

**ETUDE EXPERIMENTALE DE LA DYNAMIQUE D'UN CYLINDRE DE REVOLUTION
EN DECELERATION OU EN ACCELERATION AVEC VITESSE INITIALE
NON NULLE DANS UN FLUIDE AU REPOS**

P. SULMONT et D. RAJAONA

Laboratoire d'Hydrodynamique Navale

E. N. S. M.

Résumé

L'étude présentée relate une partie d'un travail expérimental assez complet concernant l'analyse des efforts d'origine hydrodynamique sur un cylindre circulaire en accélération ou décélération suivant différentes configurations cinématiques susceptibles d'influencer l'écoulement. On montre les limites d'application du modèle simplifié, dit de Morison, qui consiste à supposer que les efforts sont la somme de deux termes respectivement proportionnels à l'accélération et au carré de la vitesse. Il apparaît que ce modèle couramment utilisé dans tous les problèmes de comportement dynamique de petits corps doit être utilisé avec précaution, même dans le cas de mouvements uniformément accélérés ou décélérés, objets de la présente étude.

Summary

The present study relates a part of an experimental investigation devoted to the analysis of the hydrodynamic forces acting on a circular cylinder in an accelerated or decelerated motion for various kinematic conditions likely to influence the flow characteristics. The limits of the applicability of a simplified model, the so-called Morison model - (the forces are the sum of two terms respectively proportional to the body acceleration and velocity square) - are shown. It appears that this model widely used in all the small body dynamical behavior problems must be applied with care, even in the case of the uniformly accelerated and decelerated motions investigated in the present work.

1 - INTRODUCTION

La bibliographie concernant la visualisation ou la dynamique des cylindres en décélération ou accélération dans un fluide est peu abondante. Les visualisations de TATSUNO et TONEDA [9] montrent, certes de façon très claire, la cinématique de ce type d'écoulement mais seulement pour des nombres de Reynolds ne dépassant pas 100. Les mesures d'efforts faites par LAIRD et al [5] sur des cylindres en accélération sont peu convaincantes, de multiples facteurs correctifs étant introduits dans le traitement des mesures faites. SARKAYA [3] par contre a fait des mesures assez complètes de coefficients hydrodynamiques dans le cas d'un fluide en accélération. Il constate une indépendance complète des résultats vis à vis du nombre de Reynolds. Cette indépendance qui peut paraître surprenante n'a pas été retrouvée au cours de nos essais [10]. Par ailleurs, le principe du dispositif expérimental de SARKAYA excluait les essais en décélération ou à vitesse initiale non nulle.

Dans le cadre d'études sur le comportement dynamique des câbles de remorquage, il a donc paru souhaitable d'avoir une meilleure connaissance des coefficients hydrodynamiques sur les cylindres en mouvements variés.

La série d'expérimentations entreprise a porté sur le programme suivant :

| <u>Corps</u> | <u>Mouvement</u> | <u>Influences à observer</u> |
|--|--|--|
| Cylindre circulaire plus ou moins incliné par rapport à l'écoulement | - uniformément accéléré - uniformