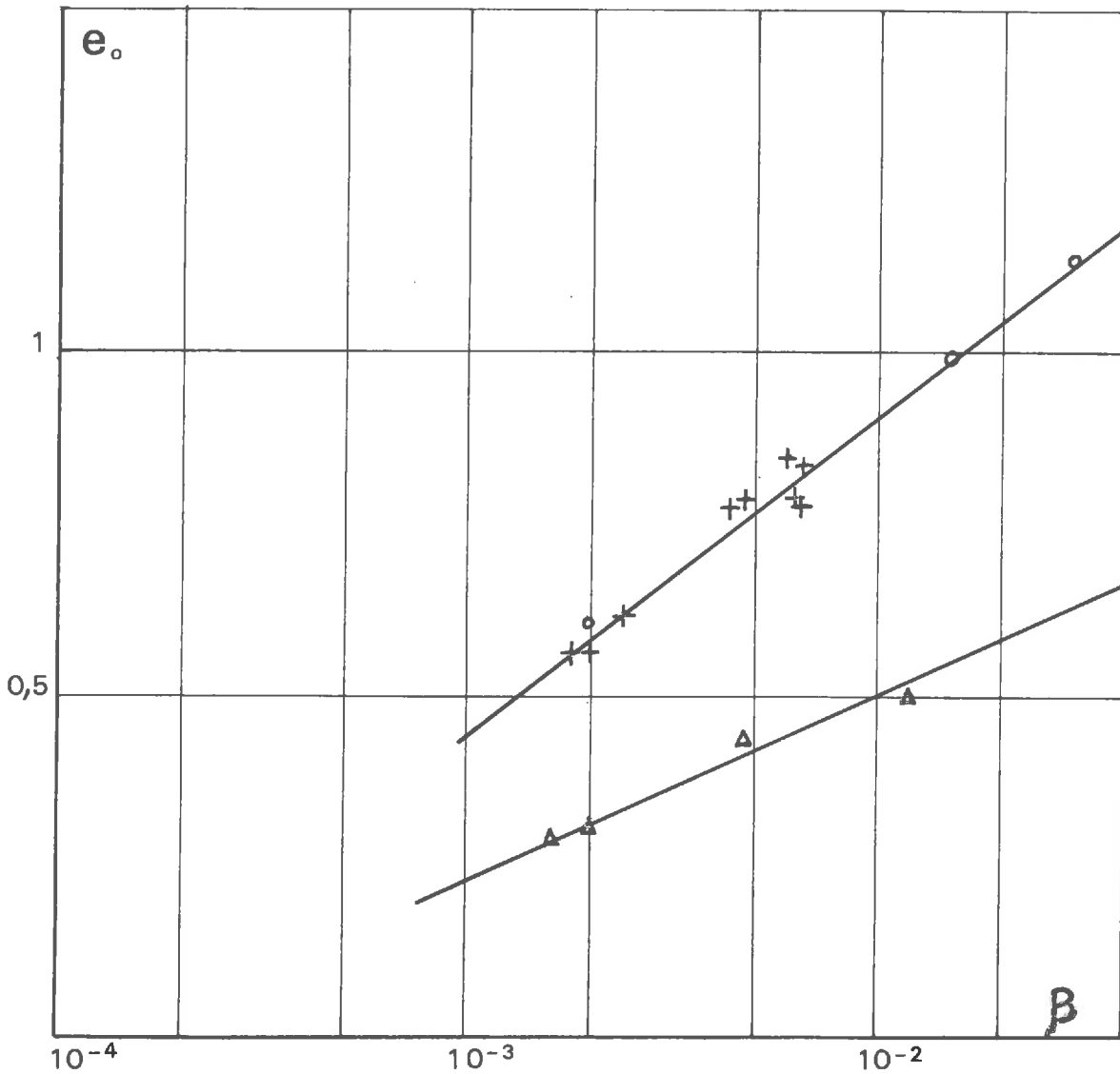


fig 2 - 2

I-1-2 Comparaison des lois effort-déformation d'une particule et d'un ensemble de particules soumis à un essai oedométrique (avant rupture)

Il nous a paru intéressant d'essayer de déterminer la déformation d'un ensemble de particules à partir de la déformation d'une seule particule. Pour cela nous avons réalisé des compressions de une ou deux particules suivant différentes orientations ainsi qu'un certain nombre d'essais oedométriques sur des ensembles de particules ; nous avons comparé les déformations obtenues au cours de ces différents essais.

Matériaux utilisés:(voir annexe)

Cubes de plâtre de 10 mm d'arête

Cubes de plexiglas de 15 mm d'arête

Sphères de plexiglas de 15 mm de diamètre

Billes de verre de 2 mm de diamètre

Graviers roulés et graviers concassés de granulométrie comprise entre 1 mm et 2 mm ; entre 4 mm et 5 mm ; entre 8 mm et 10 mm.

- Déformation d'une particule unique :

Pour toutes les particules sphériques, nous avons réalisé un écrasement de la sphère entre deux plateaux parallèles. Dans chaque cas nous avons tracé la courbe (Force de contact) / (déformation de la sphère).

Pour les particules cubiques nous avons réalisé l'écrasement des particules suivant diverses orientations.

Pour les cubes de plâtre nous avons réalisé des écrasements, entre deux plateaux parallèles, le contact se faisant suivant une face, une arête, une pointe.

Pour les cubes de plexiglas nous avons réalisé les mêmes essais que pour les cubes de plâtre ; de plus nous avons réalisé l'écrasement d'un ensemble de deux particules, le contact s'effectuant face contre face, arête contre face, arête contre arête, celles-ci étant orthogonales et pointe contre face.

L'écrasement avec contact pointe contre face et arête contre arête provoque une déformation beaucoup plus importante que les autres contacts face contre face et face contre arête. Le contact sphère contre sphère provoque une déformation intermédiaire (fig 2-3, 2-4, 2-5).

Les essais mettent clairement en évidence le fait que pour une force donnée s'exerçant sur une particule la déformation de celle-ci dépendra essentiellement des surfaces de contact avec les autres particules.

- Comparaison des lois effort-déformation d'une particule et d'un ensemble de particules.

Les courbes effort-déformation d'une particule et de l'ensemble des particules sont portées sur le même graphique. Pour faire coïncider les échelles des contraintes sur une particule et sur l'ensemble des particules nous avons procédé ainsi :

Soit V le volume de la particule considérée. Si la particule n'est pas sphérique nous l'assimilons à une sphère de rayon R qui occuperait le même volume V , donc $V = \frac{4}{3} \pi R^3$

Coupons cet ensemble de particules par un plan perpendiculaire à la direction des contraintes σ_1 ; ce plan va couper un certain nombre de particules ; nous appellerons la somme des surfaces ainsi découpées S_s , la surface restante sera appelée S_v ; nous savons que $\frac{S_v}{S_s} = e$ indice des vides. Si nous considérons que chaque particule est une sphère la surface moyenne statistique découpée sur la sphère sera :

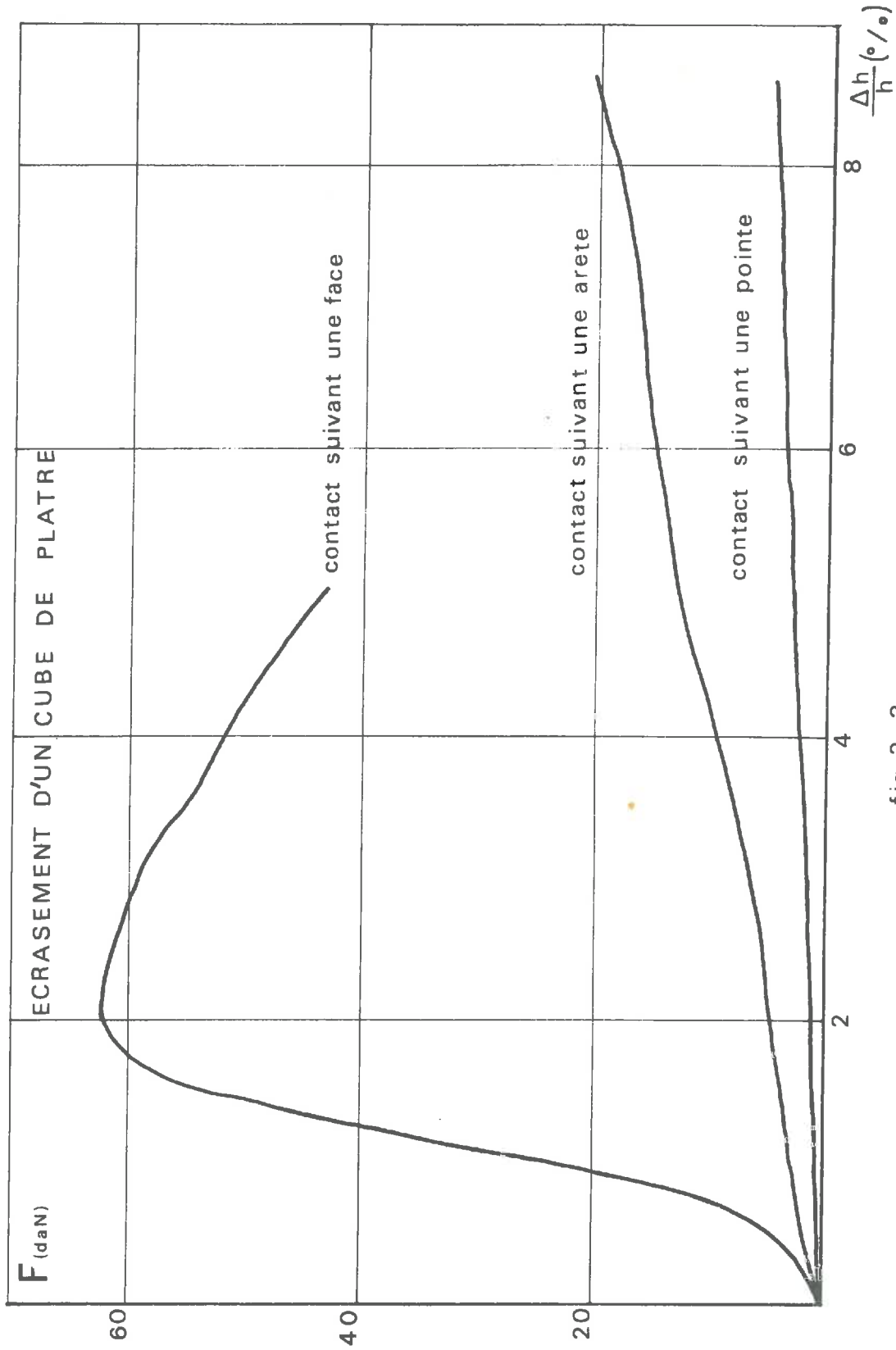


fig 2-3

ECRASEMENT D'UN CUBE DE PLEXIGLAS ET D'UNE SPHERE DE PLEXIGLAS

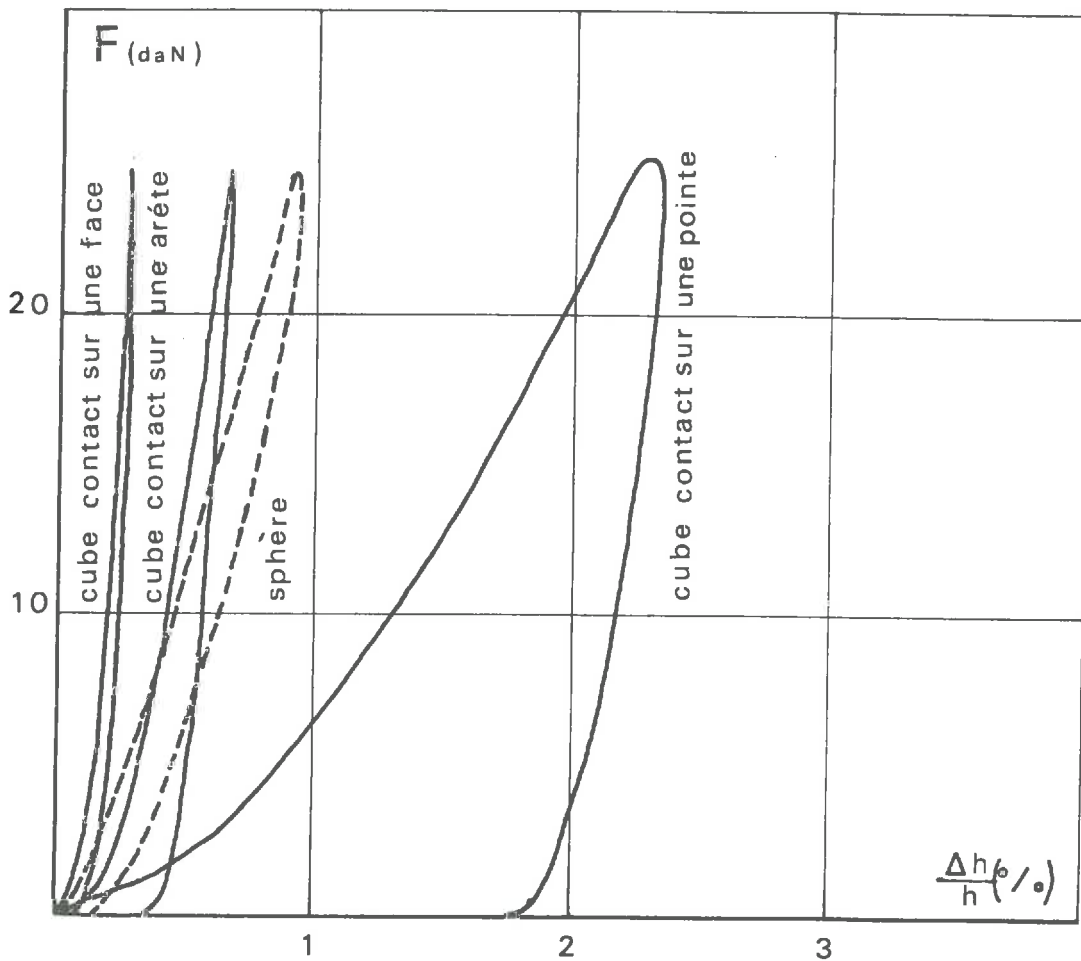


fig 2-4

ECRASEMENT DE 2 CUBES DE PLEXIGLAS
 ET DE 2 SPHERES DE PLEXIGLAS

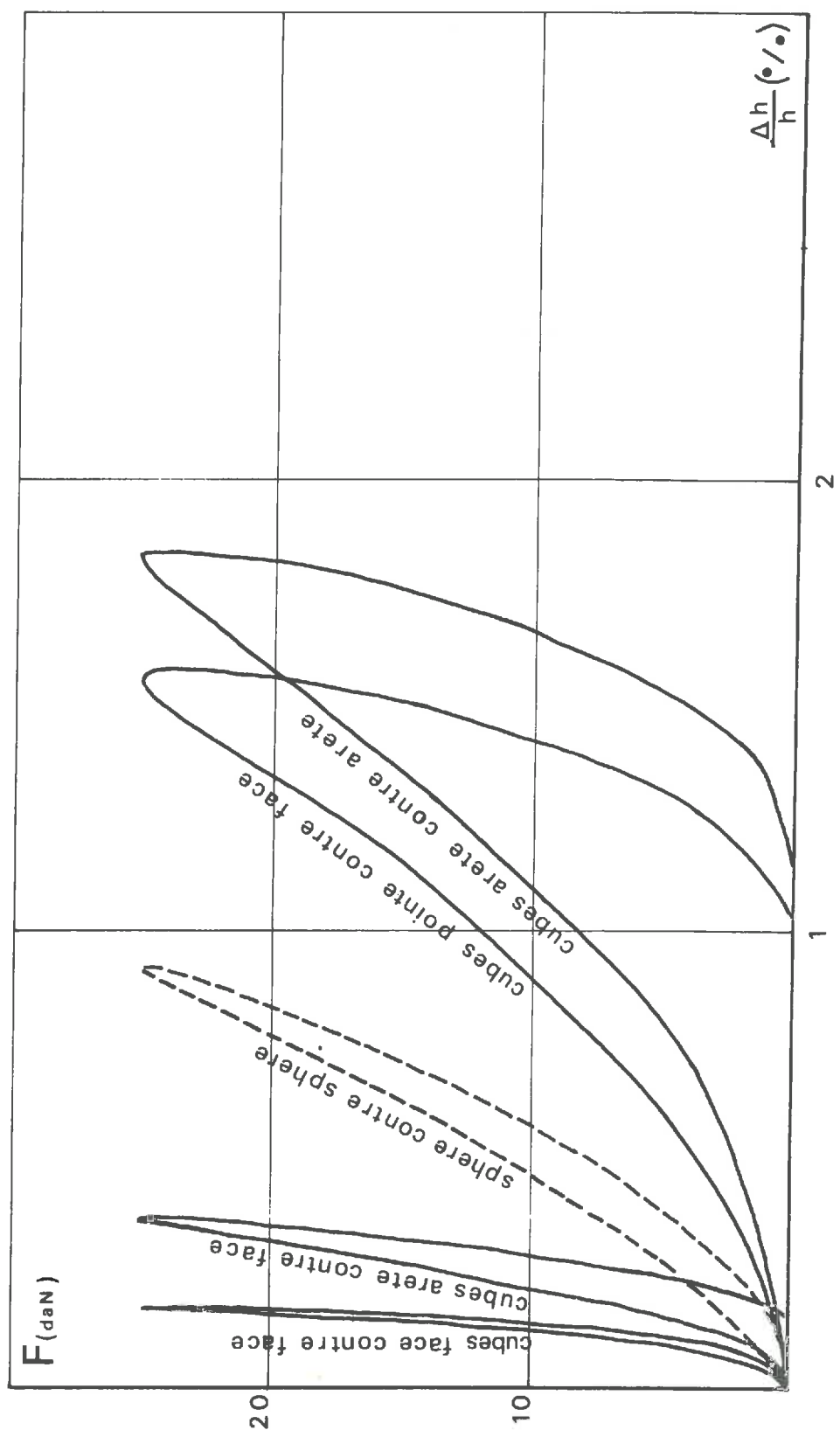
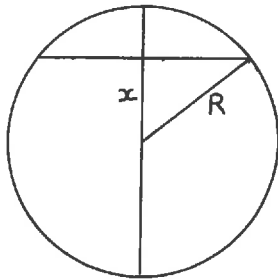


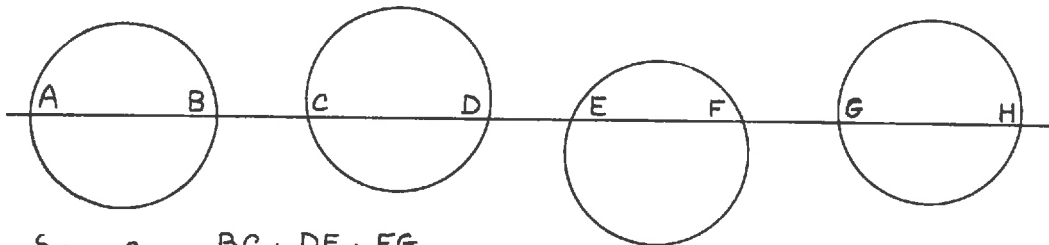
fig 2-5



$$\Delta = \frac{1}{2R} \left[\int_{-R}^{+R} \pi (R^2 - x^2) dx \right]$$

$$\Delta = \frac{2}{3} \pi R^2$$

Nous faisons l'hypothèse que chaque sphère est soumise à une même force F verticale, nous répartissons uniformément cette force sur la surface coupée sur la sphère par le plan considéré.



$$\frac{S_v}{S_s} = e = \frac{BC + DE + FG}{AB + CD + EF + GH}$$

Soit N le nombre de sphères coupées.

$$\text{Statistiquement } S_s = N \Delta \quad S_v = e S_s = N \Delta e$$

Donc la contrainte répartie sur l'ensemble des particules sera :

$$\sigma = \frac{NF}{S_s + S_v} = \frac{NF}{N \Delta (1 + e)} = \frac{3F}{2\pi R^2 (1 + e)}$$

Que ce soit dans le cas des sphères ou dans le cas des cubes, pour une contrainte donnée la déformation de l'ensemble est beaucoup plus importante que la déformation de la particule seule. En effet, la déformation de l'ensemble est due en partie au réarrangement des particules, phénomène qui n'intervient pas dans la déformation d'une seule particule (fig 2-6).

En ce qui concerne les essais réalisés sur les cubes et les

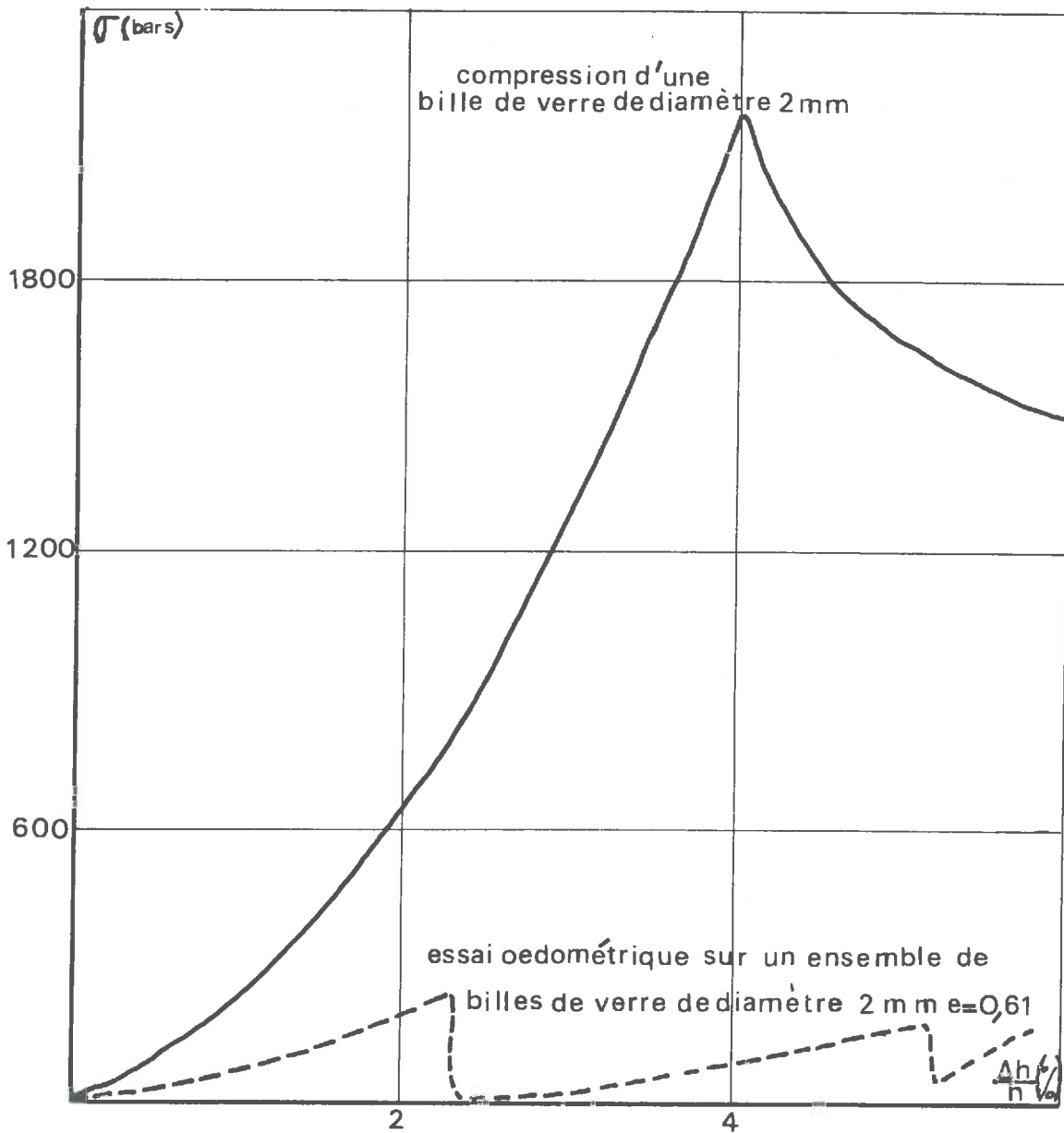


fig 2_6

sphères en plexiglas (fig 2-7, 2-8), l'on peut remarquer que :

$$\frac{\epsilon_{ES}}{\epsilon_{SS}} \approx \frac{\epsilon_{EC}}{\epsilon_{AA}} \approx \frac{\epsilon_{EC}}{\epsilon_{PF}} \left\{ \begin{array}{l} \neq \frac{\epsilon_{EC}}{\epsilon_{FF}} \\ \neq \frac{\epsilon_{EC}}{\epsilon_{AF}} \end{array} \right.$$

avec :

ϵ_{FF} : déformation Face contre Face de 2 cubes

ϵ_{AF} : déformation Arête contre Face de 2 cubes

ϵ_{PF} : déformation Pointe contre Face de 2 cubes

ϵ_{AA} : déformation Arête contre Arête de 2 cubes

ϵ_{SS} : déformation sphère contre sphère

ϵ_{EC} : déformation d'un ensemble de cubes

ϵ_{ES} : déformation d'un ensemble de sphères

Si l'on admet que la déformation due au réarrangement des particules est du même ordre pour l'essai oedométrique sur l'ensemble des sphères et pour l'essai oedométrique sur l'ensemble des cubes, les égalités et inégalités ci-dessus montrent que pour l'indice des vides $e = 0,71$ utilisé, les contacts pointe contre face et arête contre arête sont les plus nombreux.

En conclusion, on peut dire qu'il semble très difficile de déterminer la loi effort-déformation d'un ensemble de particules à partir de la loi effort-déformation d'une seule particule, du moins pour le domaine des faibles contraintes au cours du premier cycle, où se produit un réarrangement important de particules. On peut aussi conclure de ces essais que pour les particules anguleuses le plus grand nombre de contacts s'effectue sur les points anguleux.

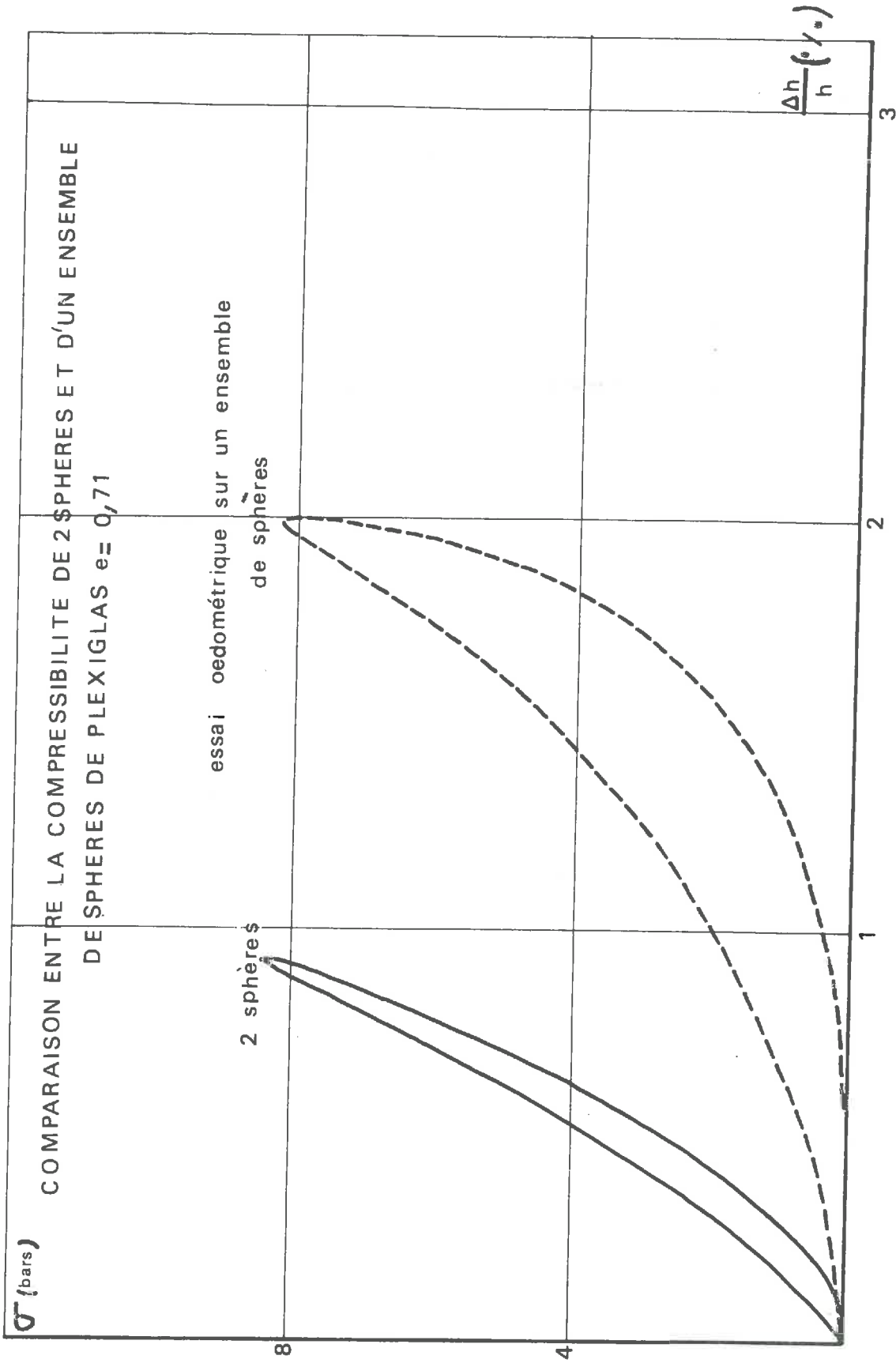


fig 2-7

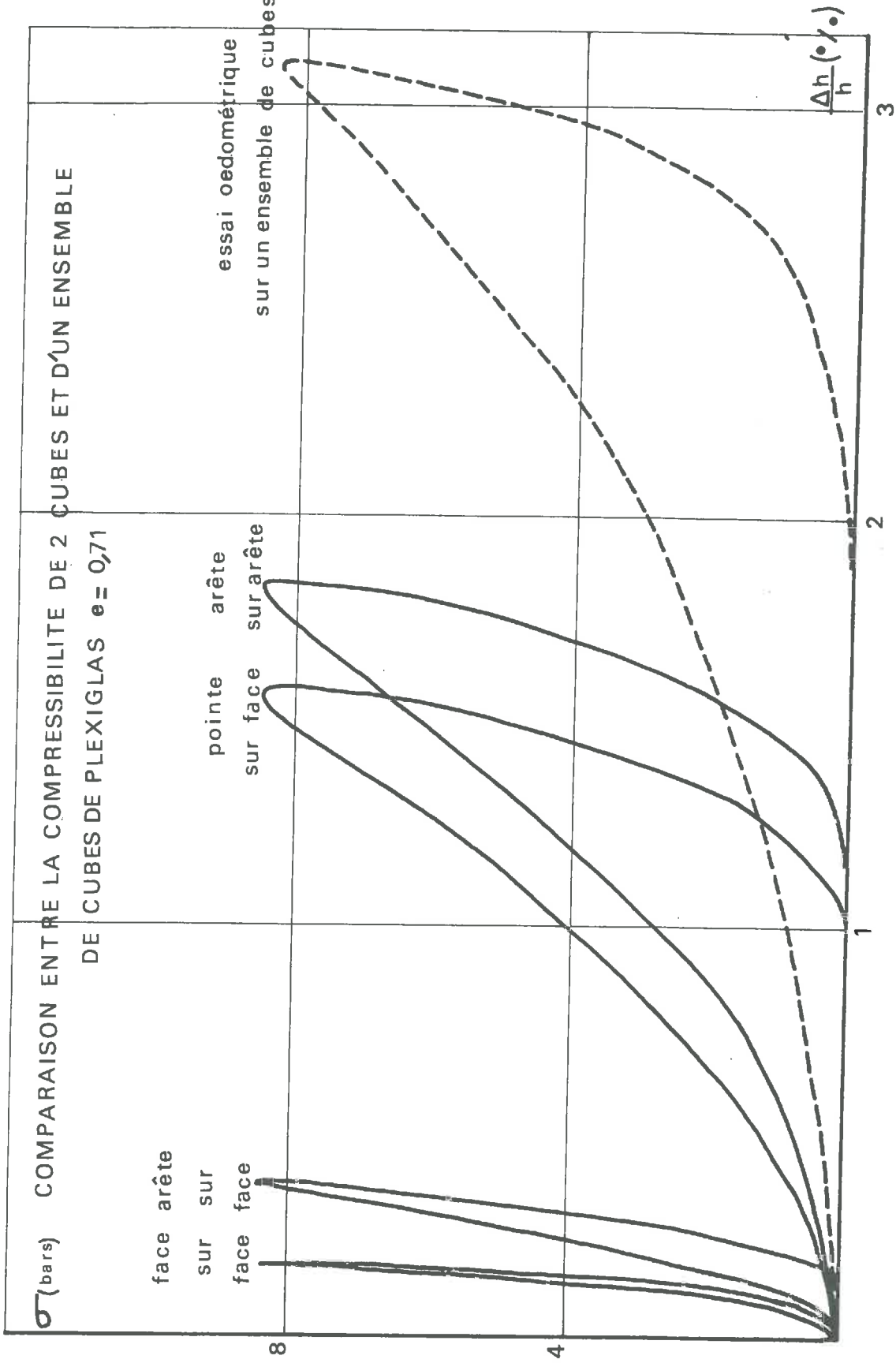


fig 2-8

I - 2 DOMAINE DES FORTES CONTRAINTES (PHASE DE RUPTURE DES PARTICULES)

Nous avons essayé de définir la rupture des particules au cours d'un essai oedométrique. La contrainte de rupture σ_R étant définie, nous avons voulu savoir si cette contrainte σ_R pouvait être déduite directement de la contrainte de rupture par compression d'une seule particule.

I-2-1 Rupture des particules au cours d'un essai de compressibilité oedométrique

Pour essayer de déterminer dans quelles conditions se produisent des ruptures de particules au cours d'un essai oedométrique nous avons réalisé un certain nombre d'essais sur des billes de verre de diamètre 2 mm et du sable du laboratoire de granulométrie comprise entre 0,4 mm et 2 mm. (voir annexe)

Pour chaque matériau nous séparons par échantillonnage 10 échantillons identiques. Chacun de ces échantillons est soumis à un essai oedométrique, la contrainte maximale atteinte au cours de ces essais étant de 1 bar, 2 bars, 5 bars, 10 bars, 20 bars, 50 bars, 100 bars, 200 bars, 300 bars. Après chaque essai oedométrique nous avons réalisé une analyse granulométrique. Nous avons utilisé 2 paramètres pour définir la rupture des particules, tout d'abord le diamètre efficace D_{10} du matériau pulvérulent, puis le pourcentage des particules passant au tamis de 0,4 mm ; les résultats obtenus avec les 2 paramètres sont semblables. Mais le paramètre ($\% < 0,4 \text{ mm}$) est plus facilement et plus directement mesurable. Dans la suite de notre étude c'est ce paramètre qui caractérisera la rupture des particules.

Nous avons tracé pour les divers matériaux soumis aux essais oedométriques cités précédemment :

La courbe contrainte σ_1 / déformation ϵ

ESSAIS OEDOMETRIQUES

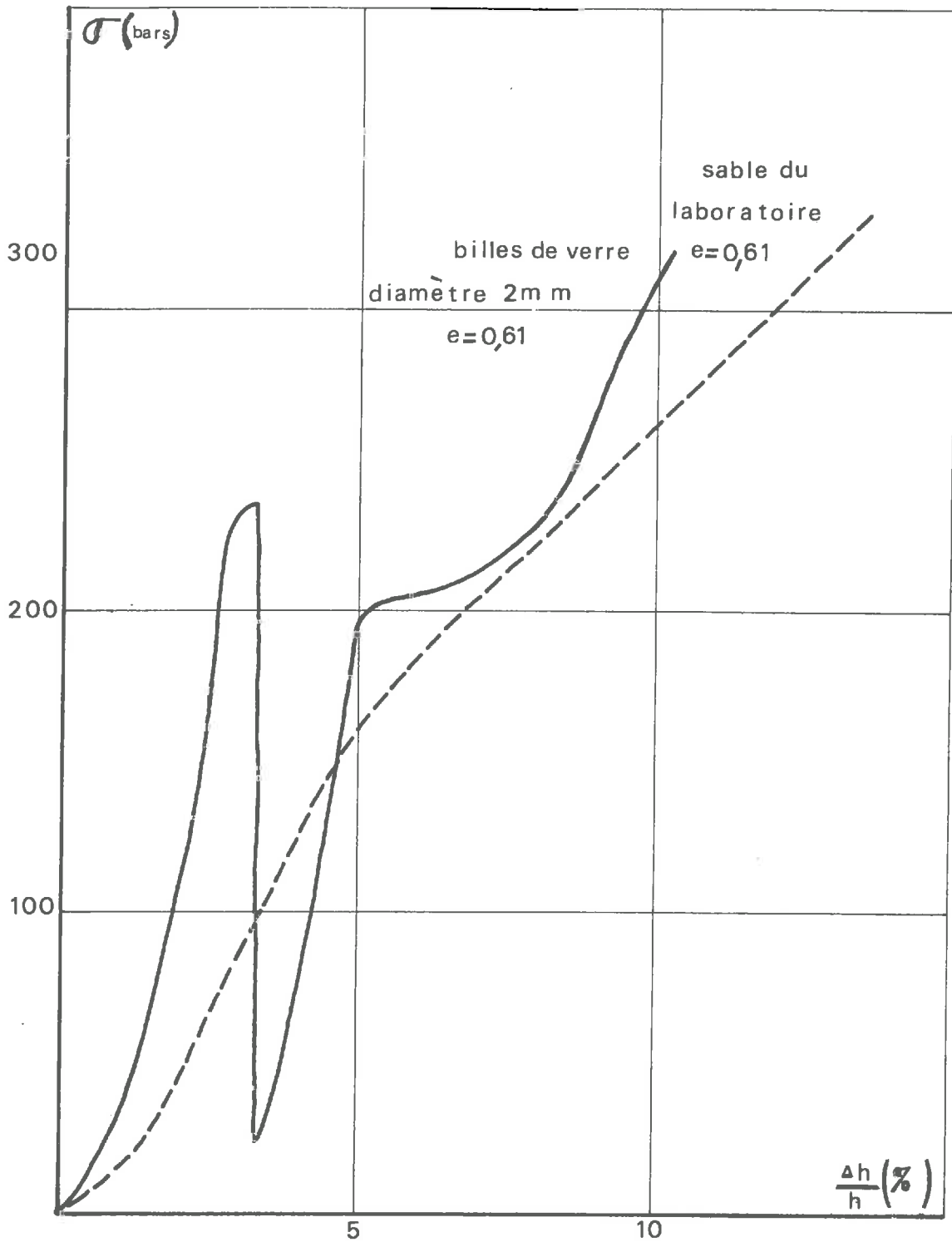


fig 2 - 9

ESSAI OEDOMETRIQUE SUR BILLES DE VERRE
DIAMETRE 2mm e= 0,61

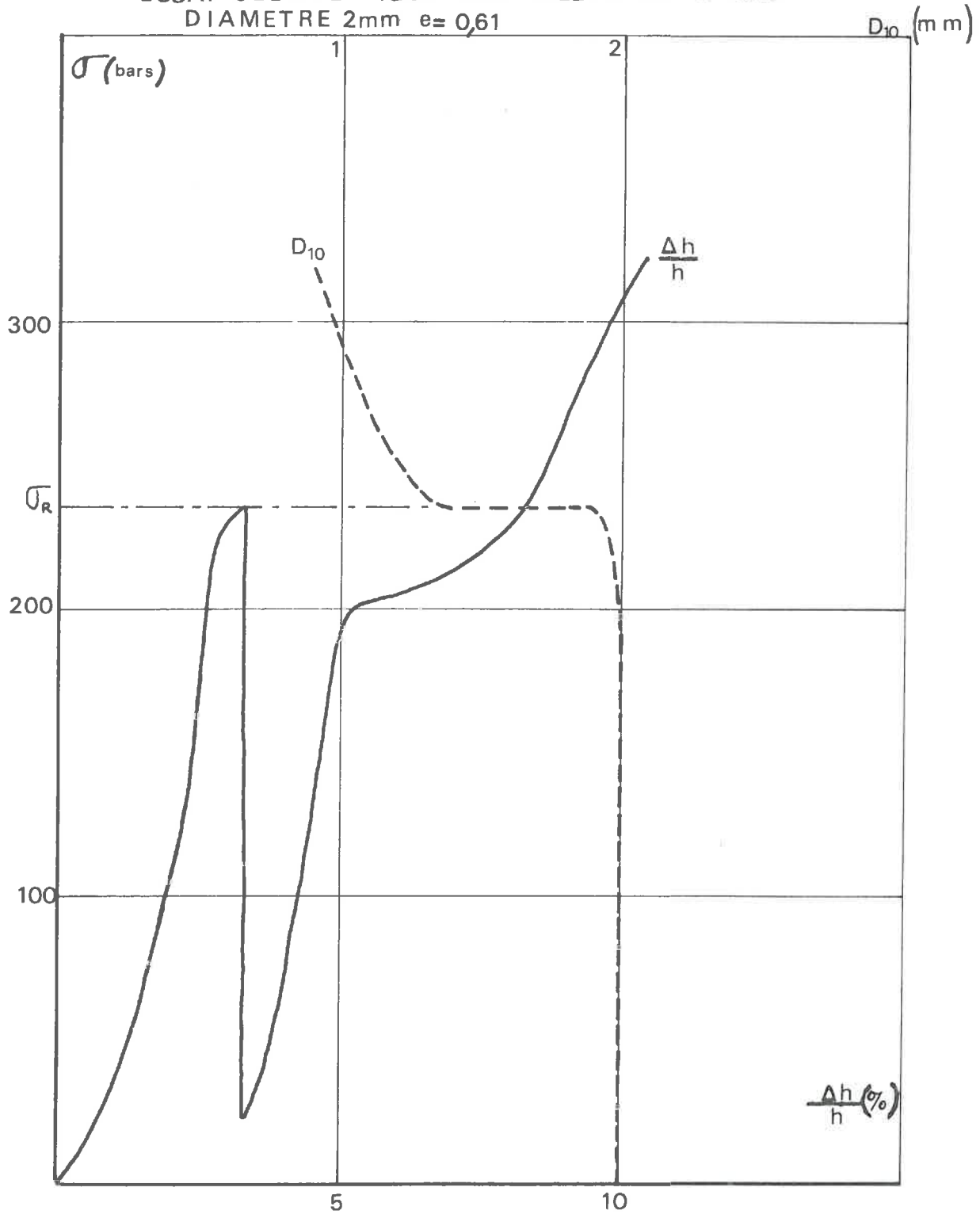


fig 2 - 10

La courbe contrainte σ_1 / D_{10} du matériau après écrasement sous σ_1

La courbe contrainte $\sigma_1 / (\% < 0,4 \text{ mm})$ du matériau après écrasement sous σ_1

La courbe contrainte $\sigma_1 /$ déformation irréversible ϵ_i après écrasement sous σ_1

Pour les billes de verre on peut observer une discontinuité très nette sur la courbe (contrainte / déformation) qui correspond à une rupture brutale d'un nombre important de billes, ce qui se traduit sur la courbe (contrainte σ_1) / (D_{10} des billes après écrasement sous σ_1) par un "coude" très marqué. (fig 2-9, 2-10).

Pour le sable, on n'observe pas sur la courbe (contrainte / déformation) une discontinuité aussi nette que pour les billes de verre. On peut cependant remarquer que la courbe (σ_1 / ϵ) présente un coude pour une certaine valeur de la contrainte : σ_R . Cette contrainte σ_R correspond à un coude brusque sur les courbes (σ_1 / D_{10}), $\sigma_1 / (\% < 0,4 \text{ mm})$ et ($\sigma_1 /$ déformation irréversible) (fig 2-11, 2-12).

Les "boudes" que l'on peut voir sur ces trois dernières courbes montrent nettement que cette contrainte σ_R marque un accroissement important de la rupture des particules. On peut donc ainsi définir une contrainte σ_R qui correspond au début des ruptures importantes de particules et qui se caractérise par un coude sur la courbe (contrainte / déformation) des milieux pulvérulents composés de particules arrondies.

On peut remarquer que les ruptures de particules commencent à se produire pour des contraintes inférieures à σ_R , mais c'est à partir de la contrainte σ_R que se produisent des ruptures importantes entraînant une déformation irréversible importante (fig 2-13, 2-14).

I-2-2 Rupture d'une particule, comparaison avec la rupture des particules d'un échantillon de matériau pulvérulent soumis à un essai oedométrique

ESSAI OEDOMETRIQUE SUR SABLE DU
LABORATOIRE $e=0,61$

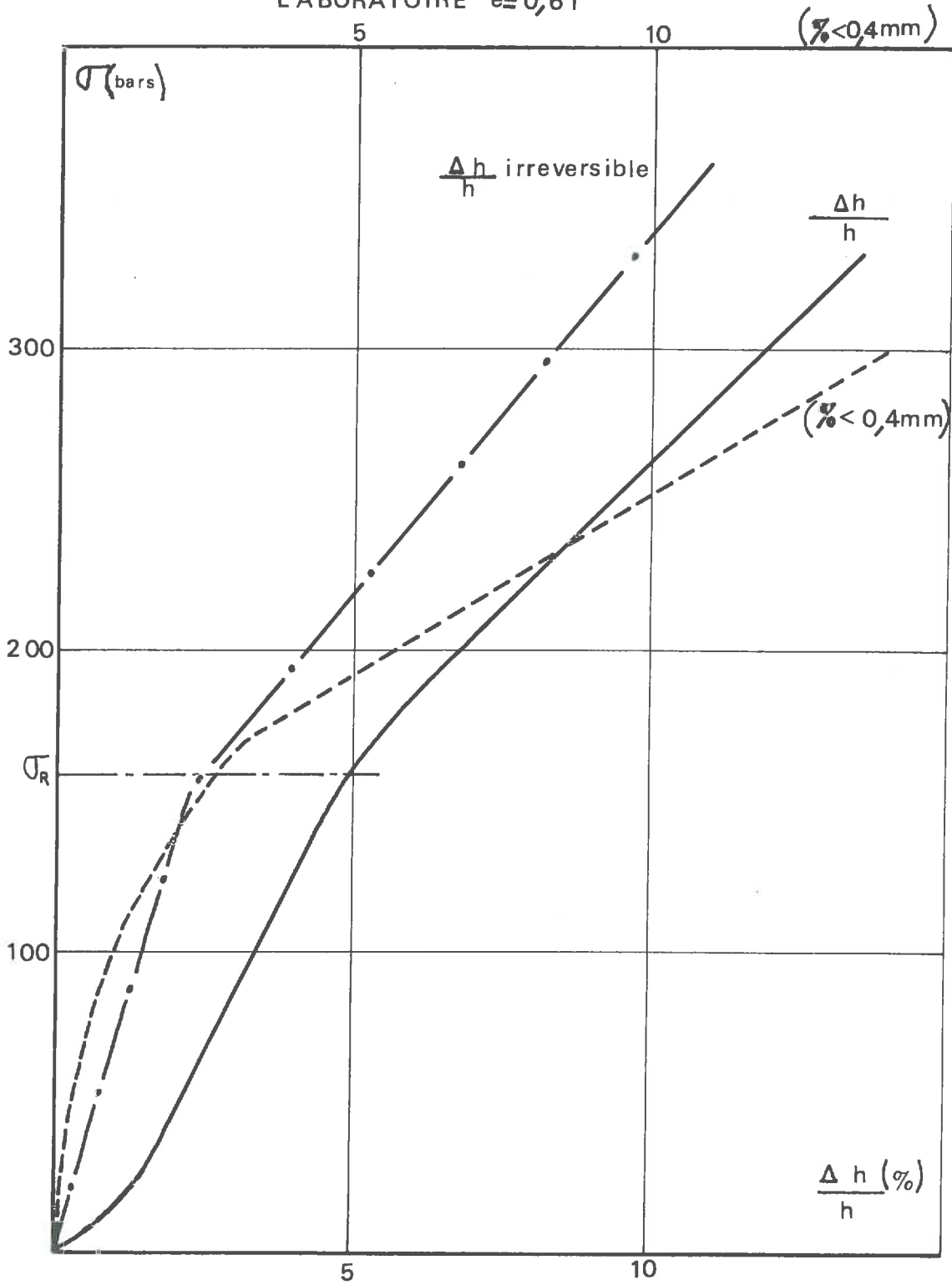


fig 2_11

ESSAI OEDOMETRIQUE SUR SABLE DU
LABORATOIRE $e=0,61$

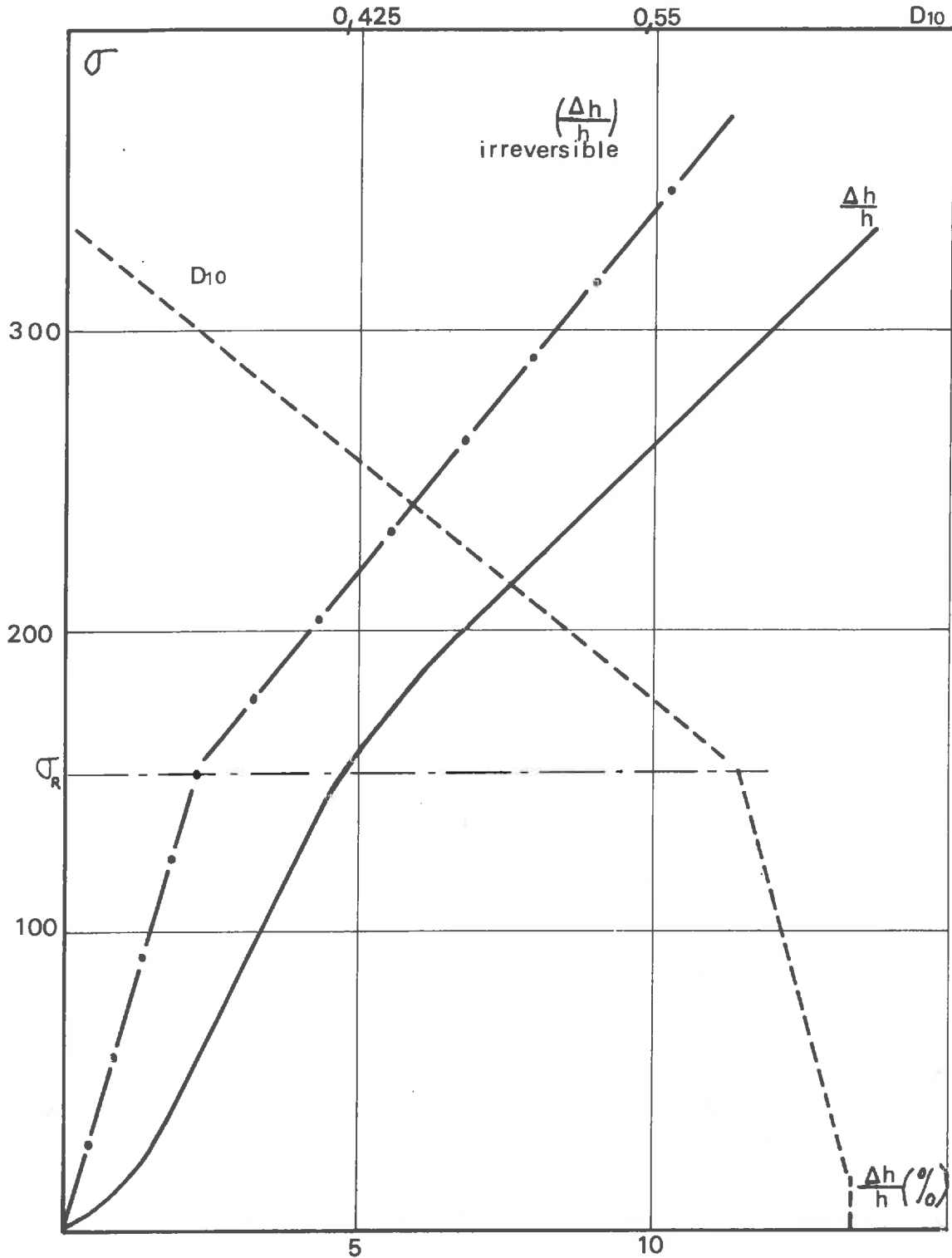


fig 2_12

ESSAI OEDOMETRIQUE SUR SABLE DU

LABORATOIRE $e_s=0,61$

(% < 0,4mm)

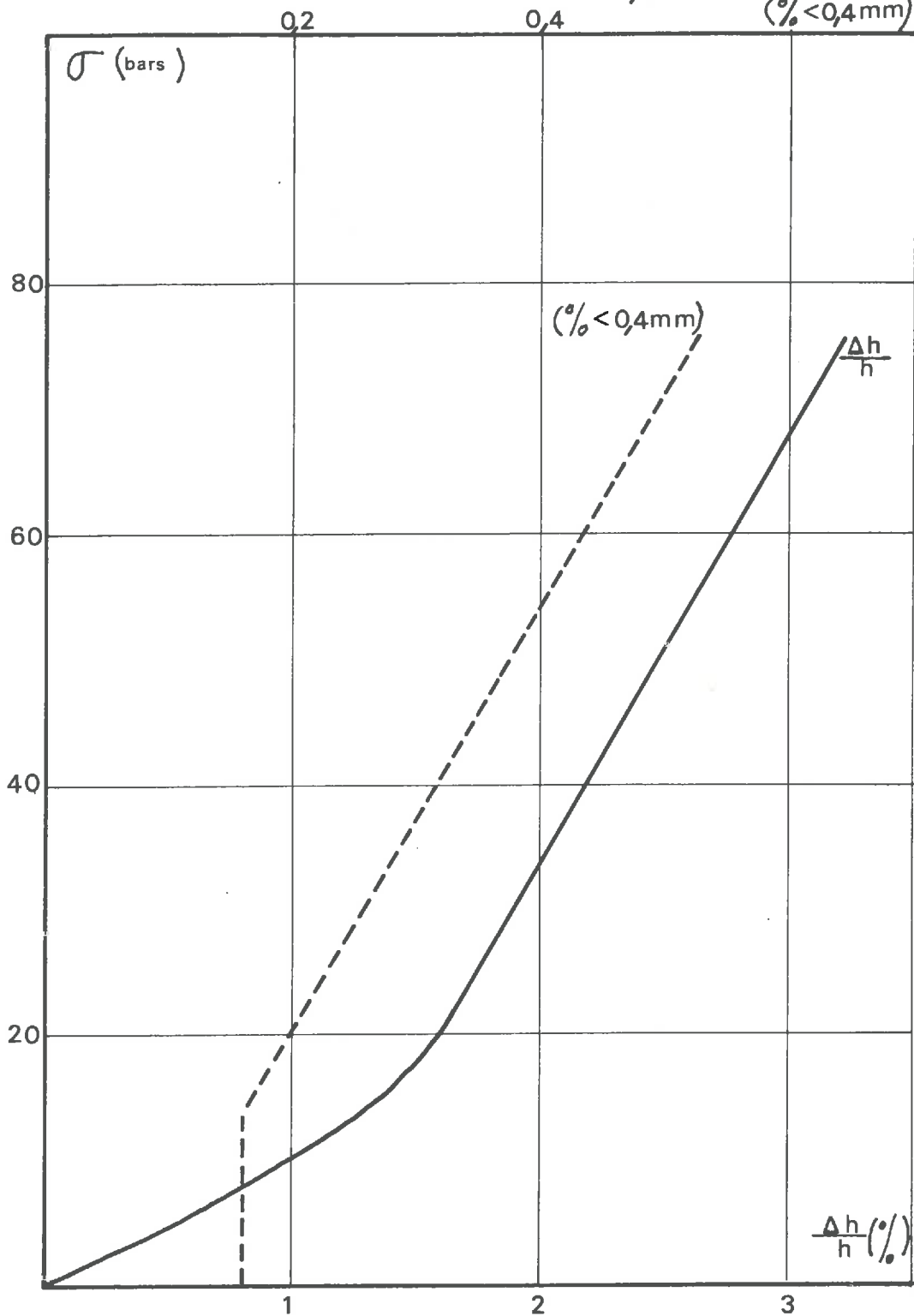


fig 2_13

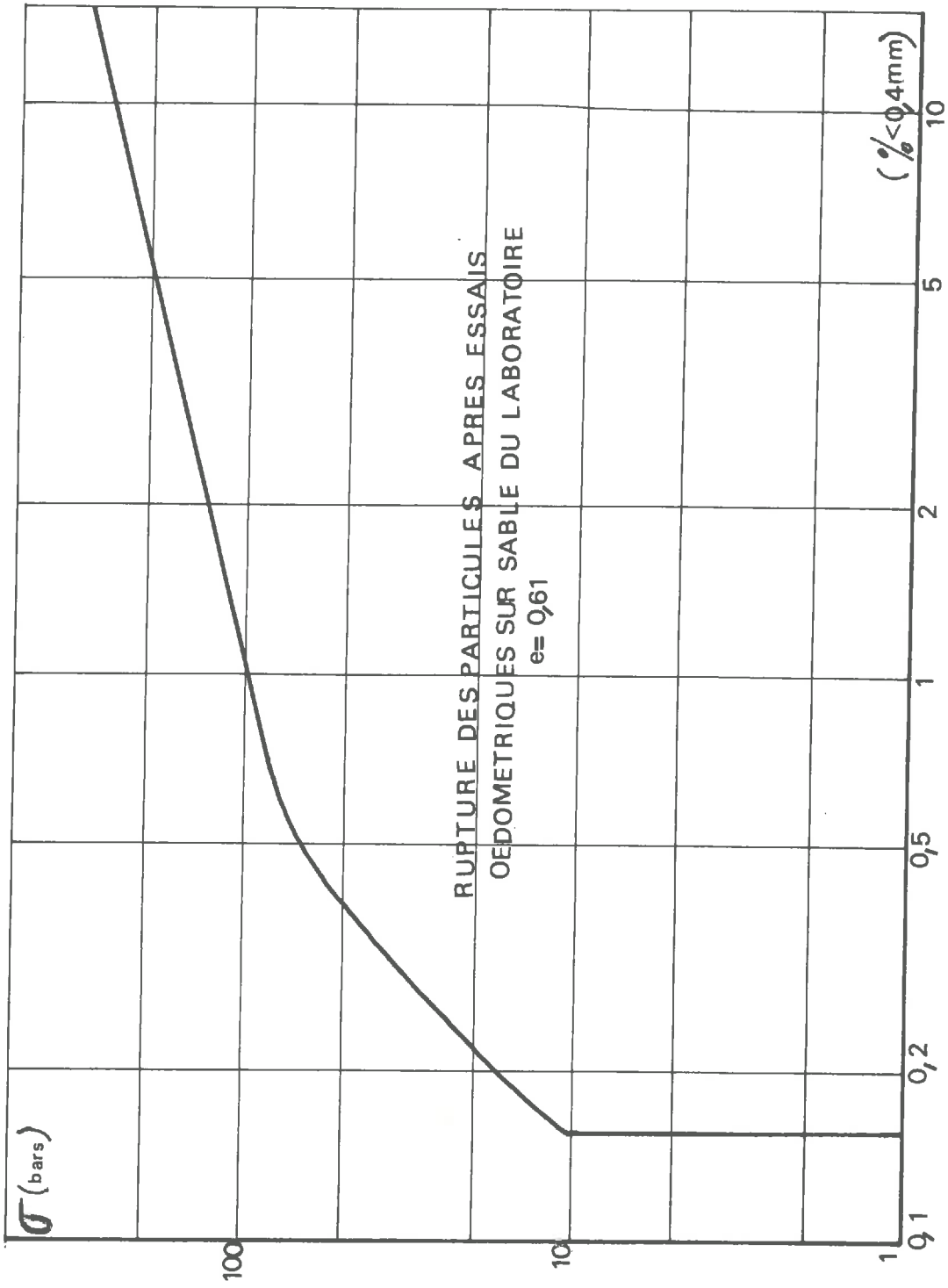


fig 2 - 14

Pour essayer d'établir une comparaison entre la contrainte de rupture d'une particule et la contrainte $\overline{\sigma}_R$ précédemment citée nous avons utilisé comme matériau (voir annexe) :

Des billes de verre de diamètre 2 mm et 1 mm

Des sables arrondis de granulométrie comprise entre 1 mm et 2 mm, provenant des carrières du Garon.

Des sables anguleux de granulométrie comprise entre 1 mm et 2 mm, provenant des carrières du Garon.

Chaque matériau a été soumis au processus d'essai décrit dans le paragraphe précédent (I-2-1) ce qui nous a permis de définir $\overline{\sigma}_R$ pour chaque matériau (fig 2-10, 2-15, 2-16). De plus, pour chaque matériau nous avons procédé à dix écrasements d'une seule particule entre deux plateaux. Nous obtenons ainsi dix valeurs de force de rupture, la valeur de \overline{F}_R utilisée sera la moyenne des dix valeurs. La dispersion des résultats est très acceptable (fig 2-17).

Nous pouvons tout d'abord remarquer (fig 2-15, 2-16) que le "coude" que l'on peut observer pour les matériaux arrondis sur la courbe (σ/ε) n'apparaît plus sur la courbe (σ/ε) des matériaux anguleux. Pour ces matériaux la contrainte $\overline{\sigma}_R$ ne peut être définie qu'à partir des courbes $(\sigma/\varepsilon < 0,4 \text{ mm})$ (nous analyserons ce phénomène dans la quatrième partie de cette étude).

Si nous faisons les mêmes hypothèses que dans le paragraphe I-1-2, en particulier que chaque particule est une sphère soumise à une même force verticale \overline{F} , la relation entre la contrainte répartie $\overline{\sigma}$ lors d'un essai oedométrique et la force verticale \overline{F} à laquelle est soumise chaque particule est de la forme :

$$\overline{\sigma} = \frac{3\overline{F}}{2\pi R^2(1+e)}$$

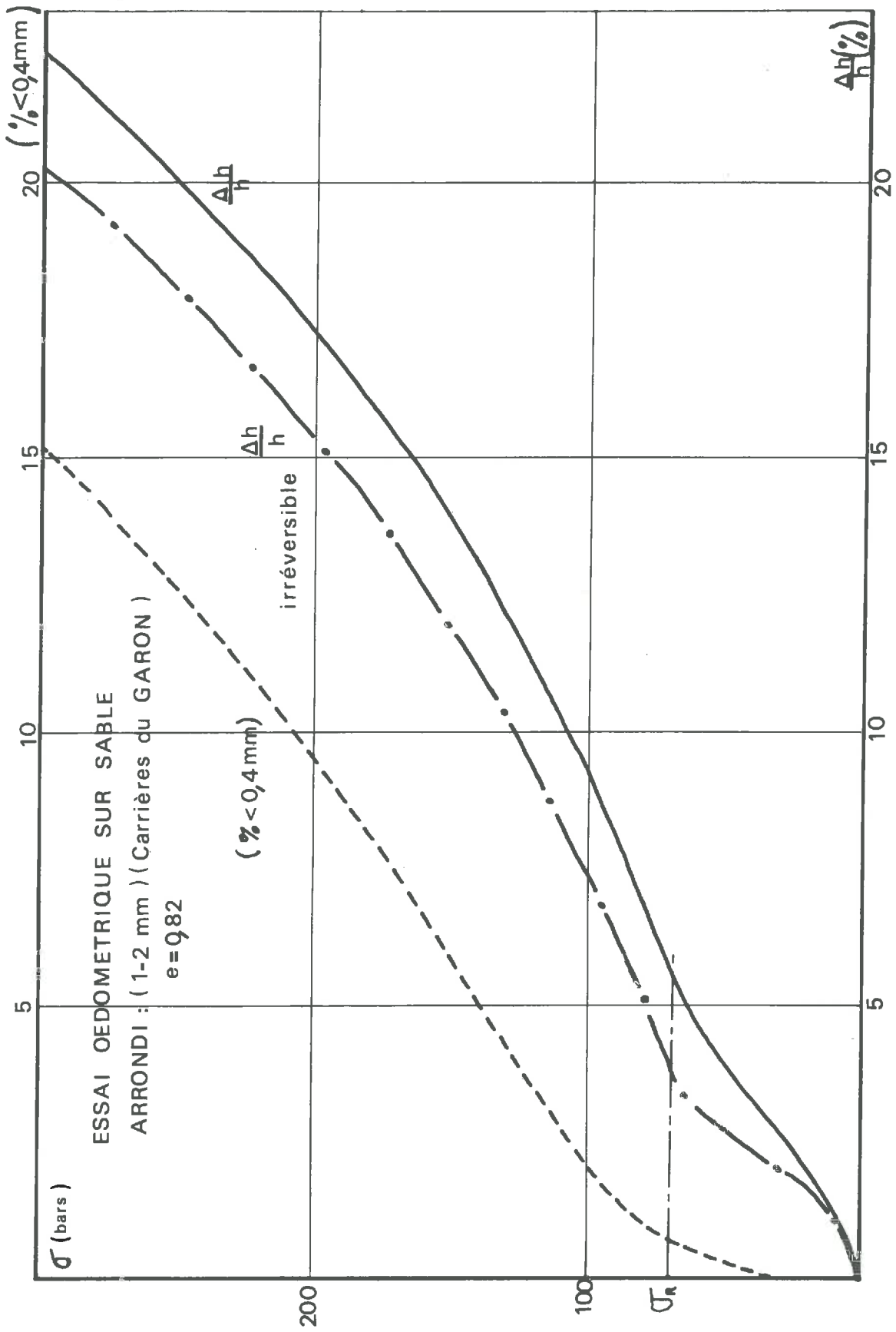


fig 2 - 15

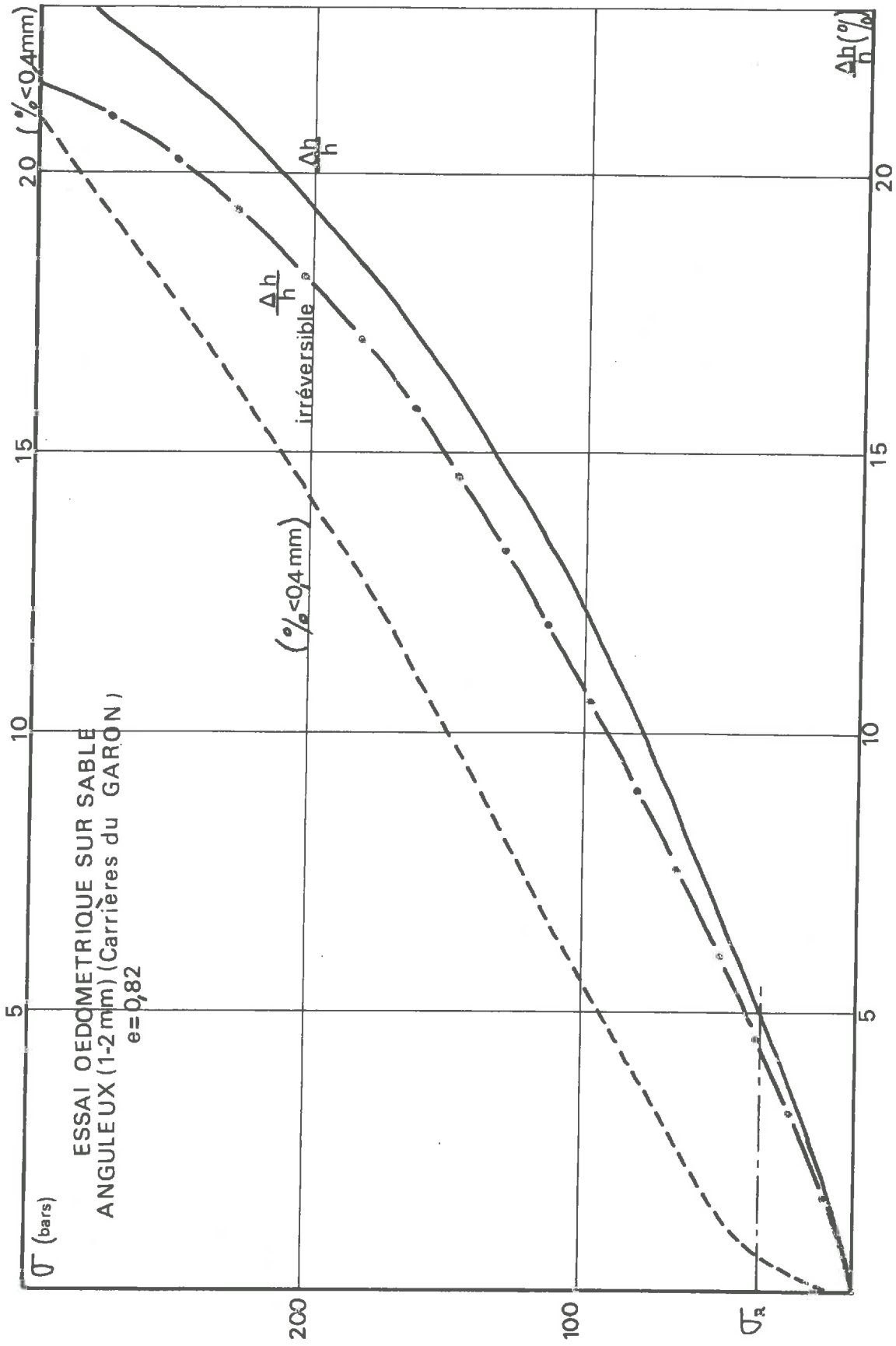


fig 2 - 16

RUPTURES DE PARTICULES UNE A UNE (BILLES DE VERRE DE 2mm DE DIAMETRE)

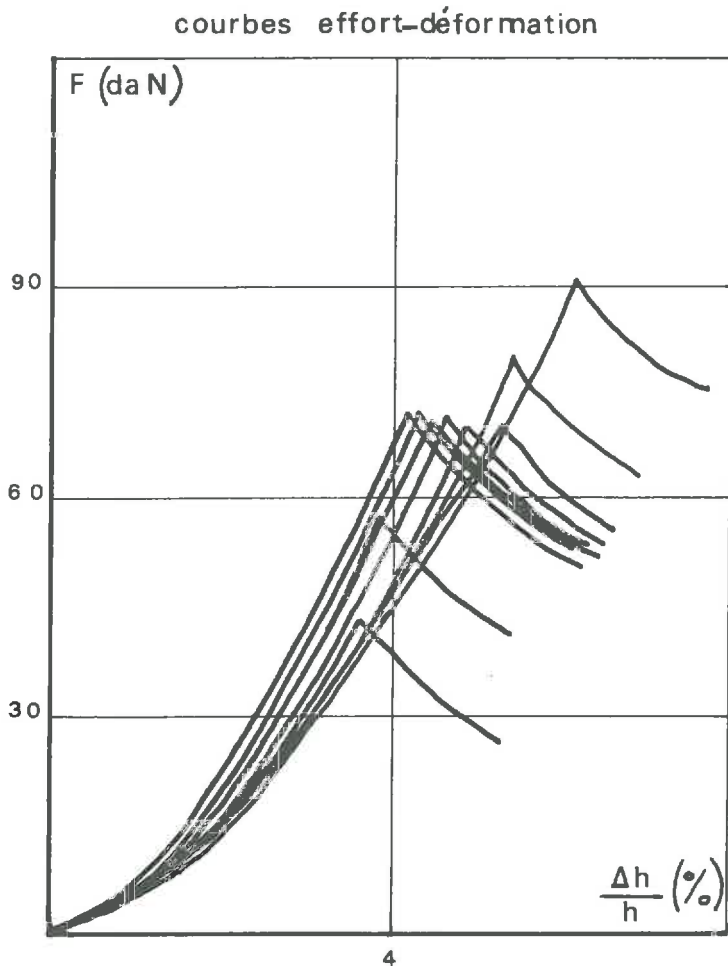
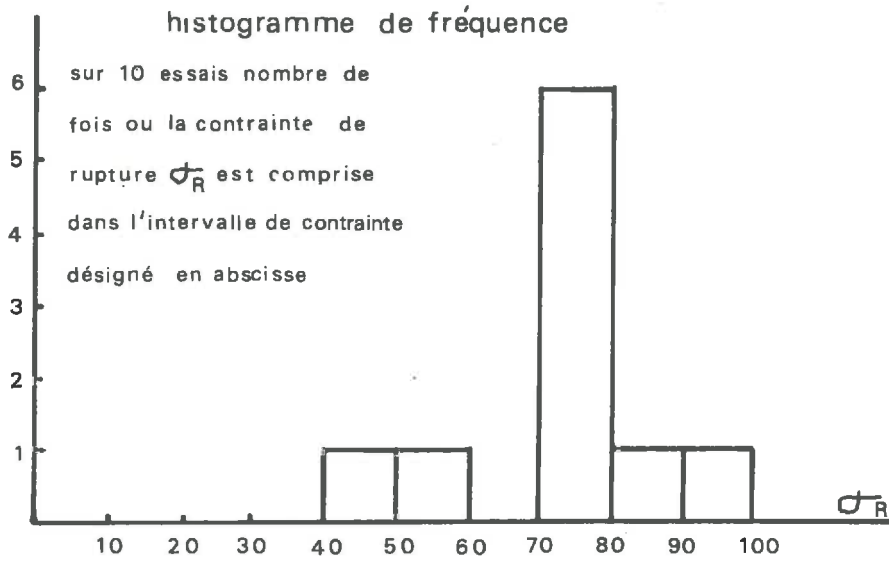


fig 2_17

Nous pouvons comparer la contrainte σ_R pour laquelle apparaissent les premières ruptures importantes de particules dans l'oedomètre et la contrainte

$$\sigma'_R = \frac{3 F_R}{2 \pi R^2 (1+e)}$$

e : indice des vides initial de l'échantillon dans l'oedomètre

F_R : Force provoquant la rupture d'une particule entre deux plateaux.

Indice des vides	Nature des particules	$\sigma'_R = \frac{3 F_R}{2 \pi R^2 (1+e)}$	σ_R	$\frac{\sigma'_R}{\sigma_R}$
0,61	billes de verre, diamètre 1 mm	2 500 b	240 b	10,4
0,61	billes de verre, diamètre 2 mm	2 200 b	240 b	9,2
0,82	sable arrondi 1 à 2 mm	200 b	70 b	2,9
0,82	sable anguleux 1 à 2 mm	90 b	30 b	3,0

La contrainte de rupture d'un ensemble de particules calculée comme si chaque particule était soumise à des forces de contact identiques est beaucoup plus grande que la contrainte répartie réelle qui entraîne les premières ruptures de particules. En effet, toutes les particules ne sont pas soumises aux mêmes forces de contact, il existe dans le milieu pulvérulent des particules qui sont soumises à des contraintes beaucoup plus élevées que la contrainte répartie. Ceci a été montré sans équivoque par Dantu au cours de nombreuses études ; il a en particulier réalisé des essais à deux dimensions sur des matériaux photoélastiques ce qui a permis de visualiser un certain nombre de particules soumises à des contraintes très fortes et formant des chaînons entrecroisés (16) (17) (18). Il semble donc qu'on ne puisse déduire directement la contrainte σ_R à partir

de la force de rupture F_R d'une particule ; cependant on peut remarquer que pour un même indice des vides et pour un même matériau (sable ou verre) le rapport $\frac{\sigma'_R}{\sigma_R}$ varie peu. Pour le verre, avec $e = 0,61$ on a

$$\frac{\sigma'_R}{\sigma_R} \simeq 10 . \text{ Pour le sable, avec } e = 0,82, \text{ on a } \frac{\sigma'_R}{\sigma_R} \simeq 3$$

On peut donc penser qu'il serait possible, à partir d'un certain nombre d'essais de définir pour chaque matériau et pour un certain nombre de valeurs de l'indice des vides le rapport $\frac{\sigma'_R}{\sigma_R} = k$ après quoi on pourrait très facilement déduire σ_R de la force de rupture F_R d'une particule.

Martinet a réalisé un certain nombre d'essais oedométriques sur des billes de verre de différentes dimensions à différents indices des vides. A chaque indice des vides utilisé correspond une contrainte σ_R pour laquelle se produit une brusque rupture des billes. Si l'on trace la courbe $\sigma_R = f\left(\frac{1}{1+e}\right)$, e étant l'indice des vides initial de l'échantillon de billes, l'on trouve une droite ne passant pas par l'origine (fig 2-18). On peut penser que, d'une part la contrainte σ_R ne dépend pas de la dimension des particules, d'autre part que σ_R est une fonction linéaire de $\frac{1}{1+e}$. On peut donc considérer que σ_R est de la forme :

$$\sigma_R = \frac{1}{k} \left(\frac{3 F_R}{2 \pi R^2 (1+e)} + B \right)$$

k : dépend du matériau constituant les particules. B est une constante (qui devrait être nulle si les hypothèses de calcul étaient réalisées).

Si l'on trace les courbes (effort / déformation) après rupture d'un grain de sable et d'un ensemble de grains de sable (fig 2-19, 2-20), on peut remarquer que ces deux courbes (efforts / déformations) sont approximativement parallèles, aussi bien pour le sable arrondi que pour le sable anguleux. Ceci est très intéressant car il semble possible d'avoir un ordre de grandeur de la déformation d'un ensemble de particules après le début des ruptures à partir de la déformation d'une particule après

le début de la rupture. Ce qui se comprend car, après le début des ruptures de particules la déformation de l'ensemble des particules est due presque uniquement à la rupture de chaque particule et à la déformation de chaque particule, phénomènes que l'on peut mesurer à partir de l'écrasement d'une seule particule.

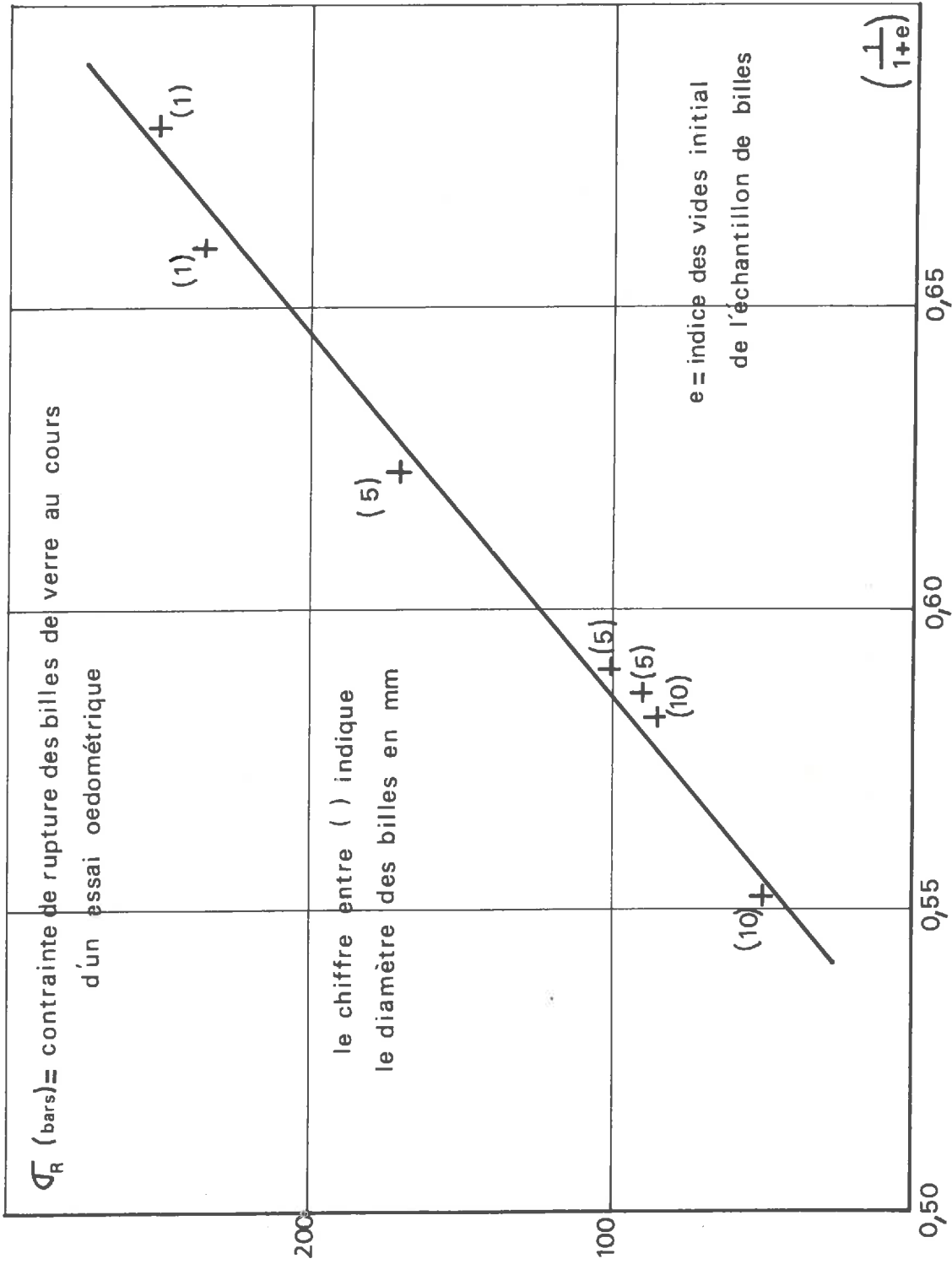


fig 2-18

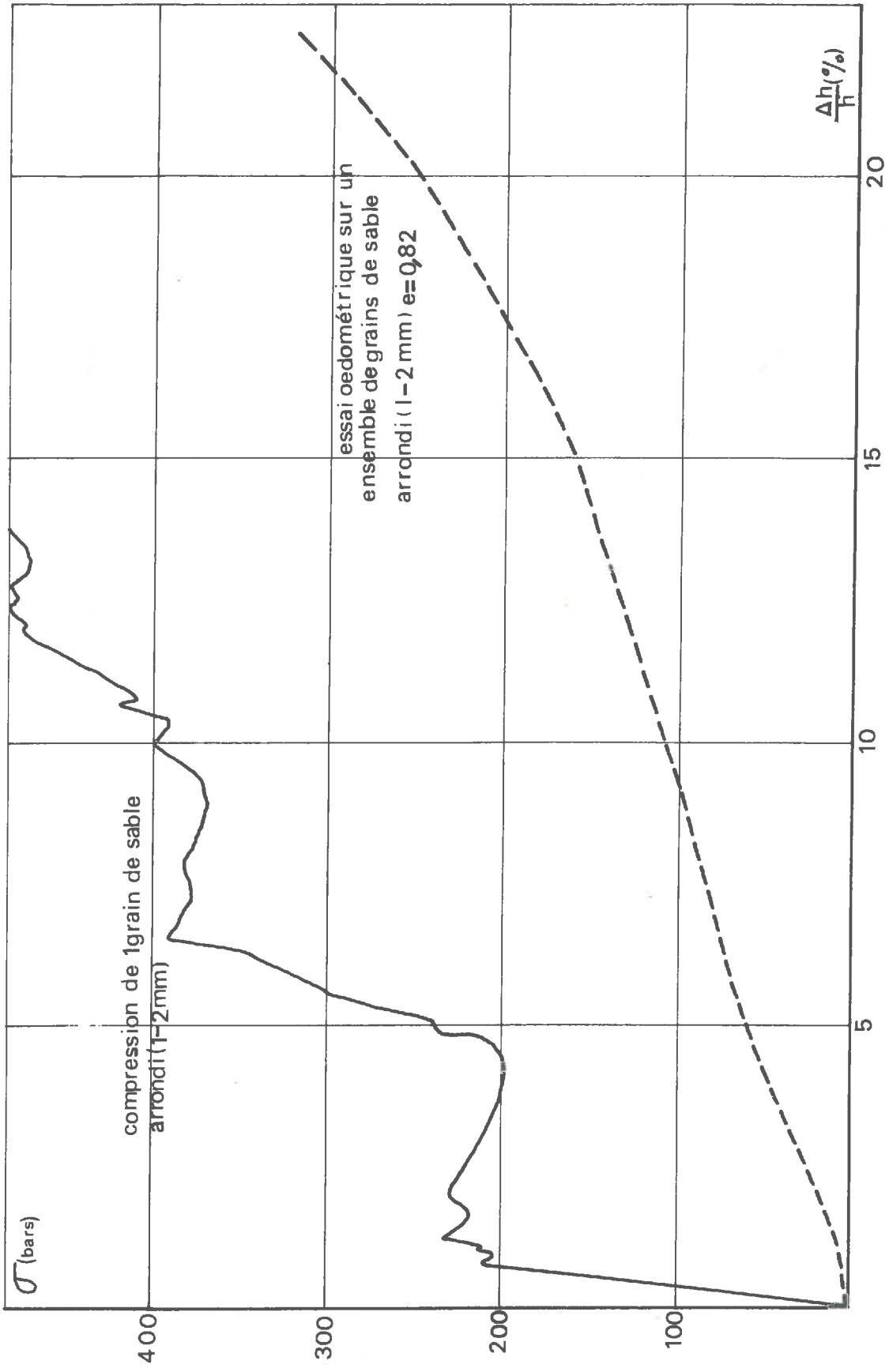


fig 2_19

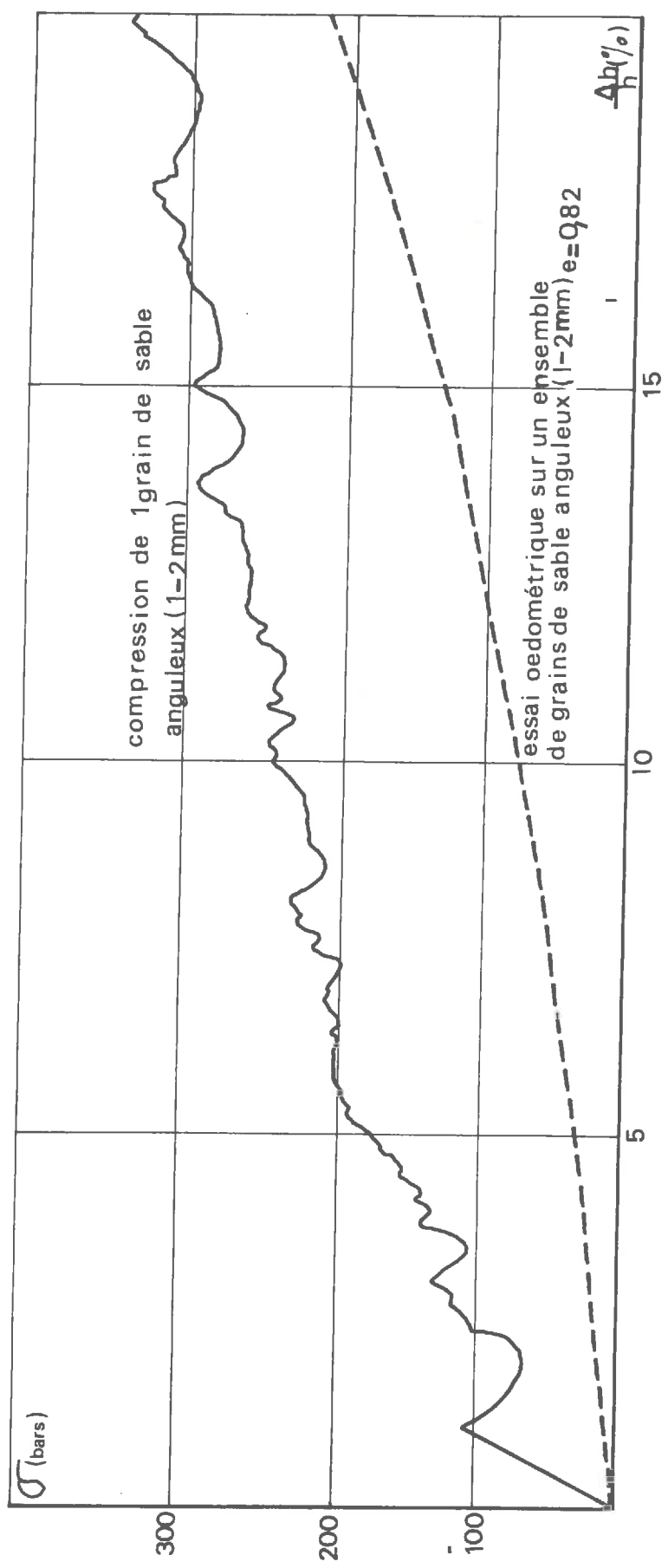


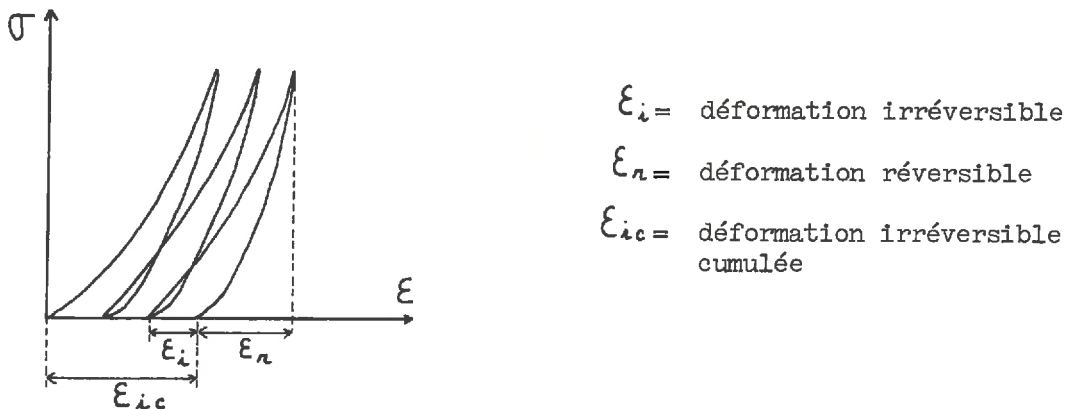
fig 2 - 20

II CHARGEMENTS REPETES

II - 1 CHARGEMENTS REPETES A CONTRAINTE MAXIMALE CONSTANTE

Les essais ont été réalisés essentiellement sur des billes de verre de différentes dimensions, la contrainte maximale utilisée est de 17,3 bars, mais d'autres essais réalisés avec d'autres matériaux (sables, graviers) et pour des contraintes différentes (de 0 à 300 bars) ont donné des résultats analogues.

Lorsqu'on soumet un milieu pulvérulent à des chargements oedométriques répétés la déformation au cours du chargement se compose d'une déformation irréversible (réarrangement des particules, rupture des particules) et d'une déformation réversible (réarrangement des particules, déformation des particules). Pour chaque cycle, la courbe correspondant aux contraintes croissantes est différente de la courbe correspondant aux contraintes décroissantes.

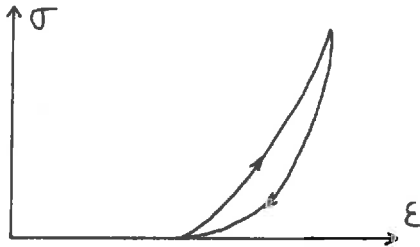


Lorsque le nombre de cycles augmente, la déformation irréversible diminue et tend vers zéro. La déformation irréversible cumulée tend alors vers une limite. En effet au cours des cycles les particules tendent à se réarranger ; à partir d'un certain nombre de cycles les particules sont placées dans un ordre tel que leurs déplacements les unes par rapport aux autres sont réversibles : à la fin de chaque cycle les particules se

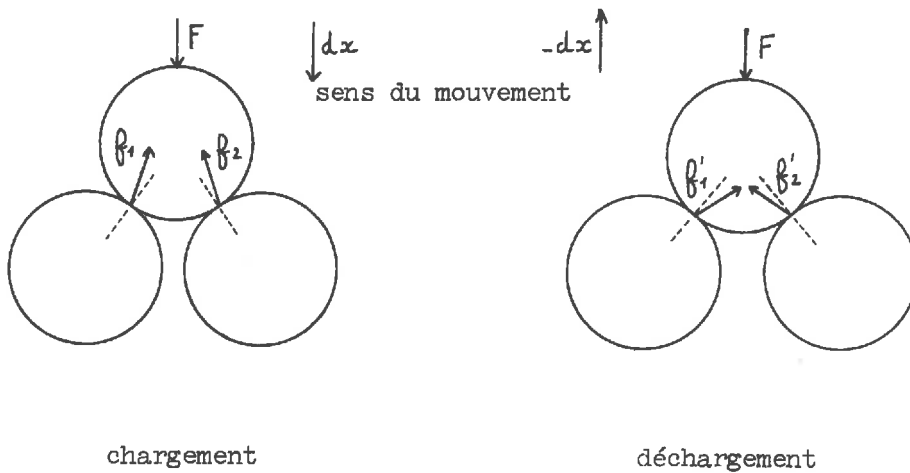
retrouvent dans la même position les unes par rapport aux autres qu'au début du cycle (fig 2-21).

De même si au cours des premiers cycles il y a eu écrasement de particules, à partir d'un certain nombre de cycles, toutes les particules qui subissaient des forces de contact supérieures à leur limite de rupture se sont rompues, il n'y a plus alors de déformations irréversibles dues à la rupture des particules.

A partir d'un certain nombre de cycles N , on peut donc observer des cycles chargement-déchargement qui ne provoquent pas de déformations irréversibles. Cependant, la courbe des contraintes croissantes est différente de la courbe des contraintes décroissantes. Il y a alors un cycle d'hystérésis.



Cette forme de cycle avec hystérésis est caractéristique d'une perte d'énergie au cours du cycle. Cette perte d'énergie ne peut provenir que des frottements des particules les unes sur les autres, au cours du chargement et du déchargement.



CYCLES DE CHARGEMENTS OEDOMETRIQUES

contrainte maximale 17,3 b

échantillons de billes de verre e=0,55

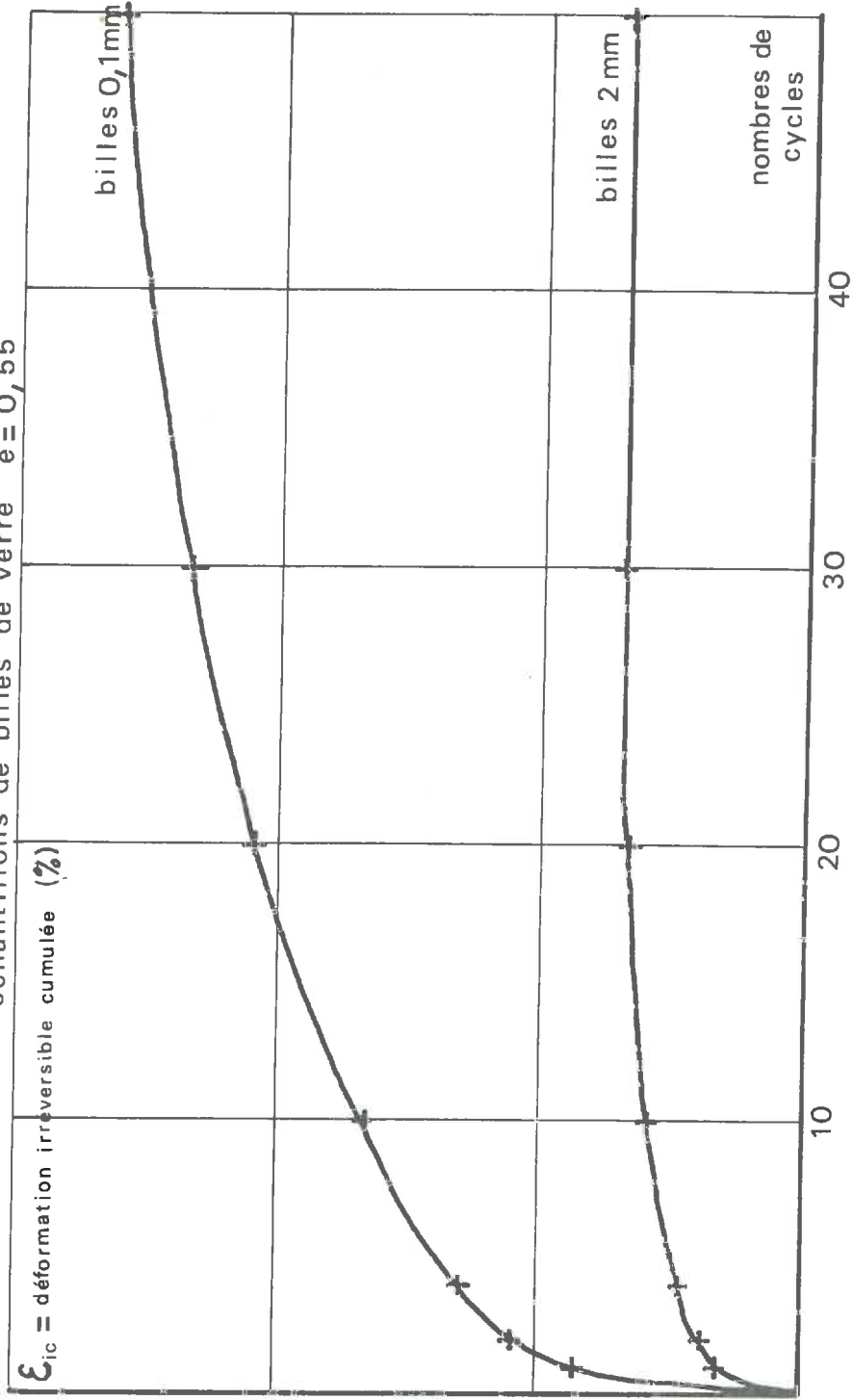


fig 2-21

$$\text{Energie perdue : } (\vec{f}_1 - \vec{f}'_1) d\vec{x} + (\vec{f}_2 - \vec{f}'_2) d\vec{x}$$

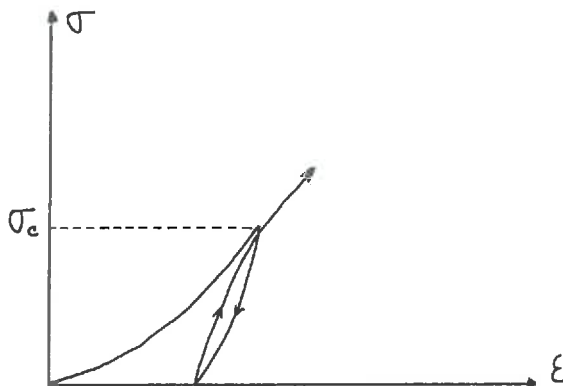
Le chemin de contrainte dans un oedomètre est caractérisé par $\sigma_2 = \sigma_3 = k\sigma_1$ c'est donc un chemin de contrainte déviatoire.

On voit donc que même au bout d'un nombre de cycles assez élevé la déformation au cours d'un chargement oedométrique n'est pas élastique au sens le plus strict du mot qui implique une courbe de contraintes croissantes confondue avec la courbe des contraintes décroissantes.

Au cours d'un chargement oedométrique, on obtient à partir d'un certain nombre de cycles, une courbe (effort / déformation) sans déformation irréversible mais une courbe "ouverte" avec hystérésis.

II - 2 EXISTENCE D'UNE CONTRAINTE DE CONSOLIDATION POUR LES MILIEUX PULVERULENTS

Un échantillon d'argile étant soumis à une contrainte, déchargé, puis rechargé progressivement sous une autre contrainte on peut observer sur la courbe (contrainte / déformation) un coude très net correspondant à la contrainte σ_c qui est appelée contrainte de consolidation.



Nous avons voulu savoir si le même phénomène se produisait pour les milieux pulvérulents.

Pour cela, nous avons utilisé trois matériaux :

Des billes de verre de diamètre 2 mm

Du sable arrondi de granulométrie 1 mm à 2 mm

Du sable anguleux de granulométrie 1 mm à 2 mm

Nous avons réalisé 2 séries d'expériences :

- Premièrement : Des essais oedométriques à faibles contraintes sur des échantillons de sables arrondis d'indice des vides $e = 0,82$ et $e = 0,66$ ainsi que sur des échantillons de sables anguleux d'indice des vides $e = 0,82$

Pour chaque matériau nous effectuons trois cycles de chargements et de déchargements successifs, la contrainte maximale du cycle étant de 5,8 bars, puis nous effectuons un cycle de chargement-déchargement, la contrainte maximale étant de 18 bars (fig 2-22, 2-23, 2-24, 2-25).

Nous pouvons remarquer sur la dernière courbe de chargement (0 à 18 bars) que pour le sable arrondi d'indice des vides $e = 0,66$ l'on ne décèle aucun coude sur la courbe (effort-déformation), le module oedométrique ne subit pas de discontinuité, on ne peut pas définir de contrainte de consolidation. Pour le sable arrondi d'indice des vides $e = 0,82$ on peut remarquer un léger coude sur la courbe (contrainte-déformation) correspondant à la contrainte maximale σ_c des chargements précédents. Pour le sable anguleux d'indice des vides $e = 0,82$ on peut remarquer un coude beaucoup plus net sur la courbe (contrainte-déformation) correspondant à la contrainte σ_c . Le module oedométrique subit pour cette contrainte une nette discontinuité. Dans les deux derniers cas on pourra définir la contrainte σ_c comme contrainte de consolidation.

- Deuxièmement : Des essais oedométriques à contraintes plus élevées. Nous avons utilisé comme matériau :

Des billes de verre de 2 mm de diamètre, d'indice des vides $e = 0,61$

CYCLES DE CHARGEMENTS OEDOMETRIQUES

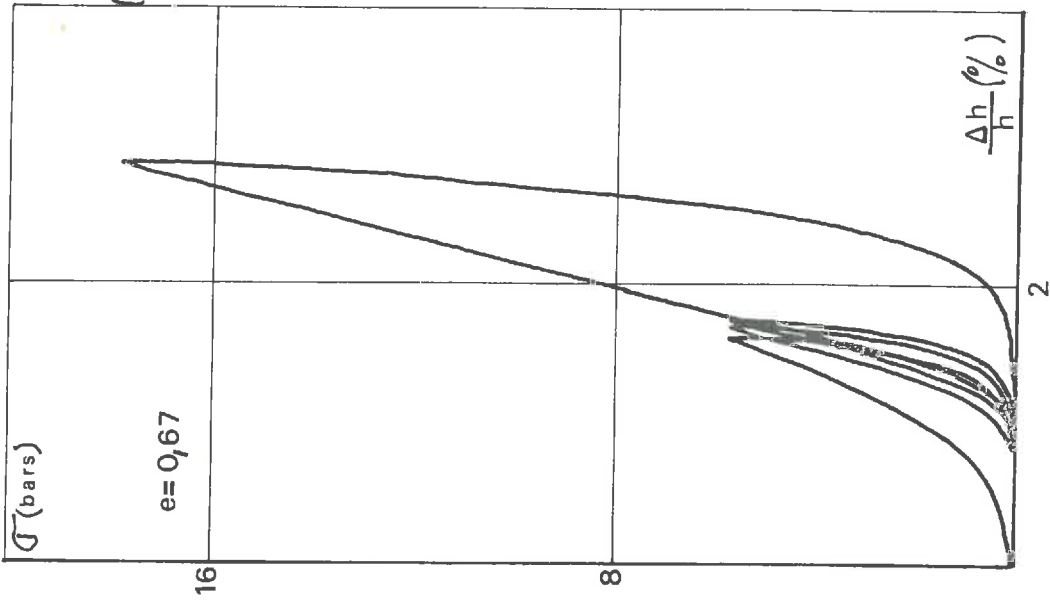


fig 2 - 22

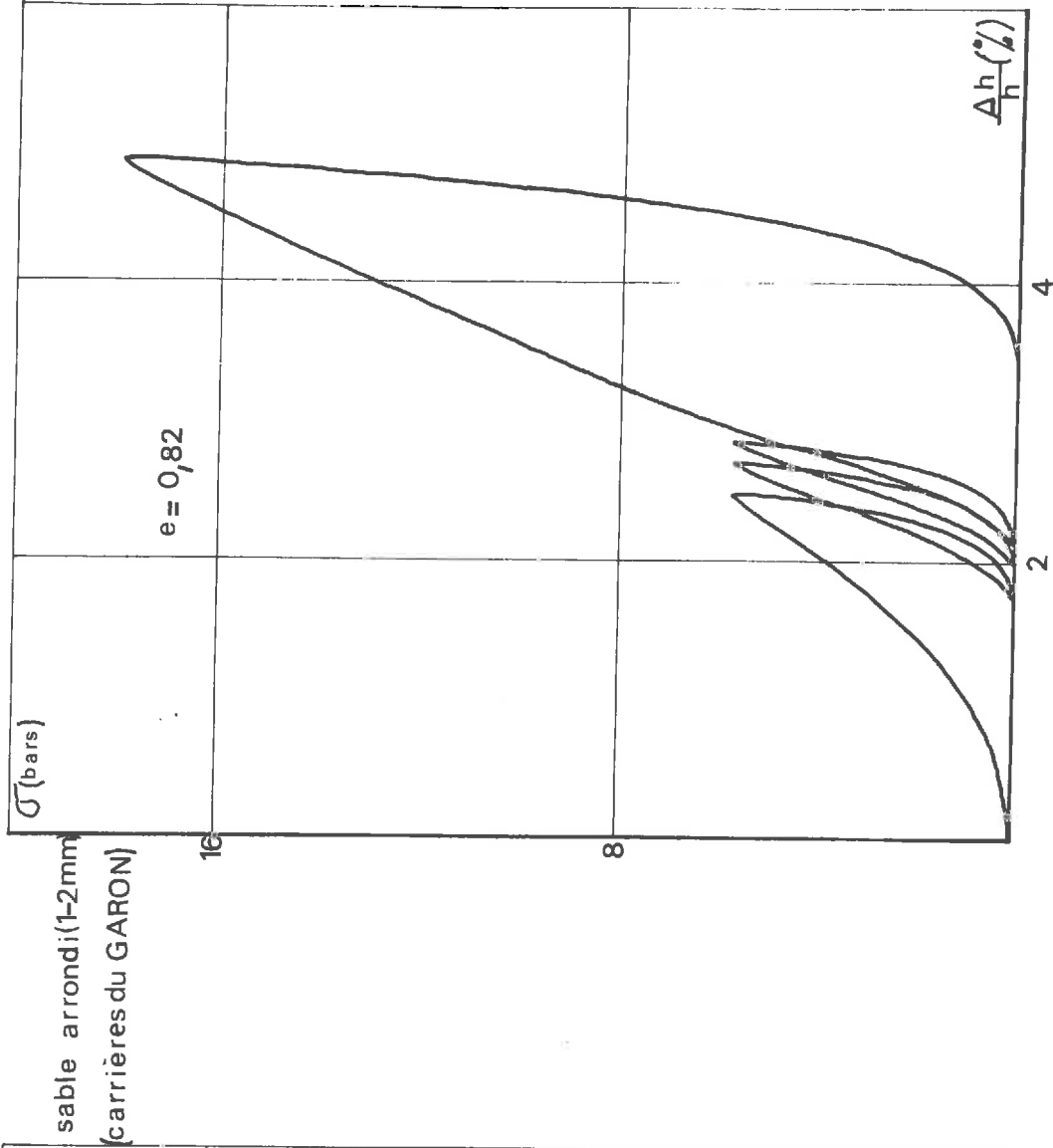


fig 2 - 23

CYCLES DE CHARGEMENTS OEDOMETRIQUES

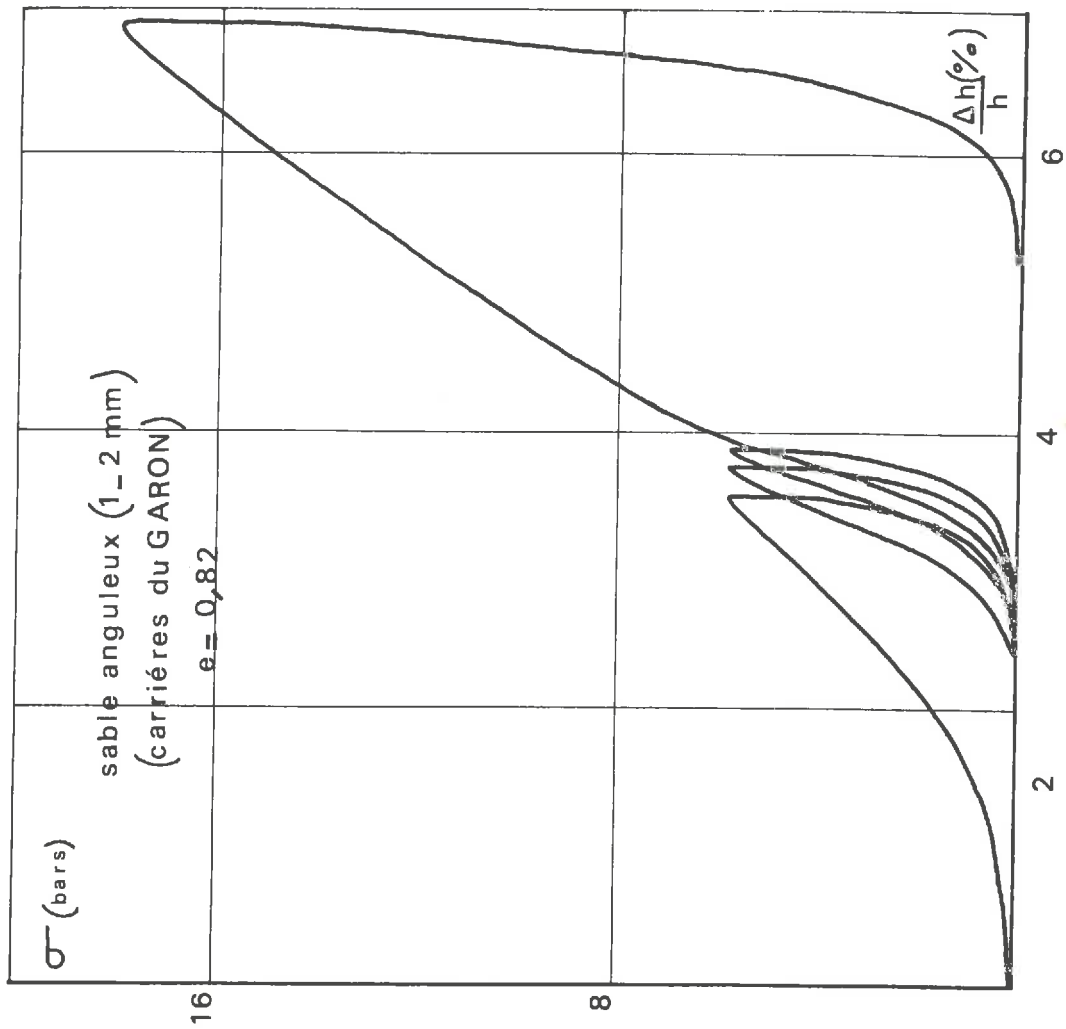


fig 2- 24

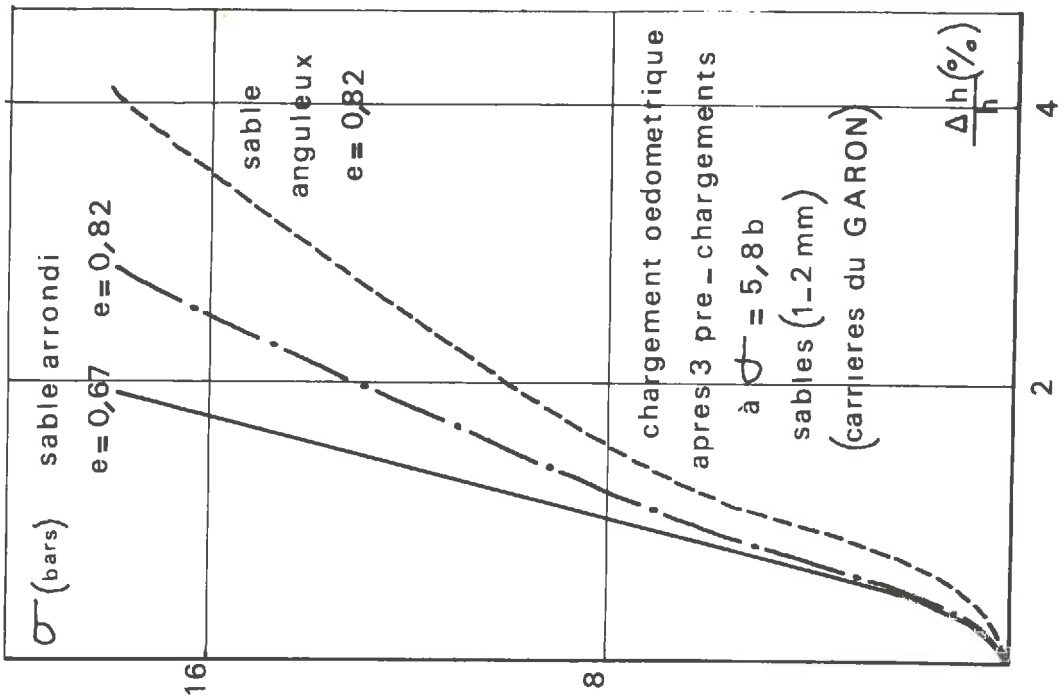


fig 2- 25

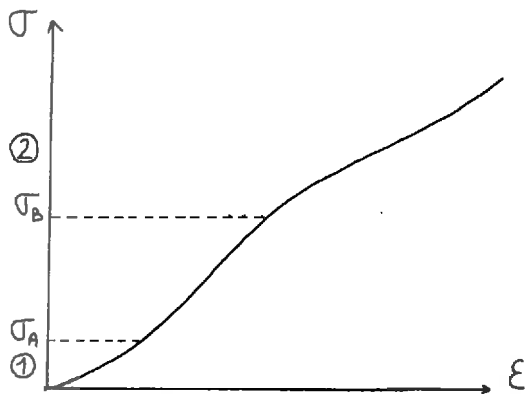
Des sables arrondis de granulométrie de 1 mm à 2 mm, d'indice des vides $e = 0,82$

Des sables anguleux de granulométrie de 1 mm à 2 mm, d'indice des vides $e = 0,82$

Pour chaque matériau nous réalisons trois cycles chargement-déchargement successifs à 18 bars de contrainte maximum, puis un dernier chargement jusqu'à une contrainte égale à 90 bars (fig 2-26, 2-27, 2-28, 2-29).

Sur la dernière courbe de chargement de 0 à 90 bars, pour les billes de verre, la contrainte de consolidation σ_c ne se remarque pas. Le module oedométrique ne subit aucune discontinuité. Pour le sable arrondi et le sable anguleux on observe pour la contrainte maximale σ_c des chargements précédents un coude très net, beaucoup plus prononcé pour le sable anguleux.

L'existence d'un coude de consolidation marque le fait que l'échantillon a été écroui, et pour qu'il y ait eu écrouissage il faut qu'un phénomène irréversible se produise au cours du chargement. Ce phénomène peut être de deux ordres au cours de l'écrasement oedométrique, soit un réarrangement irréversible des particules, soit une rupture forcément irréversible de particules. On pourra donc définir deux domaines d'irréversibilité de la courbe (contrainte-déformation).



CYCLES DE CHARGEMENTS OEDOMETRIQUES
billes de verre de diamètre 2mm e=0,61

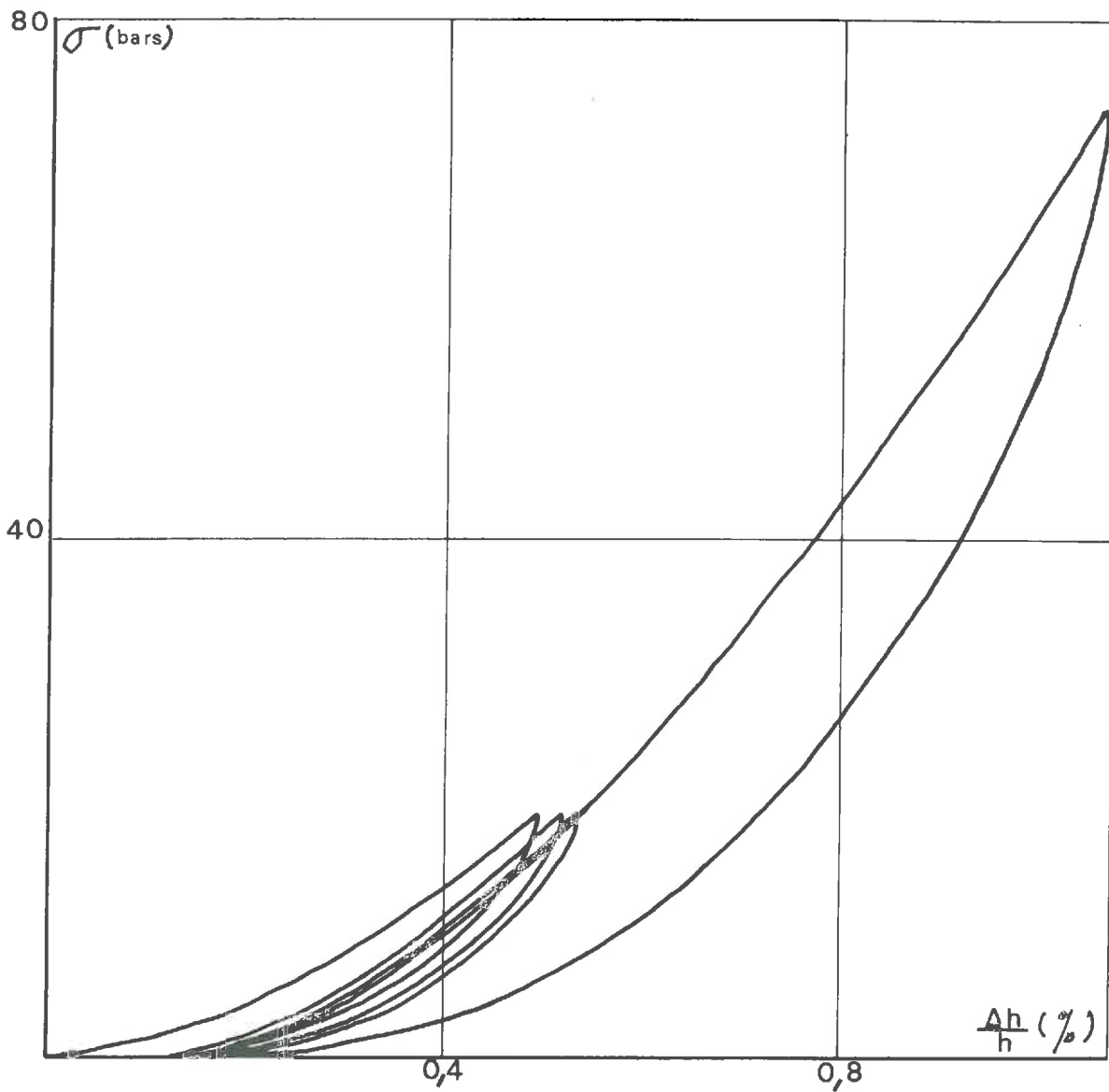


fig 2 - 26

CYCLES DE CHARGEMENTS OEDOMETRIQUES
sable arrondi (1.2mm) (carrières du GARON) $e=0,82$

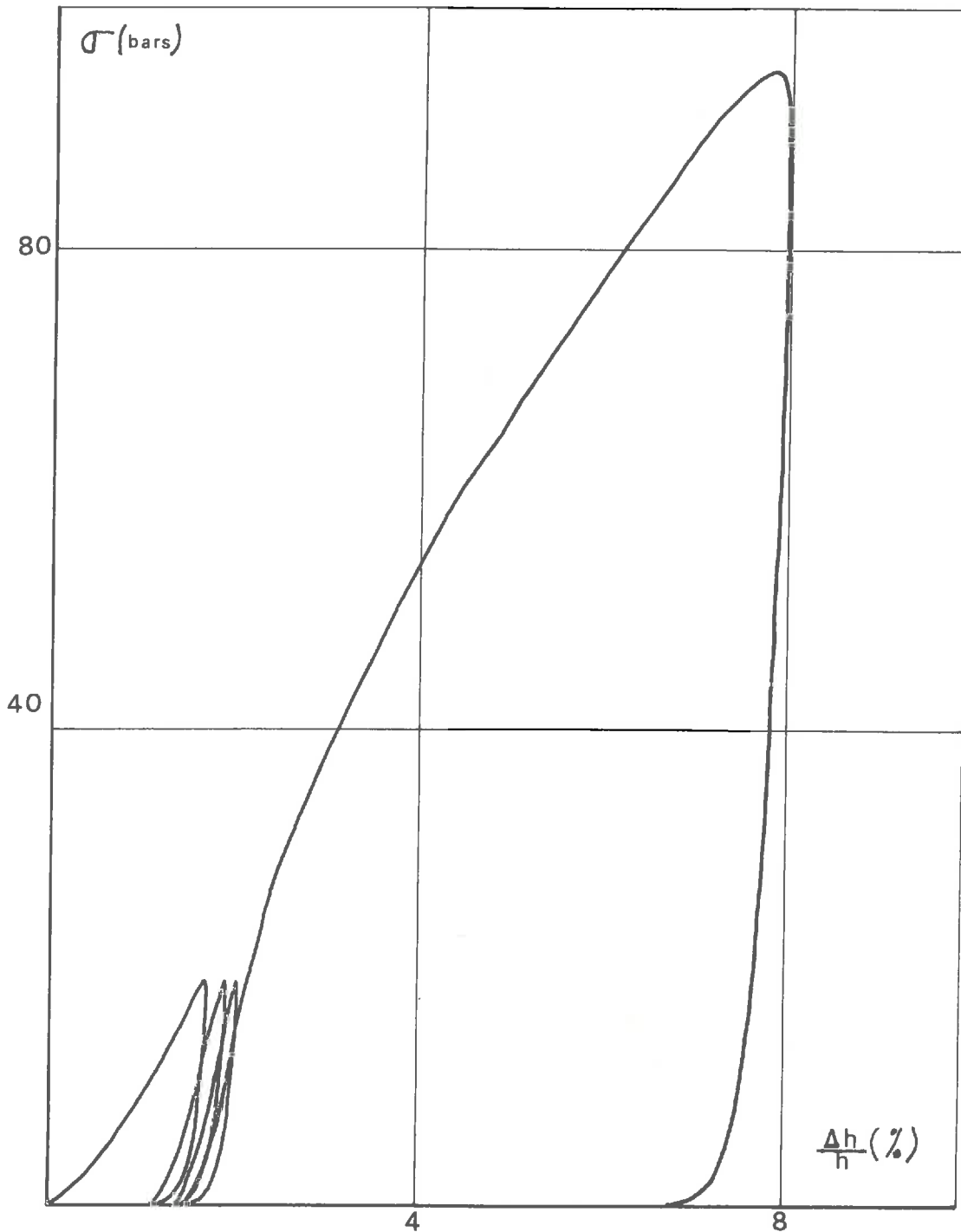


fig 2_27

CYCLES DE CHARGEMENTS OEDOMETRIQUES
sable anguleux (1-2mm)(carrières du GARON) $e = 0,82$

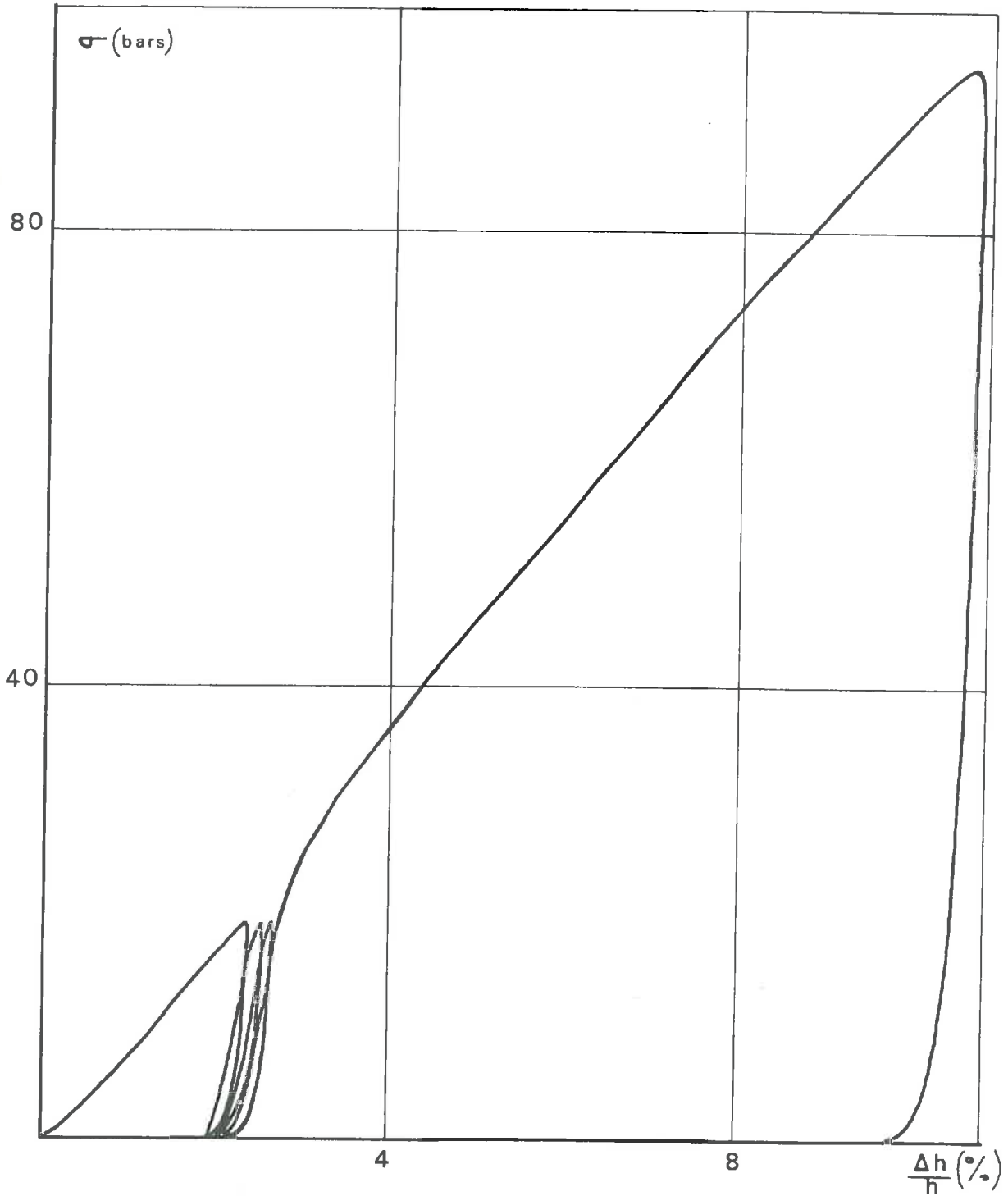


fig 2 - 28

CHARGEMENT OEDOMETRIQUE
APRES 3 PRE-CHARGEMENTS A $\sigma_c = 18 b$

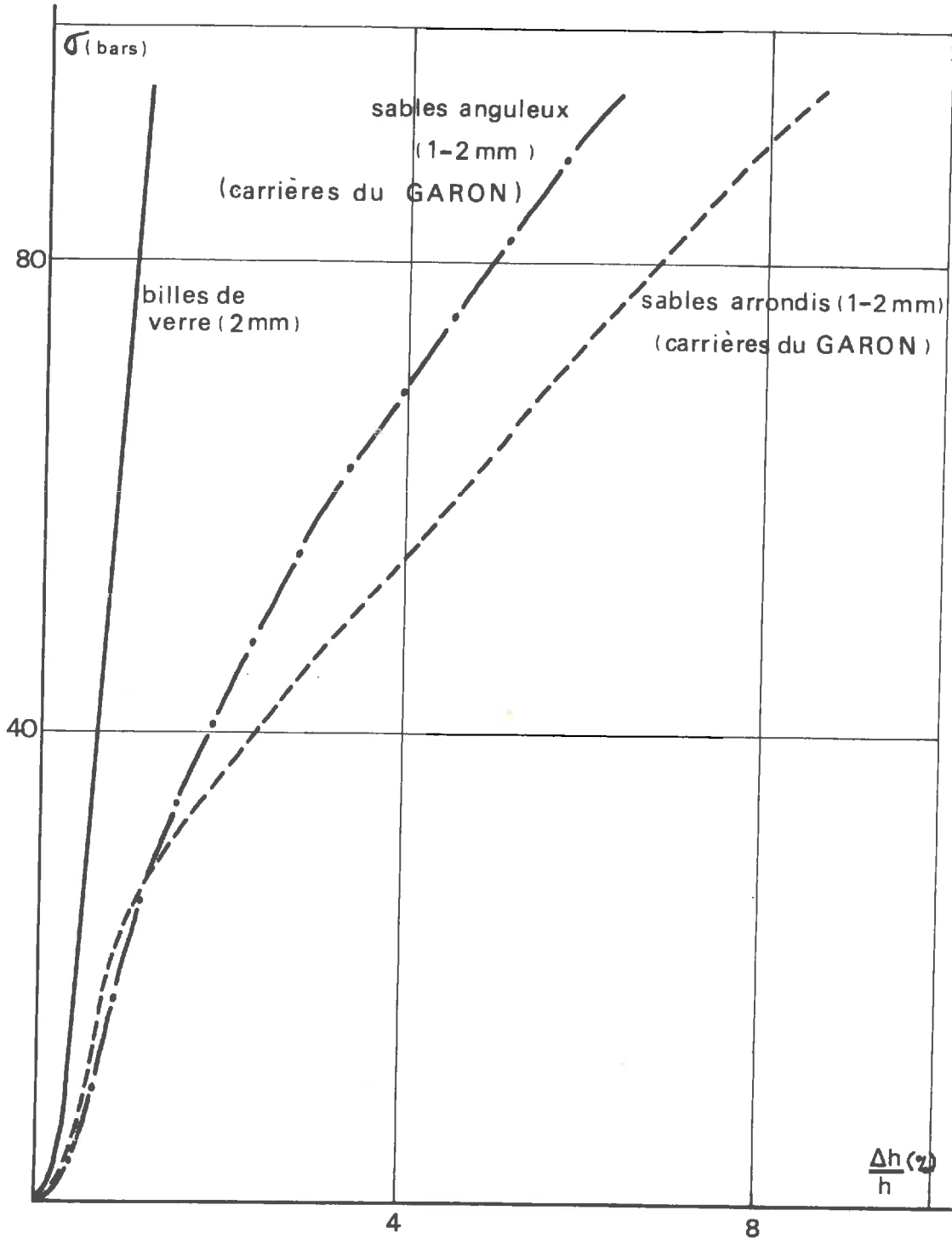


fig 2_29

- ①: irréversibilité par réarrangement irréversible de particules
- ②: irréversibilité par rupture de particules.

Les deux domaines ① et ② peuvent d'ailleurs se recouvrir partiellement.

Si la contrainte de consolidation $\overline{\sigma}_c$ se trouve dans l'un des domaines d'irréversibilité il y aura eu écrouissage et l'on pourra observer un coude sur la courbe (contrainte-déformation), correspondant à la contrainte $\overline{\sigma}_c$.

Si par contre la contrainte $\overline{\sigma}_c$ ne se trouve pas dans l'un des domaines d'irréversibilité l'on n'observera pas de coude sur la courbe (contrainte-déformation).

Les contraintes $\overline{\sigma}_A$ et $\overline{\sigma}_B$ qui marquent les limites des domaines d'irréversibilité dépendent de l'indice des vides du milieu.

Ainsi, dans la première série d'expérience (fig 2-25) pour le sable arrondi la contrainte $\overline{\sigma}_c$ se trouve dans le domaine irréversible de réarrangement des particules, lorsque l'échantillon a un indice des vides égal à 0,82 et ne se trouve pas dans le domaine d'irréversibilité lorsque $e = 0,66$. En effet, la contrainte $\overline{\sigma}_B$ à partir de laquelle se produisent des ruptures est égale à 30 bars pour $e = 0,82$ (voir paragraphe I-2-2 en particulier la fig 2-15). Donc le coude de consolidation pour $e = 0,82$ ne peut être dû qu'au réarrangement des particules.

Dans la deuxième série d'expérience, pour les billes de verre la contrainte $\overline{\sigma}_c$ ne se trouve pas dans un des domaines d'irréversibilité alors que pour le sable arrondi et le sable anguleux la contrainte $\overline{\sigma}_c$ se trouve dans le domaine d'irréversibilité par réarrangement des particules pour le sable arrondi et par rupture des particules pour le sable anguleux. Pour le sable anguleux d'indice des vides $e = 0,82$ le début de rupture des particules se produit pour $\overline{\sigma}_B \approx 5$ bars (voir paragraphe I-2-2 en particulier la fig 2-16.)

Pour un milieu pulvérulent ayant subi une contrainte oedométrique σ_M on peut définir deux domaines de contrainte, l'un élastique au déchargement, l'autre non élastique au déchargement.

En particulier, on peut noter que le point O qui est un point du domaine de contrainte isotrope est situé dans le domaine non élastique au déchargement.

C'est pour des contraintes faibles que se produisent les déplacements de particules les unes par rapport aux autres, phénomène qui entraîne des pertes d'énergie par frottement ; ce qui explique que le domaine des faibles contraintes est un domaine non élastique au déchargement, ce qui se traduit par un cycle d'hystérésis sur la courbe contrainte-déformation.

T R O I S I E M E P A R T I E

INFLUENCE DE LA DIMENSION DES PARTICULES

SUR LES PROPRIETES MECANIQUES D'UN MILIEU PULVERULENT

I C O M P A C I T E

Il existe quatre principaux types d'assemblages réguliers de sphères de même diamètre. On peut caractériser ces assemblages par le nombre de contacts de chaque sphère.

Nombre de contacts par sphère	n	e
4	0,7	2,34
6	0,48	0,92
8	0,4	0,67
12	0,25	0,33

On voit ainsi que pour un assemblage régulier de sphères identiques l'indice des vides ne dépend pas de la dimension des billes. Si l'on fait l'hypothèse généralement admise qu'un assemblage quelconque se compose d'une juxtaposition de petits assemblages réguliers, on peut affirmer que l'indice des vides d'un assemblage quelconque de sphères de même diamètre ne dépend pas de la dimension des sphères.

Dans une première série d'expériences nous avons voulu vérifier que pour un même mode de mise en place, un ensemble de billes de verre de même dimension se mettait en place suivant le même arrangement (c'est-à-dire avec un même indice des vides) et cela quel que soit la dimension des sphères.

Nous avons utilisé pour cela deux types de billes de verre (voir annexe) :

Des billes de type A (rugueuses) de diamètre 0,1 mm ; 1 mm ; 2 mm .

Des billes de type B (lisses) de diamètre 2 mm ; 4 mm ; 6 mm ; 8 mm.

L'échantillon est constitué de 2 kg de chacun des matériaux utilisés, cet échantillon est mis en place de trois manières différentes dans un moule cylindrique de métal de 15 cm de diamètre (voir annexe).

- Premier mode de mise en place : le matériau est simplement déversé dans le moule d'une hauteur constante de 5 cm.

- Deuxième mode de mise en place : le matériau après avoir été déversé dans le moule est vibré pendant deux minutes à l'aide du vibro-tamis (voir annexe).

- Troisième mode de mise en place : le matériau après avoir été déversé dans le moule est vibré sous légère charge (0,01 bar) pendant deux minutes à l'aide du vibro-tamis.

Après chaque essai, nous mesurons l'indice des vides du matériau. Nous avons tracé pour chacun des modes de mise en place considéré, l'indice des vides après chaque essai en fonction de la dimension des particules (fig 3-1). Nous avons aussi tracé la variation d'indice des vides au cours de la vibration sous charge en fonction de la dimension des particules (fig 3-2).

Pour un matériau simplement déversé, l'indice des vides décroît lorsque le diamètre augmente pour les petits diamètres, et croît légèrement lorsque le diamètre augmente pour les grands diamètres. Le

COMPACTITE DE BILLES DE VERRE

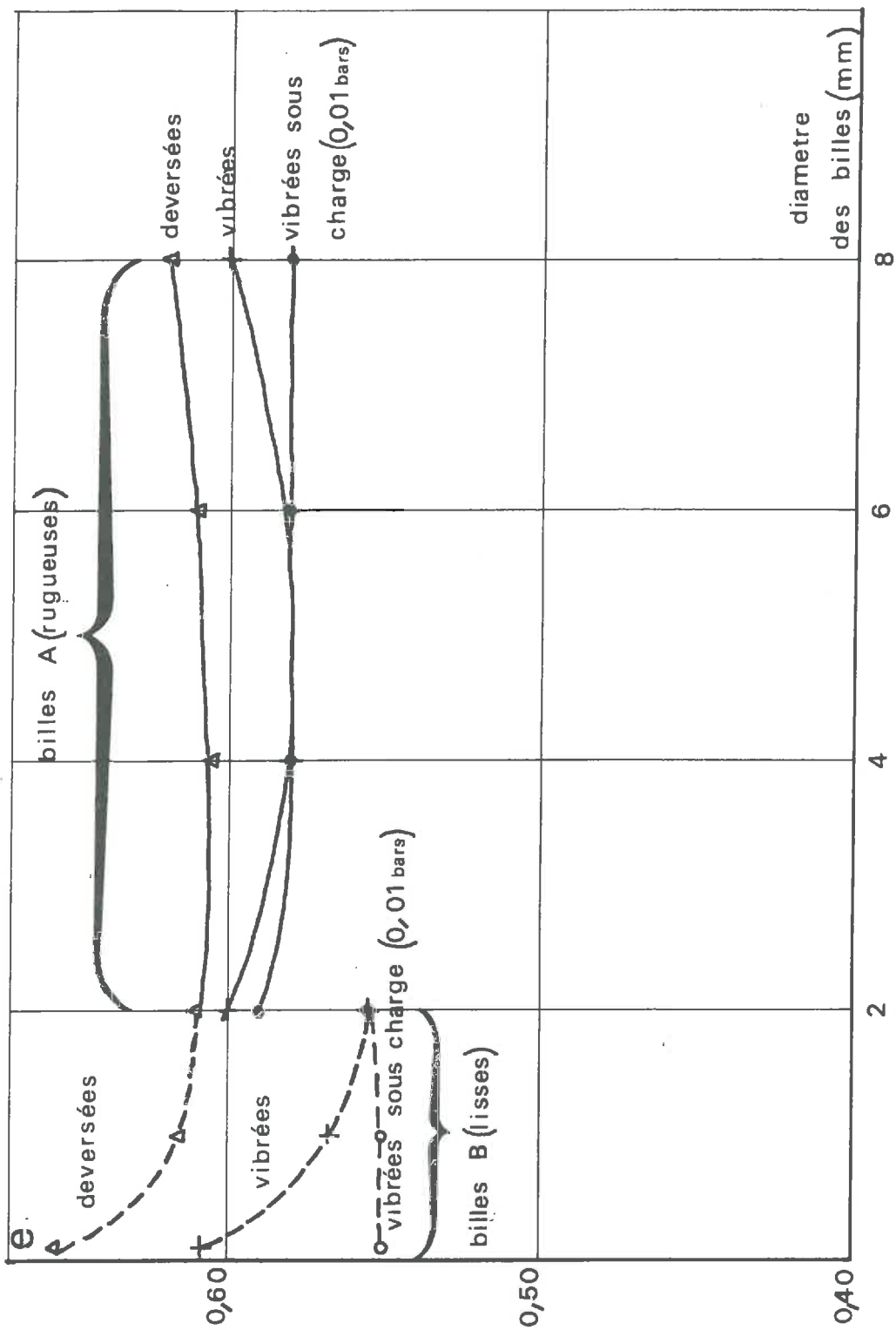


fig 3_1

VARIATION DE COMPACTITE DE BILLES DE VERRE APRES VIBRATION

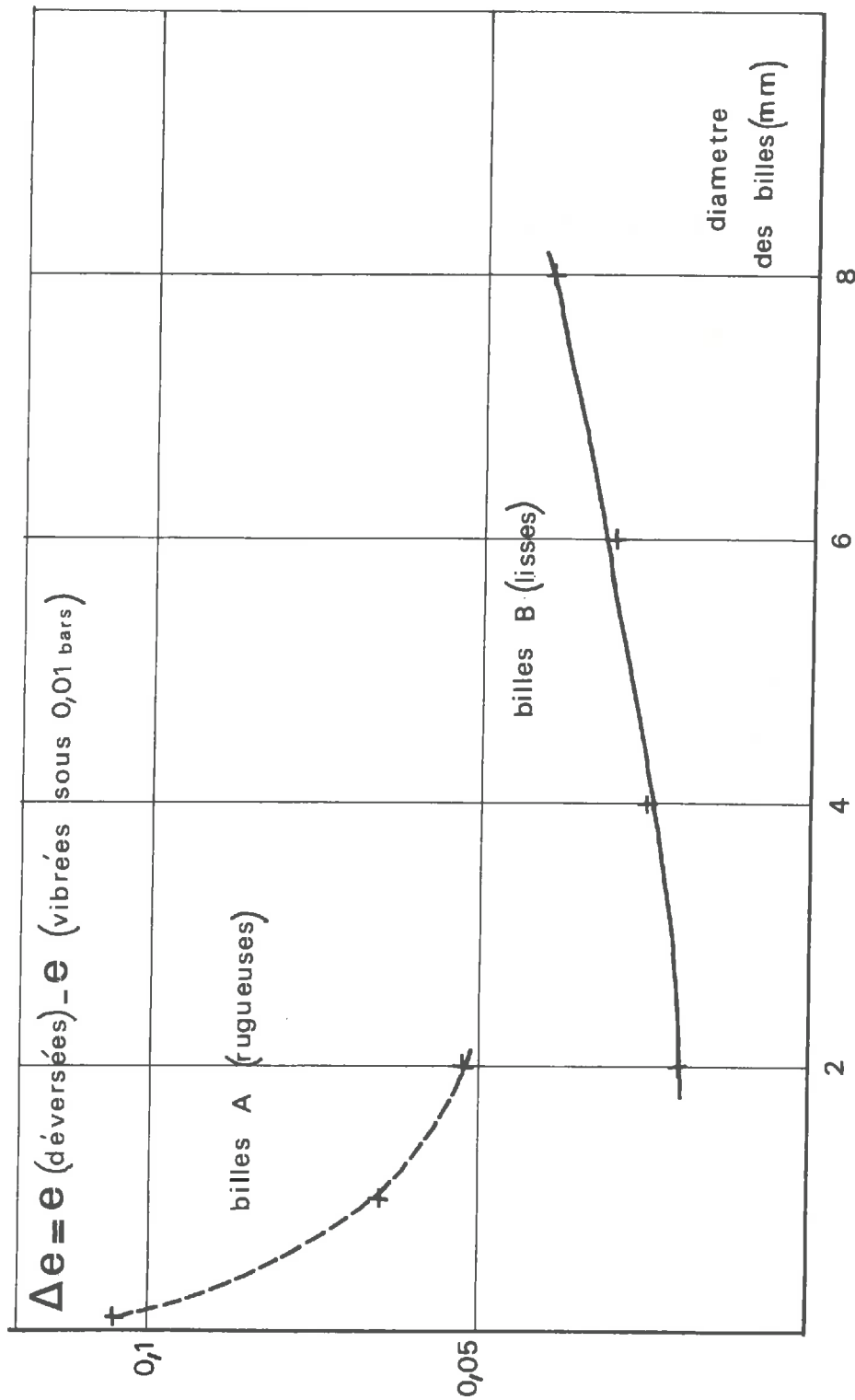


fig 3 - 2

premier phénomène peut s'expliquer par le fait que les particules très petites (de l'ordre de 0,1 mm) pèsent très peu et peuvent se placer suivant des arrangements très instables. Le léger accroissement de l'indice des vides pour les gros diamètres est certainement lié aux effets de bords qui apparaissent lorsque le diamètre des billes n'est plus négligeable devant le diamètre du moule.

Pour le mode de mise en place des billes de verre vibrées sous légère charge, l'indice des vides est le même quelle que soit la dimension des particules. On peut donc conclure que, quel que soit leur diamètre, les billes soumises à une vibration sous légère charge s'organisent suivant le même arrangement. En particulier, les arrangements instables à indice des vides élevés des petites billes simplement déversées sont détruits par les vibrations. De ce fait, la variation d'indice des vides après vibration sous charge est importante pour les billes de petit diamètre et décroît avec le diamètre. (fig 3-2)

On peut noter aussi que cette variation d'indice des vides dépend de la nature des billes de verre et en particulier de leur état de surface.

Les résultats obtenus ci-dessus confirment un certain nombre de résultats obtenus par KOLBUZEWSKI et FREDERICK (36), que nous avons reproduit dans la première partie de cette étude, en particulier la figure 1-9.

Dans une deuxième série d'expériences nous avons voulu savoir si le même type de conclusion pouvait s'appliquer à des matériaux formés de particules non sphériques. Nous avons utilisé pour cela des graviers roulés et concassés de granulométrie très resserrée, de différentes dimensions (voir annexe). Nous avons réalisé sur ces matériaux, les mêmes séries d'expériences que pour les billes de verre.

Quel que soit le mode de mise en place l'indice des vides

des graviers concassés et roulés ne dépend pas de la dimension des particules (fig 3-3).

Nous pouvons cependant remarquer que nous n'avons pas réalisé d'essais sur des particules très petites comme dans la première série d'expériences ou nous avons trouvé que pour un matériau simplement déversé l'indice des vides décroissait lorsque le diamètre des petites particules (< 1 mm) augmentait.

COMPACTITE DE GRAVIERS

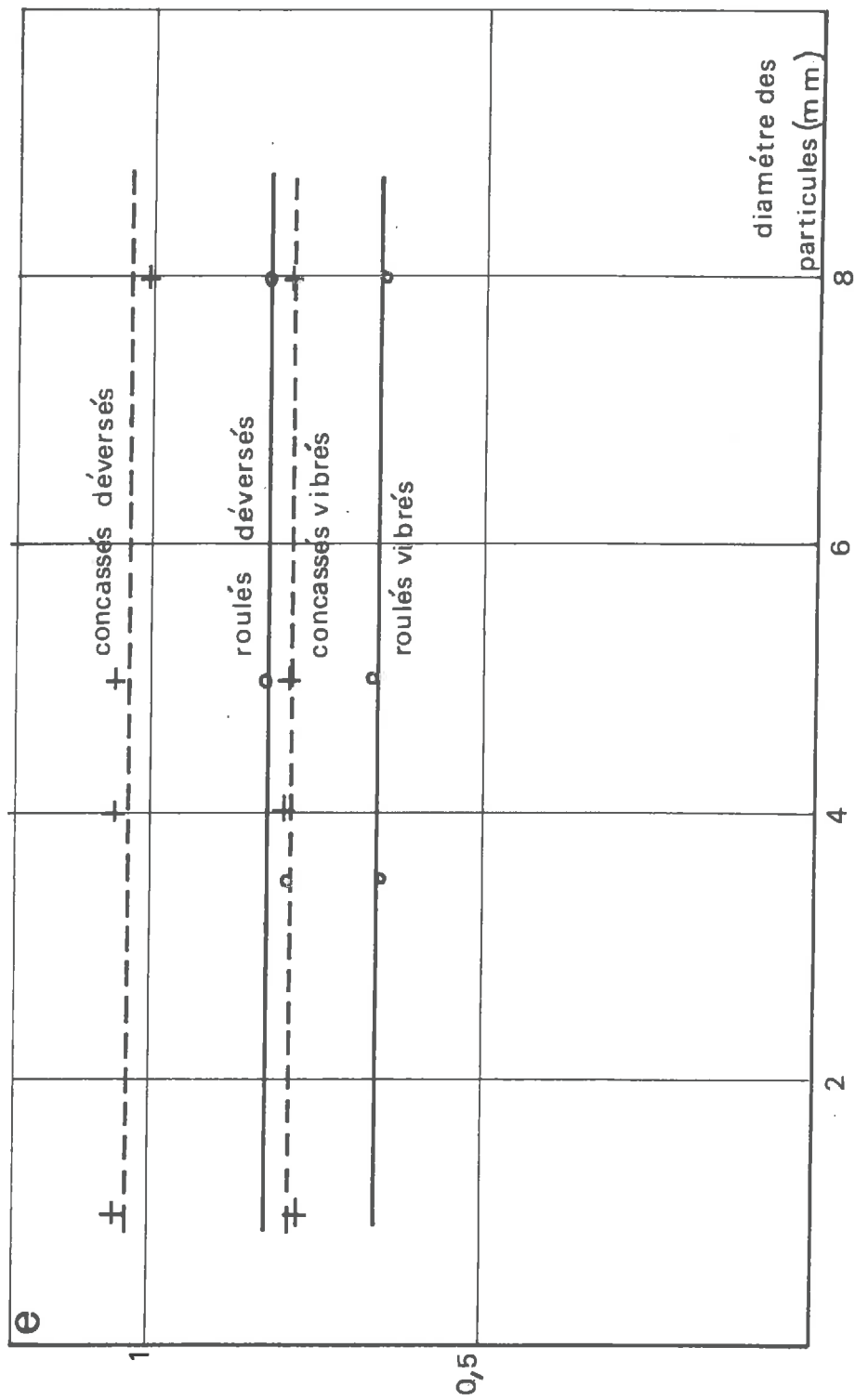


fig 3_3

II MILIEU PULVERULENT SOUMIS A UN ETAT DE CONTRAINTE DEVIATOIRE
(ESSAIS TRIAXIAUX ET ESSAIS A LA BOITE DE CISAILLEMENT)

II - 1 ANGLE DE FROTTEMENT

Nous avons utilisé comme matériaux (voir annexe) :

Des billes de verre type A de diamètre 0,1 mm ; 1 mm ; 2 mm.

Des billes de verre type B de diamètre 2 mm ; 4 mm ; 6 mm ;
8 mm.

Des billes de plomb type C de diamètre 1,25 mm ; 2 mm ; 4 mm.

Des billes de plomb type D de diamètre 5,80 mm ; 7,85 mm.

Des graviers concassés de granulométrie très resserrée de
1 mm à 2 mm ; de 4 mm à 5 mm ; de 8 mm à 10 mm.

Pour chacun des matériaux utilisé nous avons réalisé un essai à la boîte de cisaillement et un essai triaxial à même indice des vides, à savoir $e = 0,59$ pour les billes de verre et $e = 0,64$ pour les billes de plomb.

Nous avons essayé de chiffrer l'incertitude dans la détermination de l'angle de frottement à partir des résultats d'essais triaxiaux et d'essais à la boîte de cisaillement. Nous avons pour cela réalisé plusieurs essais sur un même matériau, dans les mêmes conditions expérimentales. La dispersion des résultats a été de l'ordre de 1° , pour les essais triaxiaux et pour les essais à la boîte de cisaillement.

- Billes de verre type A (rugueuses) :

L'angle de frottement obtenu à partir des essais triaxiaux semble augmenter légèrement lorsque la dimension des particules augmente. Cependant, compte tenu de l'incertitude de 1° dans la détermination de celui-ci, on peut considérer que l'angle de frottement des billes de verre de type A déterminé par des essais triaxiaux ne varie pratiquement pas avec la dimension des particules (fig 3-4).

Par contre l'angle de frottement obtenu à partir des essais à la boîte de cisaillement augmente de façon très nette lorsque la dimension des particules s'accroît (fig 3-4). On peut remarquer que pour les billes de diamètre inférieur à 1,3 mm, l'angle de frottement obtenu à partir des essais à la boîte de cisaillement est plus petit que l'angle de frottement obtenu à partir d'essais triaxiaux. Pour les billes de diamètre supérieur à 1,3 mm c'est l'inverse qui se produit : l'angle de frottement obtenu à la boîte de cisaillement est supérieur à celui obtenu au triaxial (fig 3-4).

- Billes de verre type B (lisses)

L'angle de frottement obtenu à partir d'essais triaxiaux augmente très nettement lorsque la dimension des particules s'accroît (fig 3-5).

L'angle de frottement obtenu à partir d'essais à la boîte de cisaillement augmente aussi très nettement lorsque la dimension des particules s'accroît (fig 3-5).

On peut remarquer que pour les diamètres de billes utilisés l'angle de frottement déterminé à partir d'essais à la boîte de cisaillement est toujours supérieur à celui obtenu par des essais triaxiaux. Il semble bien cependant que si l'on extrapole les 2 courbes $\varphi = f(\text{diamètre})$

ANGLE DE FROTTEMENT DES BILLES DE VERRE (A) (RUGUEUSES)

$e = 0,59$

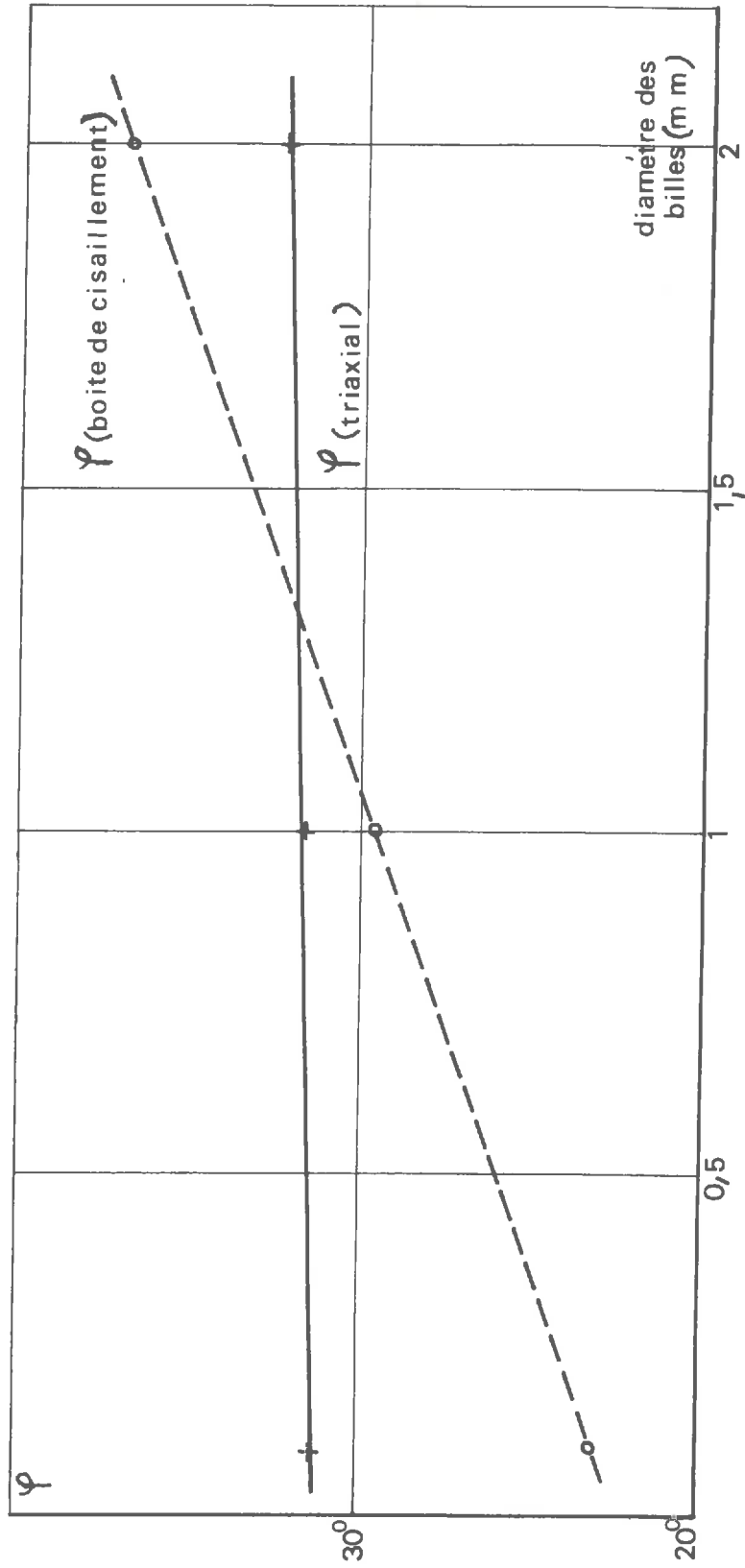


fig 3_4

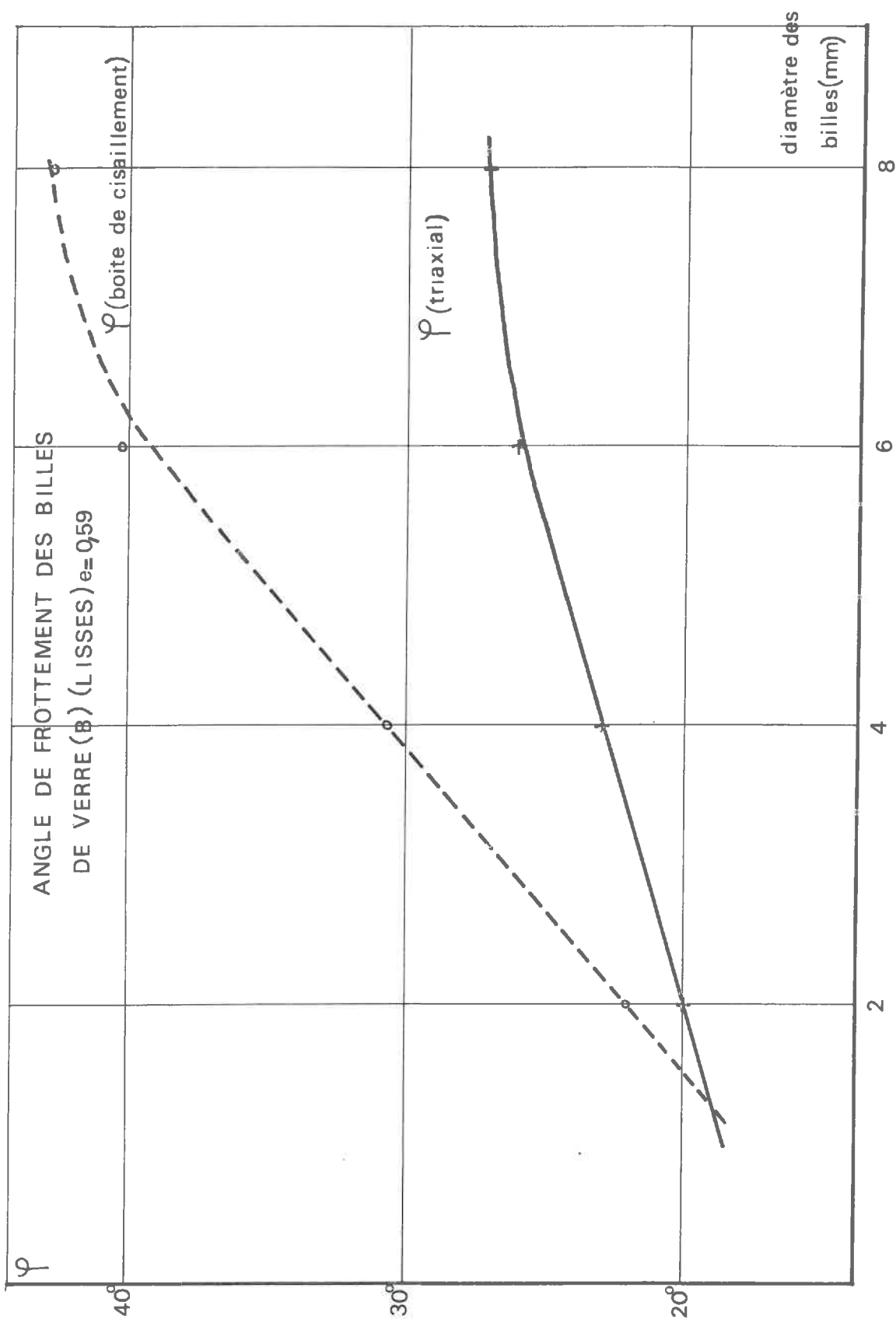


fig 3-5

celles-ci vont se couper en un point correspondant à un diamètre de bille de l'ordre de 1,3 mm. On pourrait donc penser que de même que pour les billes A (rugueuses), pour les billes B (lisses) de diamètre inférieur à 1,3 mm, l'angle de frottement obtenu par des essais à la boîte de cisaillement sera inférieur à celui obtenu par des essais triaxiaux (fig 3-5).

- Billes de plomb C et D

L'angle de frottement obtenu par des essais triaxiaux ne varie pas avec la dimension des particules (fig 3-6).

L'angle de frottement obtenu par des essais à la boîte de cisaillement augmente très nettement lorsque la dimension des particules croît (fig 3-6).

On peut remarquer que pour des diamètres de billes supérieurs à 1,25 mm l'angle de frottement obtenu par des essais à la boîte de cisaillement est supérieur à celui obtenu par des essais triaxiaux.

Si l'on extrapole les 2 courbes $\varphi = f(\text{diamètre})$ il semble bien que pour les billes de diamètre inférieur à 1,25 mm, l'angle de frottement obtenu par des essais à la boîte de cisaillement sera inférieur à celui obtenu par des essais triaxiaux (fig 3-6).

- Graviers concassés :

L'angle de frottement obtenu par essais triaxiaux semble très légèrement augmenter lorsque la dimension des particules croît (fig 3-7), cependant ce léger accroissement n'est pas significatif, compte tenu des incertitudes de mesures. On pourra donc dire que l'angle de frottement

ANGLE DE FROTTEMENT DE BILLES DE PLOMB

$e = 0,64$

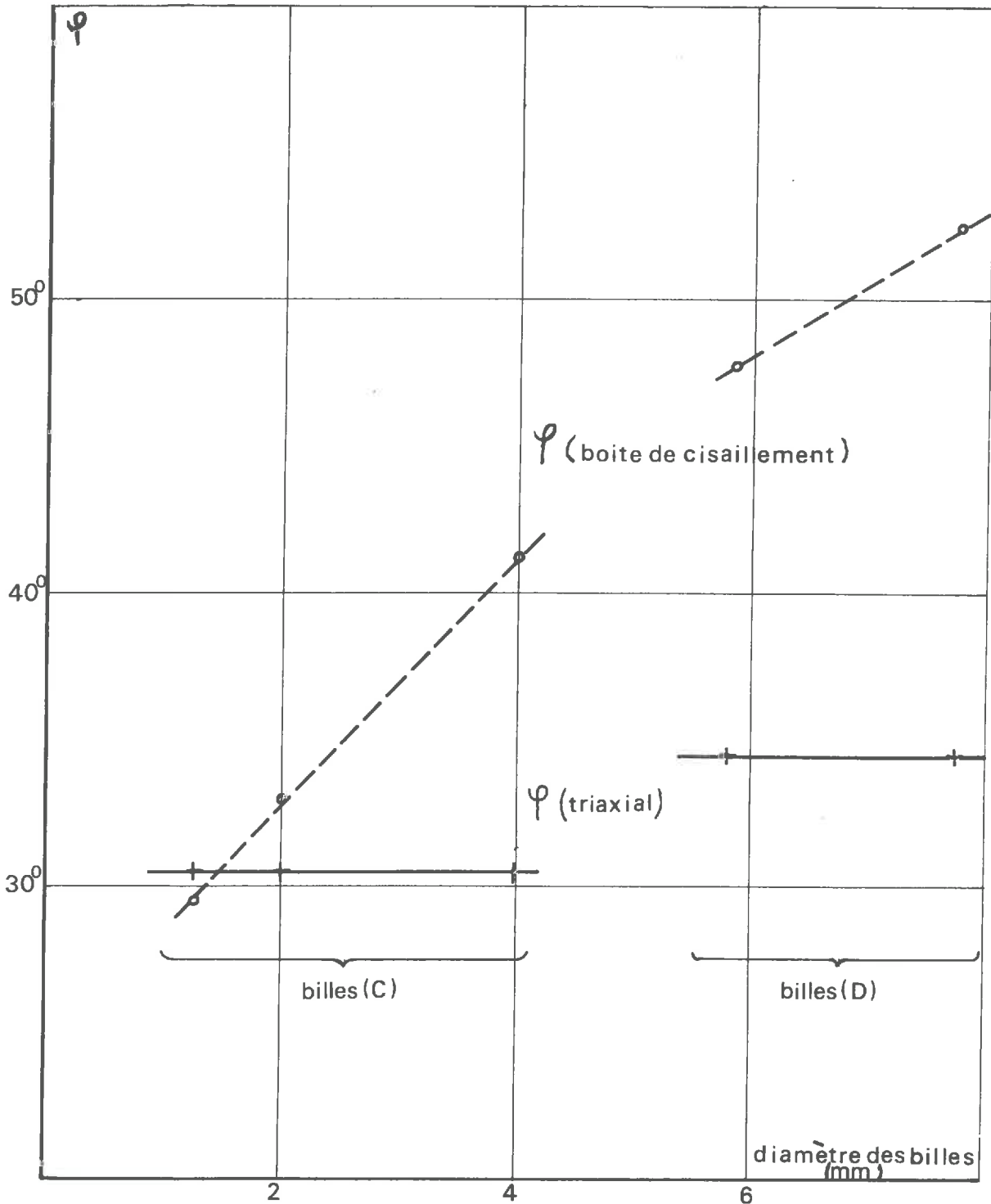


fig 3_6

ANGLE DE FROTTEMENT DE GRAVIERS CONCASSES
-triaxial-

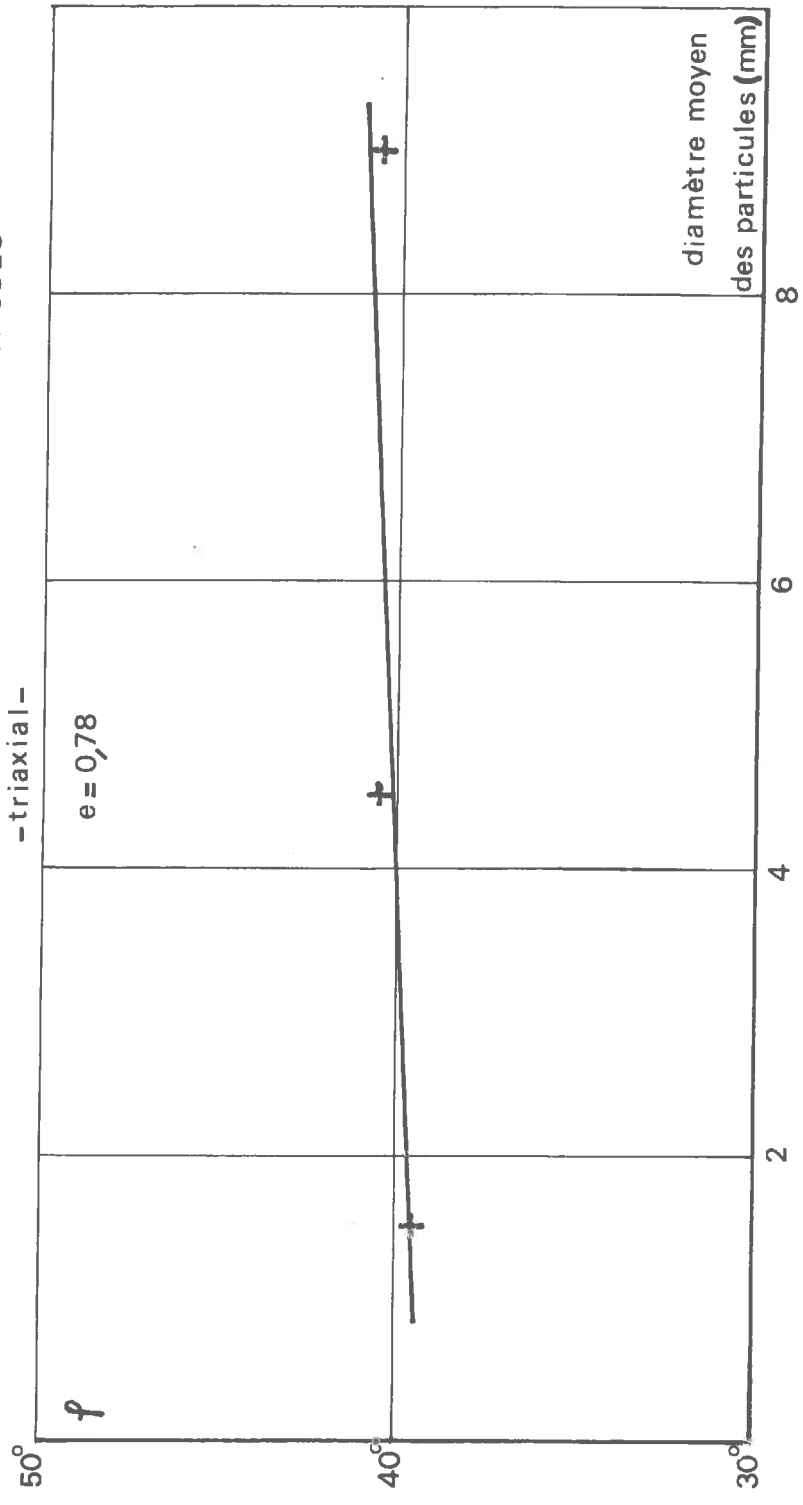


fig 3 - 7

des graviers concassés obtenu par essais triaxiaux ne varie pratiquement pas lorsque la dimension des particules croît.

- Influence de l'état de surface des billes :

L'état de surface de chaque bille a une influence très importante sur l'angle de frottement d'un ensemble de billes de verre. En effet, on peut voir sur la figure 3-8 qu'il existe une différence de 10° entre l'angle de frottement des billes de verre de 2 mm de diamètre de type A (rugueuses) et de type B (lisses) pour un même indice des vides $e = 0,59$. Ceci semble bien prouver que l'angle de frottement d'un ensemble de particules sphériques dépend essentiellement de l'état de surface des particules.

La série d'essais triaxiaux sur les billes de verre a nécessité une période d'environ un mois au cours duquel l'angle de frottement n'a pas varié. Mais pour les billes de type A de diamètre 2 mm, des essais triaxiaux réalisés un an plus tard ont permis de trouver un angle de frottement de 22° environ alors qu'initialement celui-ci était de 32° (fig 3-9). Ce phénomène est certainement dû à la variation du coefficient de frottement du verre. En effet, la surface des billes de verre a pu être chimiquement attaquée par les diverses impuretés contenues dans l'air ambiant. Ce phénomène sera mis en évidence dans la thèse d'ingénieur docteur de M. G. OLIVARI à paraître en 1972 (laboratoire de mécanique des sols, Université des Sciences de GRENOBLE). Pour toute série d'expériences sur des billes de verre il faudra donc vérifier que le coefficient de frottement du verre est bien constant.

- C o n c l u s i o n s :

. L'angle de frottement d'un ensemble de particules sphériques dépend essentiellement de l'état de surface des particules; pour

ANGLE DE FROTTEMENT DES BILLES DE VERRE
triaxial $e=0,59$

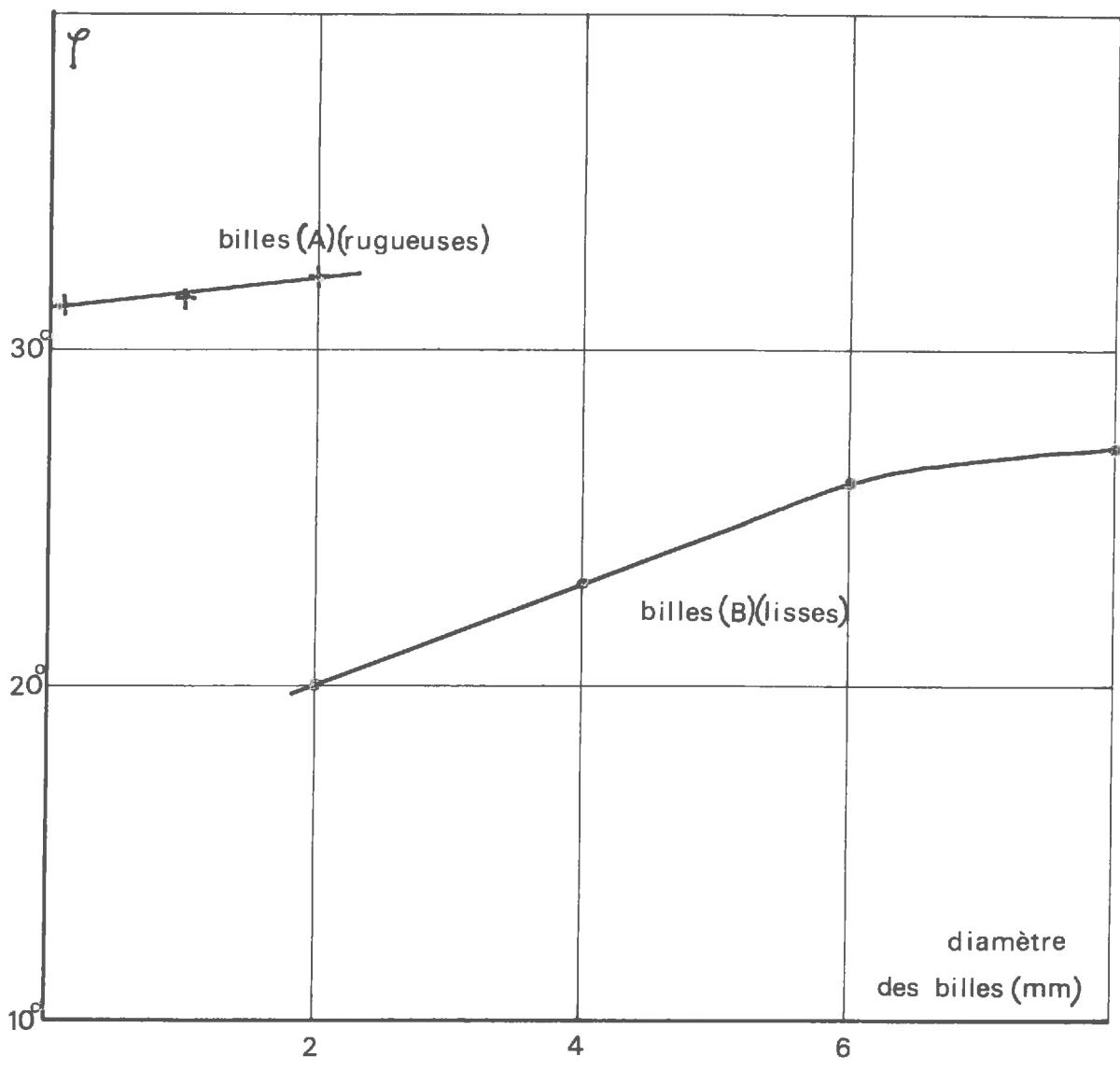


fig 3 - 8

TRIAXIAL
 $\sigma_3 = 4 \text{ bars } e = 0,59$

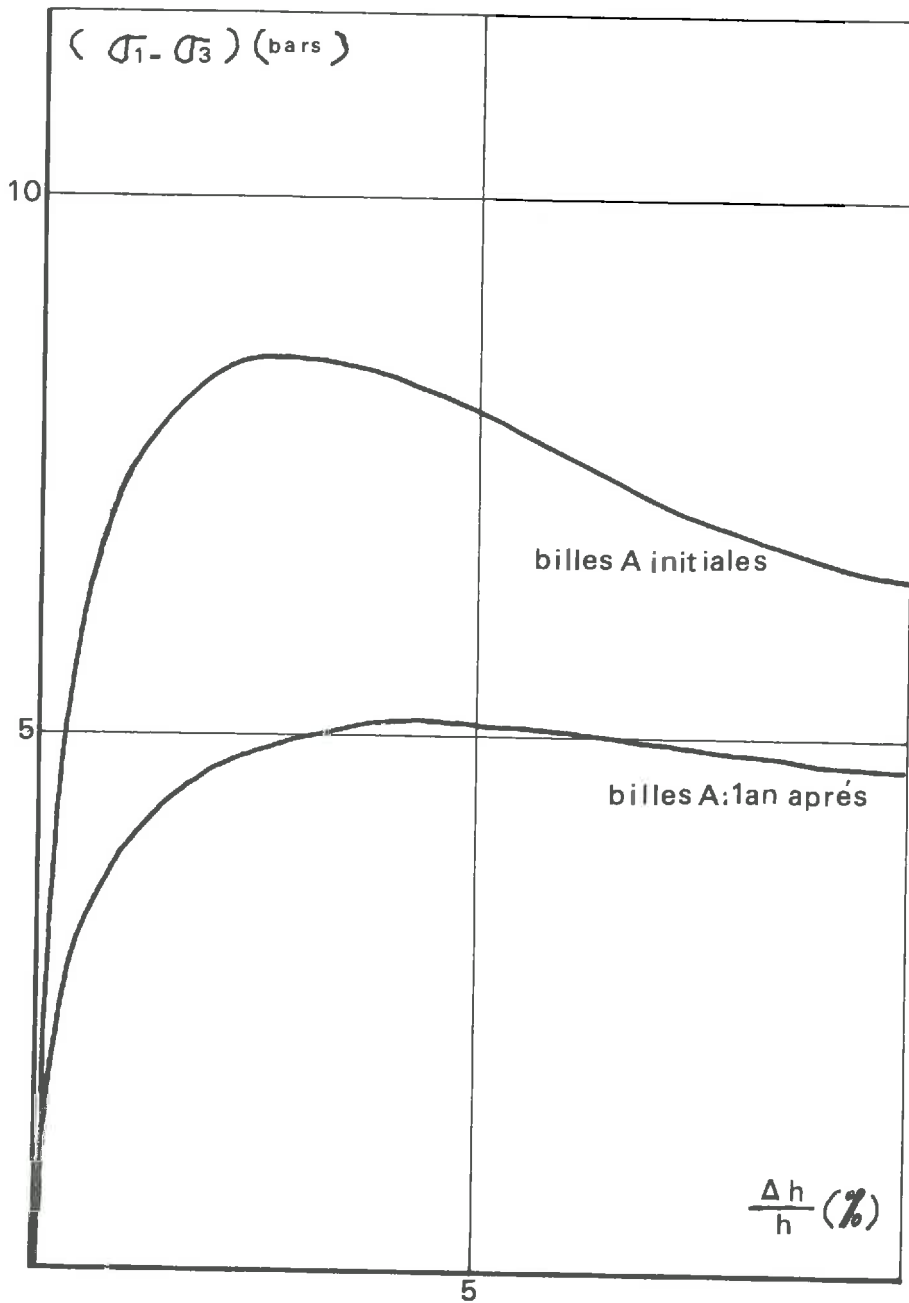


fig 3_9

les billes de verre celui-ci peut varier de façon très sensible au cours du temps.

. L'angle de frottement d'un milieu pulvérulent obtenu à la boîte de cisaillement augmente fortement lorsque la dimension des particules croît.

On peut expliquer la croissance de l'angle de frottement par 2 phénomènes :

Pour les grosses particules la dimension de chaque particule n'est plus négligeable devant la hauteur de l'échantillon ce qui entraîne une imprécision importante sur l'indice des vides qui pourrait, dans une certaine mesure expliquer la croissance de l'angle de frottement.

De plus, le plan de cisaillement est imposé dans la boîte de cisaillement et lors de la mise en plasticité il se crée un réarrangement important des particules au niveau de ce plan qui entraîne une remontée du piston d'autant plus importante que les particules sont grosses (fig 3-10). Cela entraîne une perte d'énergie au cours du cisaillement d'autant plus importante que les particules sont plus grosses.

C'est certainement l'augmentation de volume au cours du cisaillement qui explique essentiellement la croissance de l'angle de frottement obtenu à la boîte de cisaillement.

Cette conclusion est d'ailleurs en accord avec les résultats obtenus par Kolbuzewski et Frederick que nous avons reproduits dans la première partie de cette étude, paragraphe II, en particulier la figure 1-10.

. L'angle de frottement d'un milieu pulvérulent obtenu par des essais triaxiaux semble ne pas dépendre de la dimension des particules pour les matériaux rugueux (angle de frottement de l'ordre de 30°)

GONFLEMENT AU COURS DU CISAILLEMENT
billes de verre (B)(lisses) . boîte de cisaillement

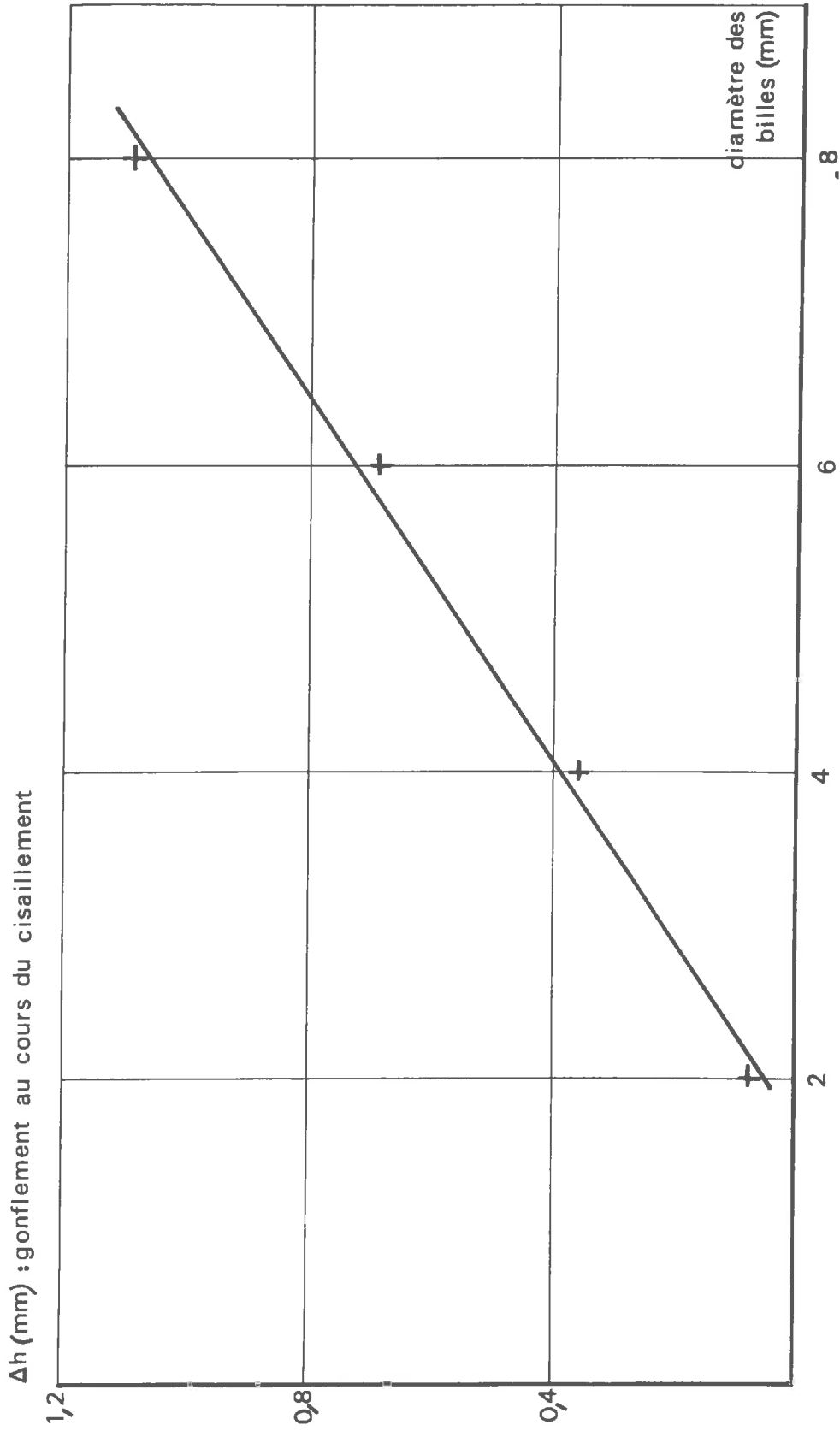


fig 3_10

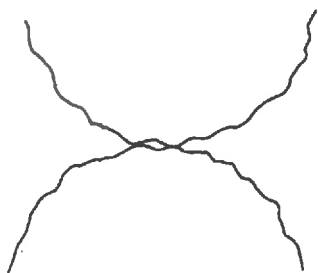
et semble augmenter lorsque la dimension des particules croît pour des matériaux dont l'état de surface est poli (fig 3-7, 3-8).

Nous avons pensé à deux explications possibles pour ces différents phénomènes :

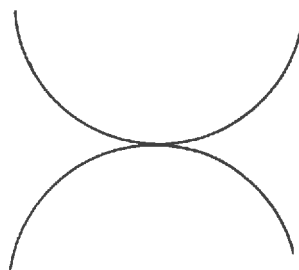
La première explication est fondée sur l'hypothèse que la variation d'angle de frottement pour des ensembles de particules de différentes dimensions est due uniquement à la variation de volume de l'échantillon au cours du cisaillement. Pour les billes rugueuses, la variation de volume au cours du cisaillement serait la même quelle que soit la dimension des particules. Pour les billes lisses la variation de volume au cours du cisaillement augmenterait lorsque la dimension des particules s'accroît. Nous avons pu vérifier ce phénomène lors des essais à la boîte de cisaillement (fig 3-10) mais nous n'avons pu le vérifier pour les essais triaxiaux au cours desquels nous n'avons pas mesuré les variations de volume de l'échantillon.

Une deuxième explication peut aussi être proposée :

Il paraît évident que la résistance au cisaillement d'un ensemble de billes de même diamètre va dépendre en particulier de la surface de contact entre chaque bille. Pour les billes rugueuses, il semble que la surface de contact entre deux billes va dépendre essentiellement du rayon de courbure des aspérités de la bille. Il semblerait donc que le rayon R des sphères rugueuses n'interviendra pas pour la détermination de la résistance au cisaillement.



billes rugueuses



billes lisses

Par contre, pour les billes lisses la surface de contact dépend du rayon de chacune des sphères, il se pourrait donc que la résistance au cisaillement des billes de verre lisses dépende de la dimension des sphères. Il resterait alors à expliquer pourquoi l'angle de frottement augmente lorsque la dimension des particules s'accroît.

Pour tous les essais réalisés si l'on trace l'angle de frottement en fonction du diamètre des particules on trouve deux courbes qui se coupent en un point correspondant à un diamètre de particules de l'ordre de 1,3 mm (fig 3-4 ; 3-5 ; 3-6). On peut donc considérer que, pour les dimensions d'échantillons utilisés l'angle de frottement obtenu à la boîte de cisaillement sera plus grand que l'angle de frottement obtenu au triaxial pour les particules sphériques de diamètre supérieur à 1,3 mm. Pour les particules sphériques de diamètre inférieur à 1,3 mm c'est l'angle de frottement obtenu au triaxial qui sera supérieur à l'angle de frottement obtenu à la boîte de cisaillement.

On peut expliquer cette différence par le fait que la variation de volume au cours du cisaillement n'est pas la même dans la boîte de cisaillement et dans le triaxial.

II - 2 LIMITE ELASTIQUE

Nous avons essayé de déterminer l'influence de la dimension des particules sur la limite élastique au cours d'un essai triaxial.

Les essais ont été réalisés sur des billes de verre de type A, de diamètre 0,1 mm ; 1 mm ; 2 mm et sur des billes de verre de type B, de diamètre 2 mm ; 4 mm ; 6 mm ; 8 mm.

Pour chaque matériau, nous avons réalisé des cycles de chargement - déchargement au triaxial, la contrainte σ_3 utilisée était

de 4 bars ; la contrainte déviatoire $(\sigma_1 - \sigma_3)$ était respectivement pour chaque cycle de 0,18 b ; 0,36 b ; 0,54 b ; 0,72 b ; 1,08 b ; 1,44 b ; 1,90 b ; 2,16 b ; 2,64 b ; 3,18 b.

Pour chaque cycle la déformation se compose d'une déformation irréversible et d'une déformation réversible. Nous avons tracé pour chaque matériau la courbe de la déformation irréversible en fonction de la contrainte déviatoire $(\sigma_1 - \sigma_3)$ atteinte au cours du cycle. On peut remarquer que pour les premiers cycles la déformation irréversible est très faible ($\approx 0,001 \%$) puis, par exemple, pour $(\sigma_1 - \sigma_3) \approx 0,6$ bars (pour $\sigma_3 = 4$ bars) la déformation irréversible devient plus importante. Cela se marque sur la courbe $(\sigma_1 - \sigma_3) = f(\epsilon_i)$ par un coude prononcé (fig 3-11 ; 3-12 ; 3-13 ; 3-14 ; 3-15 ; 3-16 ; 3-17 ; 3-18).

Nous considérons que la contrainte $(\sigma_1 - \sigma_3)_E$ correspondant à ce coude sera la limite élastique de contrainte déviatoire, pour la contrainte isotrope σ_3 . Cette contrainte $(\sigma_1 - \sigma_3)_E$ dépend essentiellement de σ_3 (fig 3-19 ; 3-20). Pour un milieu pulvérulent d'indice des vides donné on peut définir une limite élastique $(\sigma_1 - \sigma_3)_E$ correspondant à chaque valeur de σ_3 et l'on peut ainsi définir une courbe intrinsèque de limite élastique qui marque la limite du domaine de contrainte élastique du milieu considéré (fig 3-21).

Les essais réalisés sur les billes de verre semblent indiquer que la limite élastique d'un milieu pulvérulent ne dépend pas de la dimension des particules (fig 3-22).

II - 3 MODULES TRIAXIAUX

Lorsqu'on se trouve dans le domaine élastique, c'est-à-dire lorsque $(\sigma_1 - \sigma_3)$ est inférieur à la limite élastique $(\sigma_1 - \sigma_3)_E$ il semble que les modules triaxiaux sécants ou tangents ne dépendent pas de la

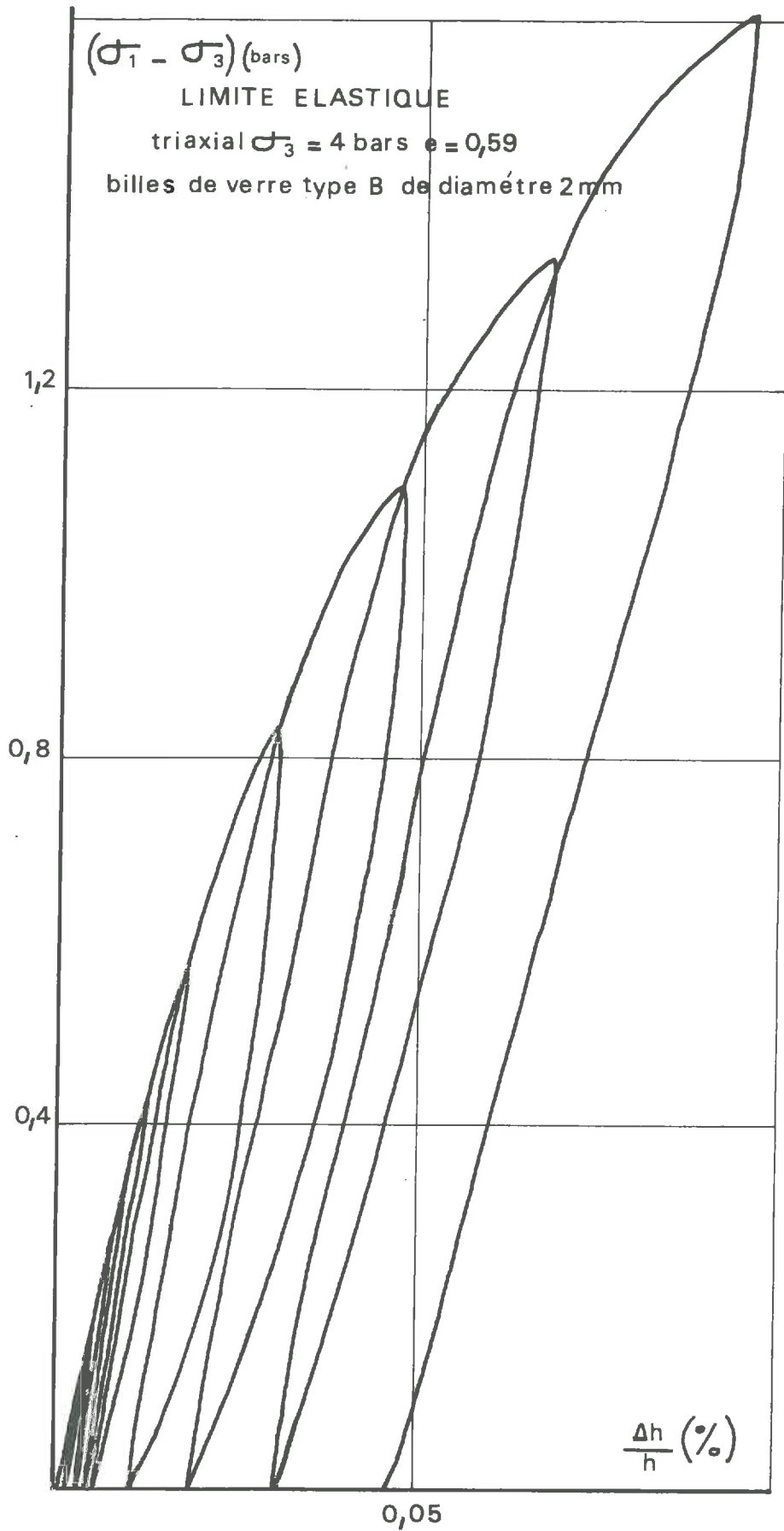


fig 3_11

LIMITE ELASTIQUE
triaxial $\sigma_3 = 4$ bars $e = 0,59$
billes de verre type B de diamètre 2mm

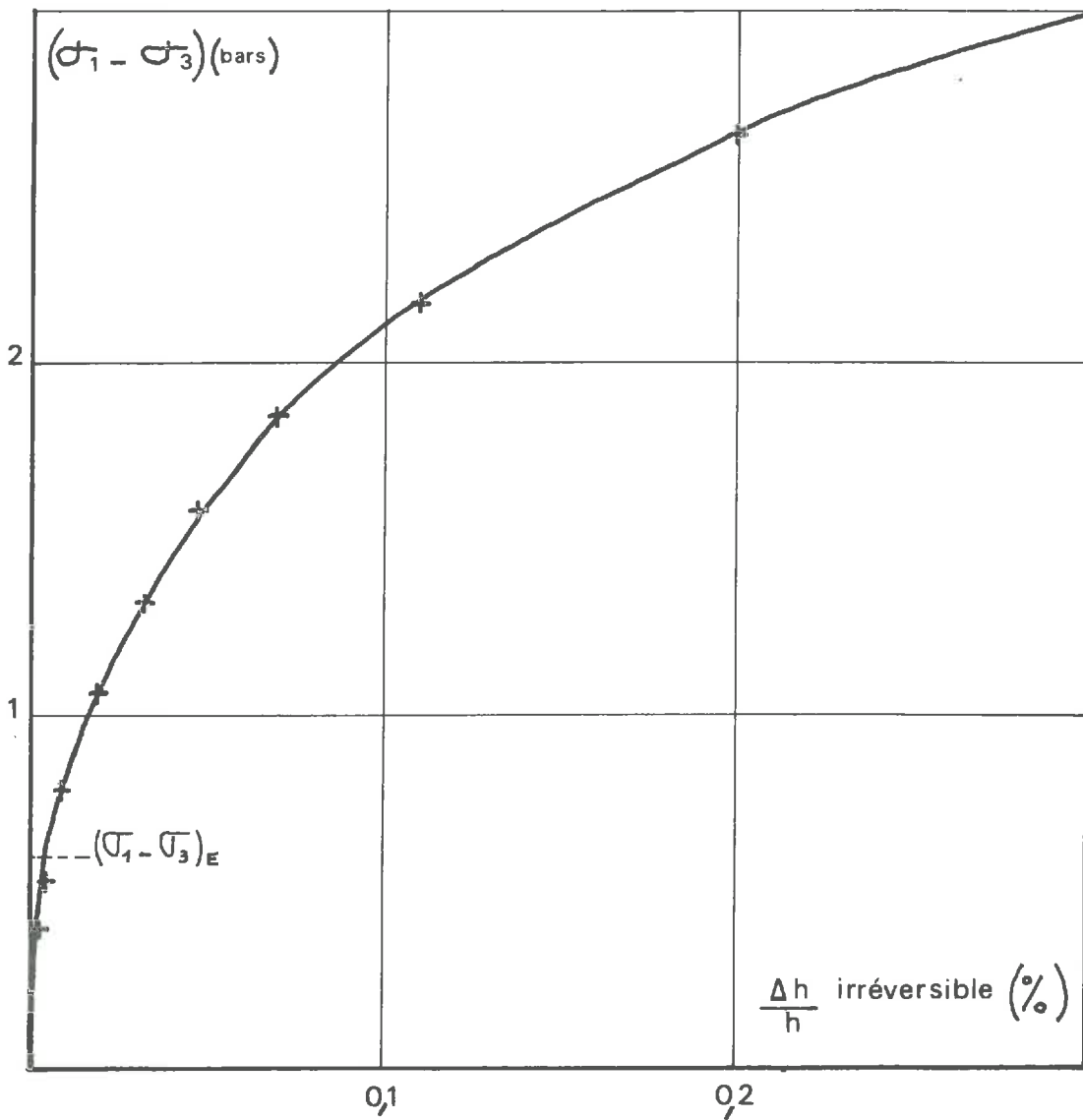


fig 3_12

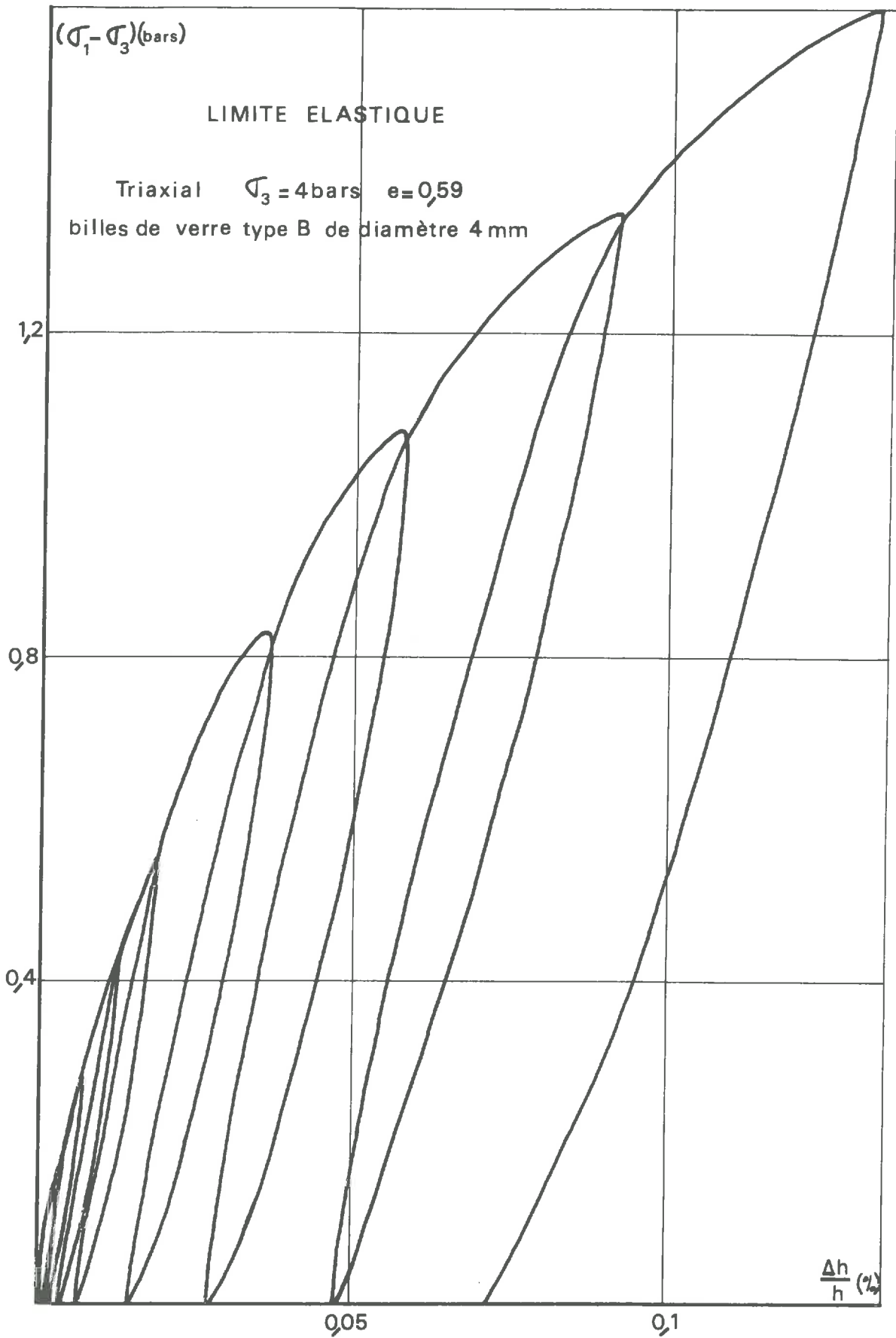


fig 3 - 13

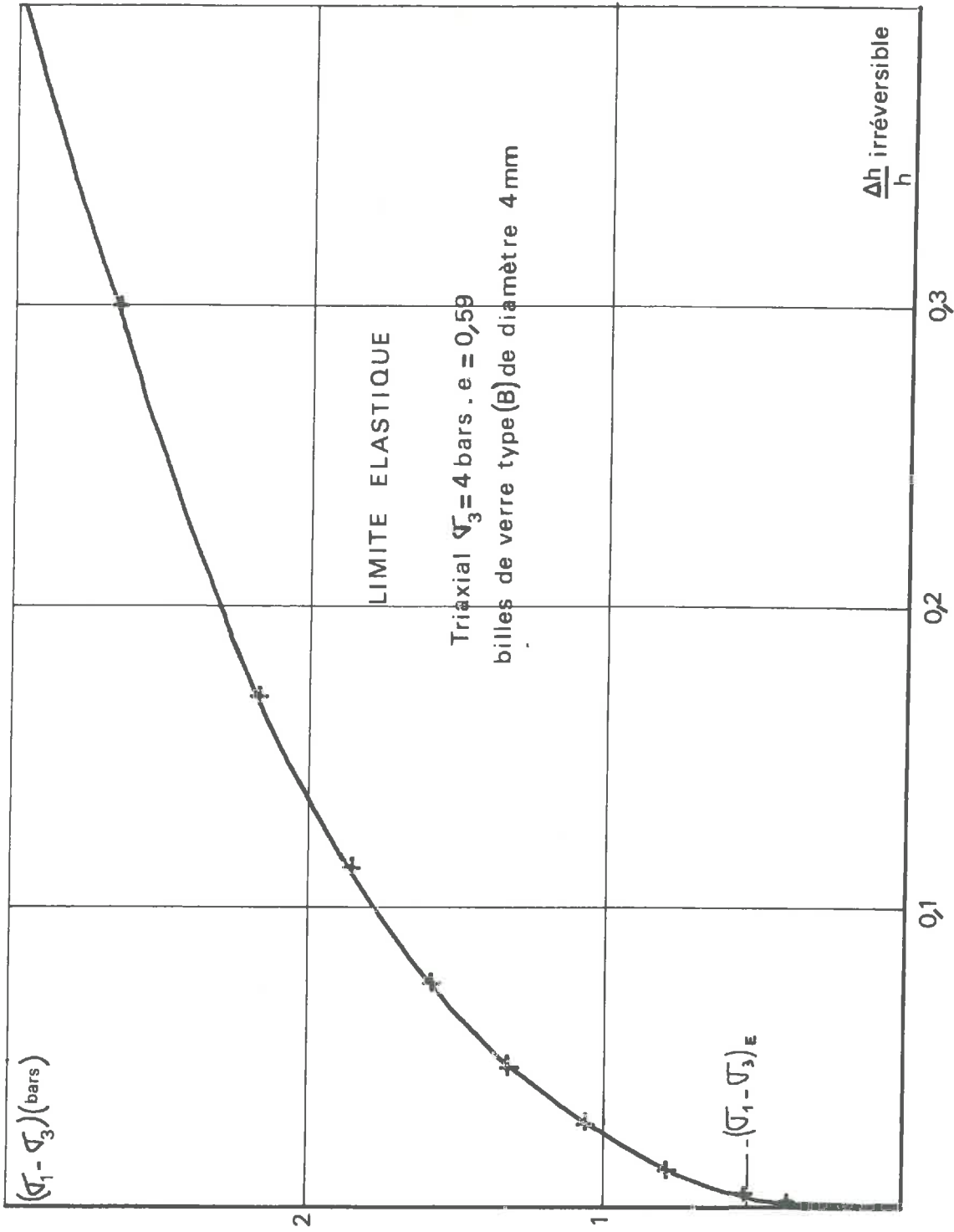


fig 3_14

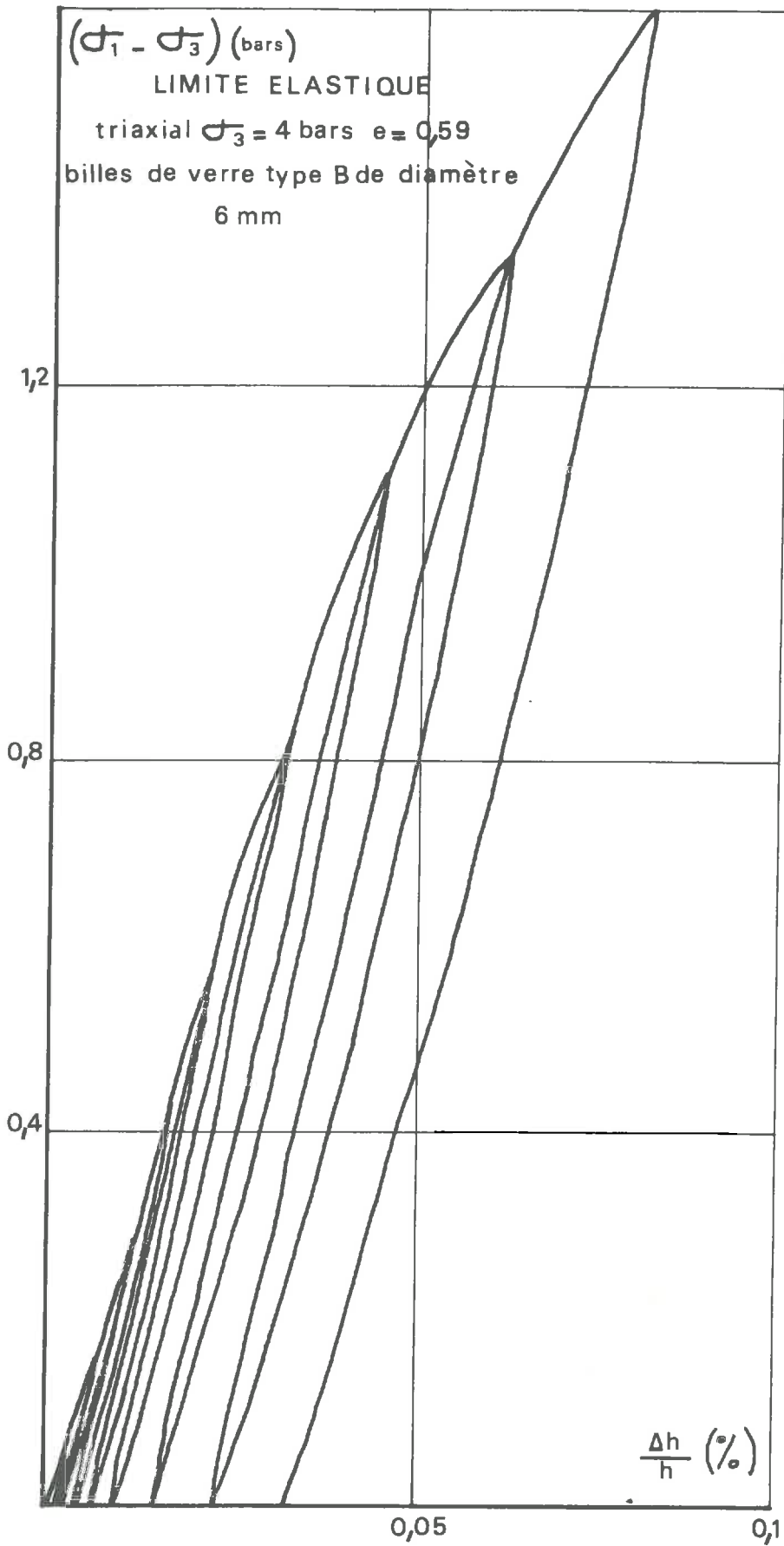


fig 3-15

LIMITE ELASTIQUE

triaxial $\sigma_3 = 4$ bars $e = 0,59$
billes de verre type B de diamètre 6 mm

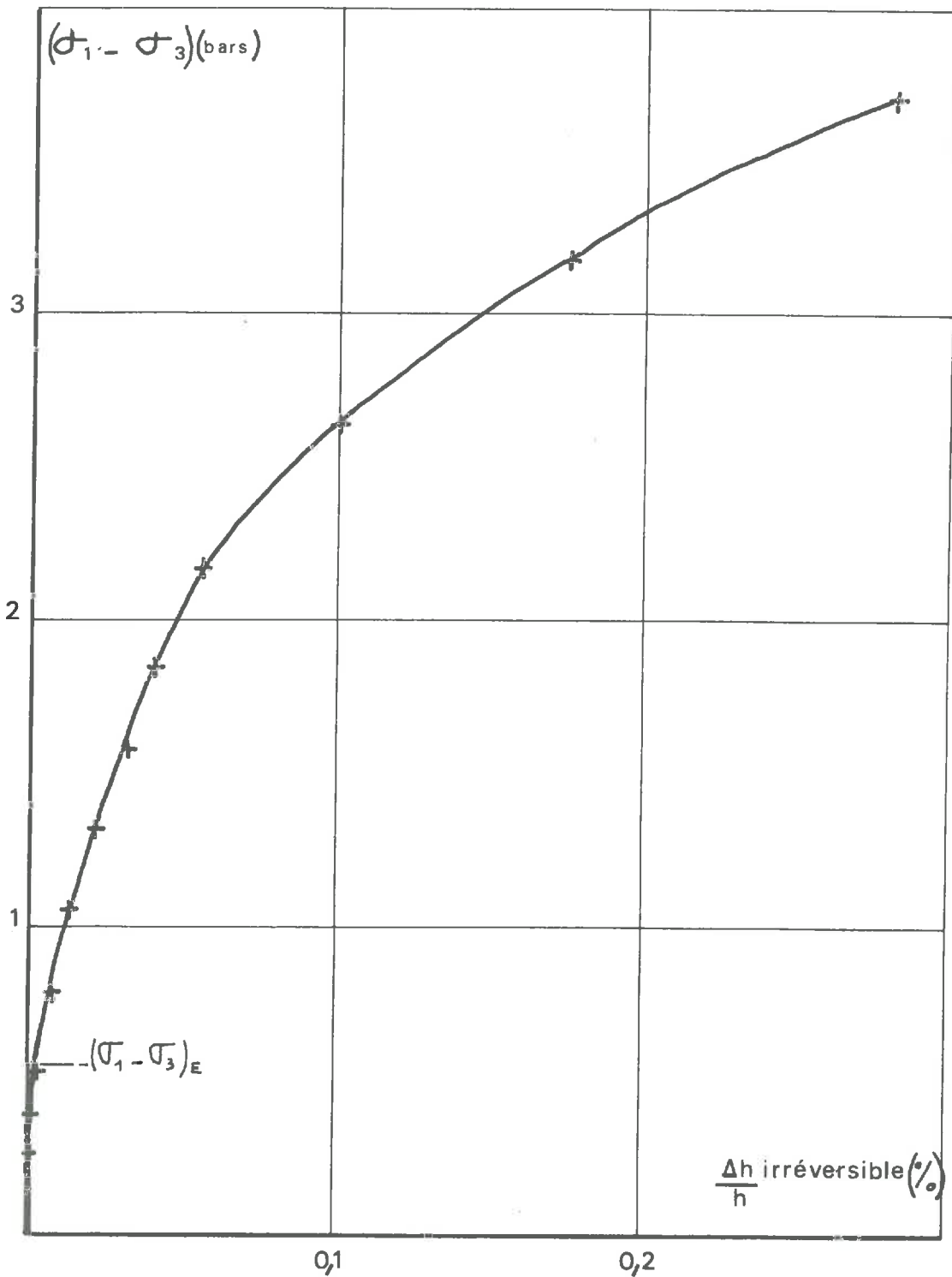


fig 3_16

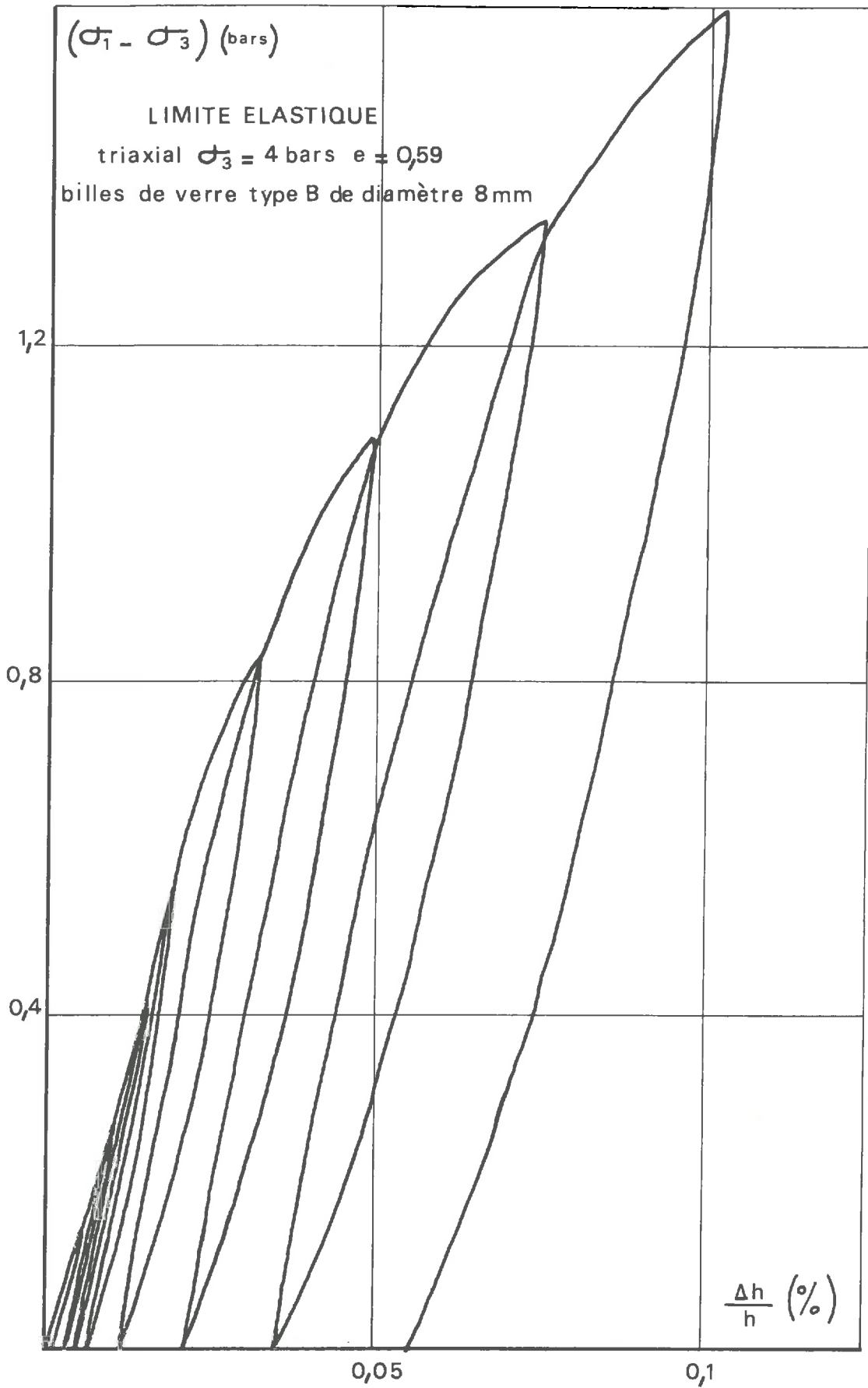


fig 3-17

LIMITE ELASTIQUE
triaxial $\sigma_3 = 4$ bars $e = 0,59$
billes de verre type B de diamètre 8mm

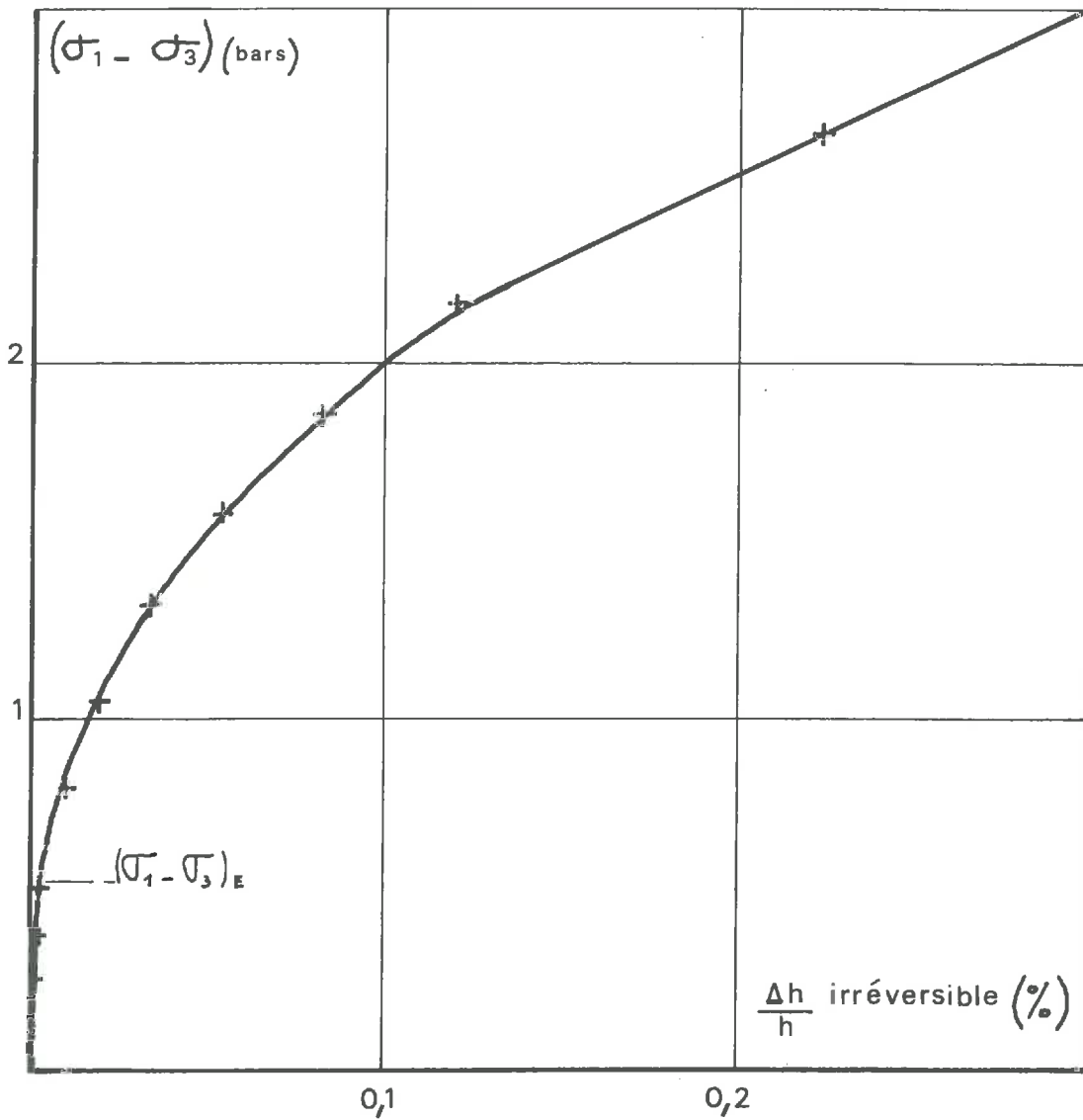


fig 3_18

LIMITE ELASTIQUE

Triaxial $\sigma_3 = 1$ bars - $e = 0,59$
billes de verre type (B) de diamètre 2 mm

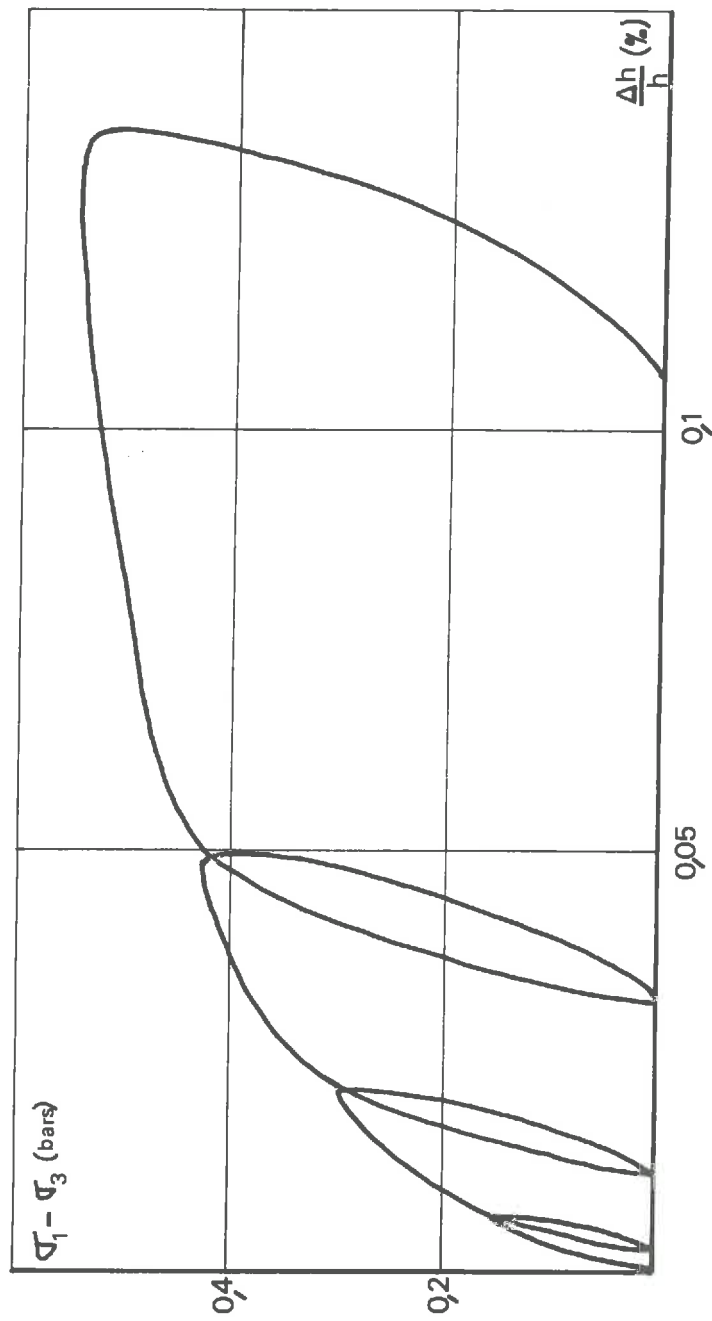


fig 3_19

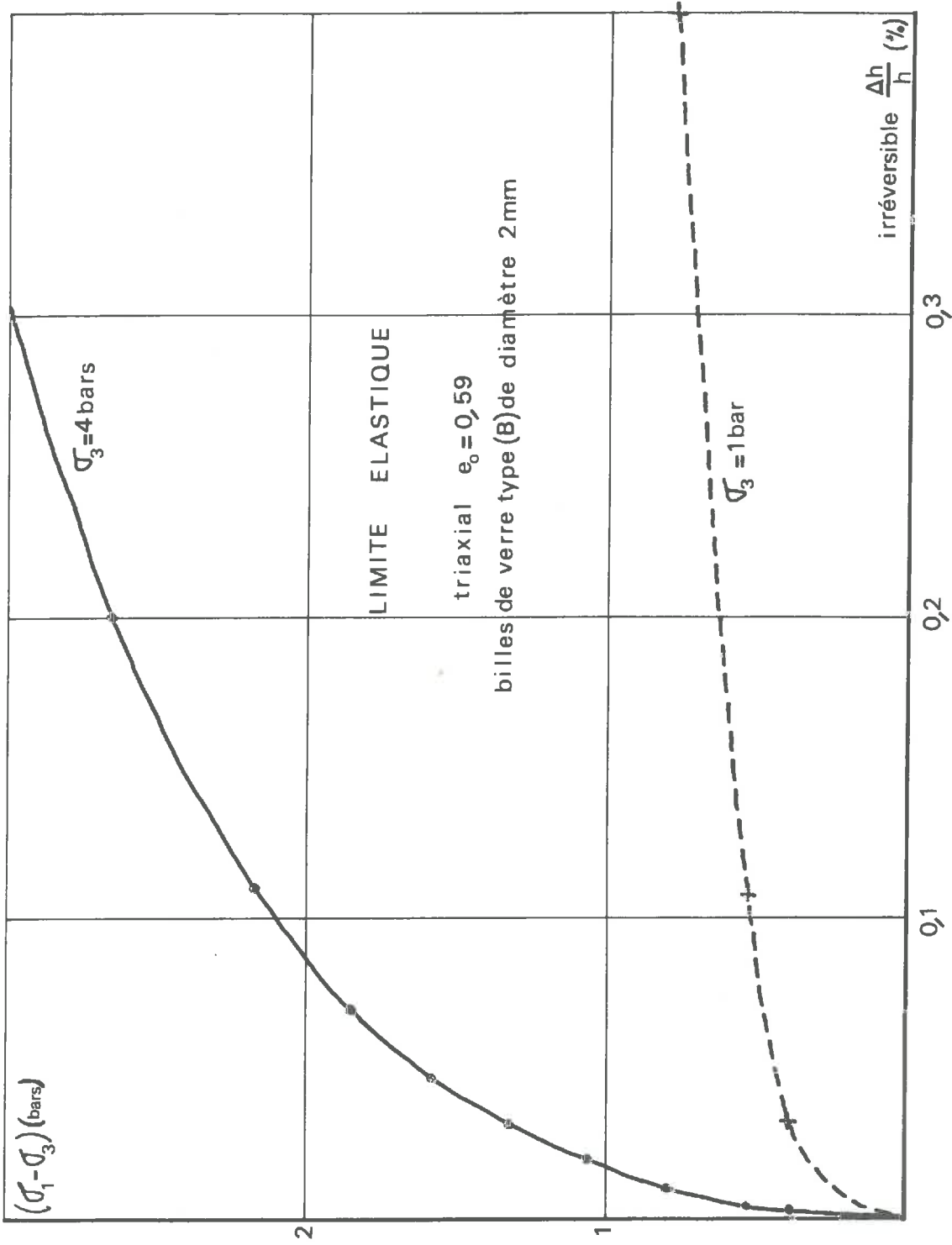


fig 3-20

COURBES INTRINSEQUES
billes A'(rugueuses) $e=0,59$

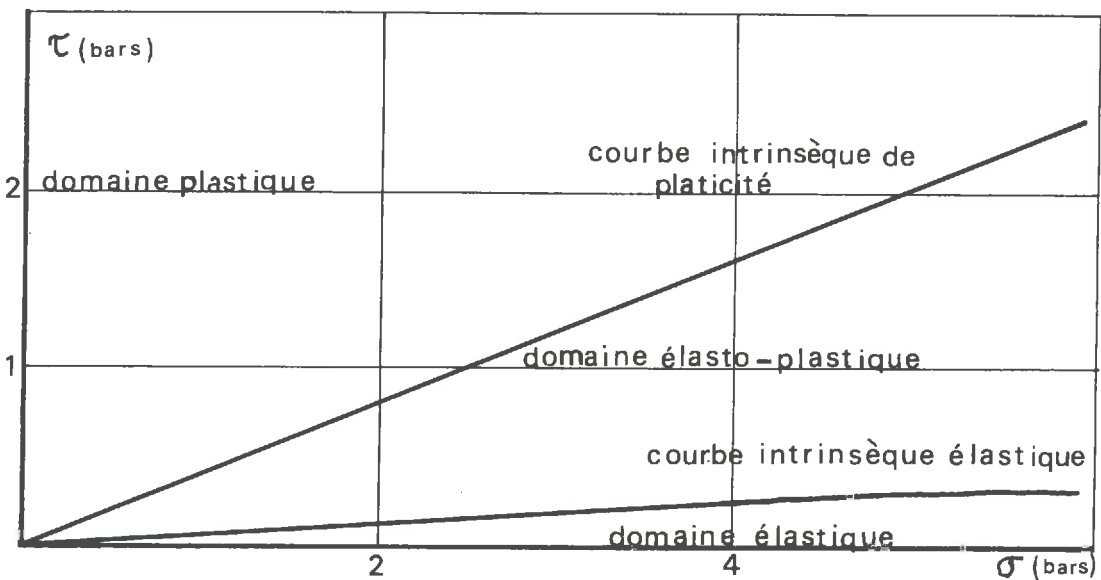
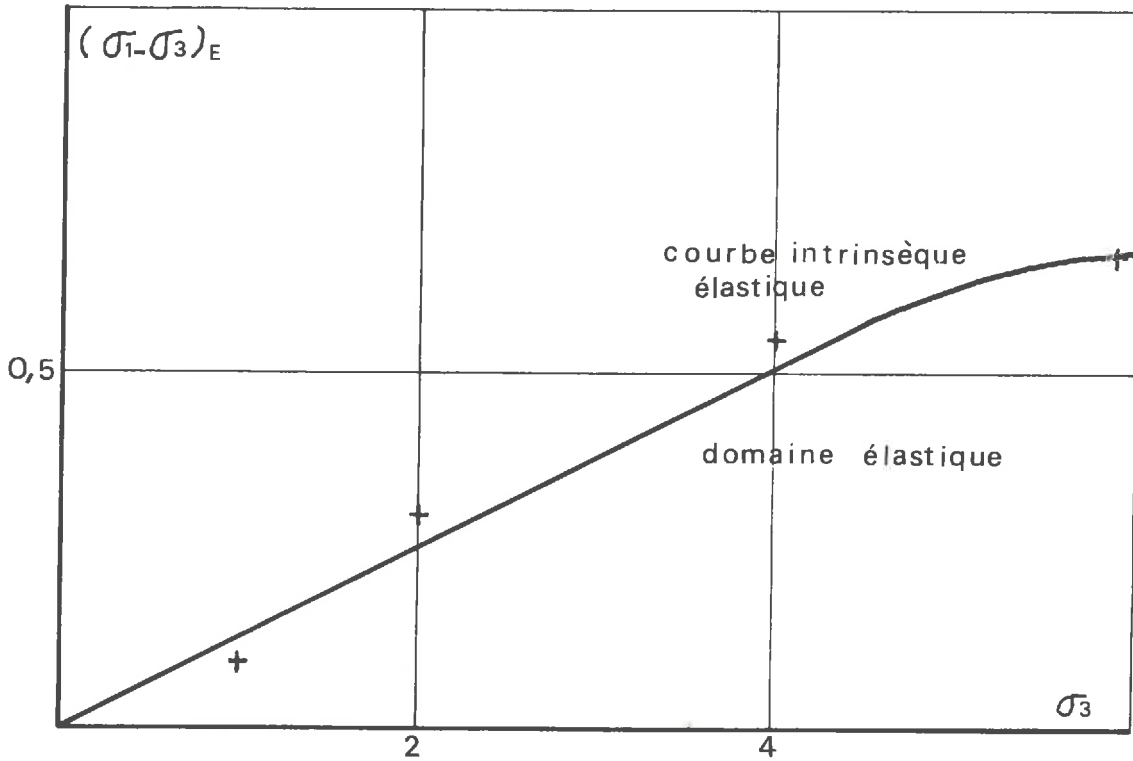


fig 3_21

LIMITE ELASTIQUE D'UN ENSEMBLE
DE BILLES DE VERRE

Triaxial . $\sigma_3 = 4 \text{ bars}$. $e = 0,59$

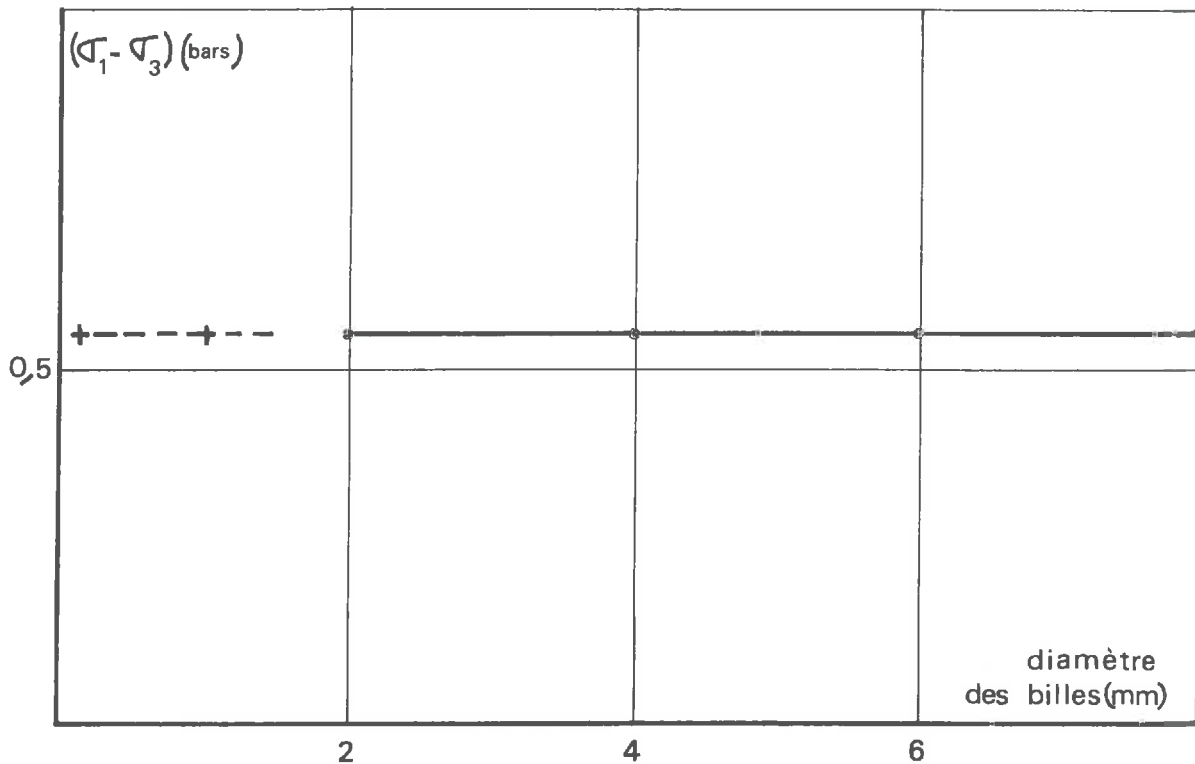


fig 3 - 22

dimension des particules (fig 3-23). Par contre lorsque $(\sigma_1 - \sigma_3)$ est supérieur à la limite élastique $(\sigma_1 - \sigma_3)_E$ les modules sécants et tangents triaxiaux semblent croître lorsque la dimension des particules augmente (fig 3-24 ; 3-25 ; 3-26 ; 3-27 ; 3-28).

Les modules sécants et tangents triaxiaux sont plus petits pour des particules lisses (billes B) que pour des particules rugueuses (billes A) (fig 3-25 ; 3-28).

Si l'on fait le calcul d'après les formules de Hertz en élasticité on peut démontrer que la déformation d'un ensemble de sphères due uniquement à la déformation de chaque sphère ne dépend pas de la dimension des particules. Cela explique que pour $(\sigma_1 - \sigma_3)$ inférieur à la limite élastique $(\sigma_1 - \sigma_3)_E$ les modules triaxiaux ne varient pas avec la dimension des particules. Par contre, pour $(\sigma_1 - \sigma_3)$ supérieur à la limite élastique il se produit des déplacements de particules. Ceux-ci sont plus faciles pour les petites particules, leurs modules triaxiaux seront donc inférieurs aux modules triaxiaux des grosses particules.

TRIAXIAL
modules sécants E_s
billes type B lisses $e = 0,59$

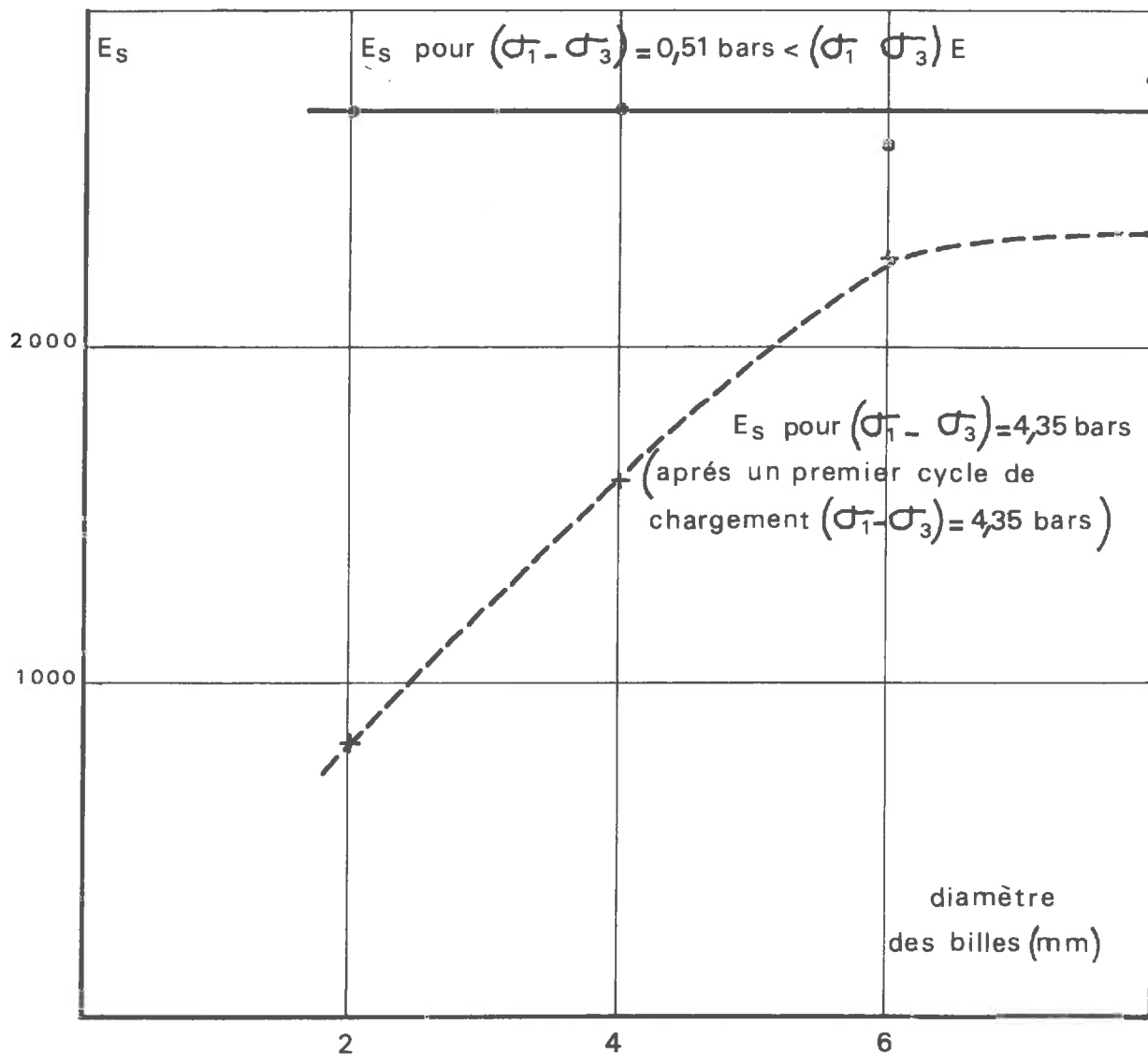


fig 3 - 23

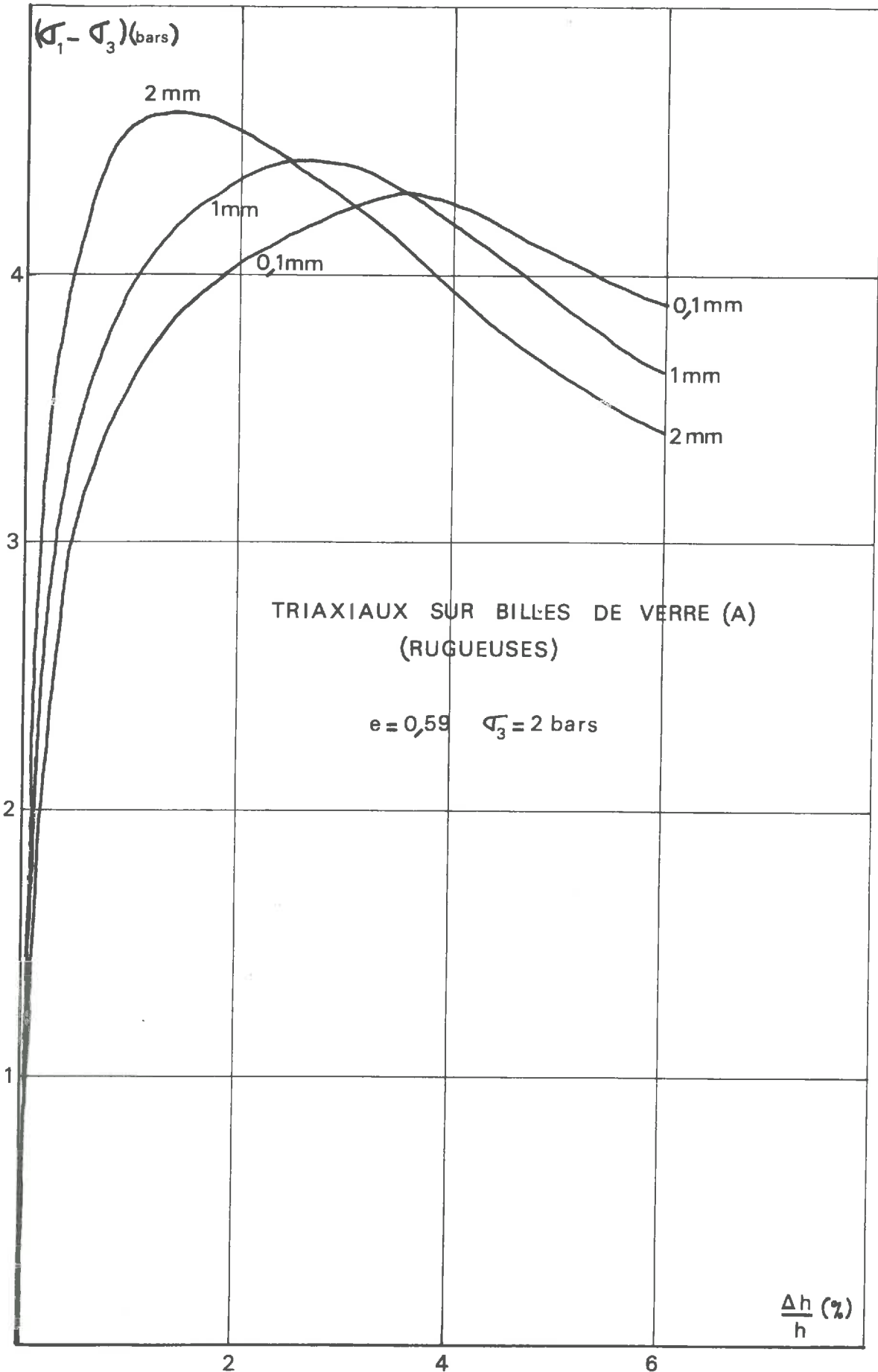


fig 3_24

TRIAxiaux SUR BILLES DE VERRE (A) (RUGUEUSES)

MODULE TANGENT : E_T

$e=0,59$ $\sigma_3 = 2$ bars

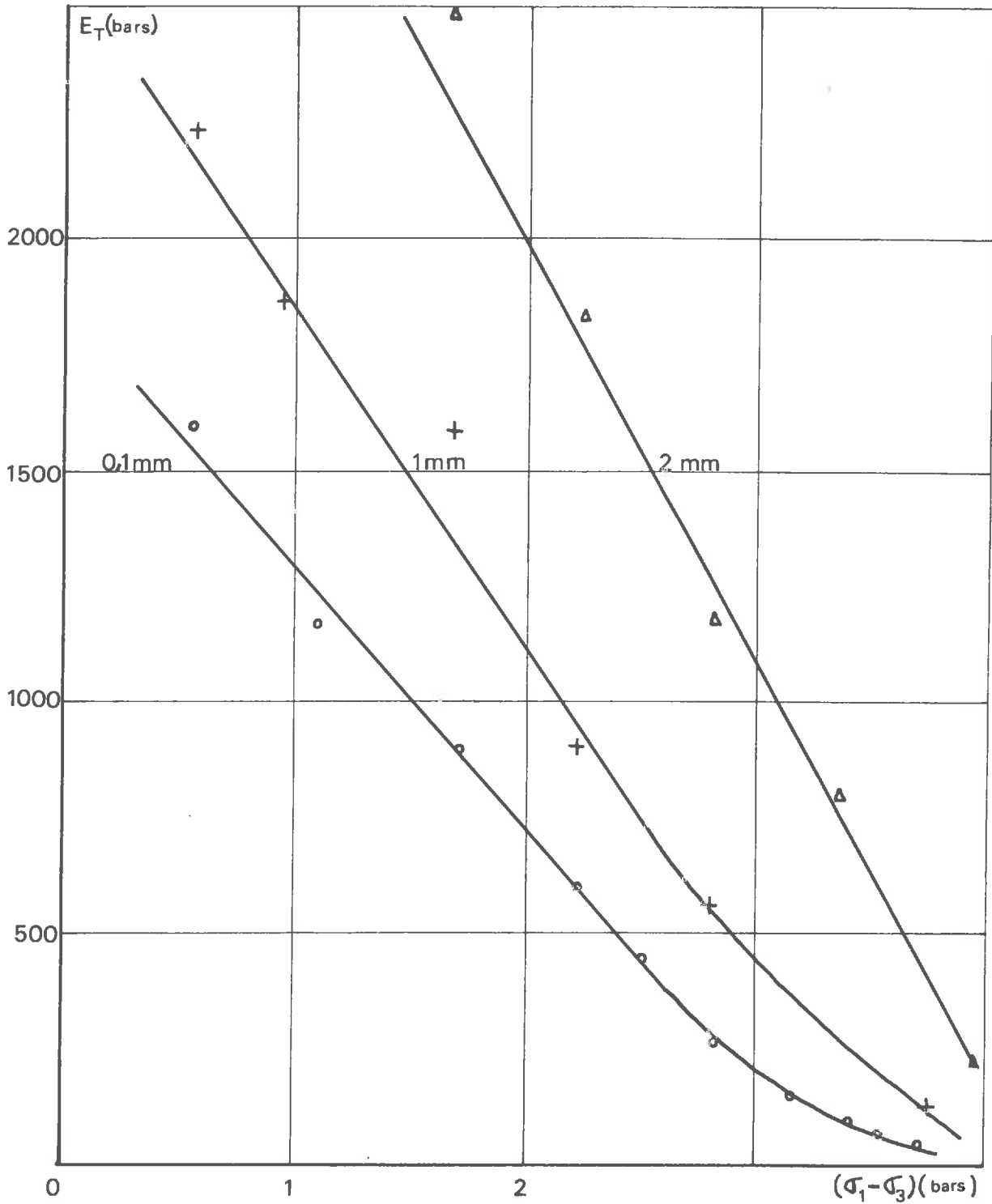


fig 3_25

TRIAXIAUX
graviers concassés (Carrières du GARON)
 $e=0,82 - \sigma_3 = 2 \text{ bars}$

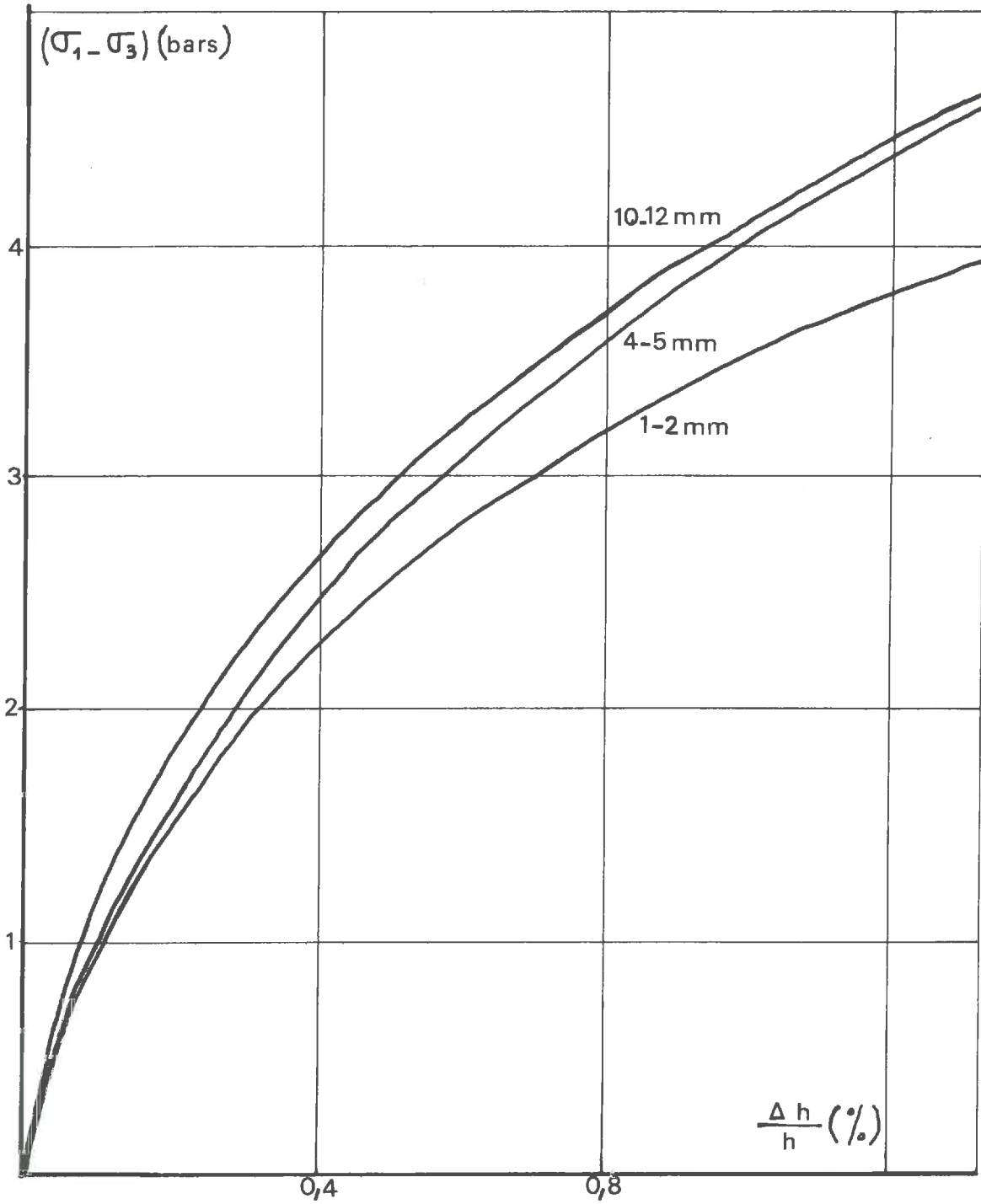


fig - 3-26

TRIAXIAUX SUR BILLES DE VERRE (B)
(LISSES) $e=0,59$ $\sigma_3 = 2$ bars

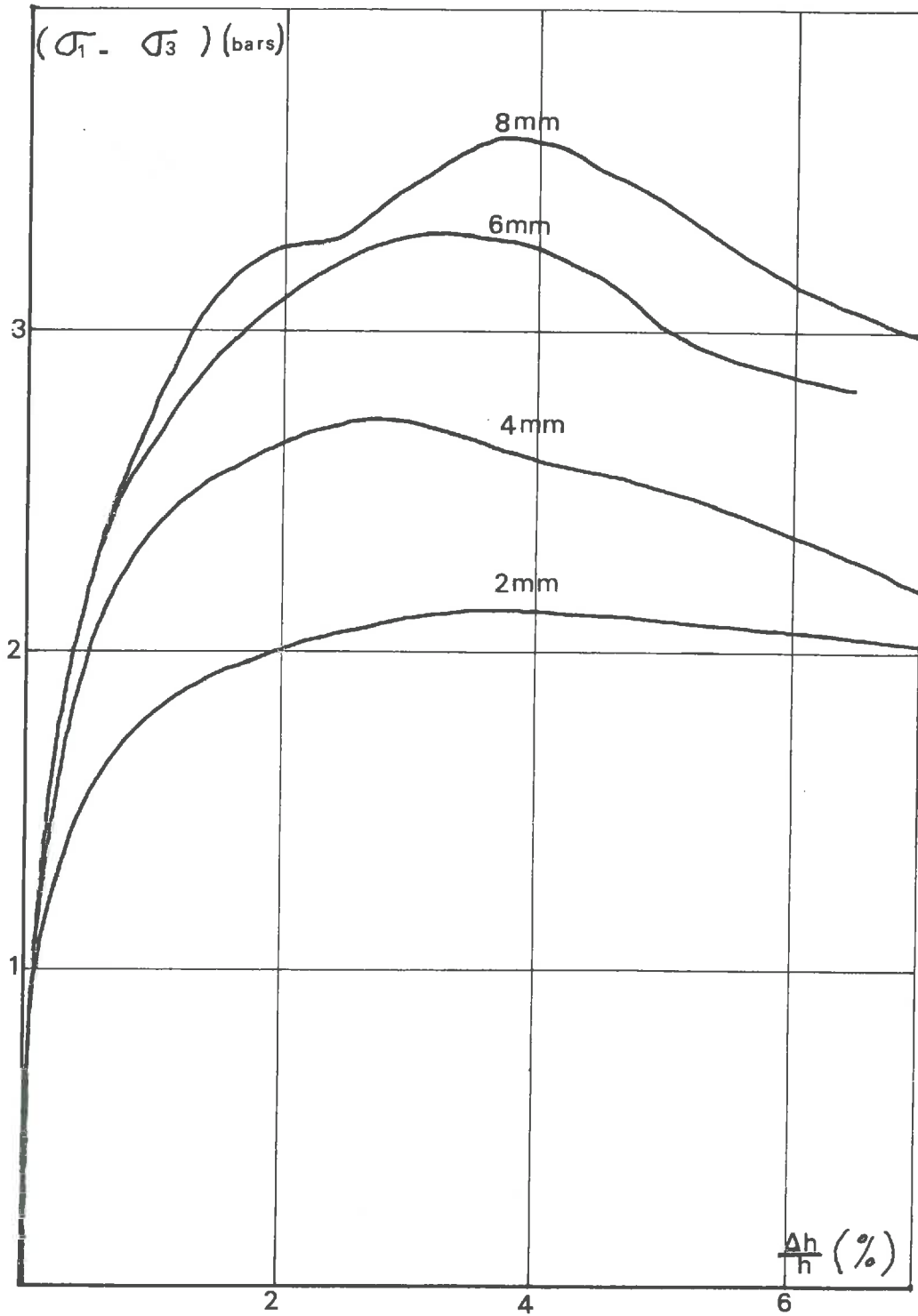


fig 3 - 27

TRIAxiaux SUR BILLES DE VERRE (B) (LISSES)

MODULE TANGENT: E_T $\nu = 0,59$

$\sigma_3 = 2$ bars

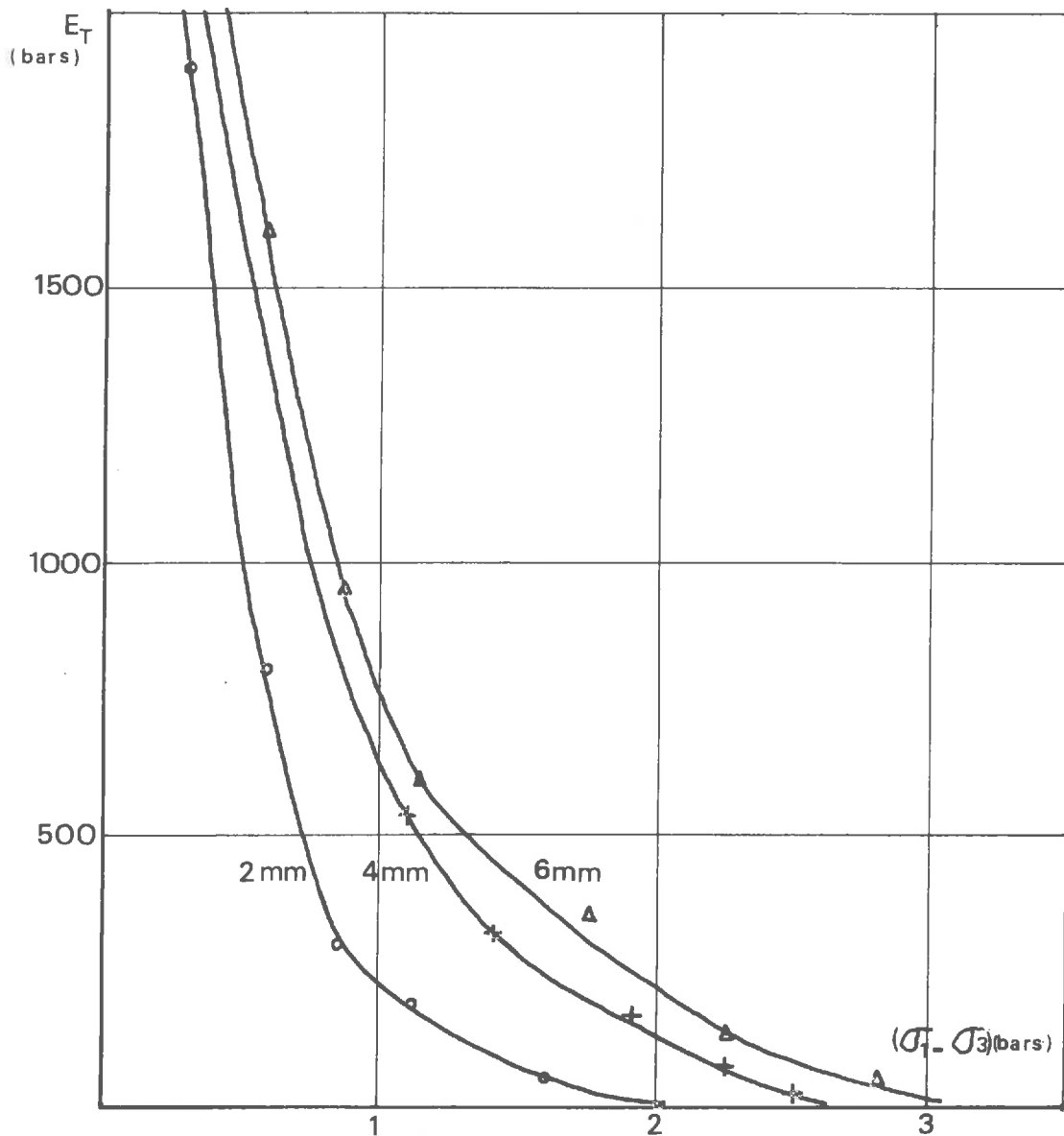


fig 3_28

III MILIEU PULVERULENT SOUMIS A UN ETAT DE CONTRAINTE OEDOMETRIQUE

III-1 ESSAIS OEDOMETRIQUES A FAIBLE CONTRAINTE

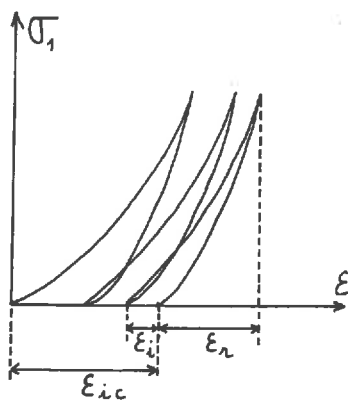
Nous avons utilisé comme matériaux (voir annexe) :

Des billes de verre de type A (rugueuses) de diamètre 0,1 mm ;
1 mm ; 2 mm.

Des billes de verre de type B (lisses) de diamètre 2 mm, 4 mm,
6 mm, 8 mm.

Pour chacun de ces matériaux nous avons réalisé une série de
50 cycles oedométriques de chargement - déchargement de contrainte maxi-
male égale à 18 bars. Chaque échantillon a été mis en place à un indice
des vides égal à 0,55, dans un moule cylindrique de 15 cm de diamètre.

La déformation au cours de chacun des cycles se compose d'une
déformation réversible (ϵ_r) et d'une déformation irréversible (ϵ_i).



ϵ_i : déformation irréversible

ϵ_{ic} : déformation irréversible
cumulée

ϵ_r : déformation réversible

La déformation irréversible diminue lorsque le nombre de

cycles augmente. La déformation irréversible cumulée tend alors vers une limite. Le cycle obtenu reste toujours un cycle "ouvert" avec hystérésis (voir paragraphe II-1, 2ème partie) (fig 3-29, 3-30, 3-31, 3-32, 3-33).

III 1-1 : Modules oedométriques sécants ou tangents (échantillons à même indice des vides)

- Premier cycle : Les modules oedométriques sécants ou tangents croissent lorsque la dimension des particules augmente, et ceci pour toutes les valeurs de contrainte utilisées (fig 3-34, 3-35). L'état de surface ne semble pas influencer notablement sur les modules oedométriques aux cours du premier cycle (fig 3-35).

- Cinquantième cycle : De même que pour le premier cycle les modules oedométriques sécants ou tangents augmentent lorsque la dimension des particules croît (fig 3-35).

III 1-2 : Déformation irréversible au cinquantième cycle

La déformation irréversible au 50ème cycle décroît lorsque la dimension des particules augmente. Ce qui signifie que le réarrangement des particules est plus difficile pour des particules de grosse dimension que pour les petites particules (fig 3-36).

Si l'on fait le calcul, d'après les formules de Hertz, en élasticité, on peut démontrer que la déformation d'un ensemble de sphères due uniquement à la déformation de chaque sphère ne dépend pas de la dimension des particules. Ceci semblerait en contradiction avec les résultats précédents. Mais pour les faibles contraintes la déformation d'un ensemble de sphères soumis à une contrainte oedométrique est due

OEDOMETRE - 50 CYCLES

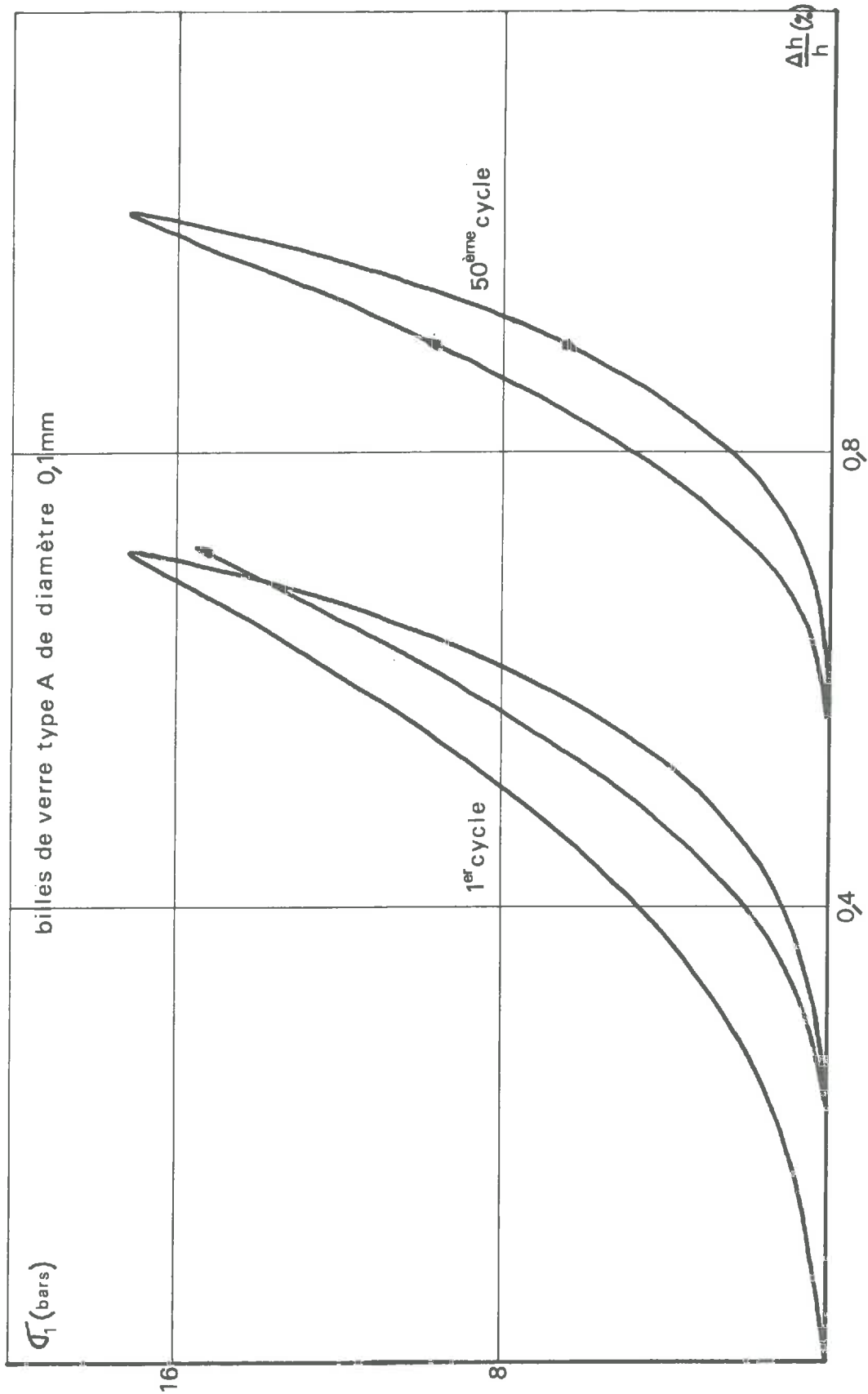
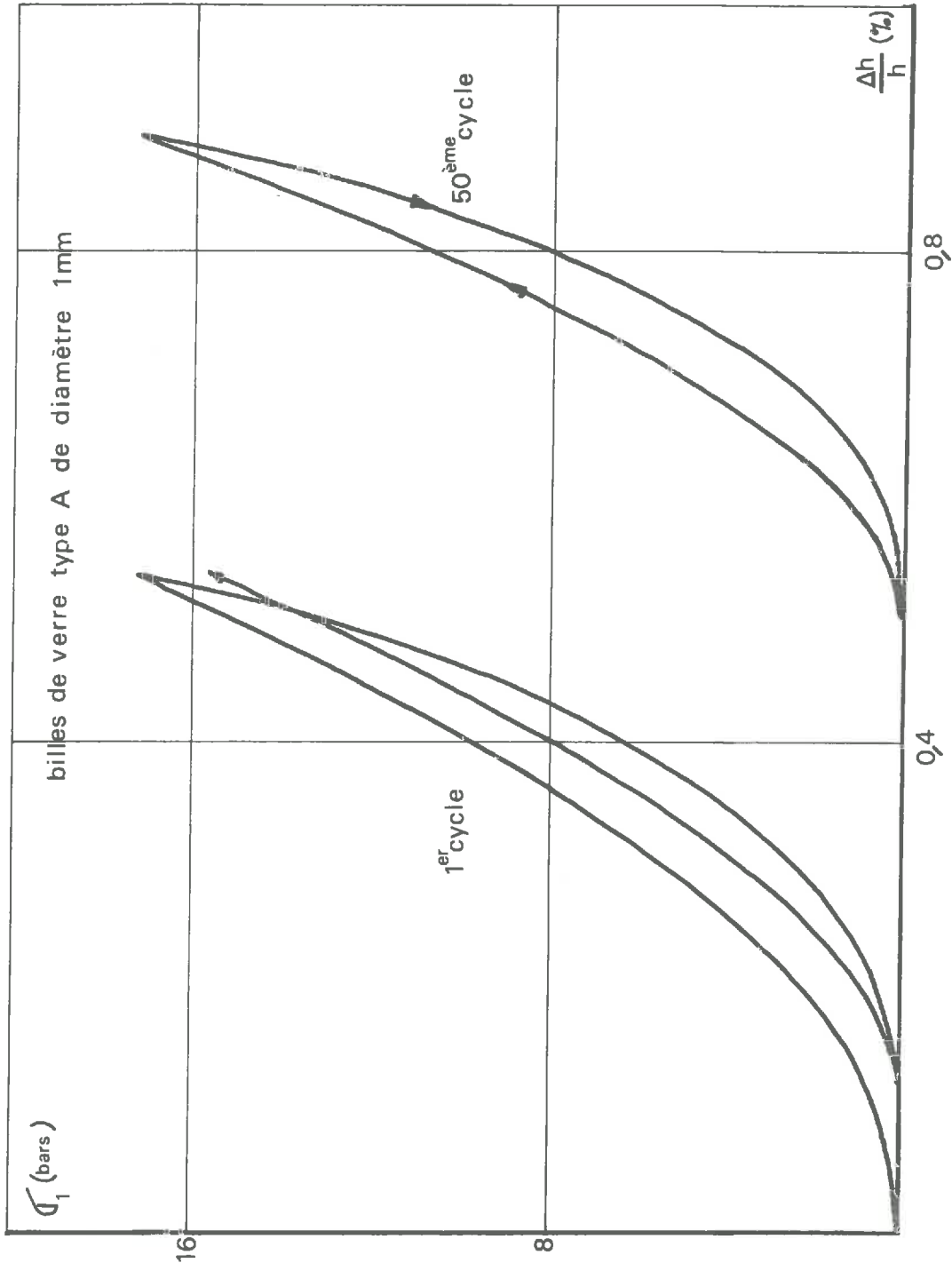


fig - 3 - 29

OEDOMETRE - 50 CYCLES - $e_0 = 0,55$



fig_3_30

OEDOMETRE 50 CYCLES $e = 0,55$

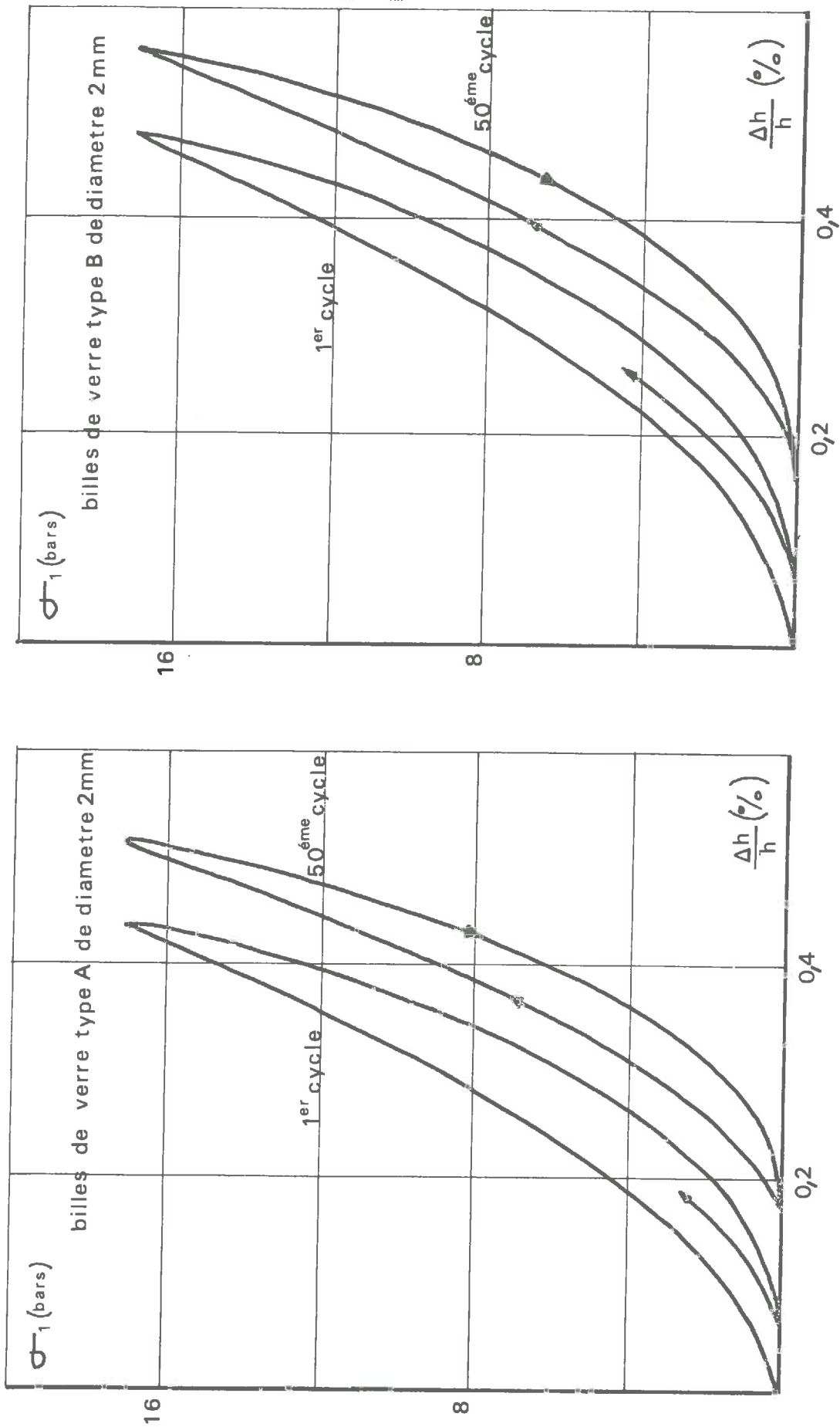


fig-3-31

OEDOMETRE 50 CYCLES $e_0 = 0,55$

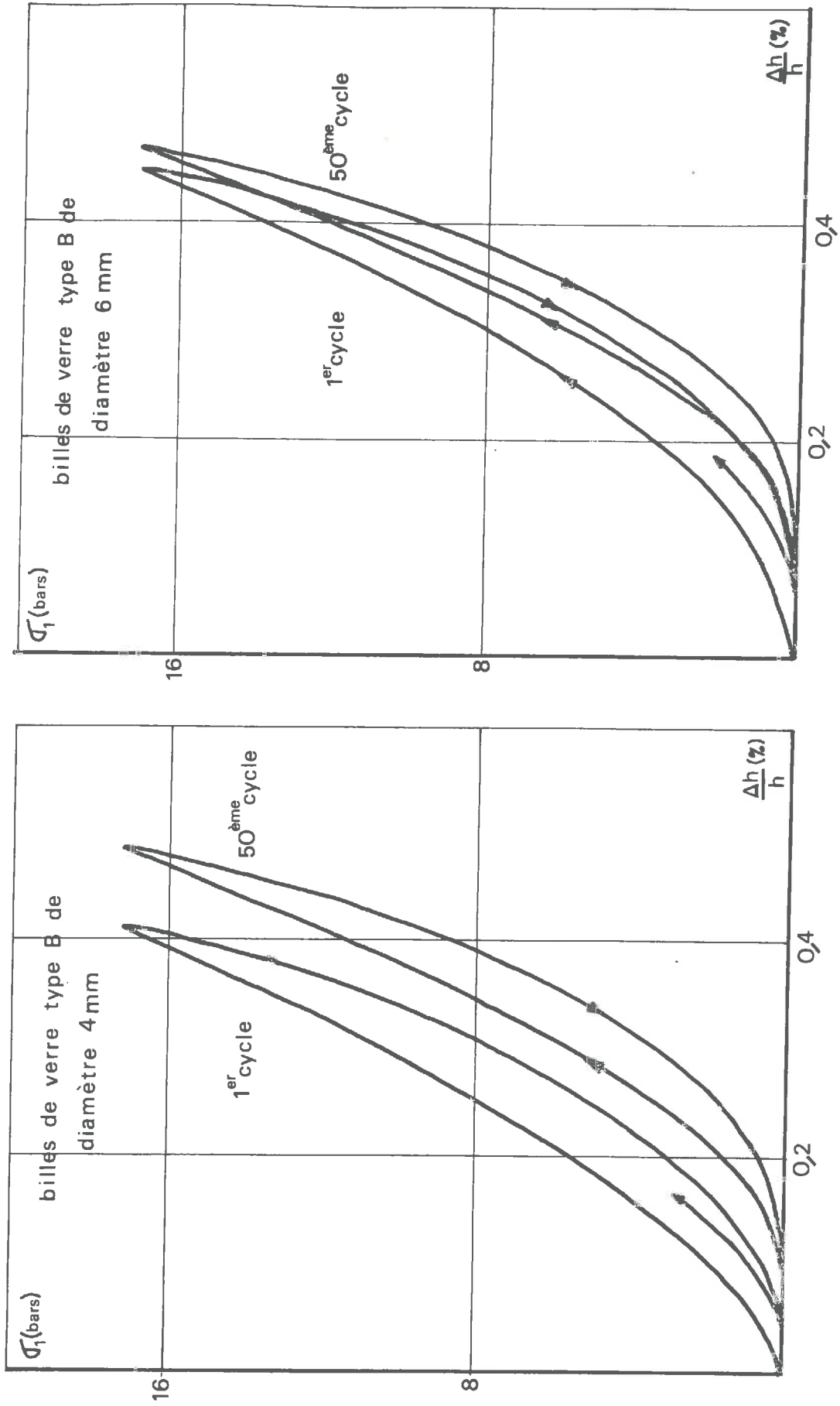
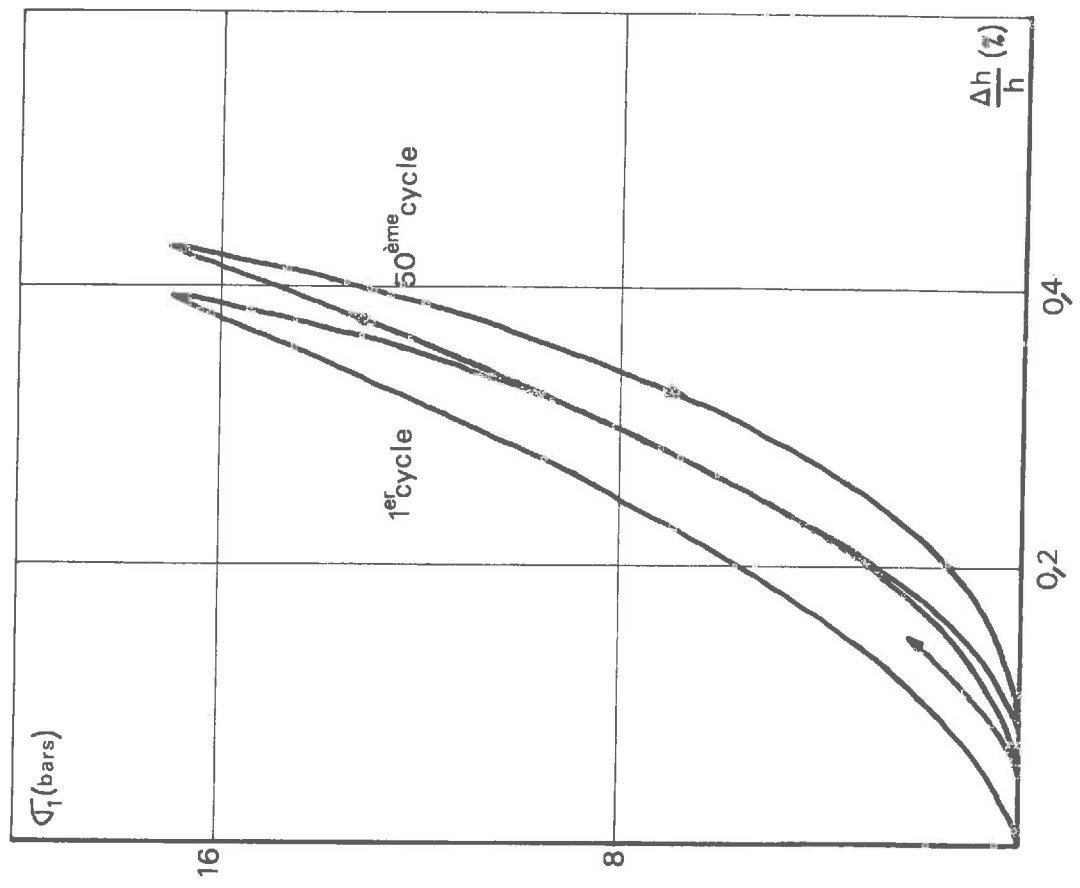


fig-3-32

OEDOMETRE 50 CYCLES

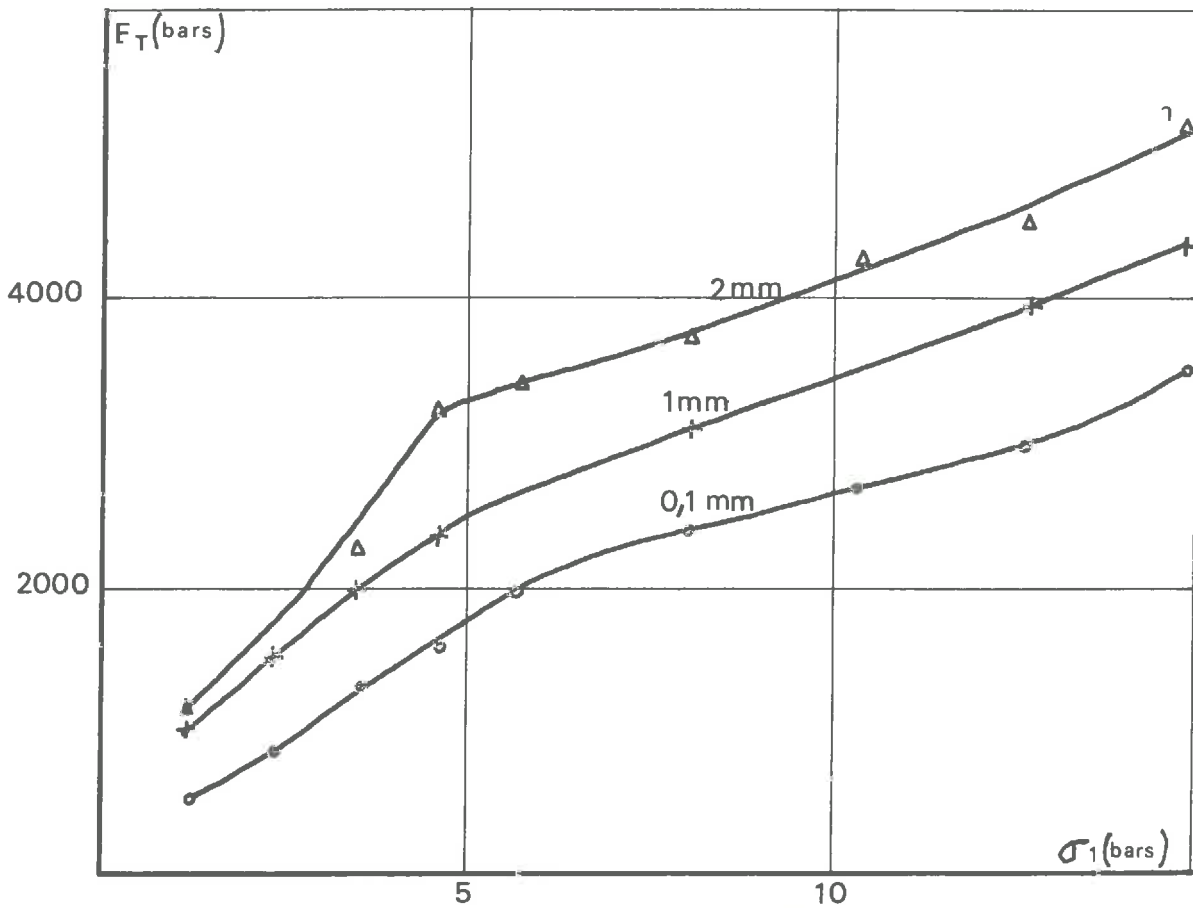
$e = 0,55$

billes de verre type B
diamètre 8 mm



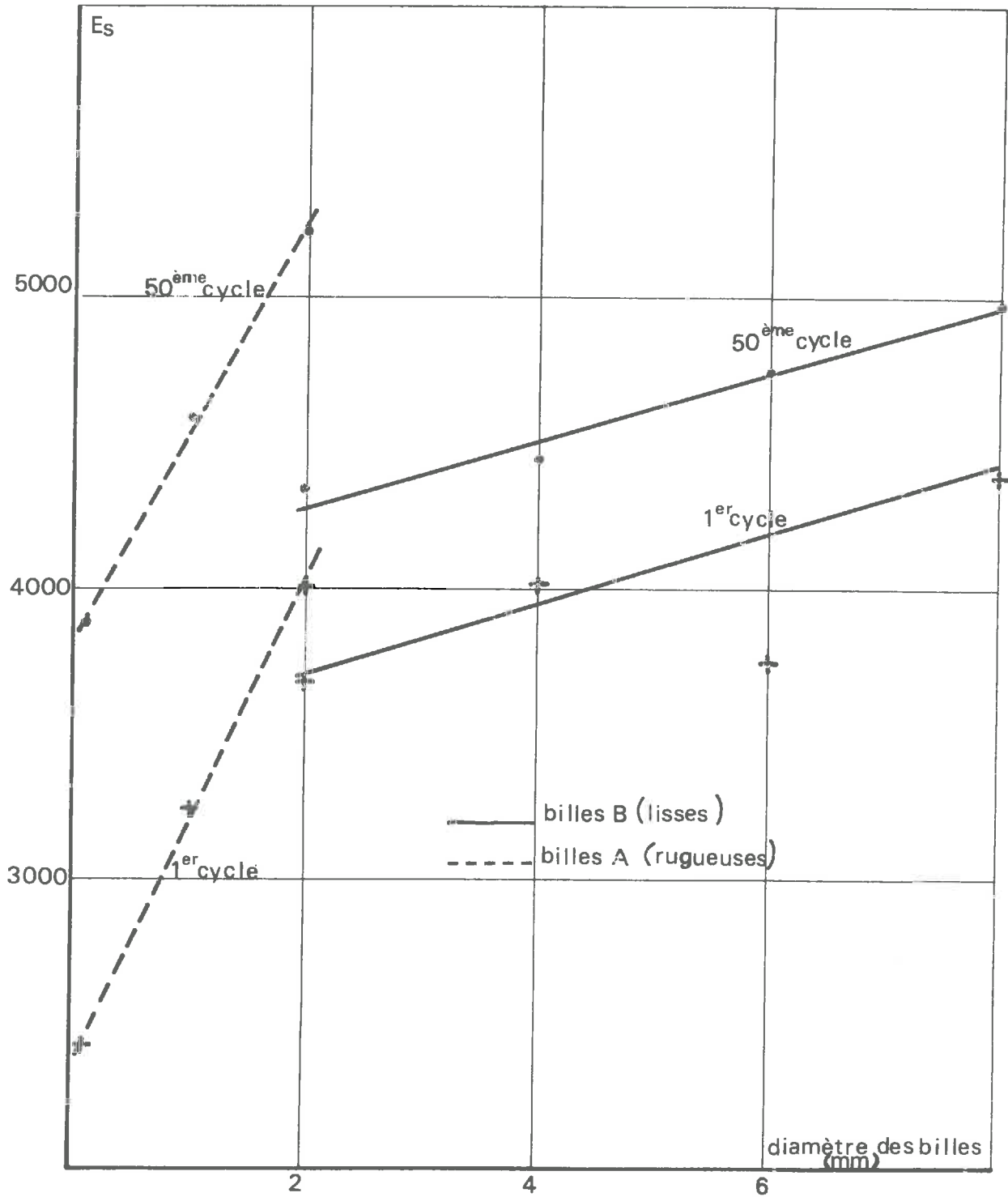
fig_3_33

OEDOMETRE
Modules tangents 1^{er} cycle
billes de verre $e=0,55$



fig_3.34

OEDOMETRE
Modules sécants
billes de verre $e=0,55$



fig_3_35

OEDOMETRE
Déformation irréversible au 50^{ème} cycle
billes de verre

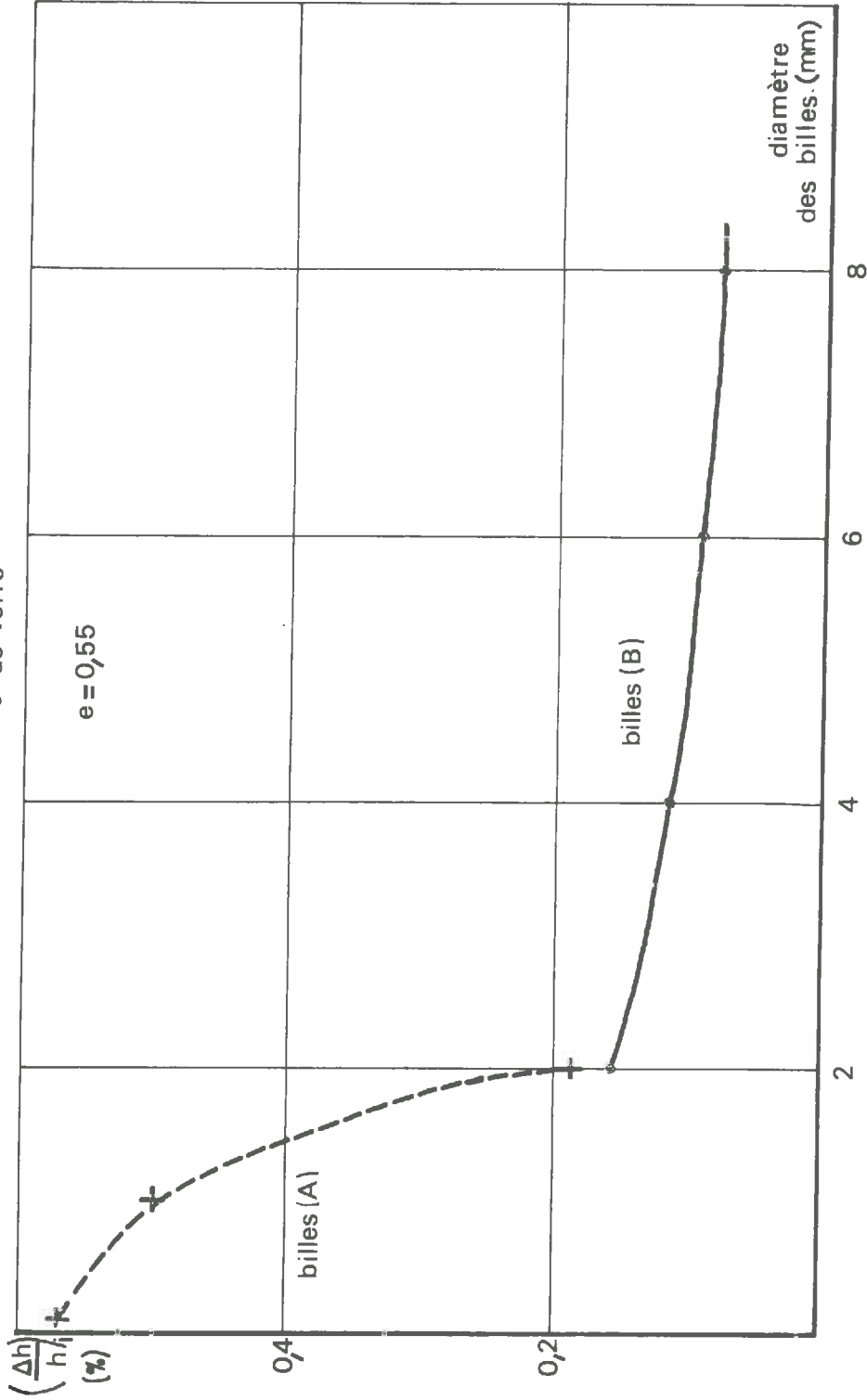


fig-3- 36

essentiellement au réarrangement des particules. Comme nous l'avons vu précédemment ce réarrangement est plus facile pour les petites particules, le module oedométrique sera donc plus grand pour les grosses particules. Nous avons vu dans la deuxième partie de cette étude, au paragraphe II-1 que, à partir d'un certain nombre de cycles la déformation irréversible s'annule. Le cycle effort - déformation est alors un cycle réversible avec hystérésis. Nous savons (2ème partie, paragraphe II-1) que cette hystérésis est due aux déplacements réversibles des particules. On peut donc dans ce cas là aussi, expliquer que le module oedométrique est plus grand pour les grosses particules par le fait que le réarrangement des grosses particules est plus difficile.

III - 2 ESSAIS OEDOMETRIQUES A FORTE CONTRAINTE, RUPTURE DES PARTICULES

Nous avons tout d'abord essayé de définir la loi qui relie la force de rupture d'une particule entre deux plateaux à la dimension de la particule. Puis nous avons voulu déterminer la loi reliant la force de rupture d'une particule entre deux plateaux à la contrainte de rupture σ_R d'un ensemble de particules soumis à un essai oedométrique. En particulier, nous avons essayé de déterminer l'influence de la dimension des particules sur cette contrainte σ_R .

III-2-1 : Rupture d'une seule particule

Nous avons réalisé l'écrasement de diverses particules entre deux plateaux, dans chacun des cas nous enregistrons la courbe effort - déformation.

Nous avons utilisé quatre types de matériaux :

Billes de verre de type A de diamètre 1 mm et 2 mm

Billes de verre de type B de diamètre 2 mm, 4 mm, 6 mm, 8 mm.

Graviers roulés de granulométrie : 1 à 2 mm, 4 à 5 mm, 8 à 10 mm.

Graviers concassés de granulométrie : 1 à 2 mm, 4 à 5 mm, 8 à 10 mm.

Pour chaque dimension de particules nous avons réalisé dix écrasements, nous obtenons ainsi dix valeurs de la force de rupture. Si nous traçons l'histogramme de fréquence de cette force nous obtenons une répartition semblable à la répartition de Gauss (voir 2ème partie fig. 2-17). Nous avons pris comme force de rupture la moyenne de la distribution obtenue.

Sur les figures 3-37, 3-38, nous avons porté en ordonnée la racine carrée de la force de rupture et en abscisse la dimension des particules, et ceci pour chacun des matériaux utilisés. On peut voir que les points expérimentaux s'alignent de façon très satisfaisante. Pour chacun des matériaux utilisés on peut donc mettre la force de rupture sous la forme : $F_R = C + k R^2$

R : rayon moyen de la particule

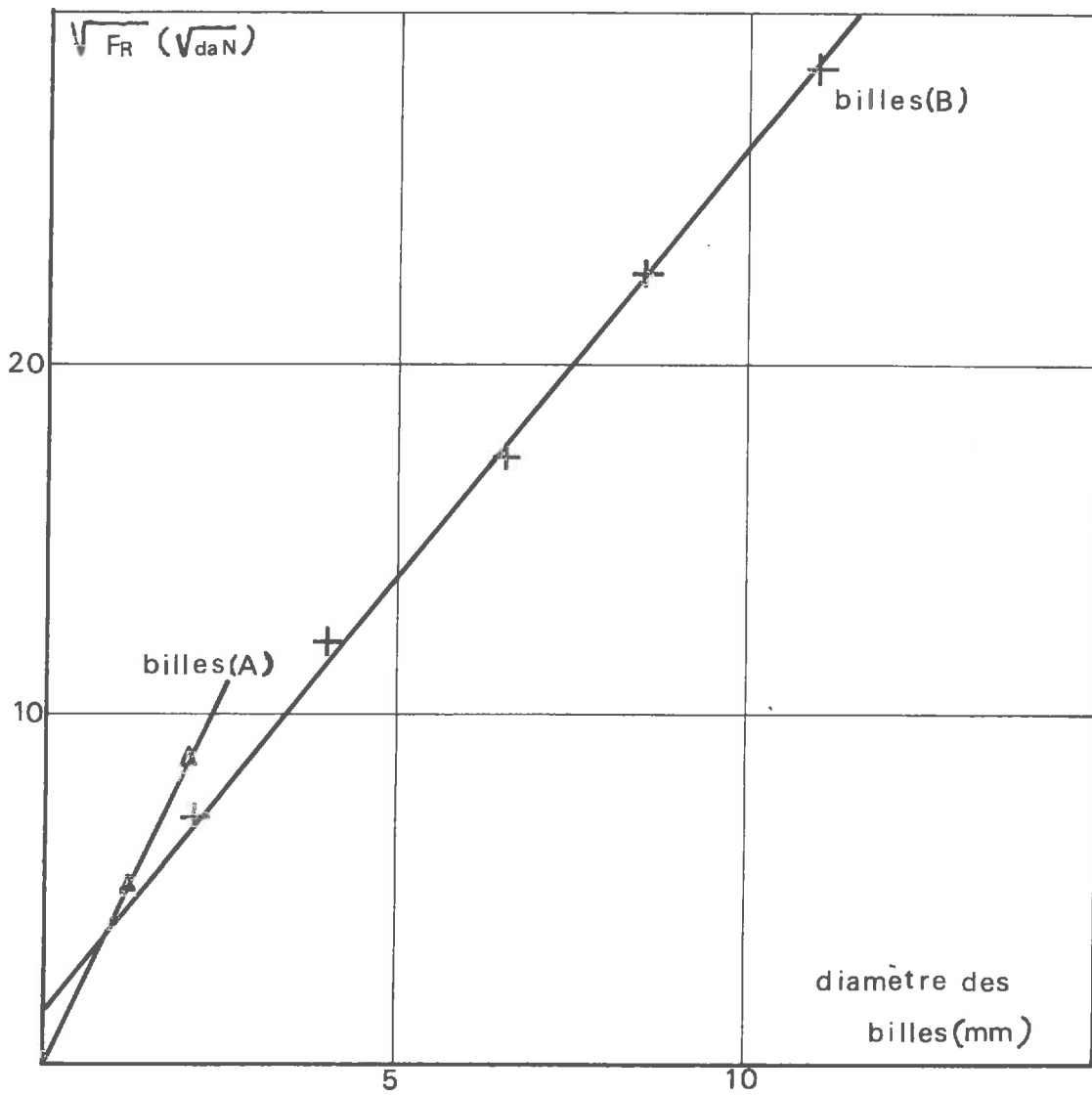
k : constante dépendant du matériau

C : constante qui est égale à 0 pour les billes A, les graviers roulés et concassés et qui est voisine de 0 pour les billes B.

La force de rupture d'une particule peut donc se mettre sous la forme $F_R \simeq k R^2$ cette formule peut s'expliquer pour les particules sphériques à partir des formules de Hertz (voir Timoshenko : "théorie de l'élasticité" p 404).

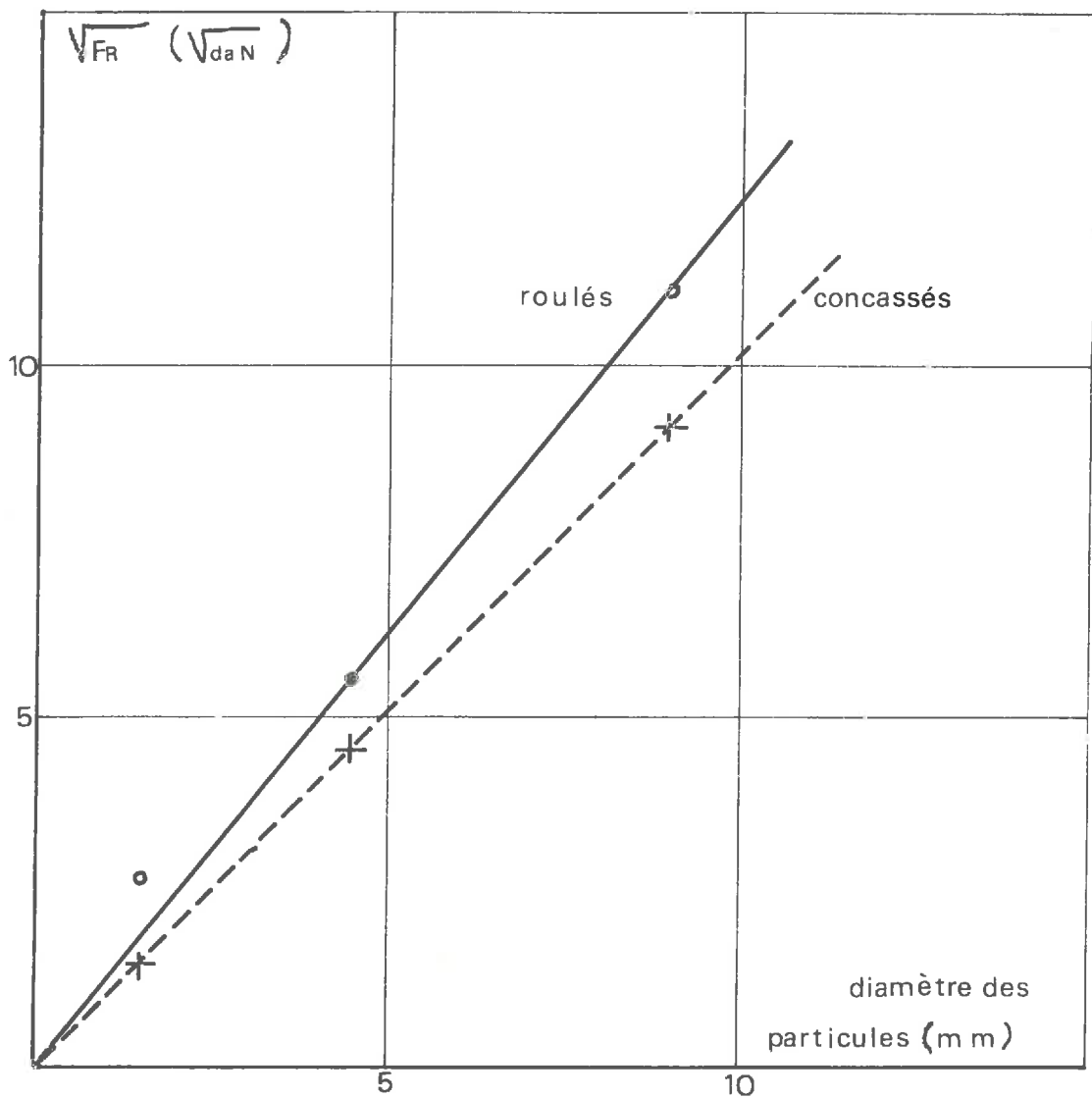
Soit une particule sphérique soumise, entre 2 plateaux plans,

FORCE DE RUPTURE
DE BILLES DE VERRE



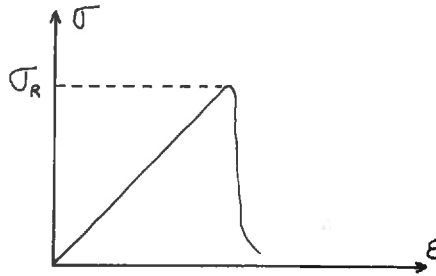
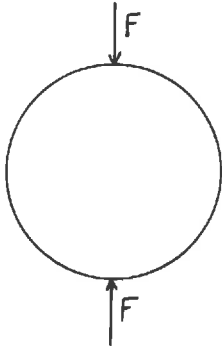
fig_3_37

FORCE DE RUPTURE DE GRAVIERS



fig_3_38

à deux forces de contacts opposées.



Nous considérons que la courbe effort - déformation du verre (en traction et en compression) est du type élastique - fragile. On considérera que le coefficient de Poisson ν du verre est égal à 0,3.

q_0 étant la contrainte maximale de compression dans le contact sphère - plan :

La contrainte maximale de cisaillement vaut $0,31 q_0$

La contrainte maximale de traction vaut : $\frac{1-\nu}{3} q_0$

Il peut y avoir rupture soit par cisaillement, soit par traction (pour un matériau fragile comme le verre la rupture se produira par traction). Donc pour une valeur de $q_0 = q_{MAX}$ la contrainte de traction dans le verre atteindra sa valeur limite de rupture. Si l'on admet que le verre est un matériau élastique jusqu'à sa limite de rupture, on pourra écrire :

$$q_{MAX} = 0,388 \sqrt[3]{\frac{F_R E^2}{R^2}}$$

q_{MAX} étant une constante du matériau utilisé

E : module de Young du matériau

R : rayon de la sphère

F_R : force de rupture

On voit donc que F_R est de la forme : $F_R = k R^2$

k étant une constante dépendant du matériau utilisé.

III-2-2 : Rupture d'un ensemble de particules

Nous avons vu dans la deuxième partie de cette étude que, pour un ensemble de particules soumis à un essai oedométrique, la contrainte de rupture des particules peut se mettre sous la forme :

$$\sigma_R = \frac{1}{k} \left(\frac{3 F_R}{2 \pi R^2 (1+e)} + B \right)$$

k dépendant du matériau utilisé, B étant une constante.

Nous venons de voir au paragraphe précédent que la force de rupture F_R d'une particule entre deux plateaux est de la forme : $F_R = k R^2$
 k ne dépendant que du matériau utilisé.

Donc :

$$\sigma_R = \frac{1}{k} \left(\frac{3 k}{2 \pi (1+e)} + B \right)$$

Cette formule montre bien que la contrainte de rupture d'un ensemble de particules ne dépend pas de la dimension des particules. Ceci est en accord avec les résultats expérimentaux de la figure 2-18 de la deuxième partie de cette étude. On peut voir sur cette figure que la contrainte σ_R est une fonction linéaire de $\frac{1}{1+e}$ et semble ne pas dépendre de la dimension des particules. On peut voir aussi sur la figure 3-39 que la rupture des billes de verre à même indice des vides $e = 0,61$ se produit pour une même valeur de $\sigma_R \simeq 240$ bars, quel que soit le diamètre des billes.

OEDOMETRE
rupture de billes de verre e=0.61

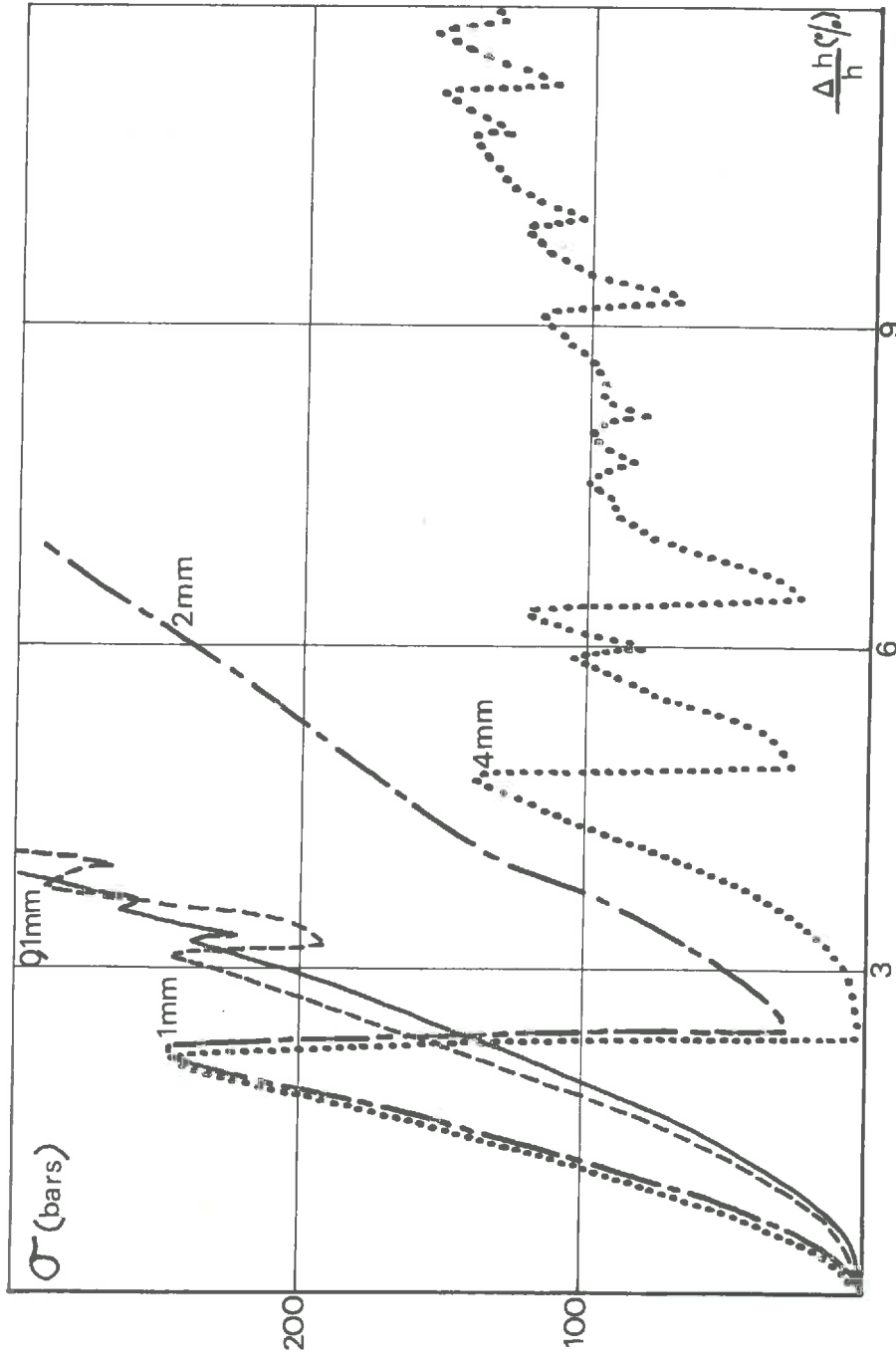


fig-3-39

Q U A T R I E M E P A R T I E

INFLUENCE DE LA FORME DES PARTICULES

SUR LES PROPRIETES MECANIQUES D'UN MILIEU PULVERULENT

I C O M P A C I T E

Nous avons utilisé comme matériaux (voir annexe) :

Des graviers roulés de granulométrie : 1-2 mm, 4-5 mm,
8-10 mm.

Des graviers concassés de granulométrie : 1-2 mm, 4-5 mm,
8-10 mm.

Chacun de ces matériaux a été mis en place de deux façons différentes dans un moule cylindrique de 15 cm de diamètre :

Premier mode de mise en place : le matériau a été déversé dans le moule d'une hauteur constante de 5 cm.

Deuxième mode de mise en place : le matériau après avoir été déversé dans le moule a été vibré sous légère charge (0,01 bar) pendant deux minutes à l'aide du vibro tamis (voir annexe).

Pour une même dimension de particule et un même mode de mise en place l'indice des vides d'un matériau anguleux est beaucoup plus grand que l'indice des vides d'un matériau arrondi (voir dans la 3ème partie de cette étude la figure 3-3).

II MILIEU PULVERULENT SOUMIS A UN ETAT DE CONTRAINTE DEVIATOIRE
(ESSAIS TRIAXIAUX)

Nous avons utilisé comme matériaux (voir annexe) :

Des graviers roulés et des graviers concassés de différentes dimensions, provenant de la même carrière (carrières du GARON)

Des billes de verre sphériques et des billes de verre concassées

Nous avons réalisé deux séries d'essais triaxiaux.

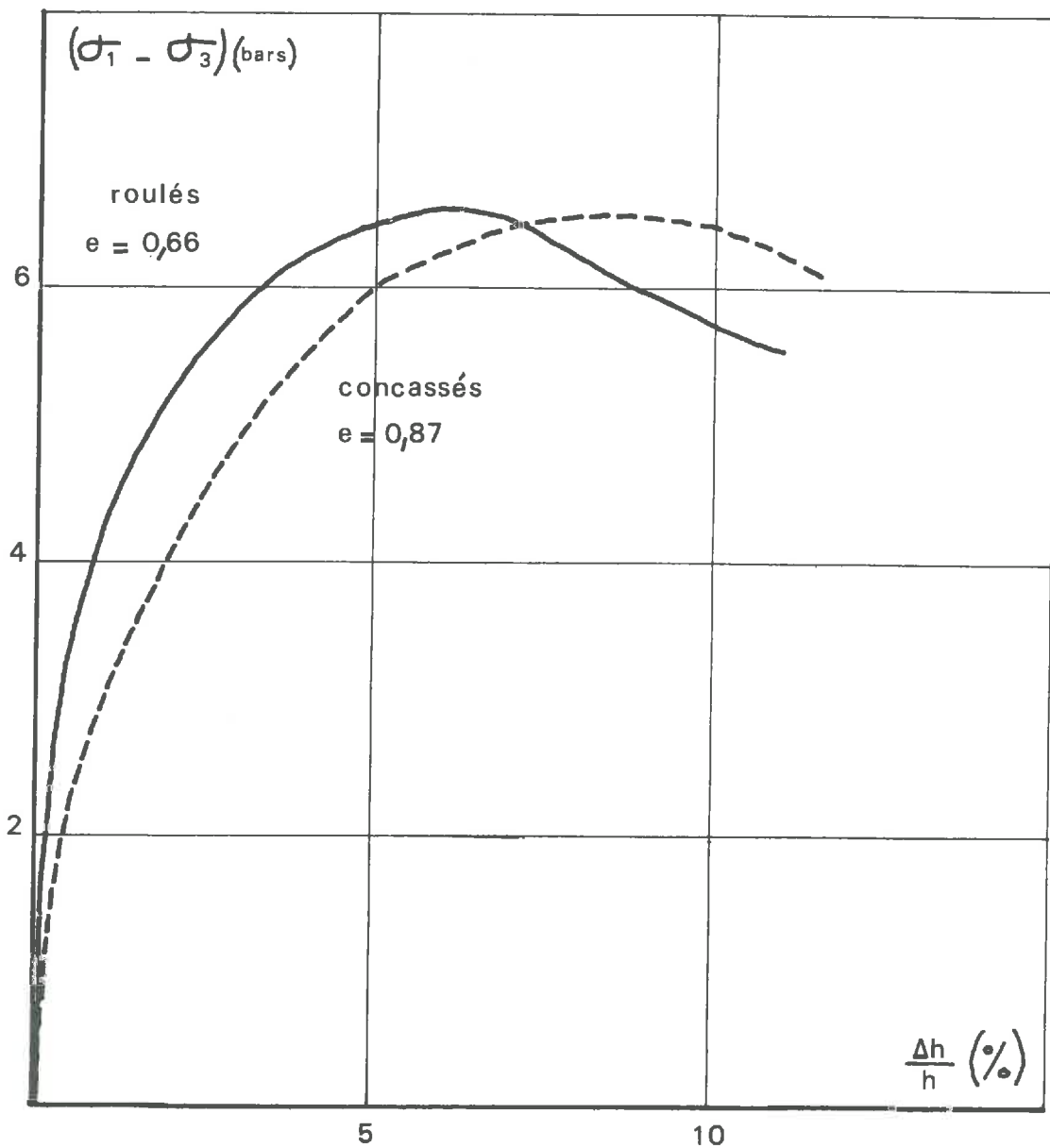
II-1 ECHANTILLONS DE MATERIAUX ROULES ET CONCASSES MIS EN PLACE DE LA MEME FACON

Chacun des matériaux utilisés a été mis en place de la même façon, c'est-à-dire simplement déversé dans le moule utilisé pour les matériaux pulvérulents. Les matériaux concassés anguleux se mettent en place selon un indice des vides beaucoup plus élevé que les matériaux roulés arrondis.

- Angle de frottement :

Pour les graviers de granulométrie 2-4 mm et 5 mm les angles de frottement du roulé et du concassé sont égaux (fig 4-1, 4-4). Pour les graviers de granulométrie 8-11 mm l'angle de frottement du concassé est légèrement plus grand (fig 4-7).

TRIAXIAUX
graviers(2-4mm)(carrieres du GARON)
même mode de mise en place - $\sigma_3 = 2$ bars



fig_4_1

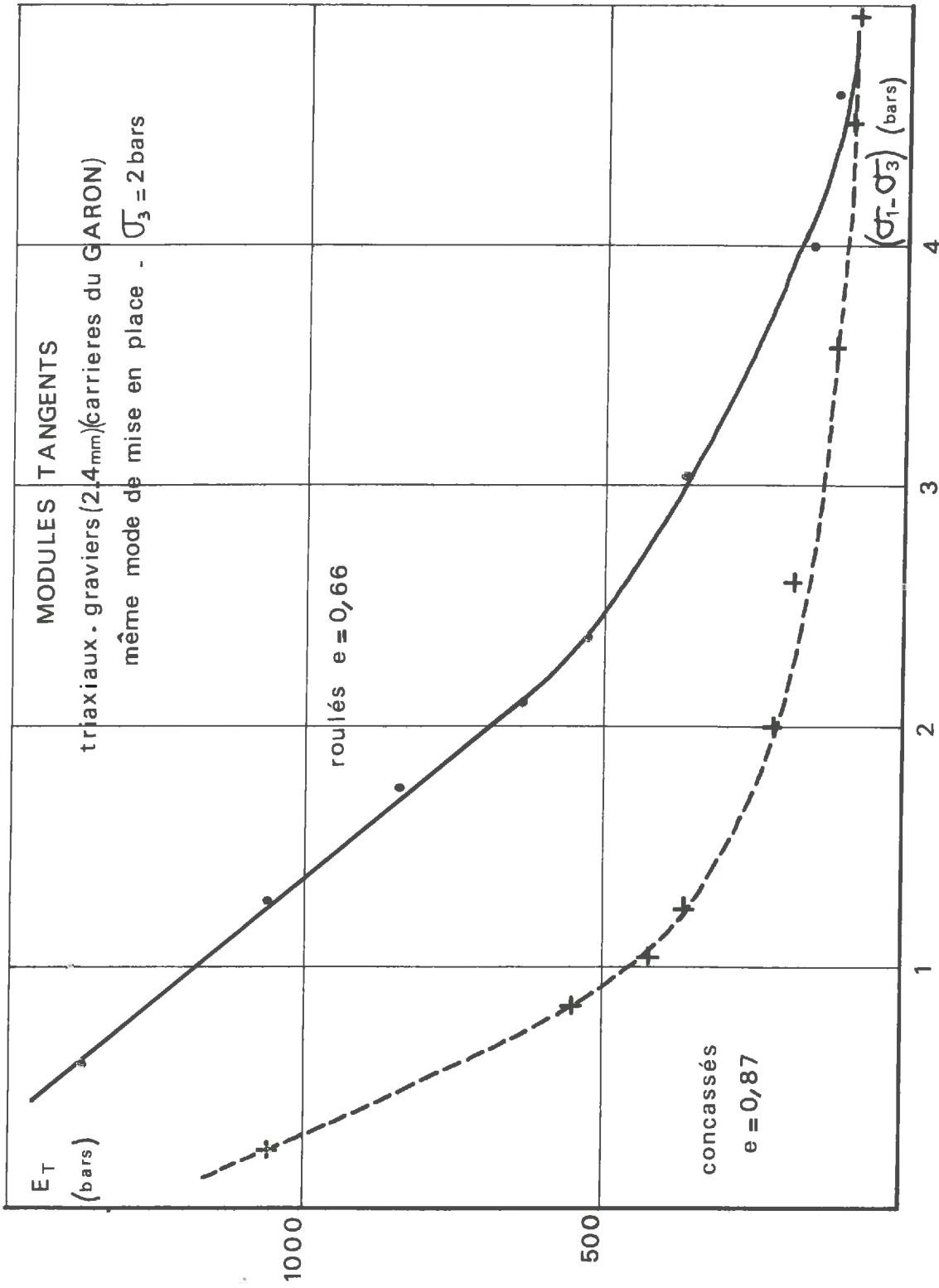


fig-4-2

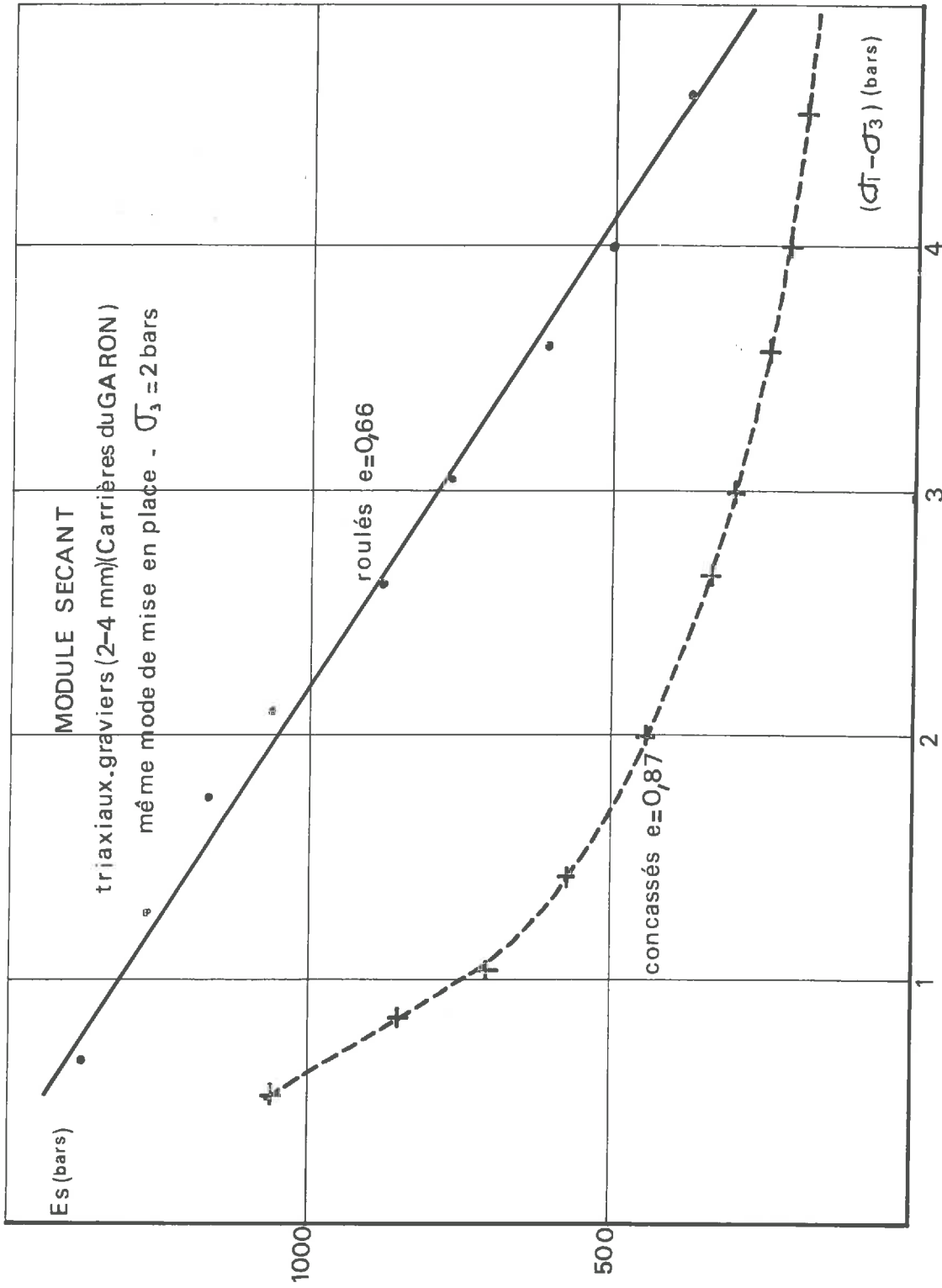


fig-4-3

TRIAxiaux
graviers (5mm) (carrieres du GARON)
même mode de mise en place. $\bar{\sigma}_3 = 2 \text{ bars}$

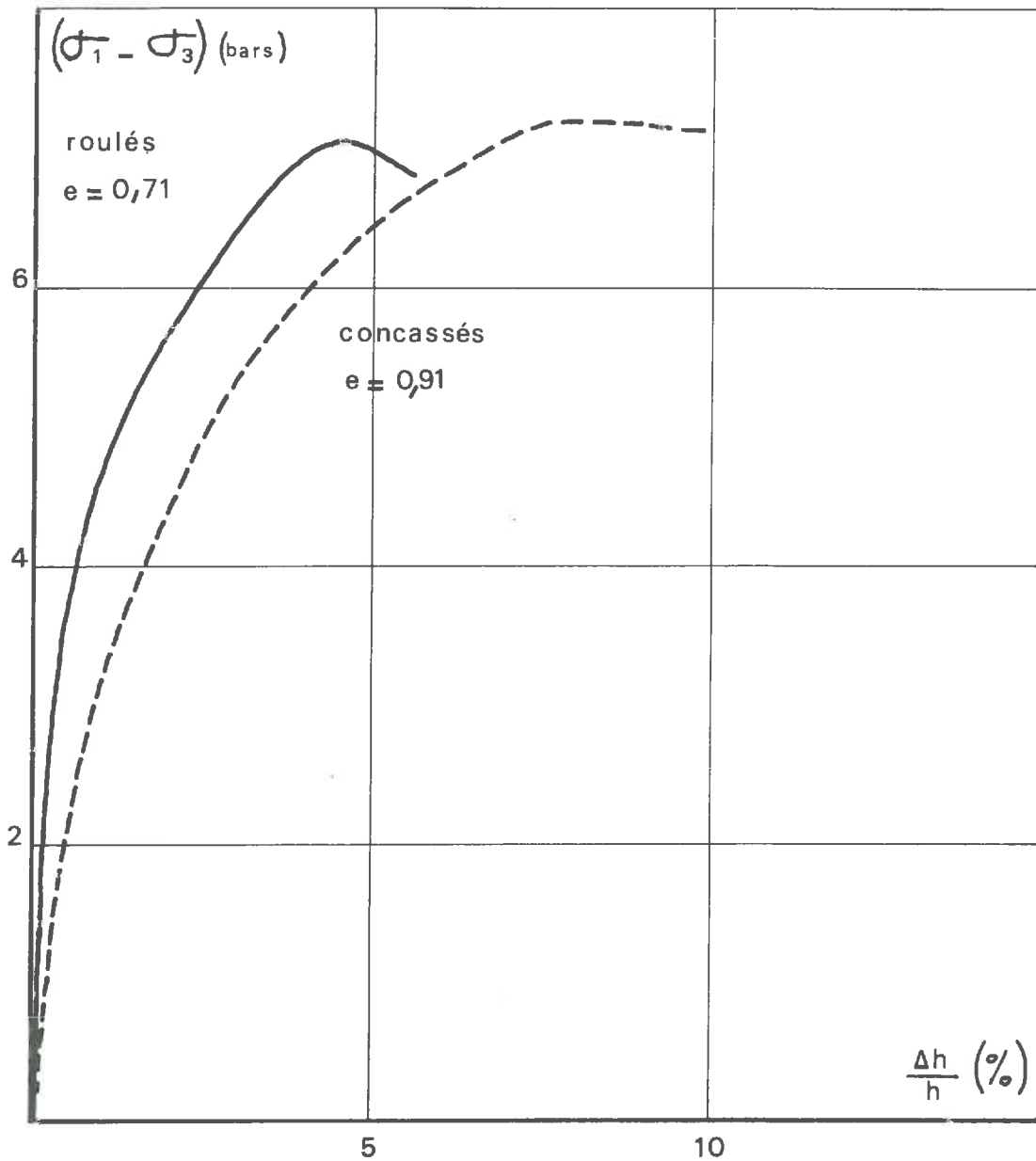


fig-4- 4

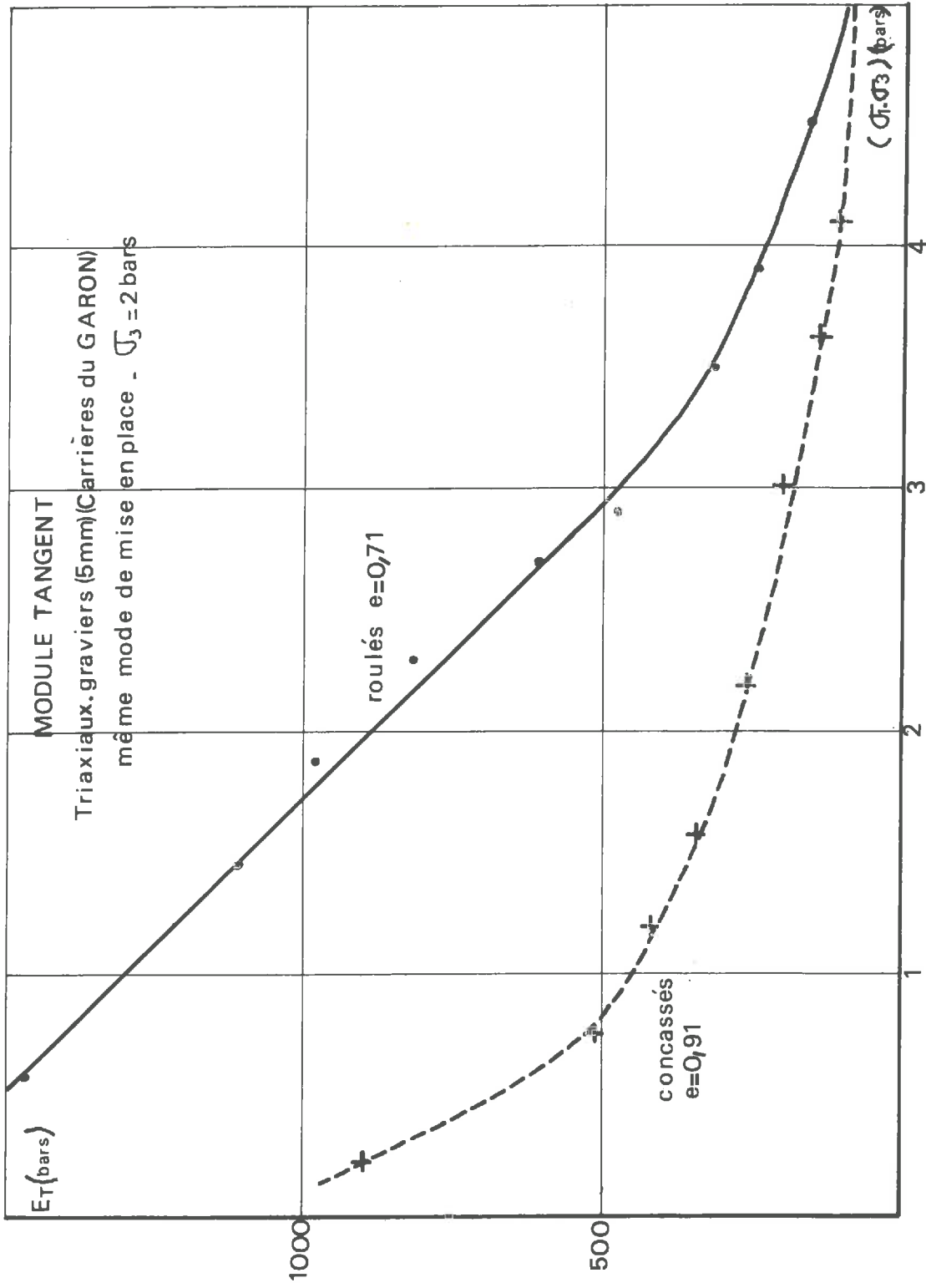


fig-4-5

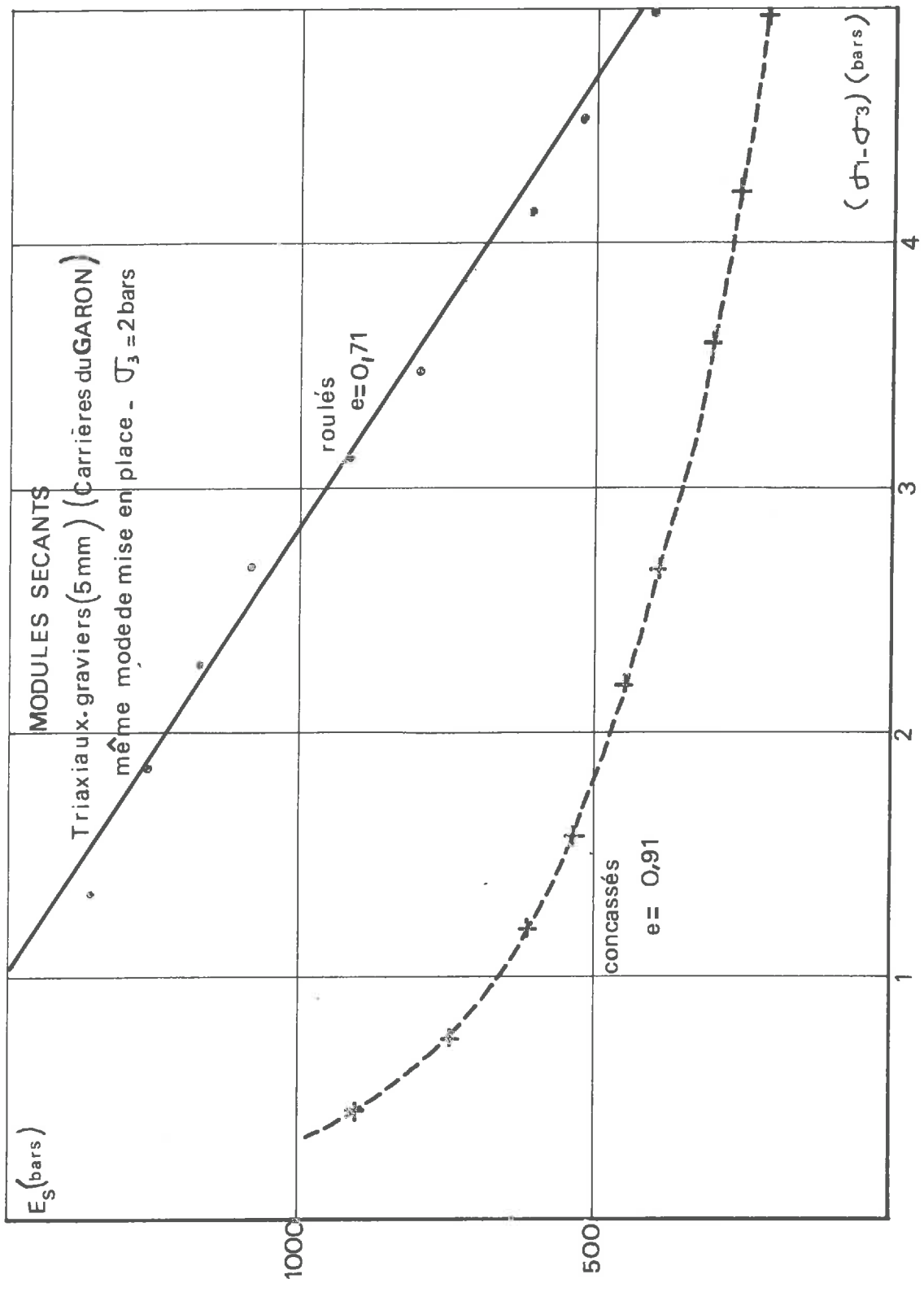
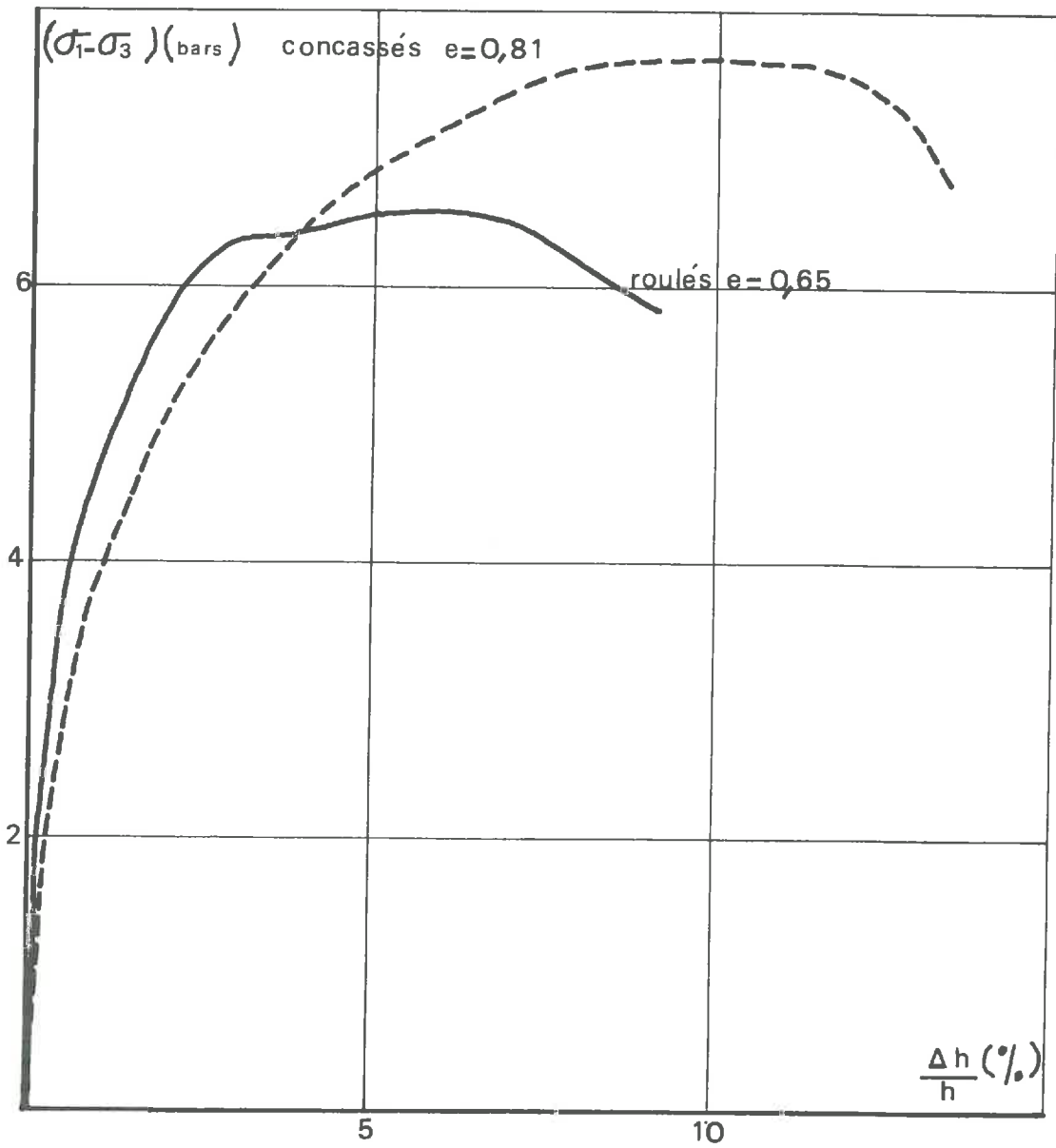


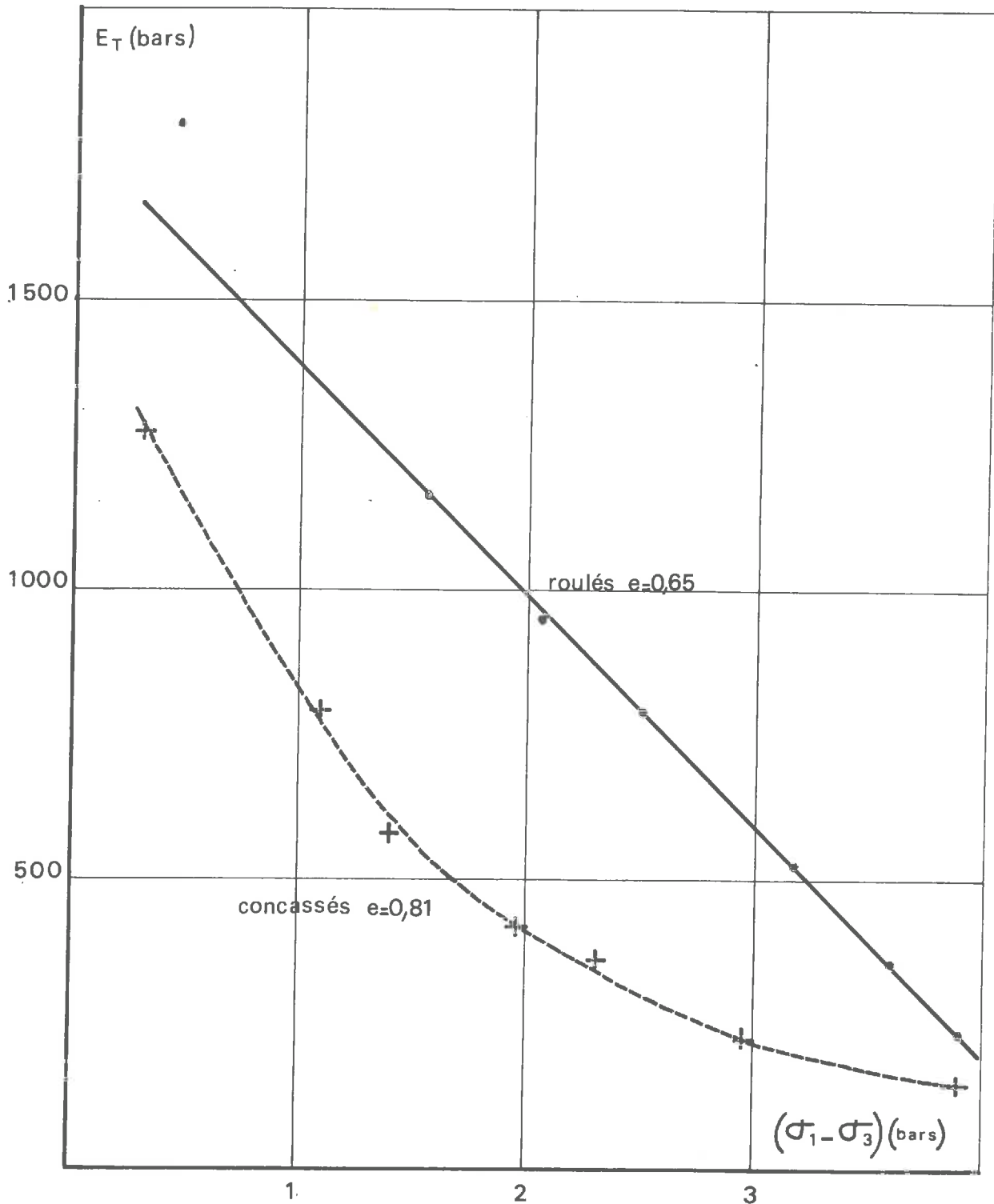
fig-4-6

TRIAxiaux
graviers (8-11 mm) (Carrières du GARON)
même mode de mise en place $\sigma_3 = 2$ bars



fig_4_7

MODULES TANGENTS
triaxiaux.graviers (8-11 mm)(carrières du GARON)
même mode de mise en place - $\sigma_3 = 2$ bars



fig_4-8

MODULES SECANTS
Triaxiaux.graviers (8_11mm)(Carrières du GARON)
même mode de mise en place - $\sigma_3 = 2$ bars

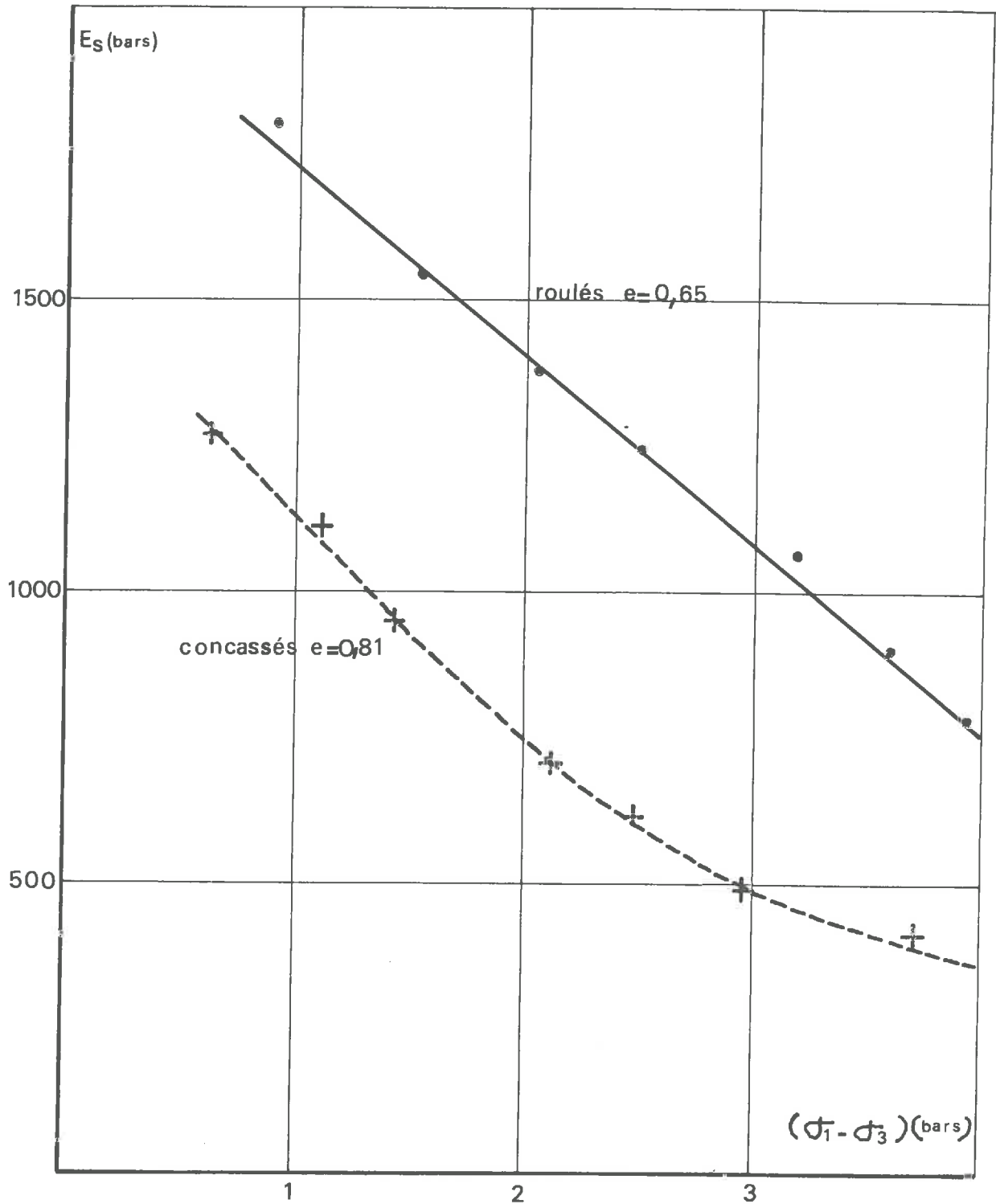


fig.4-9

On peut donc dire que l'angle de frottement des matériaux anguleux et arrondis, simplement déversés, sont très voisins.

- Modules tangents et sécants triaxiaux :

Les modules tangents et sécants triaxiaux de matériaux simplement déversés sont beaucoup plus élevés pour les matériaux arrondis que pour les matériaux anguleux et ceci quelle que soit la valeur du déviateur. (fig 4-2, 4-3, 4-5, 4-6, 4-8, 4-9).

II - 2 ECHANTILLONS DE MATERIAUX ROULES ET CONCASSES, A MEME INDICE DES VIDES

Chacun des matériaux utilisés a été mis en place à un même indice des vides. Pour cela il nous a fallu compacter beaucoup plus énergiquement les matériaux concassés anguleux que les matériaux roulés arrondis.

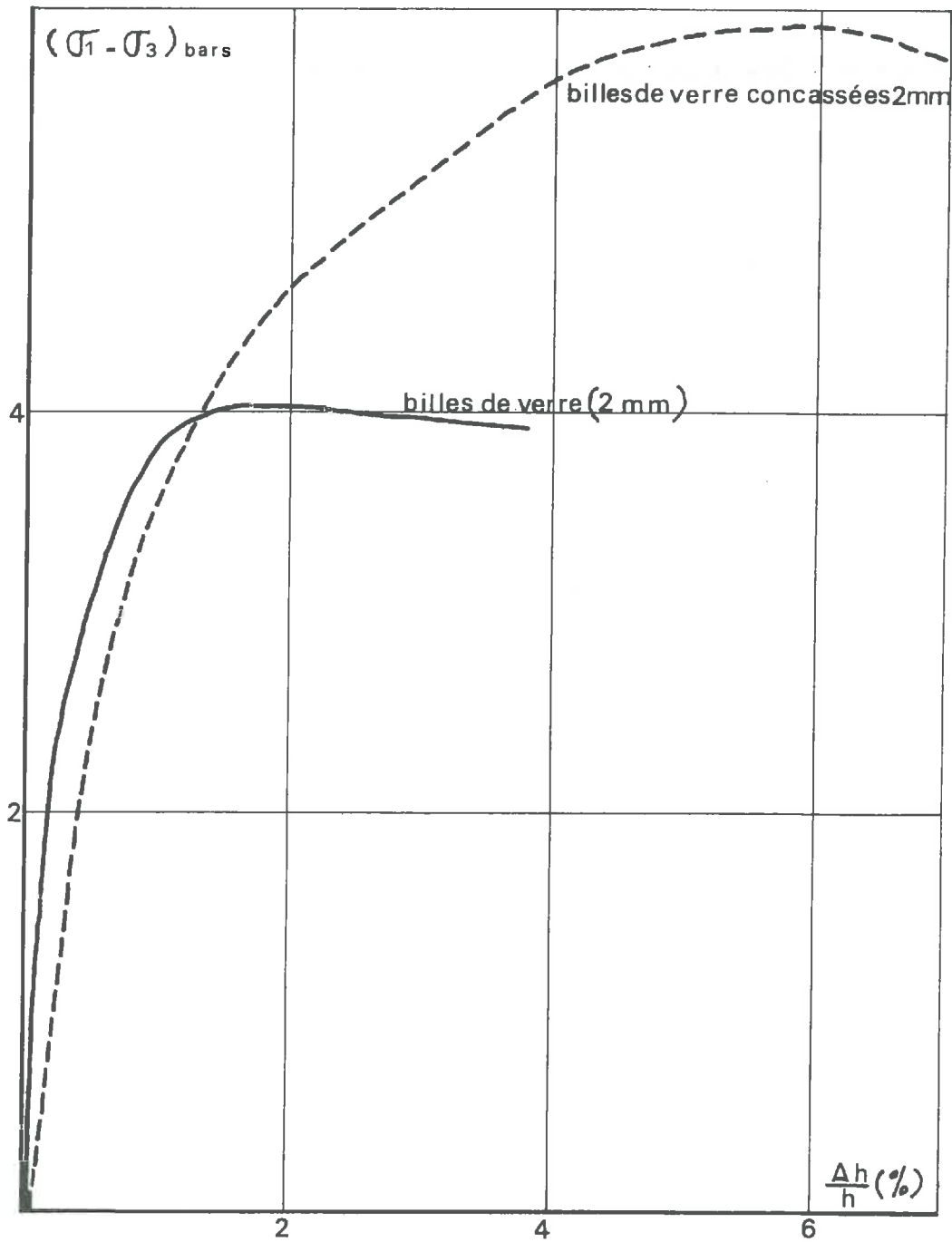
- Angle de frottement :

Pour un même indice des vides l'angle de frottement des matériaux concassés, anguleux est beaucoup plus élevé que celui des matériaux roulés, arrondis. (fig 4-10, 4-12, 4-14, 4-16)

- Modules sécants et tangents triaxiaux :

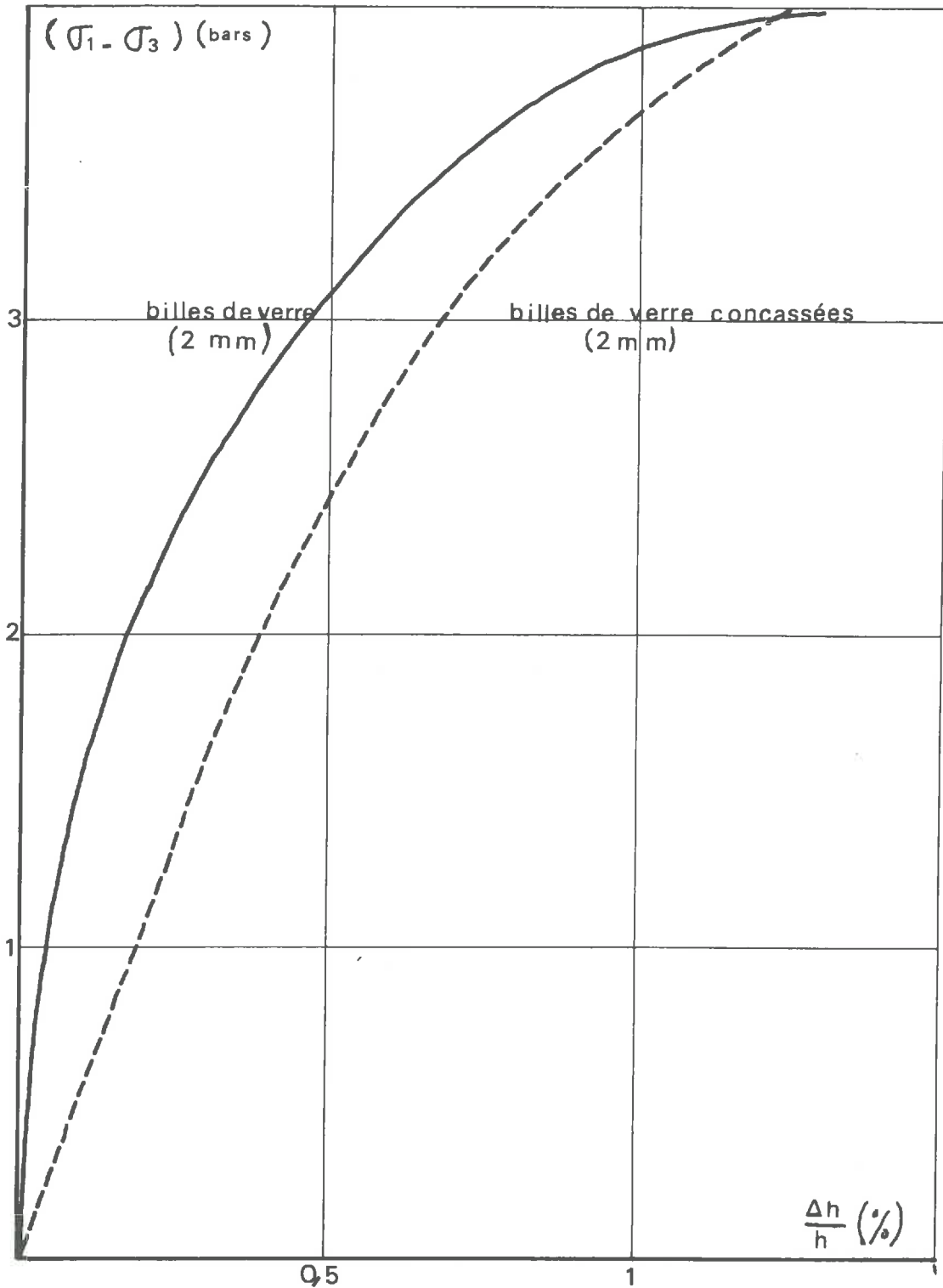
Les essais triaxiaux ont été réalisés avec une contrainte σ_3 égale à 2 bars. Pour cette série d'essais, on peut définir deux domaines : pour de faibles valeurs de $(\sigma_1 - \sigma_3)$ (c'est-à-dire pour $(\sigma_1 - \sigma_3) \leq 3,5$ bars) les modules tangents et sécants triaxiaux sont plus élevés pour les matériaux roulés arrondis. Pour des valeurs de $(\sigma_1 - \sigma_3)$ supérieures à

TRIAxiaux SUR PARTICULES DE VERRE 2mm
à même indice des vides $e=0,66$ $\sigma_3 = 2$ bars



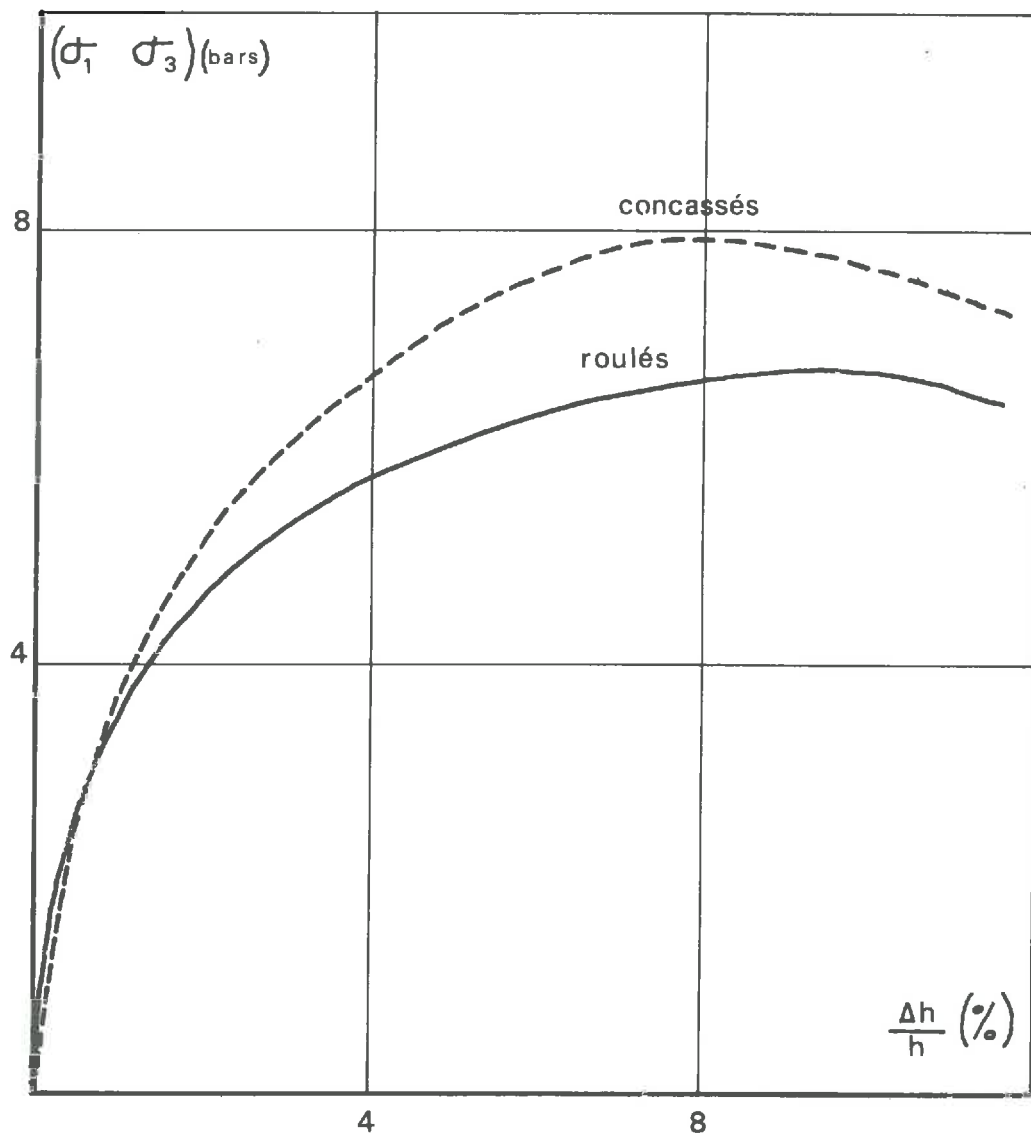
fig_4-10

TRIAxiaux SUR PARTICULES DE VERRE 2 mm
à même indice des vides $e=0,66$ $\sigma_3 = 2$ bars



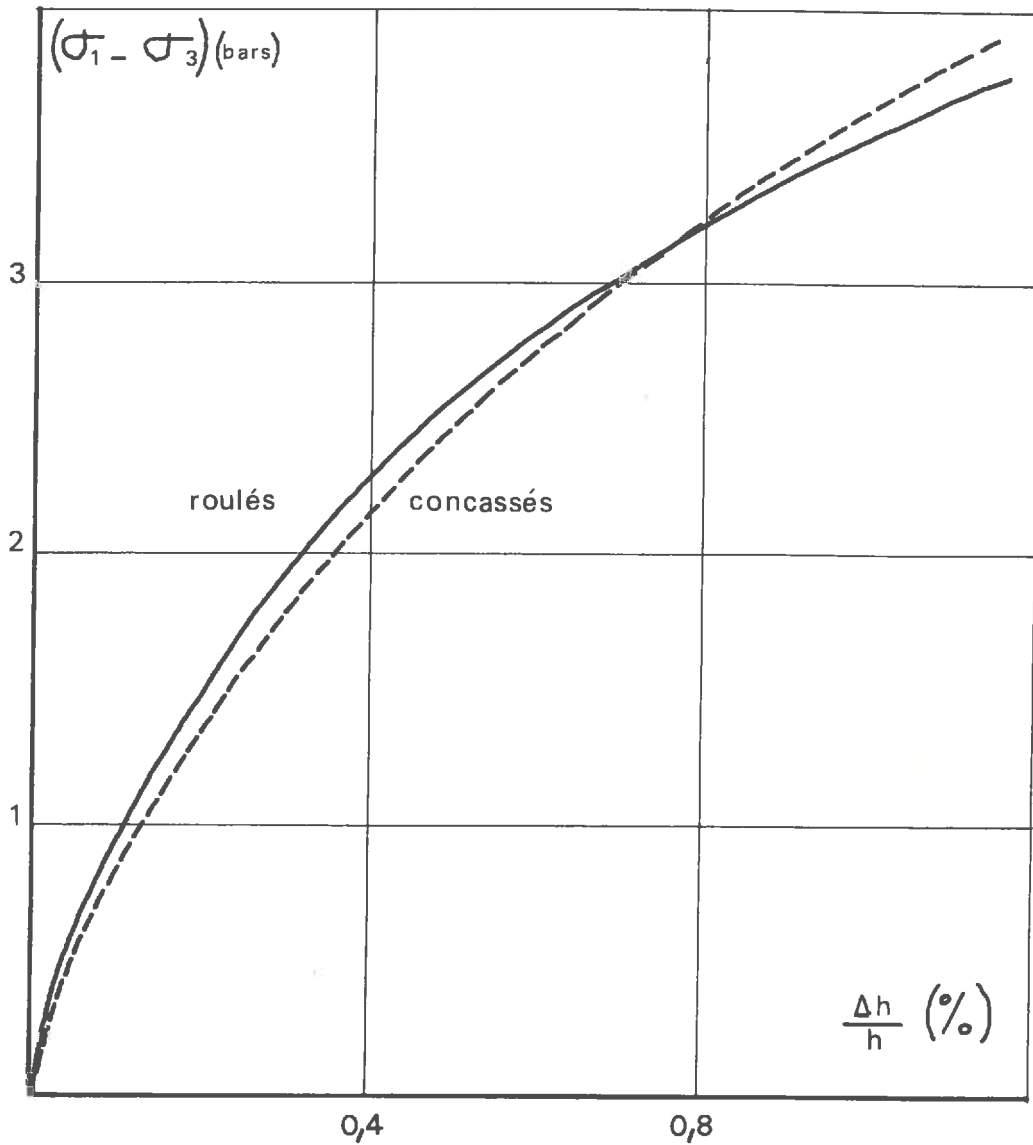
fig_4-11

TRIAxiaux
sables (1 - 2 mm) (carrieres du GARON)
à même indice des vides $e = 0,82$ $\sigma_3 = 2$ bars



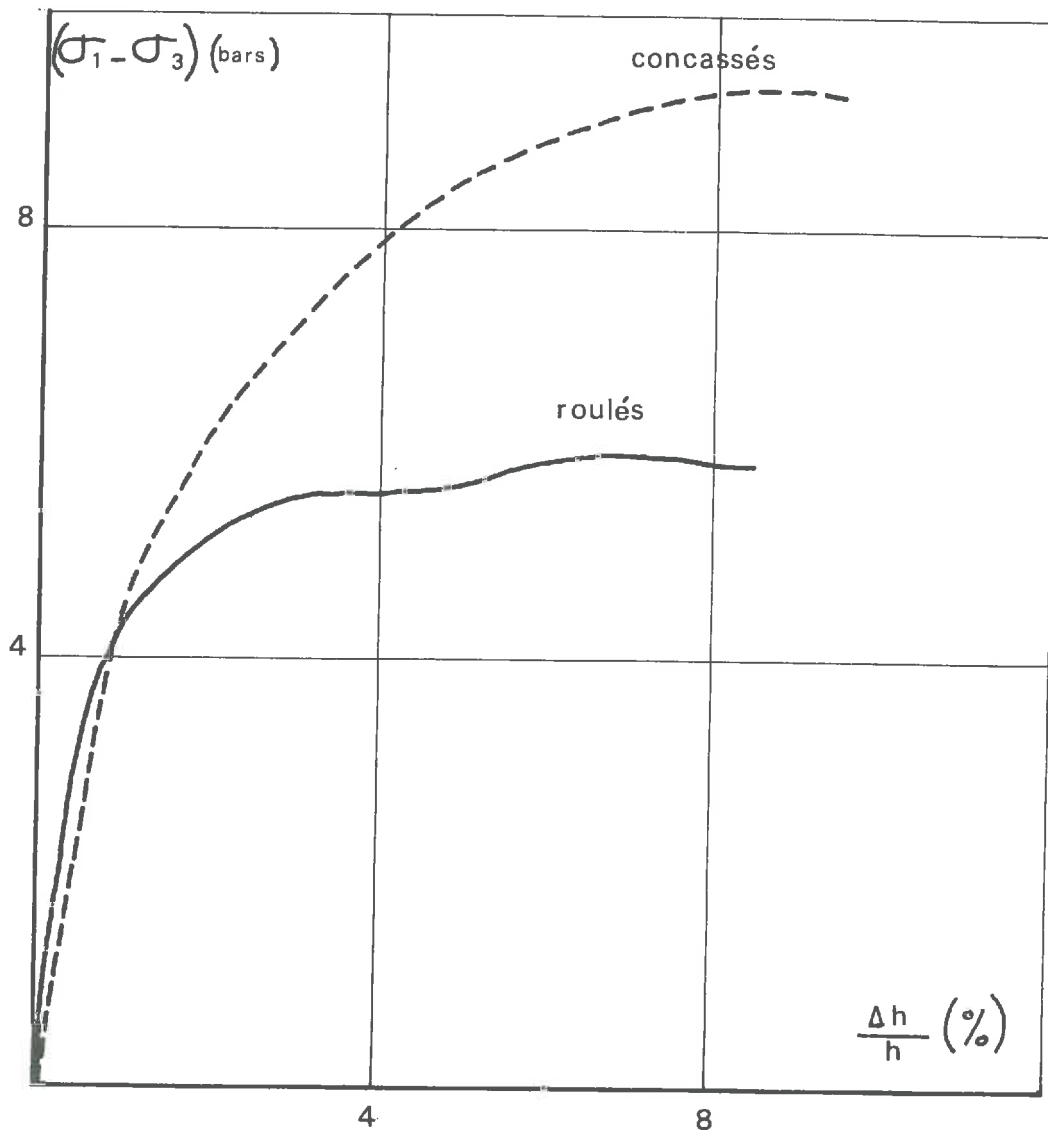
fig_4.12

TRIAxiaux
sables (1_2 mm) (carrieres du GARON)
à même indice des vides $e = 0,82$ $\sigma_3 = 2$ bars



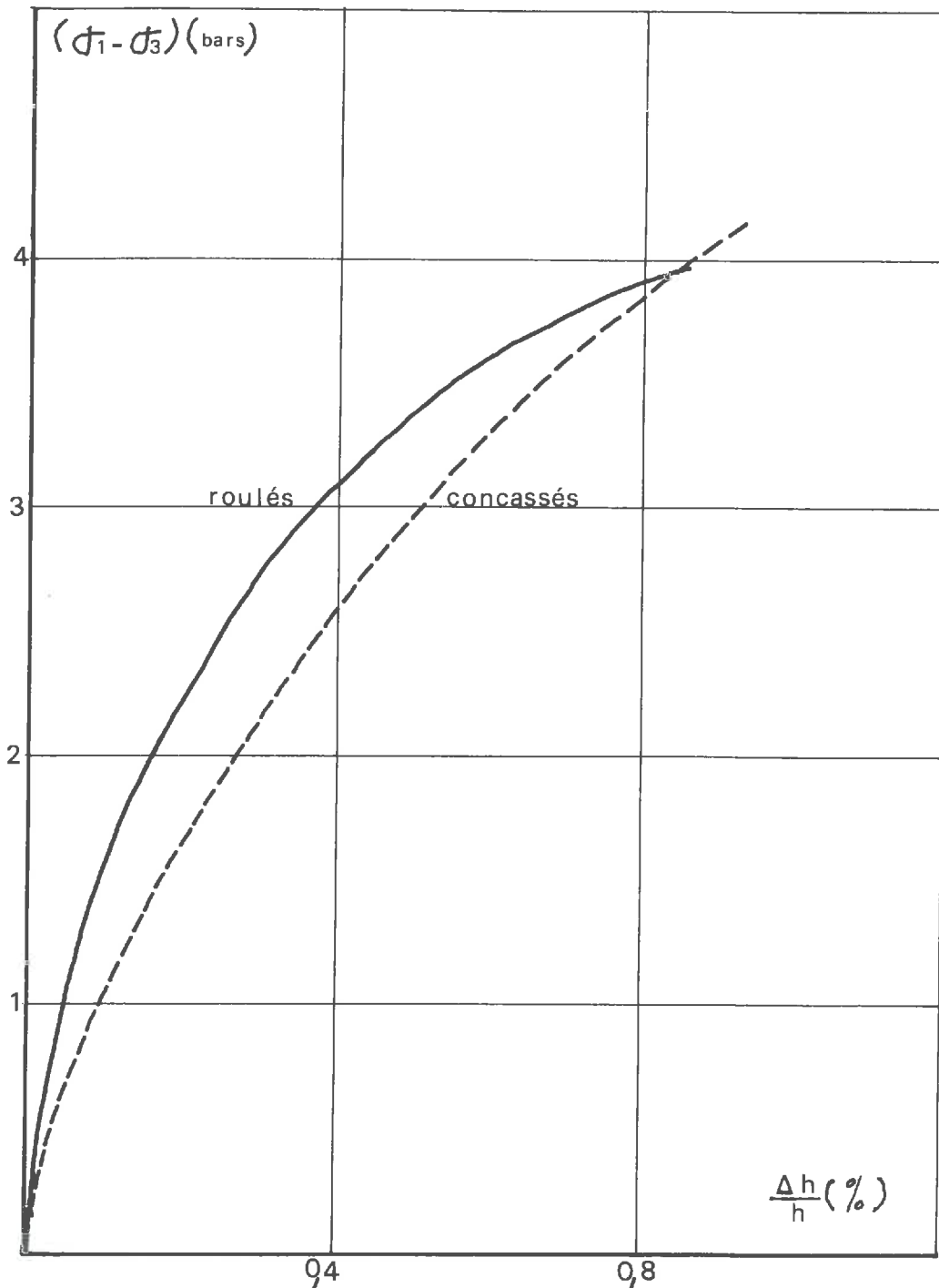
fig_4_13

TRIAXIAUX
graviers (4-5 mm) (carrières du GARON)
à même indice des vides $e=0,77$ - $\sigma_3=2$ bars



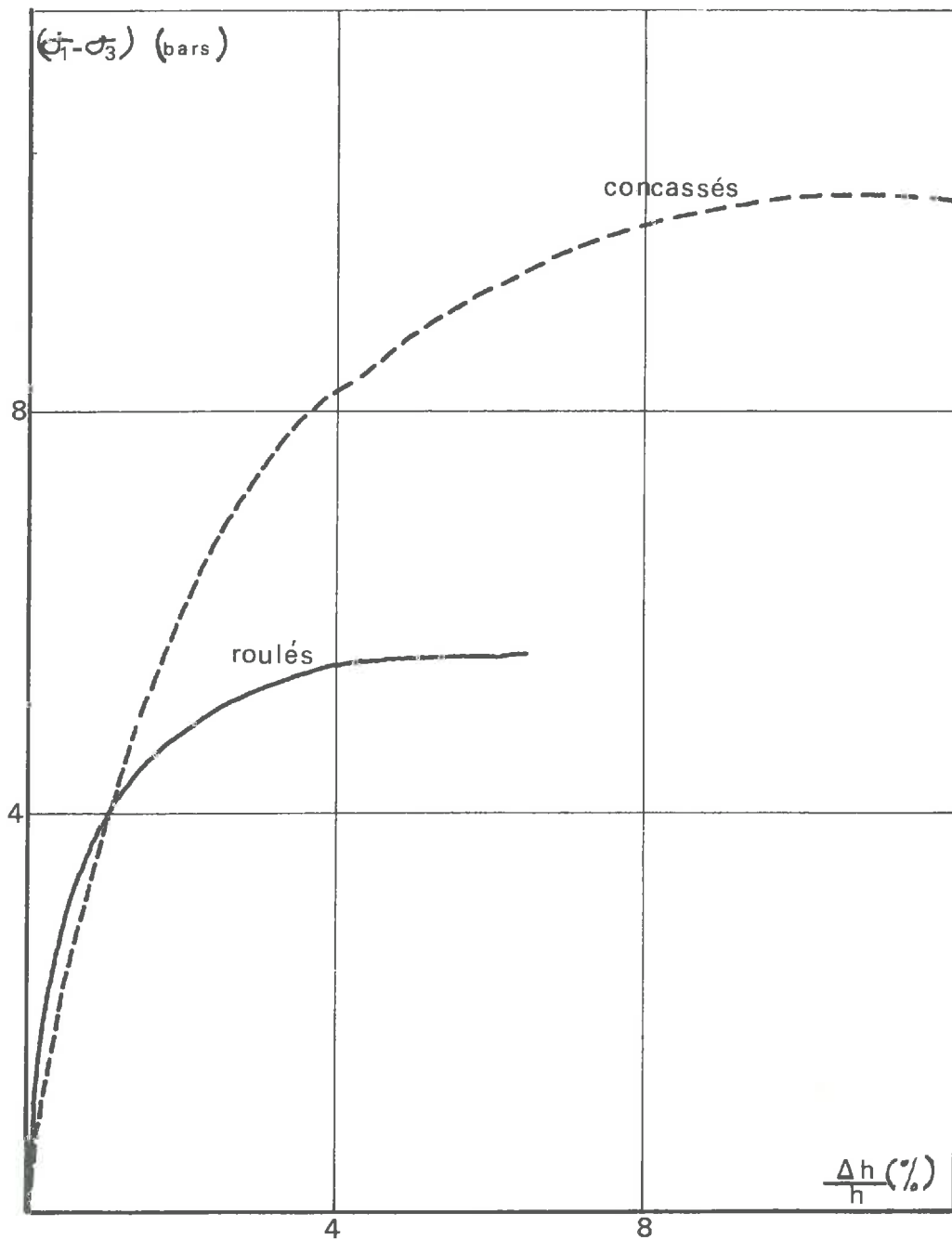
fig_4-14

TRIAXIAUX
graviers (4- 5mm) (Carrières du GARON)
à même indice des vides $e=0,77$ - $\sigma_3 = 2$ bars



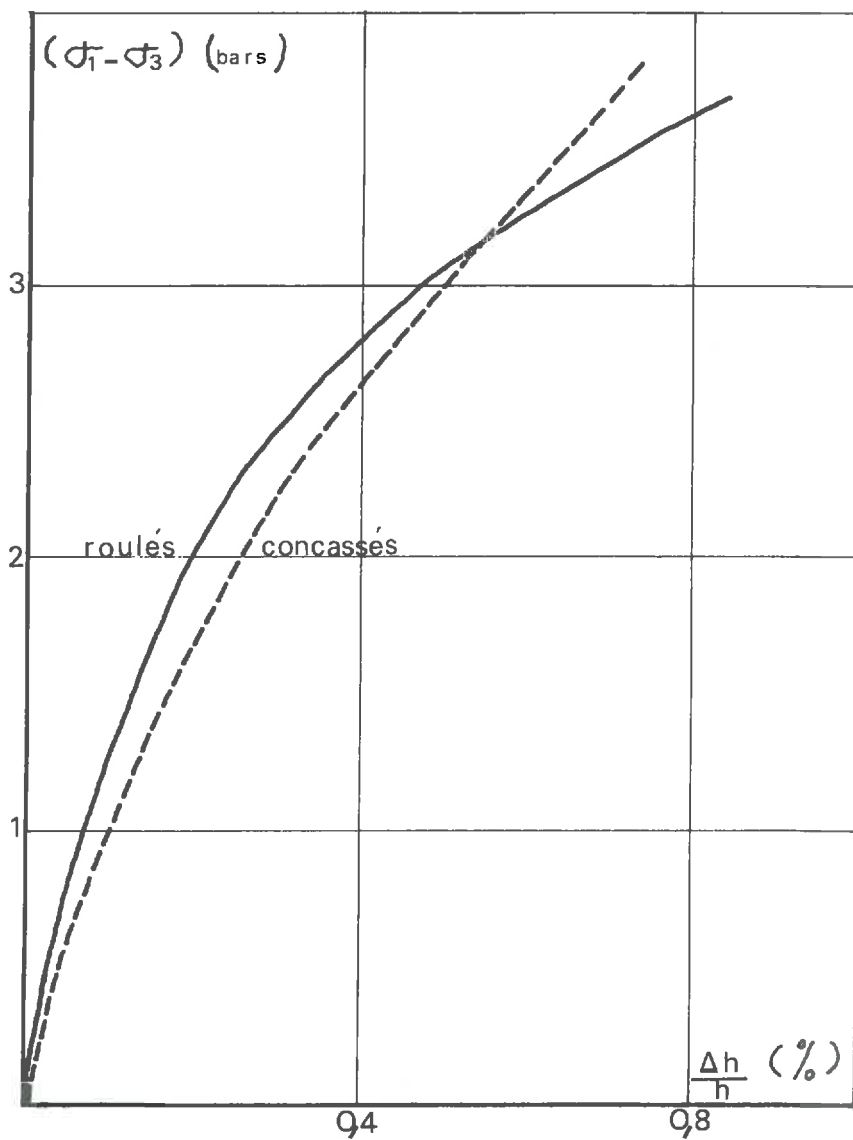
fig_4_15

TRIAxiaux
graviers (8-10mm) (Carrières du GARON)
à même indice des vides $e = 0,74$ - $\sigma_3 = 2\text{bars}$



fig_4_16

TRIAXIAUX
graviers (8-10mm) (Carrières du GARON)
à même indice des vides $e=0,74$ - $\sigma_3 = 2$ bars



fig_4-17

3,5 bars ce sont les modules des matériaux concassés anguleux qui sont supérieurs à ceux des matériaux roulés arrondis. (fig 4-11, 4-13, 4-15, 4-17)

Il est très intéressant, du point de vue pratique de chantier, de comparer les propriétés mécaniques des différents matériaux mis en place de la même manière. On peut alors noter que les modules triaxiaux des matériaux roulés sont beaucoup plus élevés que ceux des matériaux concassés ; les deux matériaux ayant alors un angle de frottement très voisins.

Donc, lorsque les problèmes essentiels seront des problèmes de tassements et de déformations à faible contrainte déviatoire, il sera beaucoup plus intéressant de choisir un matériau roulé dont les modules triaxiaux sont beaucoup plus élevés que ceux d'un matériau concassé à même mode de mise en place (donc pour un prix de revient plus faible pour le roulé).

Par contre, si le problème essentiel est un problème de mise en plasticité du sol (force portante, glissement) il est bien évident que l'on aura intérêt à utiliser un matériau concassé dont l'angle de frottement est supérieur ou égal à celui du roulé à même mode de mise en place.

III MILIEU PULVERULENT SOUMIS A UN ETAT DE CONTRAINTE OEDOMETRIQUE

III - 1 ESSAIS OEDOMETRIQUES A FAIBLE CONTRAINTE

Nous avons utilisé comme matériaux des sables concassés anguleux et des sables roulés arrondis provenant de la même carrière (Carrières du GARON) (voir annexe).

Les essais ont été réalisés soit à même indice des vides, soit à même mode de mise en place.

III-1-1 : Echantillons de matériaux roulés et concassés mis en place de la même façon

Pour un même mode de mise en place les modules sécants et tangents oedométriques du roulé sont beaucoup plus grands que les modules du concassé, et cela quelle que soit la valeur de la contrainte oedométrique.

La déformation irréversible après un certain nombre de cycle est beaucoup plus importante pour le concassé que pour le roulé.

III-1-2 : Echantillons de matériaux roulés et concassés à même indice des vides.

Pour les faibles contraintes oedométriques (c'est-à-dire pour le matériau utilisé avec un indice des vides $e = 0,82$ pour $\bar{U}_v < 5$ bars) les modules oedométriques du roulé et du concassé sont comparables.

Pour des contraintes plus fortes (c'est-à-dire pour le matériau utilisé avec un indice des vides $e = 0,82$ pour $\sigma_1 > 5$ bars) les aspérités anguleuses du concassé commencent à se rompre, les modules du concassé deviennent alors nettement inférieurs à ceux du roulé (fig 4-18).

La déformation irréversible après un certain nombre de cycle N est beaucoup plus importante pour le concassé que pour le roulé (fig 4-19).

Il est très intéressant du point de vue pratique de chantier de comparer les propriétés mécaniques des différents matériaux mis en place de la même manière.

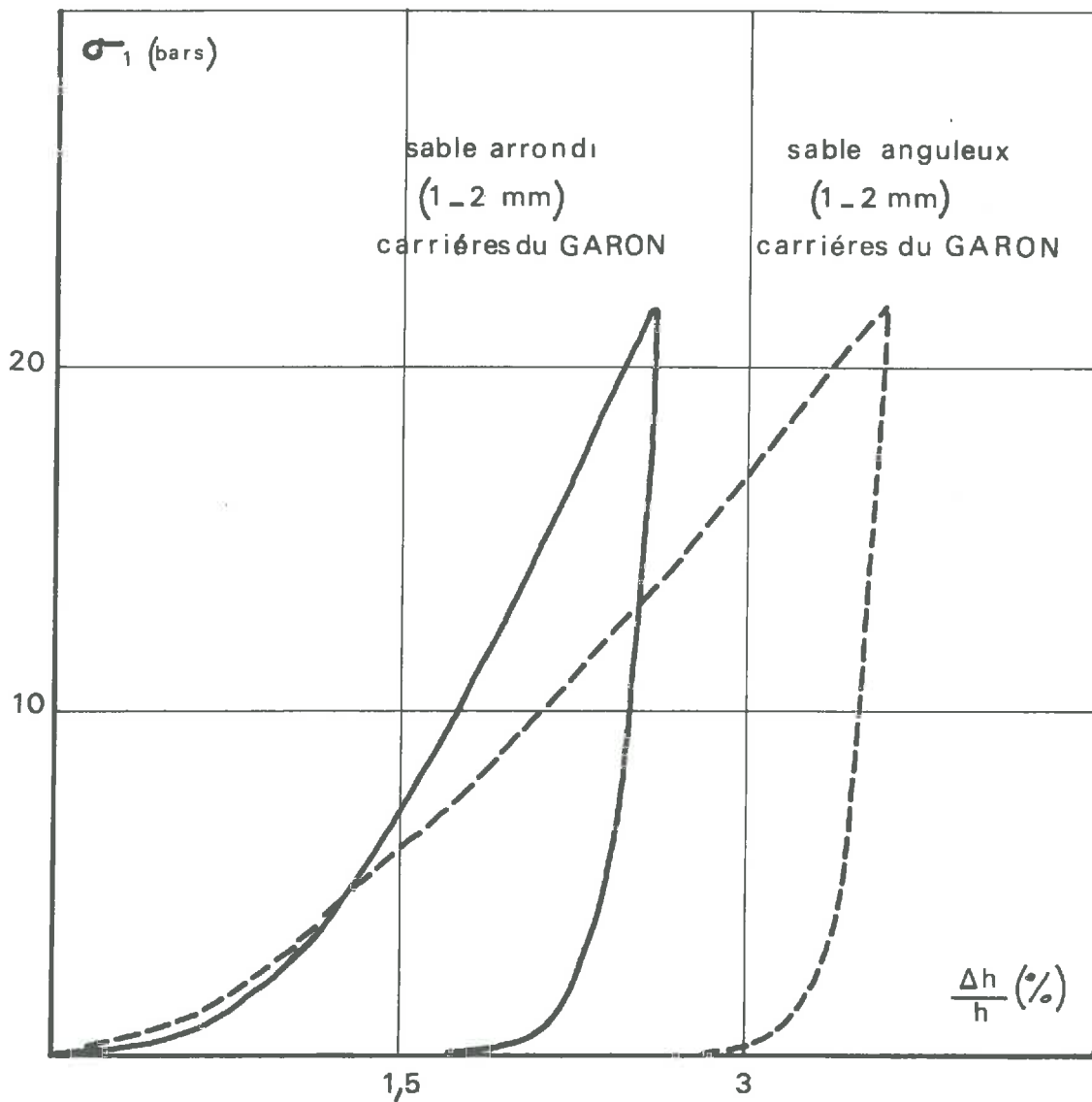
Les modules oedométriques des matériaux roulés sont beaucoup plus élevés que ceux d'un matériau concassé à même mode de mise en place (donc pour un prix de revient plus faible pour le roulé). Donc pour des chemins de contrainte semblables aux chemins oedométriques lorsque les problèmes essentiels sont des problèmes de tassements et de déformations, il sera beaucoup plus intéressant de choisir un matériau roulé.

III - 2 ESSAIS OEDOMETRIQUES A FORTE CONTRAINTE (RUPTURE DES PARTICULES)

Nous avons réalisé un certain nombre d'essais oedométriques à forte contrainte sur des matériaux dont les particules étaient, soit arrondies, soit anguleuses. En particulier, nous avons utilisé des billes de verre sphériques, du sable roulé et du sable concassé. Nous avons tracé sur la figure 4-20 les courbes contrainte - déformation de ces trois matériaux soumis à un essai oedométrique :

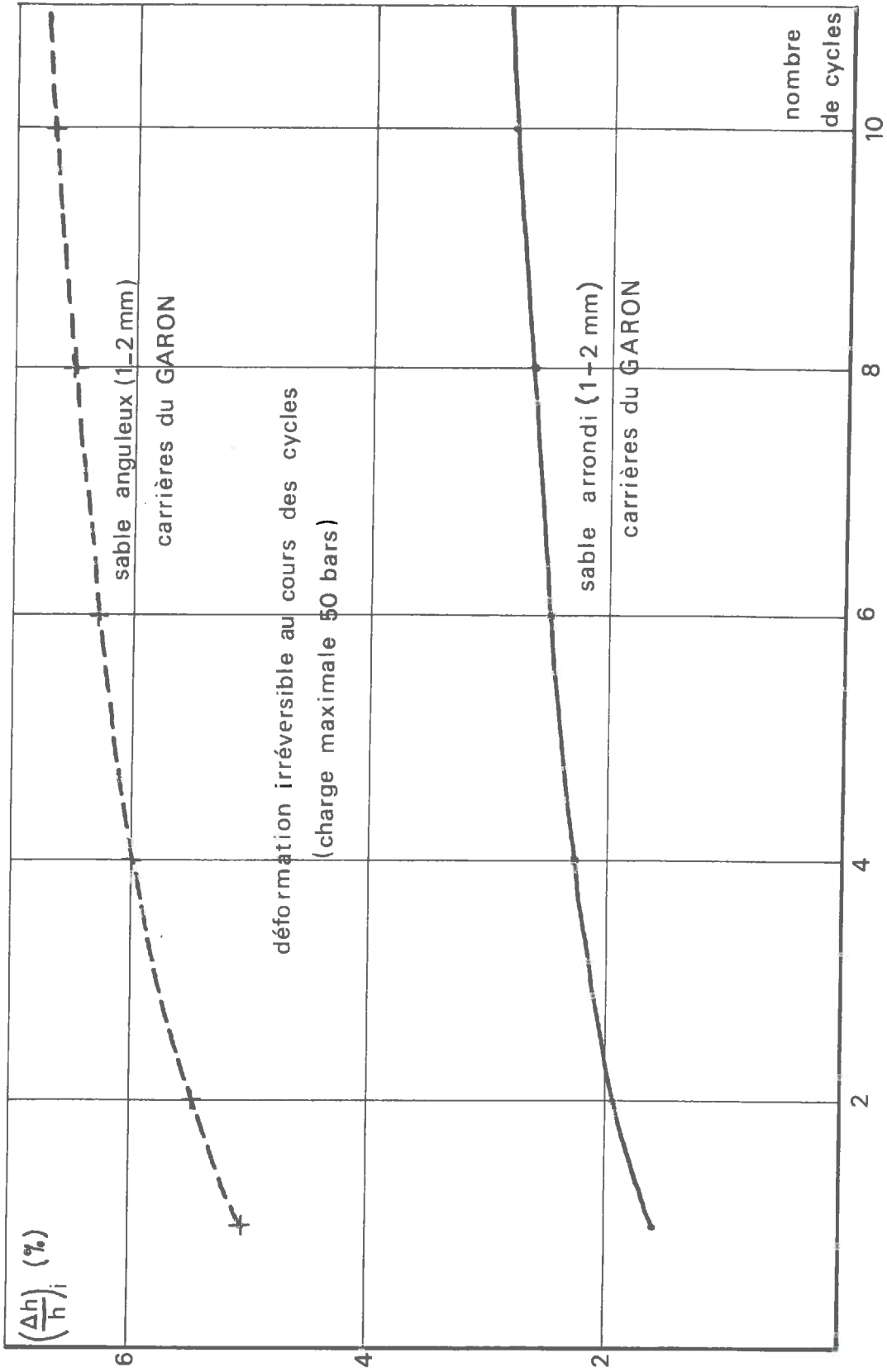
La rupture des billes de verre se marque par une discontinuité très nette de la courbe $\sigma = f(\epsilon)$, pour le sable roulé la rupture des particules se marque par un léger coude sur la courbe $\sigma = f(\epsilon)$, pour le sable concassé la rupture des particules ne se remarque pas. Les mêmes

OEDOMETRE $e=0,82$



fig_4-18

OEDOMETRE - e = 1,1



fig_4_19

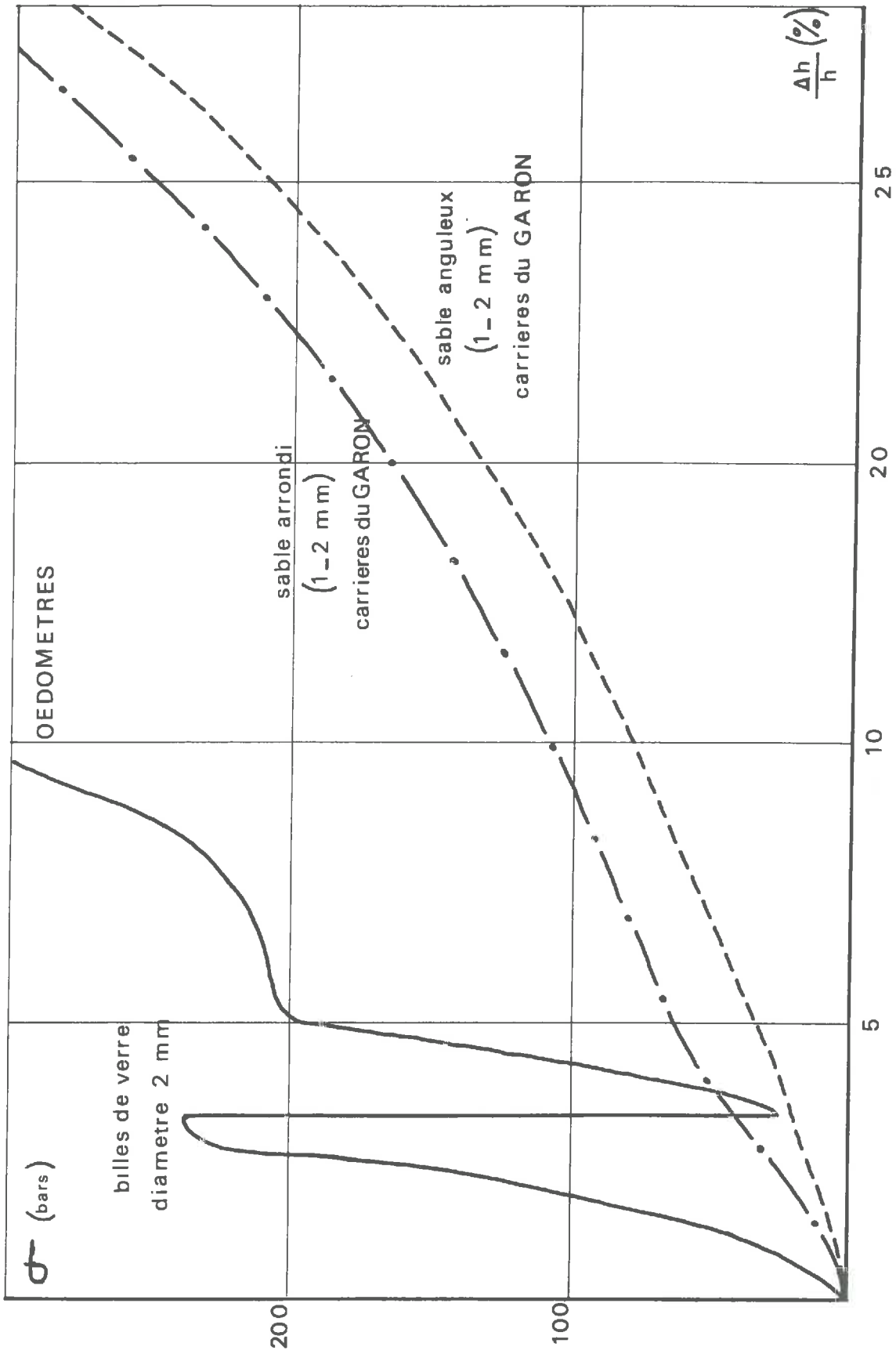


fig- 4-20

OEDOMETRE
Déformation irréversible

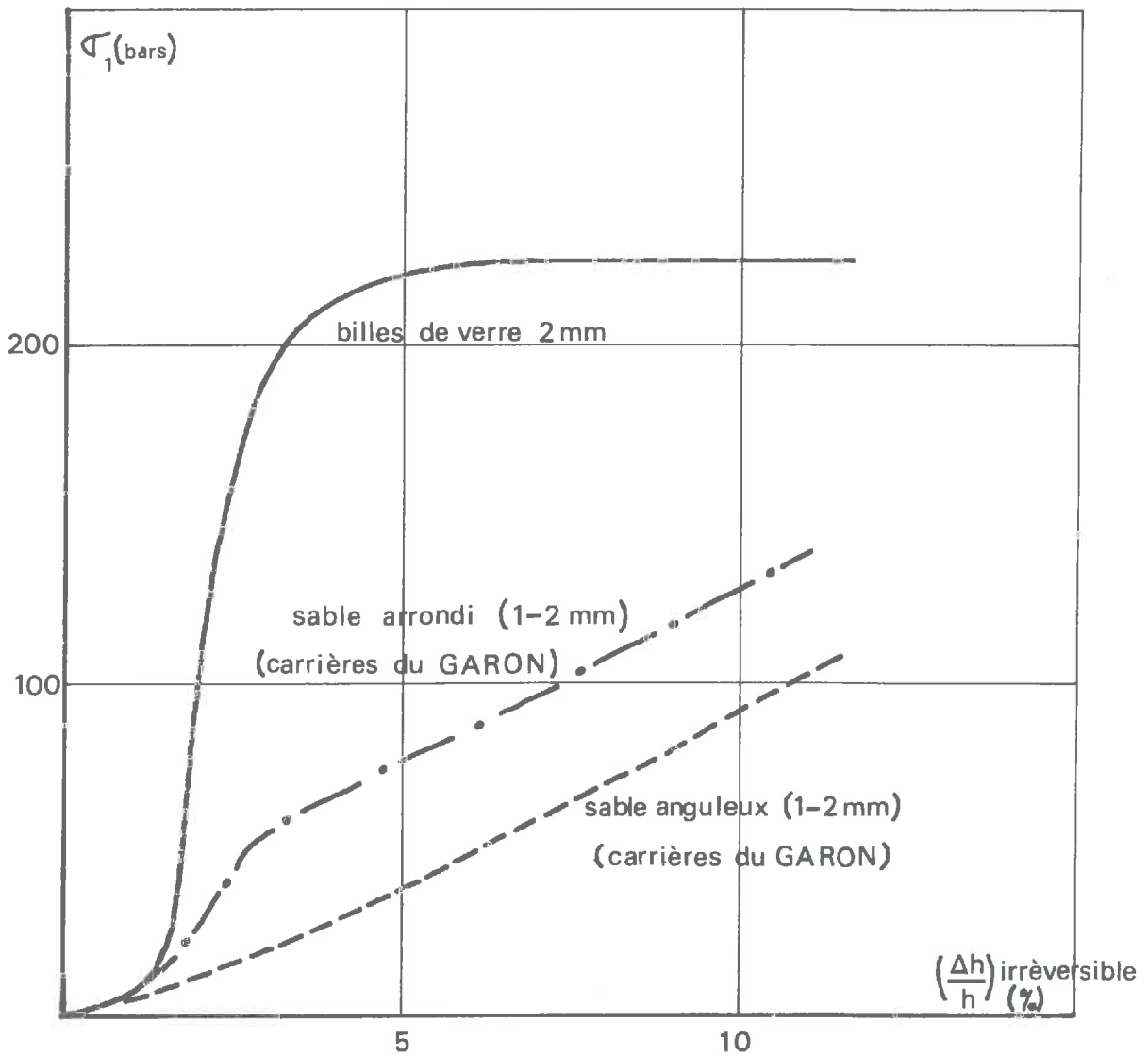


fig-4- 21

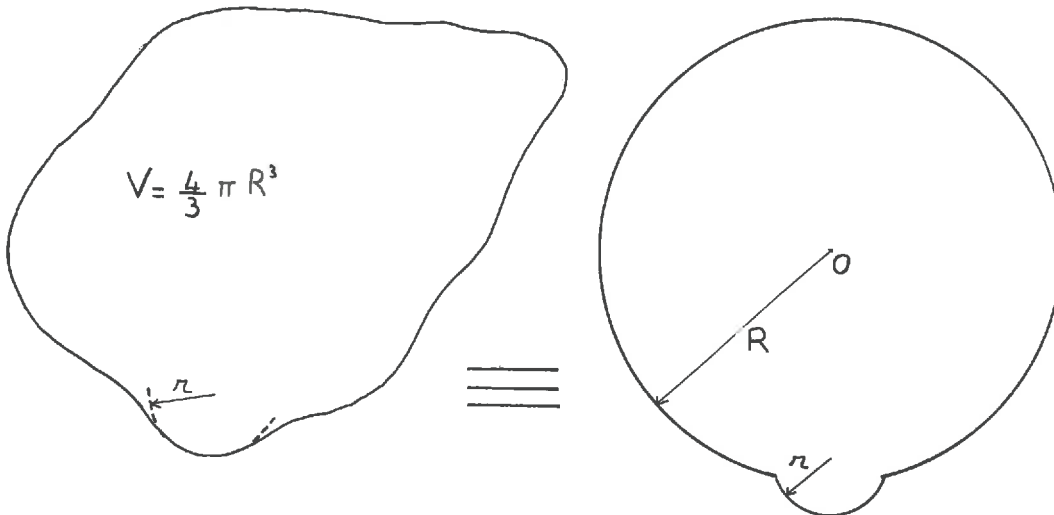
remarques peuvent être faites pour les courbes contrainte-déformations irréversibles de ces trois matériaux tracées sur la figure 4-21.

La discontinuité de la courbe $\sigma = f(\epsilon)$ sera d'autant plus nette que les particules seront plus arrondies.

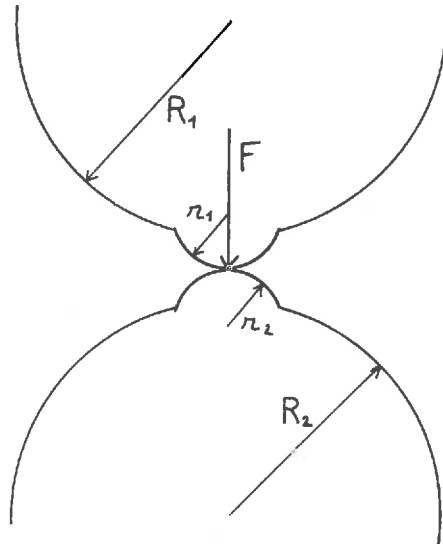
La rupture d'une particule dépend d'un certain nombre de facteurs, en particulier de la résistance à la rupture du matériau constituant la particule, ainsi que de la forme géométrique de celle-ci.

Pour essayer de déterminer l'influence de la forme des particules nous avons réalisé une étude théorique très simplifiée.

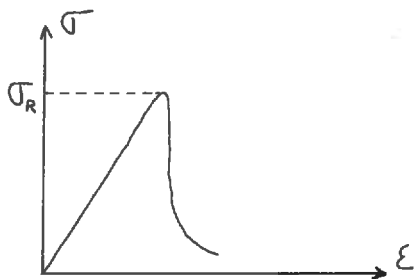
Nous avons considéré que toute particule pouvait être représentée par deux sphères superposées : une sphère S de rayon R figurant l'ensemble de la particule de volume $V = \frac{4}{3} \pi R^3$ et une petite sphère Δ de rayon r figurant l'aspérité sur laquelle se fait le contact avec les autres particules (le rayon de courbure de l'aspérité étant r).



On pourra donc représenter le contact de deux sphères de même volume par la figure suivante :



Nous considérons que le matériau constituant les particules est un matériau élastique-fragile. On pourra donc utiliser les formules de Hertz en élasticité même pour la contrainte de rupture :



Au niveau des aspérités en contact il peut y avoir rupture soit par cisaillement, soit par traction (pour un matériau fragile comme le verre la rupture se produira par traction).

q_0 étant la contrainte maximale de compression dans la zone de contact :

La contrainte maximale de cisaillement vaut $0,31 q_0$.

La contrainte maximale de traction vaut : $\frac{1-2\nu}{3} q_0$

Donc pour une valeur de $q_0 = q_{MAX}$ la contrainte de traction ou de cisaillement du matériau atteindra sa valeur limite de rupture. On pourra alors écrire (Timoshenko : théorie de l'élasticité p 404) en prenant 0,3 comme valeur du coefficient de Poisson du matériau.

$$q_{MAX} = 0,388 \sqrt[3]{\frac{F_R E^2 (r_1 + r_2)^2}{r_1^2 r_2^2}}$$

q_{MAX} : constante du matériau utilisé

E : module de Young du matériau

F_R : force de rupture des aspérités

Pour des arrangements réguliers de particules sphériques de même diamètre, on peut démontrer que les forces de contact sont proportionnelles au carré du rayon, et à la contrainte répartie. Nous faisons l'hypothèse que cela est vrai aussi pour des arrangements quelconques de particules. $F = AR^2\sigma$ donc à la rupture $F_R = AR^2\sigma_R$

A : coefficient dépendant de l'indice des vides on aura alors :

$$q_{MAX} = 0,388 \sqrt[3]{\frac{AR^2\sigma_R (r_1^2 + r_2^2)}{r_1^2 r_2^2}}$$

donc
$$\sigma_R = k \frac{r_1^2 r_2^2}{(r_1^2 + r_2^2) R^2}$$

k : coefficient dépendant du matériau et de l'indice des vides du milieu.

. Considérons 3 cas particuliers qui nous permettront de simplifier cette formule :

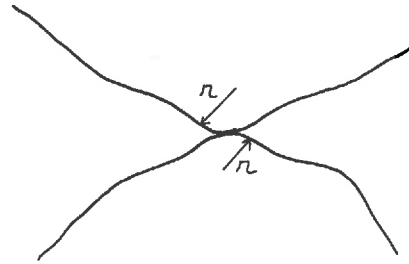
- Le contact s'effectue sur 2 aspérités de même rayon de courbure :

nous avons alors :

$$r_1 = r_2 = r$$

$$\sigma_R = \frac{k}{2} \frac{r^2}{R^2}$$

$$\sigma_R = \frac{k}{2} \left(\frac{r}{R}\right)^2$$



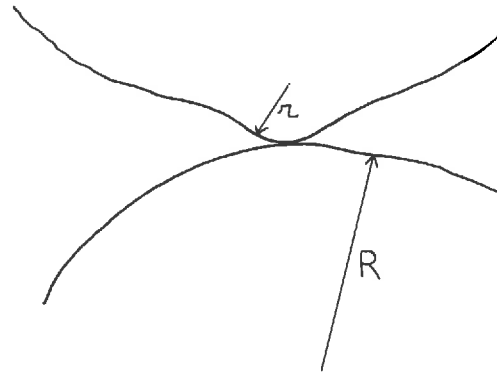
- Le contact s'effectue d'une aspérité de rayon r sur la particule voisine en un point de rayon de courbure $\simeq R$

nous avons alors

$$r_2 = R \quad r_1 = r$$

$$\sigma_R = k \frac{r^2}{r^2 + R^2}$$

$$\text{si } R \gg r \Rightarrow \sigma_R = k \left(\frac{r}{R}\right)^2$$

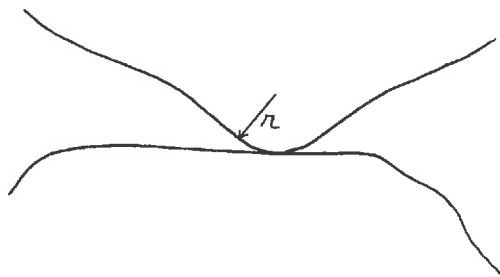


- Le contact s'effectue d'une aspérité de rayon r sur une partie plane d'une autre particule

nous avons alors

$$r_2 = \infty \quad r_1 = r$$

$$\sigma_R = k \left(\frac{r}{R}\right)^2$$



Dans le cas général, on peut toujours considérer que le contact entre deux particules anguleuses s'effectue suivant l'un des trois cas, précédemment définis, ou de cas intermédiaires. Comme pour

chacun des cas particuliers nous avons une formule identique $\sigma_R = C \left(\frac{r}{R}\right)^2$
on pourra donc considérer que quel que soit le contact entre deux particules anguleuses la contrainte de rupture des aspérités σ_R pourra se mettre sous la forme : $\sigma_R = C \left(\frac{r}{R}\right)^2$

r étant le rayon de courbure de l'aspérité de contact

R étant le rayon moyen de la particule de volume V ($V = \frac{4}{3} \pi R^3$)

On voit donc que, la contrainte de limite de rupture étant une fonction croissante de $\left(\frac{r}{R}\right)$, on peut penser que le pourcentage de rupture dans un ensemble de particules soumis à une certaine contrainte $\sigma > \sigma_R$ sera une fonction croissante de $\left(\frac{R}{r}\right)$. La déformation irréversible sera donc aussi une fonction croissante de $\left(\frac{R}{r}\right)$

Nous avons voulu vérifier de façon qualitative cette conclusion. Pour cela, nous avons réalisé deux séries d'expériences :

- Première série d'expériences : nous avons réalisé une série d'essais oedométriques à même indice des vides $e = 0,82$. La contrainte maximale pour chaque essai était de 1 b, 2 b, 5 b, 10 b, 20 b, 50 b, 100 b, 200 b, 300 b. Après chaque essai, nous avons réalisé une analyse granulométrique.

Nous avons utilisé deux types de matériaux :

Du sable roulé de granulométrie comprise entre 1 et 2 mm provenant des carrières du Garon, pour ce matériau arrondi, on peut considérer que le facteur $\frac{R}{r}$ est voisin de 1.

Du sable concassé de granulométrie comprise entre 1 et 2 mm provenant des carrières du Garon, pour ce matériau anguleux on peut considérer que le facteur $\frac{R}{r}$ est très supérieur à 1.

Pour chiffrer la rupture des particules, nous avons utilisé

le facteur défini dans la 2ème partie de cette étude au paragraphe I-2-1 c'est-à-dire le pourcentage des particules inférieures à 0,4 mm après l'essai oedométrique.

La contrainte limite de rupture est plus grande pour le matériau roulé que pour le matériau concassé (4-22, 4-23). Le pourcentage de rupture pour une contrainte donnée est beaucoup plus important pour les particules anguleuses que pour les particules arrondies à même indice des vides (4-22, 4-23). La déformation irréversible est bien supérieure pour les concassés que pour les roulés et, de ce fait, le module oedométrique des concassés est beaucoup plus faible que celui des graviers roulés (4-24, 4-25). Ces expériences sont donc bien en accord avec les conclusions précédentes.

- Deuxième série d'expériences :

Nous avons réalisé une série d'essais oedométriques à même indice des vides $e = 0,93$ (fig 4-26). La contrainte maximale pour chaque essai était de 1 b, 2 b, 5 b, 10 b, 15 b, 18 b.

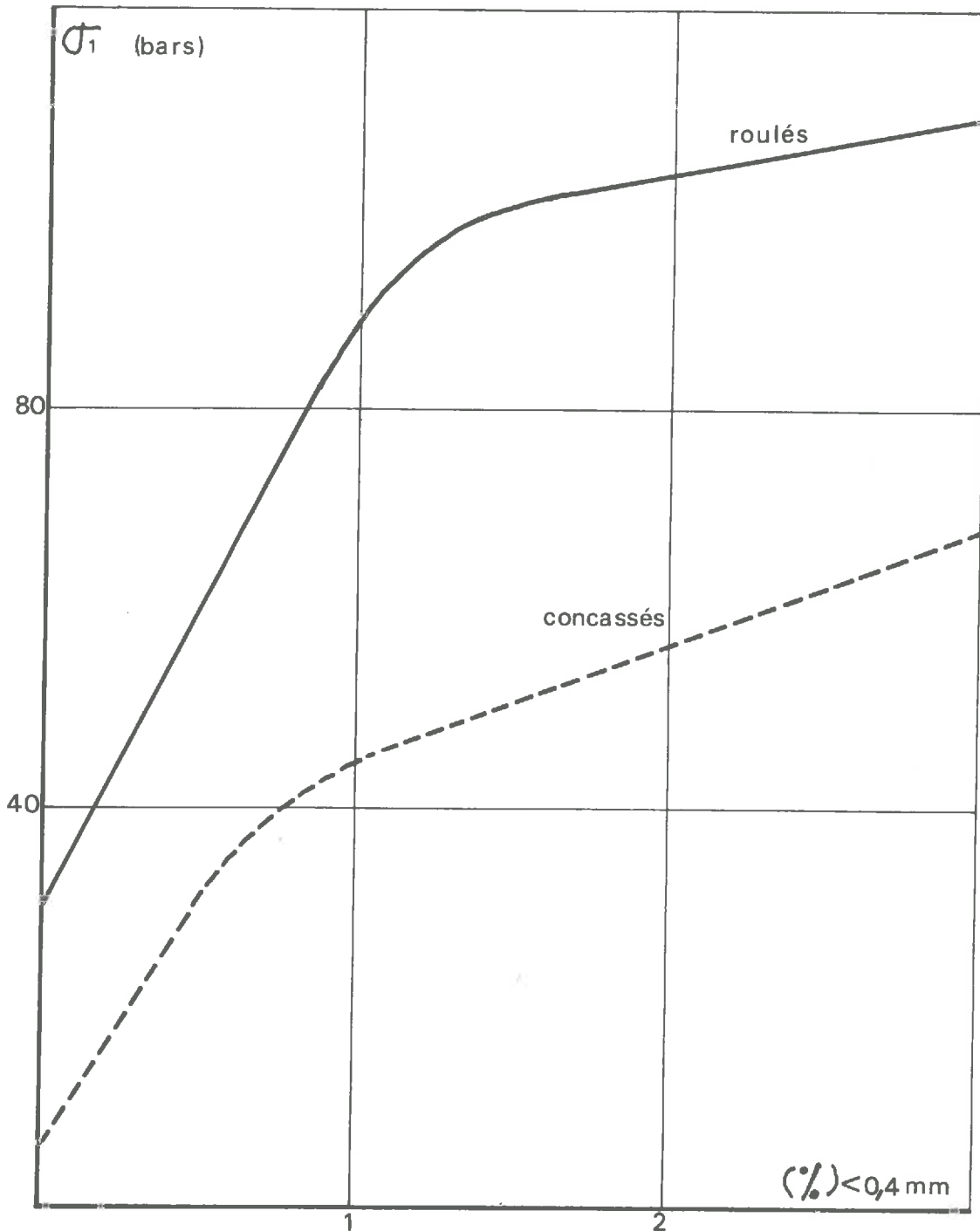
Nous n'avons pas pu effectuer d'essai à plus forte contrainte. En effet, les particules des matériaux utilisés étant relativement grosses, nous avons employé un moule de 15 cm de diamètre pour limiter les effets de bords. La presse dont nous disposions peut appliquer une force maximale de 3T et limite de ce fait la contrainte maximale sur l'échantillon.

Nous avons utilisé comme matériau :

Des graviers concassés de granulométrie comprise entre 5 et 6 mm provenant des Carrières du Garon.

Des graviers concassés de granulométrie comprise entre 11 et 12 mm provenant des Carrières du Garon.

RUPTURE DES PARTICULES
essai oedométrique
sable (1-2mm) (Carrières du GARON)
à même indice des vides $e=0,82$



fig_4_22

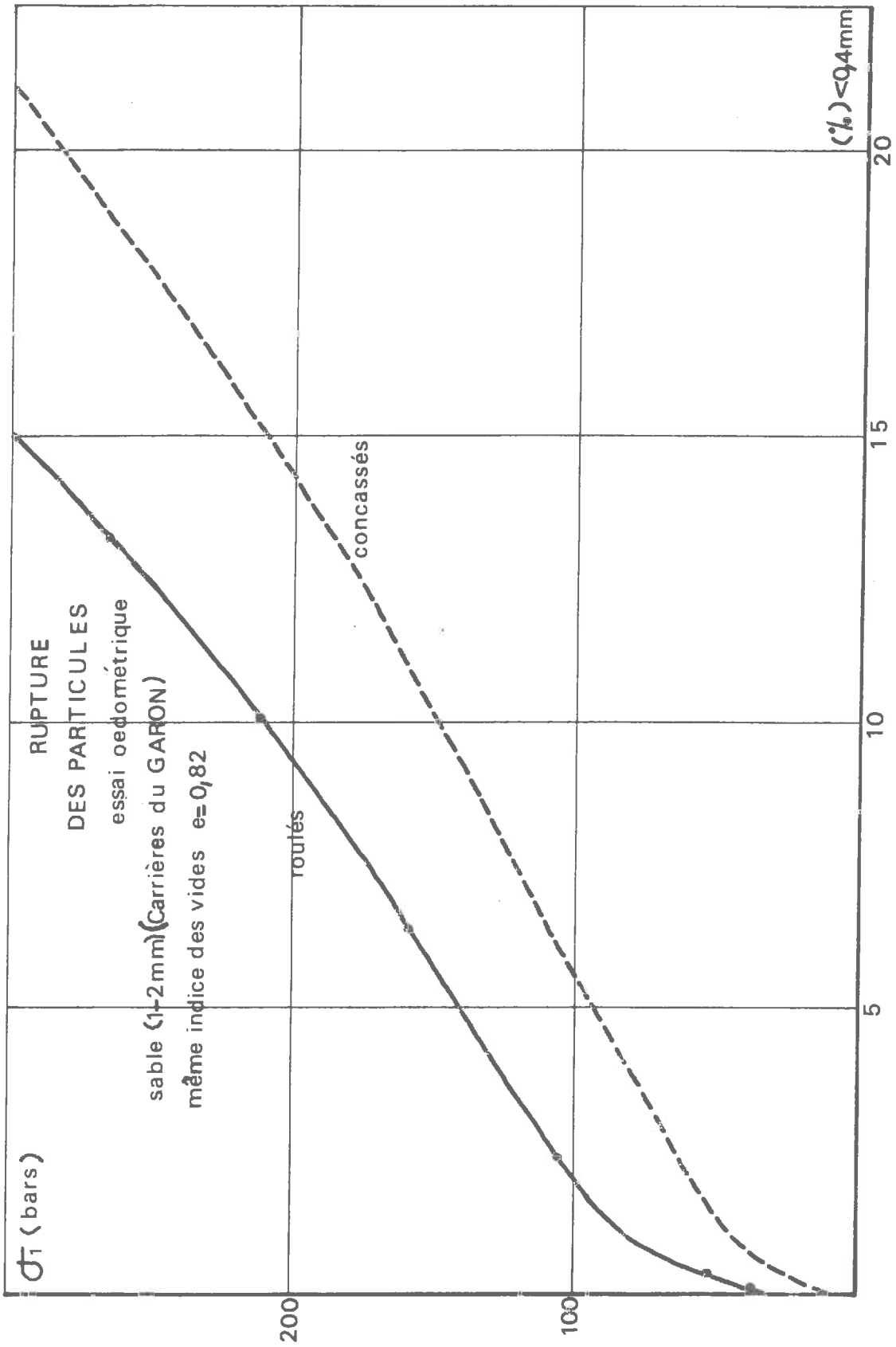


fig-4-23

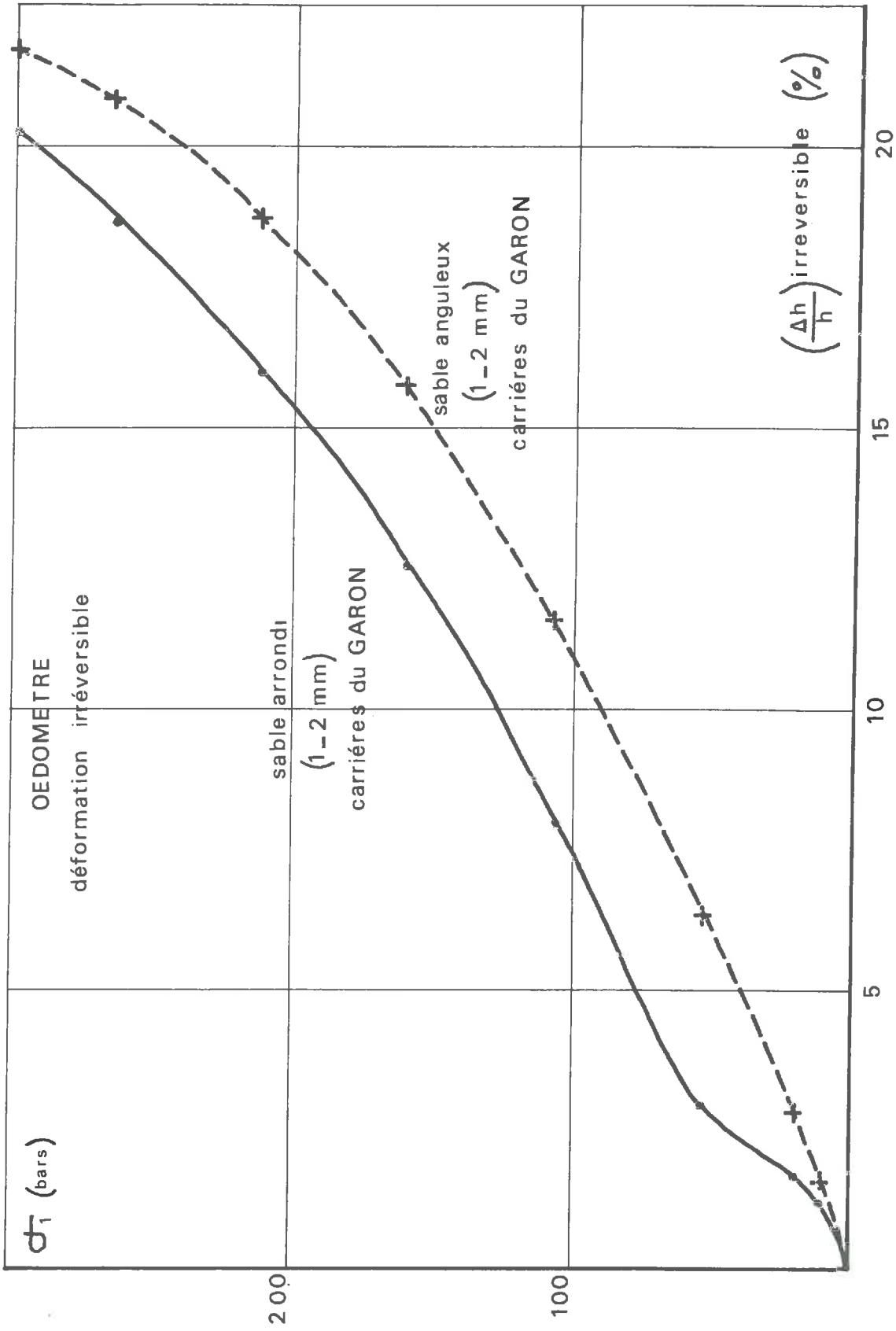
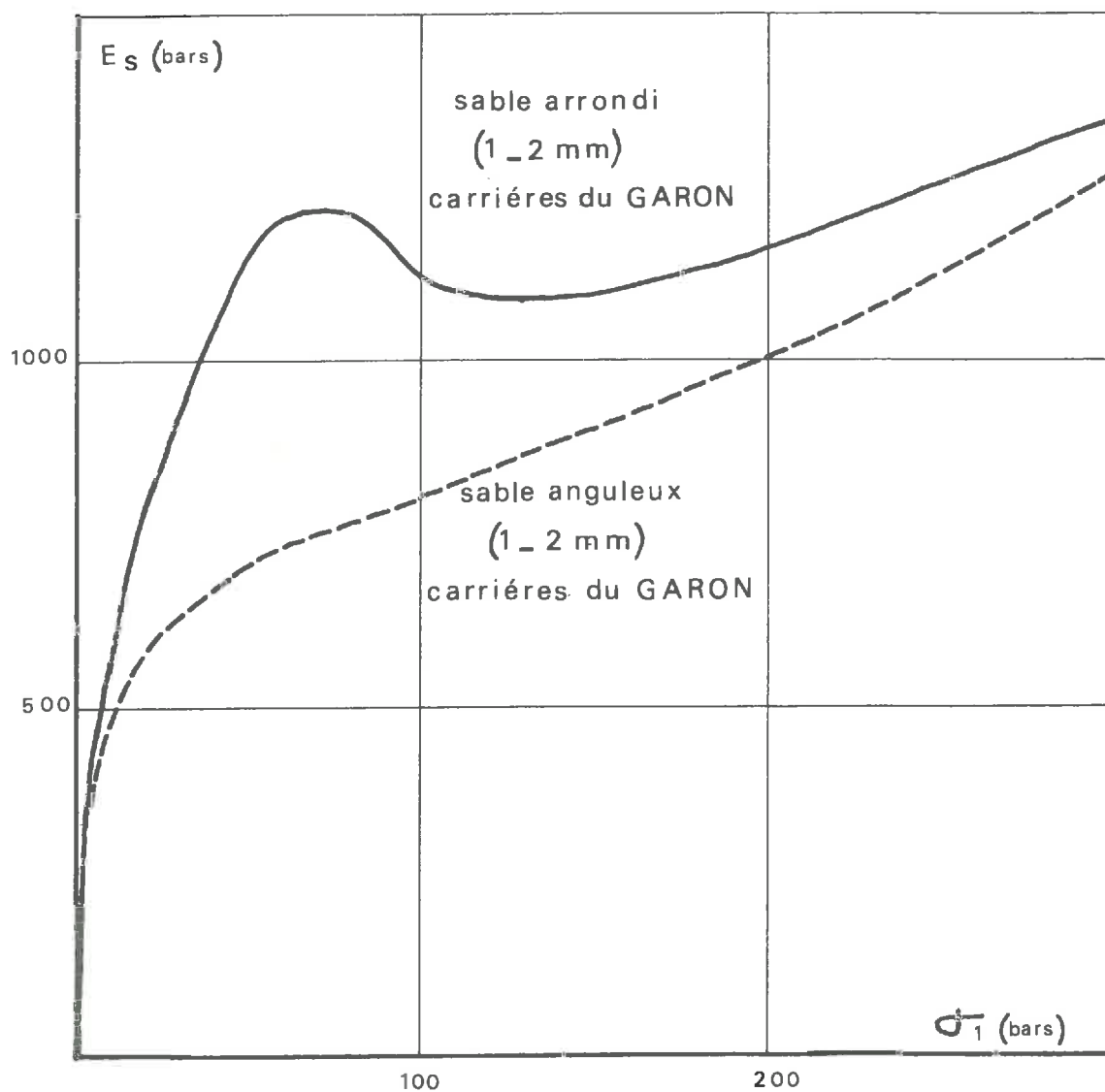


fig-4-24

OEDOMETRE
Module sécant $e = 0,82$



fig_4-25

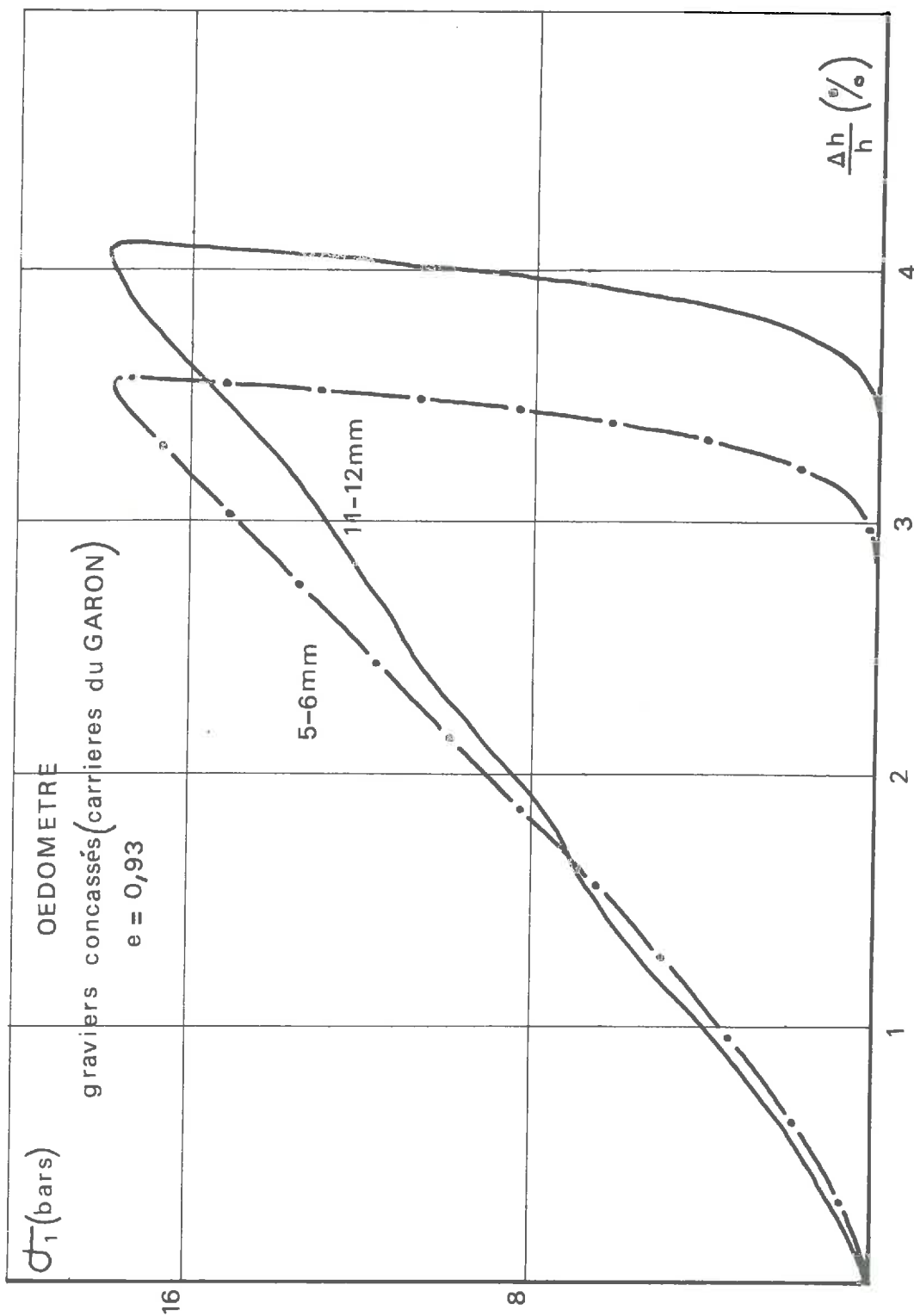
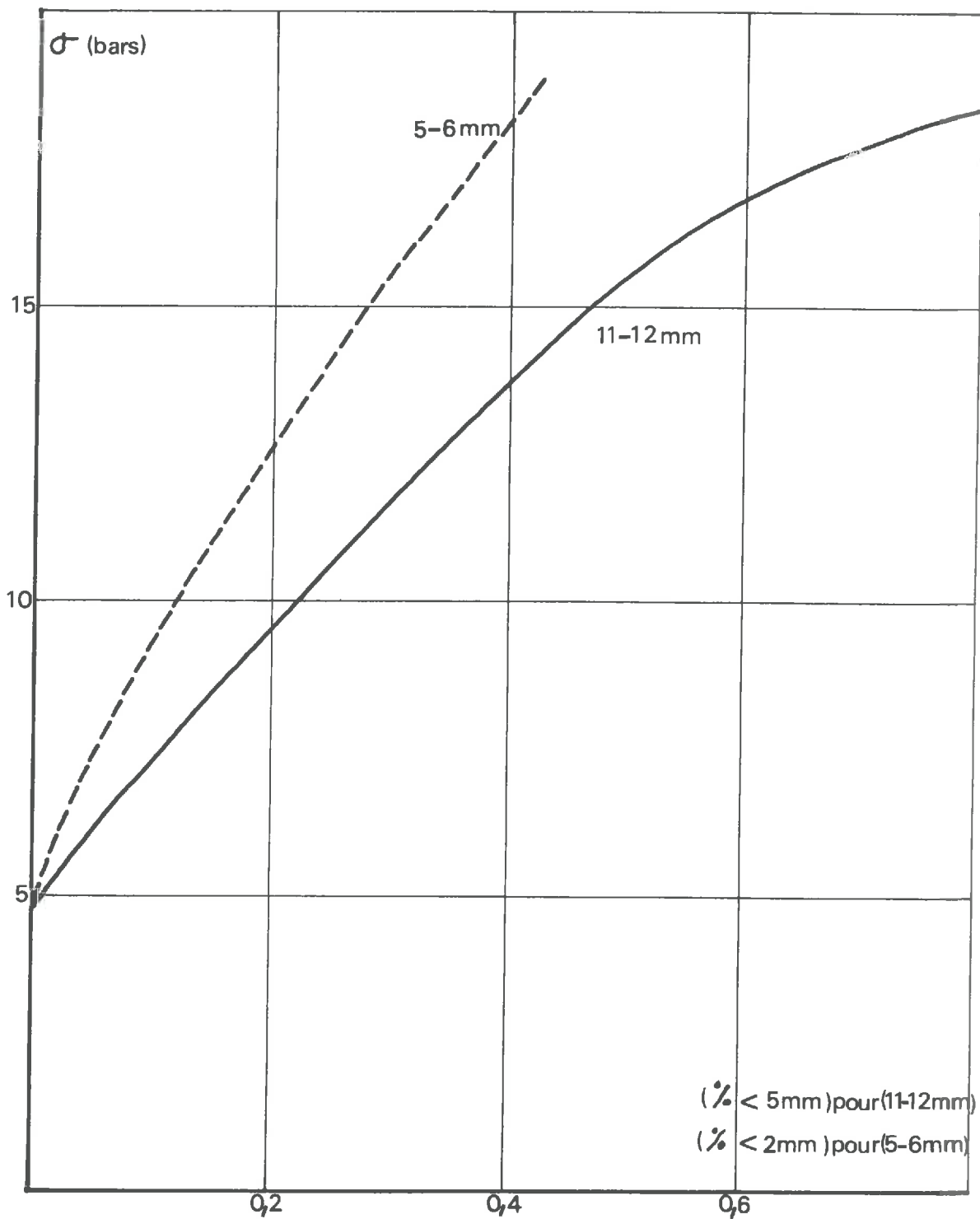


fig-4-26

RUPTURE DES PARTICULES
essai oedométrique
graviers concassés (Carrières du GARON)
même indice des vides $e = 0,93$



fig_4_27

On peut considérer que pour les deux types de matériau, le rayon de courbure des aspérités est pratiquement le même, par contre le rayon moyen des particules est plus grand pour les grosses particules, donc $\frac{R}{r}$ croît avec la dimension des particules.

Nous avons défini la rupture des particules de 5 à 6 mm par le pourcentage des particules inférieures à 2 mm après l'essai. Pour les particules de 11 à 12 mm, c'est le pourcentage des particules inférieures à 5 mm qui définit la rupture : (c'est-à-dire, environ le demi-diamètre moyen des particules, pour chacun des matériaux). On peut voir sur la figure 4-27 que la rupture des grosses particules (donc pour $\frac{R}{r}$ plus grand) est plus importante que la rupture des petites particules (avec $\frac{R}{r}$ plus petit). Ceci est bien en accord avec les conclusions précédentes.

=====

CONCLUSIONS GENERALES

C O N C L U S I O N

=====

En conclusion nous allons récapituler les principaux résultats de cette étude.

La première partie est un résumé d'articles se rapportant aux sujets que nous avons traités ici.

Dans une deuxième partie nous avons voulu préciser un certain nombre de notions sur la compressibilité des matériaux pulvérulents qui nous ont paru mal connues ou définies de façon très imprécise.

. Nous avons proposé une loi empirique pour le premier chargement isotrope ou oedométrique d'un échantillon de matériau pulvérulent ($e = e_0 - \beta \sigma^m$).

. Nous avons défini la contrainte σ_R qui correspond à un accroissement important de la rupture des particules dans un essai oedométrique.

. Lorsque la contrainte de consolidation σ_c se trouve dans les domaines d'irréversibilité par réarrangement ou par rupture de particules, elle se marque sur la courbe $\sigma = f(\epsilon)$ par un "coude" qui correspond à la limite de réversibilité.

. Pour un certain nombre de chargements successifs, la déformation irréversible s'annule mais les cycles restent toujours des cycles "ouverts" avec hystérésis.

. Nous avons enfin défini la contrainte de limite élastique au déchargement.

Dans la troisième partie, nous avons étudié l'influence de la dimension des particules sur les propriétés mécaniques d'un milieu pulvérulent, nous avons montré que :

. La compacité des petites particules ($< 1\text{mm}$) simplement déversées augmente avec la dimension des particules.

. La compacité des particules vibrées sous légère charge est indépendante de la dimension des particules.

. L'angle de frottement d'un ensemble de particules sphériques dépend essentiellement de l'état de surface des particules.

. L'angle de frottement d'un milieu pulvérulent obtenu à la boîte de cisaillement augmente fortement lorsque la dimension des particules croît.

. L'angle de frottement d'un milieu pulvérulent obtenu par des essais triaxiaux semble ne pas dépendre de la dimension des particules pour les matériaux rugueux (angle de frottement de l'ordre de 30° pour $e = 0,59$) et semble augmenter lorsque la dimension des particules croît pour des matériaux dont l'état de surface est poli (angle de frottement de l'ordre de 20° pour $e = 0,59$).

. Pour les dimensions d'échantillons utilisés l'angle de frottement obtenu à la boîte de cisaillement est plus grand que l'angle de frottement obtenu au triaxial pour les particules sphériques de diamètre supérieur à $1,3\text{ mm}$. Pour les particules sphériques de diamètre inférieur à $1,3\text{ mm}$ c'est l'angle de frottement obtenu au triaxial qui est supérieur à l'angle de frottement obtenu à la boîte de cisaillement.

. Les essais réalisés sur les billes de verre semblent indiquer que la limite élastique de contrainte déviatoire $(\sigma_1 - \sigma_3)_E$ ne dépend pas de la dimension des particules.

. Pour des contraintes intérieures au domaine élastique (pour $(\sigma_1 - \sigma_3) < (\sigma_1 - \sigma_3)_E$) il semble que les modules triaxiaux sécants ou tangents ne dépendent pas de la dimension des particules. Par contre lorsque $(\sigma_1 - \sigma_3)$ est supérieur à la limite élastique, les modules sécants et tangents triaxiaux semblent croître lorsque la dimension des particules augmente.

. Les modules oedométriques sécants ou tangents d'un milieu pulvérulent augmentent avec la dimension des particules, et ceci quel que soit le nombre de cycles auquel il a été soumis.

. La déformation irréversible pour un certain nombre de cycles décroît lorsque la dimension des particules augmente.

. La contrainte de rupture σ_R d'un ensemble de particules ne dépend pas de la dimension des particules.

Pour résumer ces diverses propriétés on peut dire que la déformation élastique d'un ensemble de particules ne dépend pas de la dimension de celles-ci, par contre le déplacement des particules les unes par rapport aux autres semble être plus facile pour les petites particules que pour les grosses. Donc lorsqu'il se produit des réarrangements de particules les propriétés mécaniques (modules, angle de frottement) sont plus intéressantes pour les matériaux grossiers.

Dans la quatrième partie nous avons étudié l'influence de la forme des particules sur les propriétés mécaniques d'un milieu pulvérulent, nous avons montré que :

. La compacité des matériaux arrondis est plus grande que celle des matériaux anguleux mis en place de la même façon.

. Les modules triaxiaux des matériaux arrondis sont plus élevés que ceux des matériaux anguleux (que ce soit à même indice des vides, ou à même mode de mise en place).

. En général, les angles de frottement des matériaux concassés sont plus élevés que ceux des matériaux arrondis. Cependant, pour des matériaux simplement déversés ils sont très voisins.

. Pour de faibles contraintes les modules oedométriques des concassés sont voisins de ceux du roulé à même indice des vides et inférieurs pour un même mode de mise en place.

. La contrainte de rupture σ_R d'un ensemble de particules est plus élevée pour les matériaux arrondis que pour les matériaux anguleux.

. Pour des contraintes supérieures à la contrainte σ_R le pourcentage de rupture est plus important pour les matériaux concassés que pour les matériaux roulés, que ce soit à même indice des vides ou pour un même mode de mise en place.

. Il semble que $\frac{r}{R}$ soit un paramètre très important de la rupture des particules (r étant le rayon de courbure des aspérités de contact et R le rayon moyen de la particule).

En résumé, il semble que lorsque les problèmes essentiels seront des problèmes de tassements et déformations à faible contrainte déviatoire, il sera beaucoup plus intéressant de choisir un matériau roulé dont les modules triaxiaux et oedométriques sont plus élevés que ceux des matériaux concassés. Pour de fortes contraintes isotropes, il

sera aussi beaucoup plus intéressant d'utiliser des matériaux arrondis dont les ruptures sont beaucoup moins importantes que celles des matériaux concassés.

Par contre, si le problème essentiel est un problème de mise en plasticité du sol (force portante, glissement) il est bien évident qu'on aura intérêt à utiliser un matériau concassé dont l'angle de frottement interne est supérieur ou égal à celui du roulé à même mode de mise en place et bien supérieur pour un même indice des vides.

=====

A N N E X E :

- M A T E R I A U X U T I L I S E S

- M A T E R I E L E M P L O Y E

I MATERIAUX UTILISES

I-1 PARTICULES SPHERIQUES ou CUBIQUES

- Cubes de plâtre :

Nous avons utilisé des cubes de plâtre de 10 mm d'arête. Ces cubes ont été fabriqués par moulage.

- Sphères et cubes de plexiglas : (fig A-1)

Nous avons fait fabriquer par les établissements Benoît Frères à ST-CLAUDE des cubes de plexiglas de 15 mm d'arête et des sphères de plexiglas de 15 mm de diamètre.

- Billes de verre de type A : (fig A-2)

Ces billes nous ont été fournies par "Verre Industrie".
(11, rue Ligner - Paris 20°)

Nous avons résumé dans le tableau ci-dessous leurs principales caractéristiques :

type de Billes	état de surface	diamètre des billes (mm)	densité du verre
(A)	rugueux	0,1	2,65
		1	2,73
		2	2,60

- Billes de verre de type A' :

Ce sont des billes de type A, après un an passé au laboratoire. Les propriétés mécaniques des billes de 2 mm de diamètre ont alors changé. Il est très difficile de déceler visuellement une variation d'état de surface.

- Billes de verre de type B :

Ces billes nous ont été fournies par "Le Comptoir Lyonnais de Verrerie" (106, rue Francis de Pressensé, VILLEURBANNE).

Nous avons résumé dans le tableau ci-dessous leurs principales caractéristiques :

type de Billes	état de surface	diamètre des billes (mm)	densité du verre
(B)	poli	2	2,51
		4	2,68
		6	2,51
		8	2,51

On peut remarquer sur la figure A-3 la différence d'état de surface des billes de type A (rugueux) et de type B (poli)

- Billes de plomb de type C :

Ces billes de plomb sont des "Plombs de chasse" de diamètre 1,25 mm ; 2 mm ; 4 mm.

La densité du plomb est de 11.

L'état de surface des billes est moyennement rugueux (fig A-4).

- Billes de plomb de type D :

Ces billes de plomb sont des "Plomb de chasse" de diamètre 5,80 mm ; 7,85 mm.

La densité du plomb est de 11,12 (légèrement supérieure à celle des billes de plomb C.)

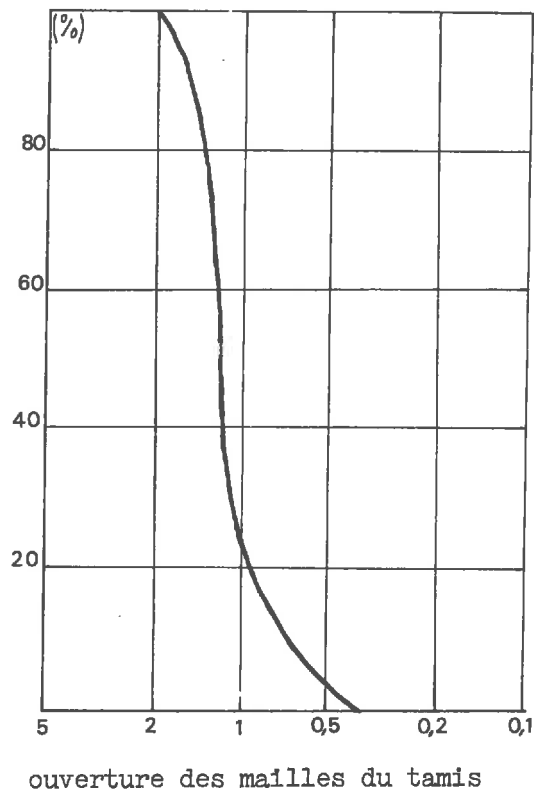
L'état de surface des billes est moyennement rugueux (fig A-5).

I-2 SABLES ET GRAVIERS

- Sable du laboratoire :

courbe granulométrique

On peut voir sur la figure A-6 la forme et l'angularité moyenne des grains.



- Sables et graviers des Carrières du Garon :

Nous avons utilisé deux matériaux différents, l'un roulé l'autre concassé, provenant de la même Carrière :

Pour chacun de ces matériaux nous avons séparé trois classes granulométriques :

Des sables de granulométrie comprise entre 1 mm et 2 mm

Des graviers de granulométrie comprise entre 4 mm et 5 mm

Des graviers de granulométrie comprise entre 8 mm et 10 mm

On peut voir sur les figures A7, A8, A9, A10 la différence d'angularité des matériaux roulés et concassés.

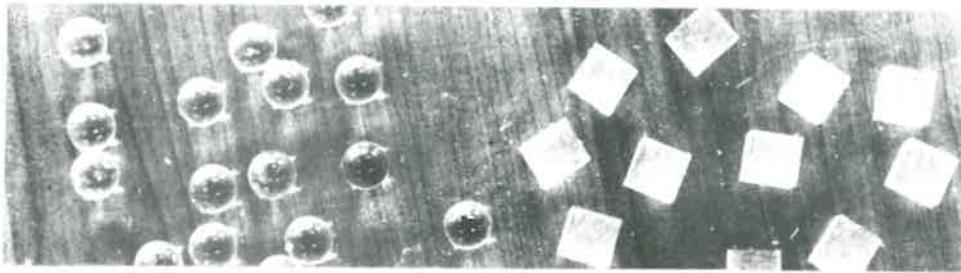


fig : A-1 : Sphères et cubes de plexiglas

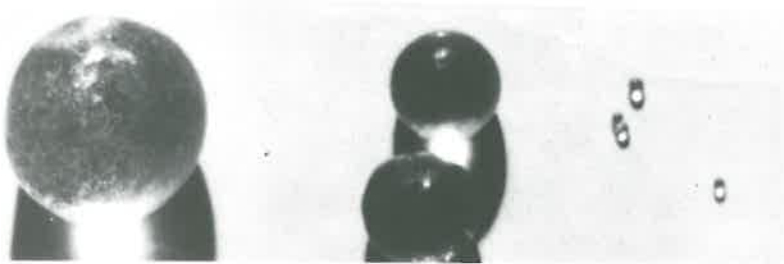


fig : A-2 : Billes de verre type A, de diamètre 2 mm; 1 mm; 0,1 mm.

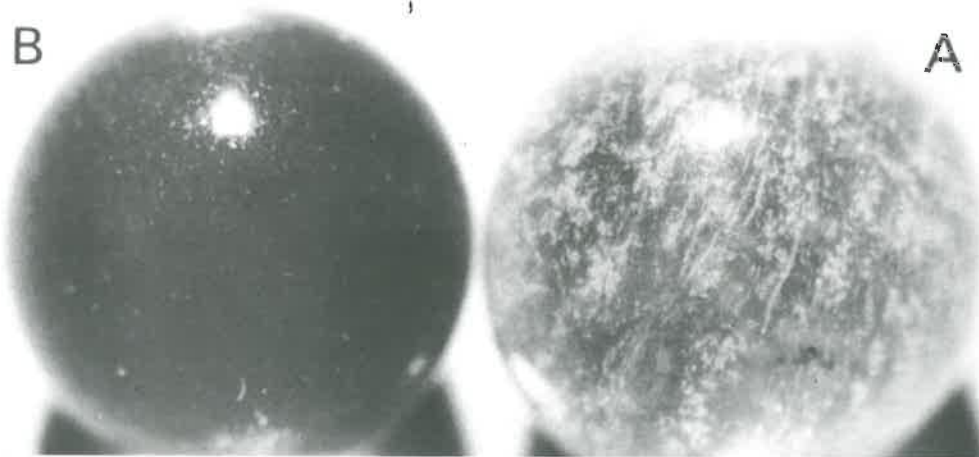


fig : A-3 : Billes de verre de diamètre 2 mm, type A et B



fig : A-4 : Billes de plomb type C, de diamètre 2 mm et 4 mm

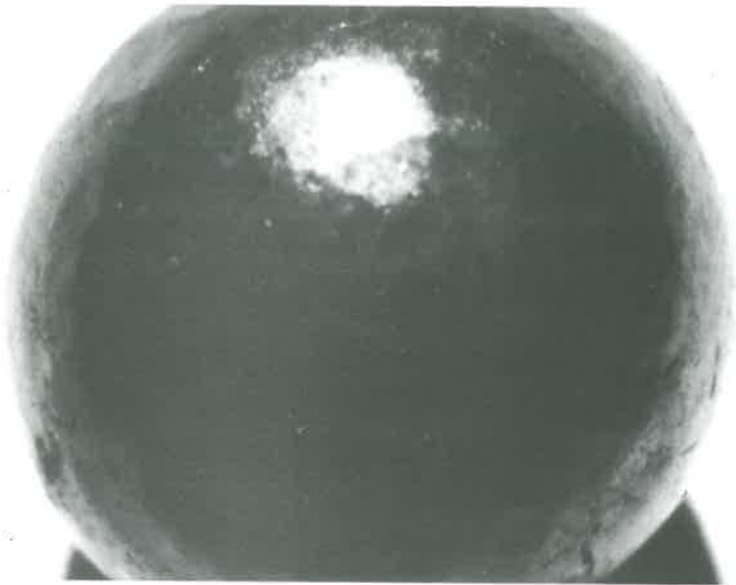


fig : A-5 : Bille de plomb type D, de diamètre 7,85 mm



fig : A-6 : Sable du laboratoire (0,4 mm à 2 mm)

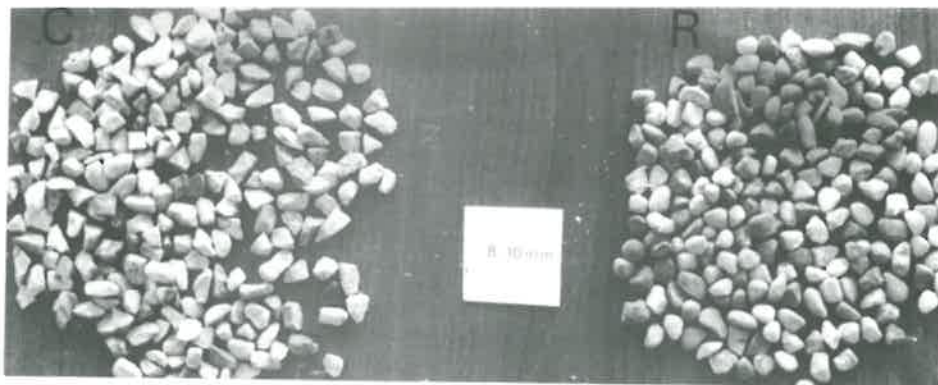


fig : A-7 : Graviers roulés (R) et concassés (C) (8-10 mm) Carrières du Garon

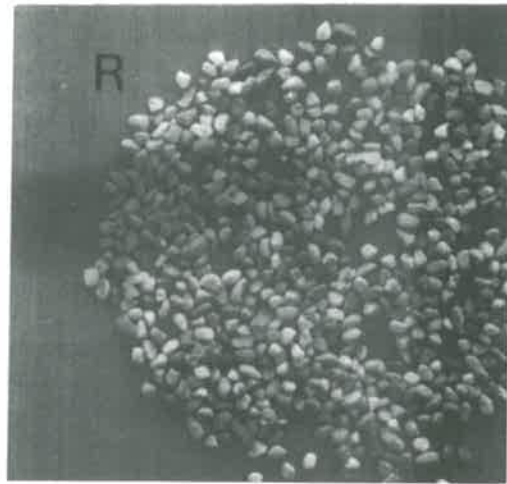
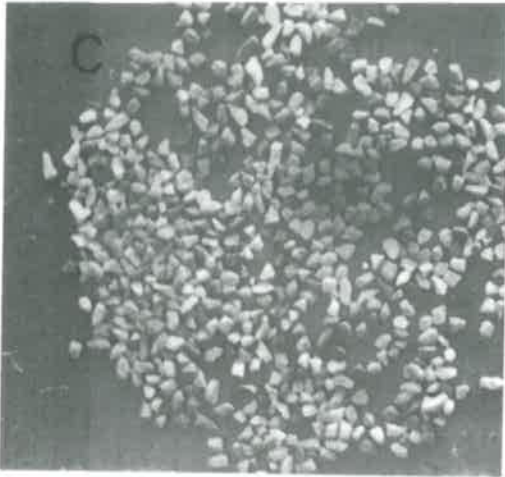


fig : A-8 : Graviers roulés (R) et concassés (C) (4-5 mm) Carrières du Garon



fig : A-9 : Sables concassés (1-2 mm) Carrières du Garon



fig : A-10 : Sables roulés (1-2 mm) Carrières du Garon

II MATERIEL EMPLOYE

II-1 : ESSAIS DE COMPACTITE

Ces essais ont été réalisés dans un moule cylindrique en acier de 15 cm de diamètre et 15 cm de hauteur (moule n° 1 sur la figure A-11). Pour obtenir une compacité plus forte par vibration nous avons utilisé un vibro-tamis Galand (fig A-12).

II-2 : ESSAIS TRIAXIAUX

Les essais triaxiaux ont été réalisés avec une cellule M et O sur des échantillons de 7 cm de diamètre et 20 cm de hauteur (fig A-13).

Nous avons utilisé deux presses : la presse M et O classique de 3 tonnes, et la presse M.T.S. de 3 tonnes (fig A-14) qui nous a permis d'enregistrer directement les courbes effort-déformation.

II-3 : ESSAIS OEDOMETRIQUES

Les essais oedométriques à faible contrainte ont été réalisés avec le moule de 15 cm de diamètre et 15 cm de hauteur (moule n° 1 de la figure A-11).

Les essais oedométriques à contrainte élevée ont été réalisés avec le moule de 3,5 cm de diamètre et 3 cm de hauteur (moule n° 2 de la figure A-11).

Pour tous les essais oedométriques nous avons utilisé la presse M.T.S. (fig A-14) qui permettait un enregistrement direct.

II-4 : ESSAIS D'ECRASEMENT DE PARTICULE UNIQUE

Ces essais ont été réalisés sur la presse M.T.S., la courbe effort-déformation était enregistrée directement (fig A-15). Pour des particules très dures (sables, graviers, verre) les contacts s'effectuaient sur des pastilles de carbure SECO S2.

II-5 : MATERIEL DE MESURE ET D'ENREGISTREMENT

- Mesure de déplacements et déformations : Ces mesures étaient effectuées avec un capteur inductif de déplacement 24 DCDT.250 Hewlett Packard (n° 1 fig A-15). Le déplacement maximal du capteur était d'environ 1,2 cm.

- Mesure de forces et contraintes : Ces mesures étaient réalisées soit avec des anneaux dynamométriques classiques sur la presse M et O, soit avec un capteur d'effort sur la presse M.T.S. (n° 2 fig A-15). La force maximale des anneaux et du capteur était de 3 tonnes.

- Enregistrement : Les divers enregistrements étaient effectués sur une table traçante : Hewlett Packard : 136 A.M.X.Y. (fig A-14).

=====

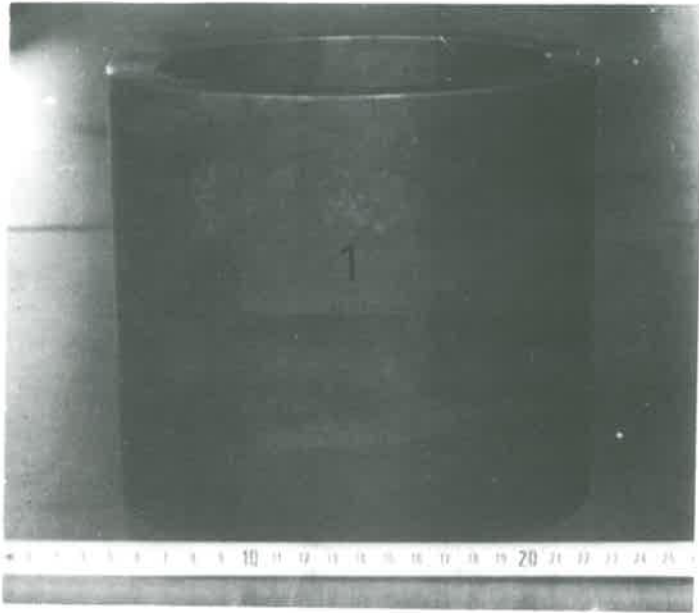


fig : A-11 : Moules cylindriques en acier : (1) : diamètre 15 cm, hauteur 15 cm - (2) : diamètre 3,5 cm, hauteur 3 cm



fig : A-12 : Vibro-tamis

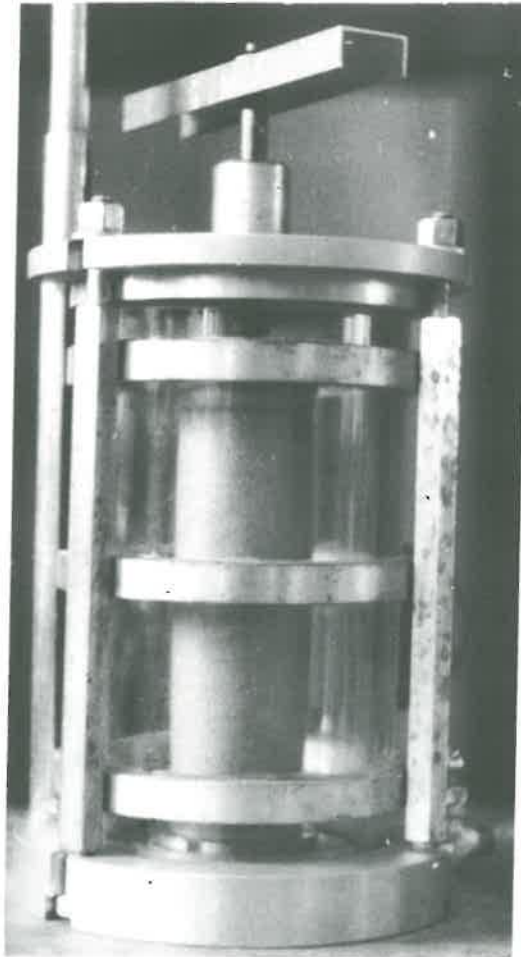


fig : A-13 : Cellule triaxiale

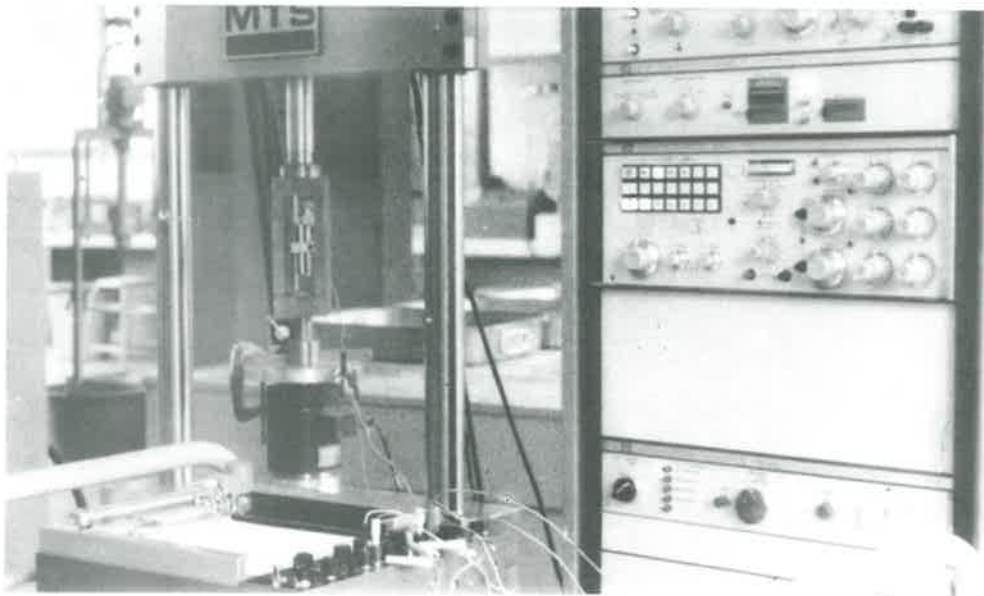


fig : A-14 : Presse M.T.S. avec enregistrement

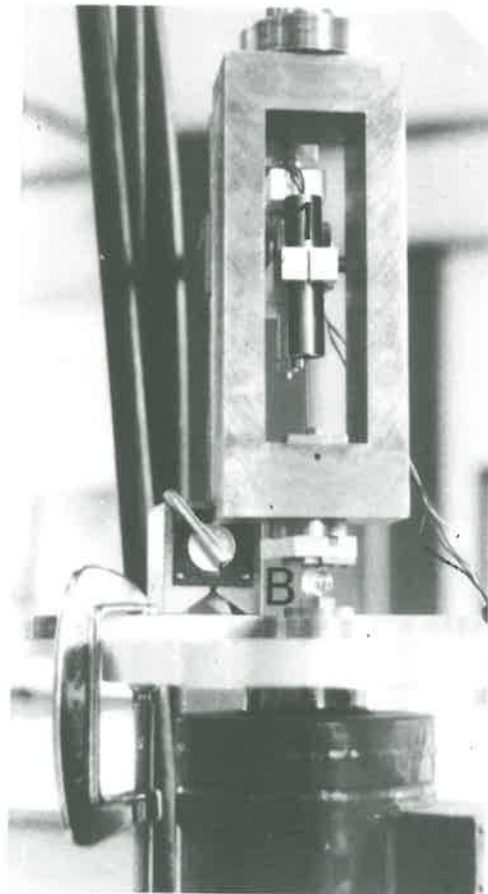
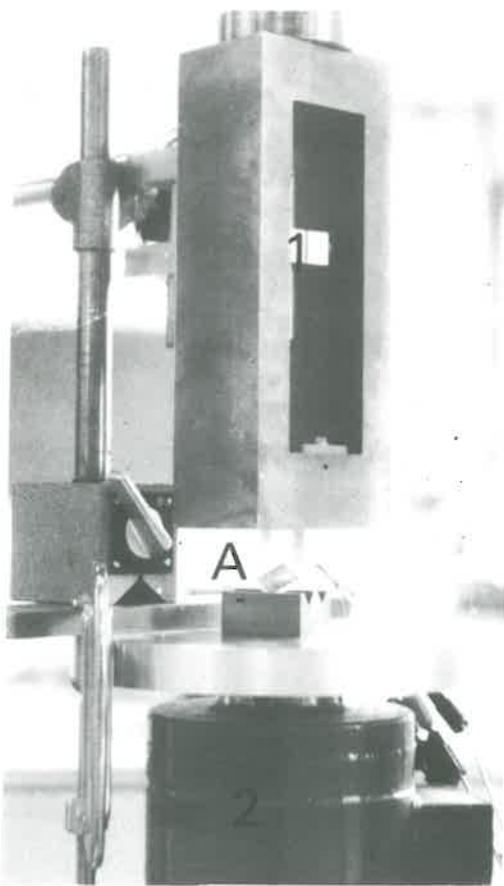


fig : A-15 : Ecrasement de particules

(A) : 2 cubes de plexiglas contact pointe contre face - (B) Sphère
 (1) : capteur de déplacement (2) capteur d'effort

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

B I B L I O G R A P H I E

=====

- (1) BARDEN. L, ISMAIL. M, TONG. P : "Plane strain deformation of granular material at low and high pressures". Géotechnique (1969) - 19 - n° 4, p 441-452
- (2) BIAREZ. J : "Contribution à l'étude des propriétés mécaniques des sols et des matériaux pulvérulents". Thèse de doctorat es Sciences (1961). Grenoble
- (3) BIAREZ. J : "Remarques sur les propriétés mécaniques des corps pulvérulents". Cahier de rhéologie. Paris (1962)
- (4) BIAREZ. J : "Anisotropie mécanique et géométrique des milieux pulvérulents". Quatrième congrès international de rhéologie (Providence, Brown University)
- (5) BIAREZ. J, PIERRARD, WIENDIECK : "Contribution à l'étude des lois rhéologiques des sols". Symposium international de rhéologie et de mécanique des sols. Grenoble (1964)
- (6) BIAREZ. J, PIERRARD, WIENDIECK, ABSI : "Rhéologie des sols". VI° congrès de mécanique des sols. Montréal. Vol 1, p 21-25
- (7) BIAREZ. J, BELLIER, BORDES, BOUCEK, LE LONG, ORLIAC, REMY : "Propriétés mécaniques des sols sous diverses sollicitations". VII° congrès de mécanique des sols. Mexico, vol 1, p 21-28
- (8) BIAREZ. J, CAMBOU, KEIME, MARTINET : "Compressibilité des matériaux pulvérulents sur chemin isotrope et oedométrique, rupture

des particules". Journée française de mécanique des sols.
Paris, mai 1971

- (9) BISHOP. AW : "The effect of stress history on the relation between ϕ and porosity in sand". IIIème congrès de mécanique des sols ; vol 1, p 100-105

- (10) BRANDT. H : "A study of the speed of sound in porous granular media". Journal of applied mechanics A.S.M.E. vol 77, (1955) p 479-486

- (11) BROMS. BB, JAMAL. A.K. : "Analysis of the triaxial test. Cohesionless soils". VIème congrès de mécanique des sols. Montréal, vol 2 p 184-188

- (12) CAQUOT. A, KERISEL : "Traité de mécanique des sols". Gauthier-Villard 1956

- (13) CHAPLIN. T.K. : "A fundamental stress-strain pattern in granular material sheared with small or no volume change". VIème congrès de mécanique des sols. Montréal, vol 2, p 193-197

- (14) CHATEAU, DESQUINABO : "Influence de la dimension des particules sur les propriétés mécaniques d'un milieu pulvérulent". Projet de fin d'étude. E.C.L. Ecully (1971)

- (15) COSTET, SANGLERAT. G : "Cours pratique de mécanique des sols". Dunod Paris 1969

- (16) DANTU. P : "Contribution à l'étude mécanique et géométrique des milieux pulvérulents. IVème congrès de mécanique des sols. Londres, vol 1, p 144-148

- (17) DANTU. P : "Etude mécanique d'un milieu pulvérulent formé de sphères égales de compacité maxima". Vème congrès de mécanique des sols. Paris, vol 1, p 1-10
- (18) DANTU. P : "Etude de mécanique des chaussées sur modèles à deux dimensions". Bulletin de liaison des labo routiers n° 18, Mars-Avril 1966, p 2-1 à 2-16
- (19) DAVIN : "Déformation dans les milieux pulvérulents en état d'équilibre limite". VIème congrès de mécanique des sols. Montréal vol 5, p 387-393
- (20) DE BEER : "The scale effect on the phenomenon of progressive rupture in cohesionless soils". VIème congrès de mécanique des sols. Montreal vol 3, p 13-17
- (21) EL SOHBY : "Deformation of sands under constant stress ratio". VIIème congrès de mécanique des sols. Mexico, vol 1, p 111-119
- (22) EURENIUS. J, FAGERSTRÖM. H : "Sampling and testing of soft rock with weak layer". Geotechnique 19 (1969) n° 1, p 133-139
- (23) FABRE, DUSSAUSSOIS : "Recherche bibliographique et expérimentale sur l'angle de frottement interne des matériaux pulvérulents". Projet de fin d'étude E.C.L. Ecully 1971
- (24) FATT. I, LA HABRA, CALIF : "Compressibility of a sphere pack, comparison of theory and experiment". Journal of applied mechanics. March 1957, p 148-149
- (25) FEDA. J : "Effect of structure on the shearing resistance of sand". VIIème congrès de mécanique des sols. Mexico vol 1, p 121-126

- (26) FEDA. J : "The influence of loading path in the plane $\sigma'_1 > \sigma'_2$ on the shear strength of Zbraslav sand". Acta technica csas (1969) n° 1, p 92-128
- (27) FRYDMAN. S, ZEITLEN.J.G. : "Some pseudo-elastic properties of granular media". VIIème congrès de mécanique des sols, Mexico vol 1, p 135-140
- (28) FUMAGALLI. E : "Tests on cohesionless materials for rockfill dams". Journal of the soil mechanics and foundations division, ASCE, January 1969, p 313-330
- (29) HORNE. M.R. : "The behaviour of an assembly of rotund, rigid, cohesionless particles". Roy. Soc. A 286, p 62-97
- (30) KARST, LEGRAND, LE TIRANT, SARDA, WEBER : "Contribution à l'étude de la mécanique des milieux granulaires". VIème congrès de mécanique des sols. Montreal. vol 2, p 259-263
- (31) KHALAF : thèse de troisième cycle. Grenoble 1970
- (32) KIRKPATRICK : "Effects of grain size and grading on the shearing behaviour of granular materials". VIème congrès de mécanique des sols. Montreal, vol 2, p 273-277
- (33) KNIGHT, BLIGHT : "studies of some effects resulting from the unloading of soil". VIème congrès de mécanique des sols. Montreal vol 3, p 103-107
- (34) KO. H.Y, SCOTT. R.F. : "Deformation of sand in shear". Journal of the soil mechanics and foundations division, ASCE, september 1967, p 283-310

- (35) KOLBUZEWSKI J. : "An experimental study of the maximum and minimum porosities of sands". IIème congrès de mécanique des sols. Vol 1, p 158-165
- (36) KOLBUZEWSKI J., FREDERICK M.R. : "The significance of particle shape and size on the mechanical behaviour of granular materials". European conference on soil Mechanics and foundation engineering (Wiesbaden 1963). Section 4, paper 9
- (37) LEDIER : "Influence de la forme des particules sur les propriétés mécaniques d'un milieu pulvérulent". Projet de fin d'étude E.C.L. Ecully (1971)
- (38) LE LONG : thèse de doctorat es sciences. Grenoble 1968
- (39) LE TIRANT, SARDA : "Contribution à l'étude des relations contrainte-déformation dans les milieux pulvérulents". Bulletin de liaison des labo-routiers n° 6. Mars-avril 1964
- (40) MAKHOUF, STEWART : "Factors influencing the modulus of elasticity of dry sand". VIème congrès de mécanique des sols. Montreal vol 2, p 298-302
- (41) MANDEL J. : "Essais sur modèles réduits en mécanique des terrains. Etude des conditions de similitude". Revue de l'industrie minérale, vol 44 n° 9, septembre 1962
- (42) MARSAL R.J. : "Stochastic processes in the grain skeleton of soils". VIème congrès de mécanique des sols. Montreal vol 2, p 303-305
- (43) MARSAL R.J. : "Contact forces in soils and rockfill materials".

Second panamerican conference on soil mecanic (Brazil).

- (44) MARSAL R.J, MORENO GOMEZ, NÚÑEZ, CUELLAR, MORENO RAMOS.
"Investigacion sobre el comportamiento de suelos granulares y muestras de enrocamiento". Comision federal de electricidad. Mexico, febrero 1965
- (45) MINDLIN R.D. : "Compliance of elastic bodies in contact". Journal of applied mecanics. A.S.M.E. vol 71, p 259-268
- (46) MINDLIN R.D., DERESIEWICZ : "Elastic spheres in contact under varying oblique forces". Journal of applied mechanics. A.S.M.E. vol 75, p 327-344
- (47) MOGAMI T. : "Mechanics of granular material as a particulated mass". VIIème congrès de mécanique des sols. Mexico vol 1, p 281-285
- (48) PELLEGRINO : "Geotechnical properties of coarse - grained soils". VIème congrès de mécanique des sols. Montreal, vol 1, p 87-91
- (49) ROCHA M. : "Conditions de similitude dans l'étude sur modèles de problèmes de mécanique du sol". Annale de l'I.T.B.T.P. n° 86, février 1955
- (50) ROWE P.W. : "The stress dilatancy relation for static equilibrium of an assembly of particles in contact. Roy. soc. A, vol 269 (1962) p 500-527
- (51) ROWE P.W. : "Progressive failure and strength of a sand mass". VIème congrès de mécanique des sols. Mexico vol 1, p 341-349

- (52) SCHLOSSER F. : "Comportement des milieux granulaires". Compte-rendu à l'Académie des Sciences de Paris (30 septembre 1968) série A, p 485-488
- (53) SUTHERLAND : "The influence of the intermediate principal stress on the strength of sand. VIIème congrès de mécanique des sols. Mexico vol 1, p 391-399
- (54) TERZAGHI K, PECK : "Soil mechanics in engineering practice". John Wiley and Son. New-York 1967
- (55) TIMOSHENKO : "Résistance des matériaux". Dunod. Paris 1968
- (56) TIMOSHENKO, GOODIER : "Théorie de l'élasticité". Librairie polytechnique Béranger. Paris - Liège 1961
- (57) WEBER J. : "Application aux lois de similitude dans les études sur modèles réduits de problèmes de mécanique des sols pulvérulents". Bulletin de liaison des labo-routiers n° 20. Juillet - Août 1966
- (58) WIENDIECK : Thèse de docteur ingénieur. Grenoble (1968)
- (59) ZELIKSON : "Sur un procédé de similitude nouveau applicable notamment en mécanique des sols". Compte rendu à l'Académie des Sciences de Paris (1-4 1963) tome 256, p 3003-3004
- (60) ZOLKOV, WISEMAN : "Engineering properties of dune and beach sands and the influence of stress history." VIème congrès de mécanique des sols. Montreal, vol 1, p 134-138

=====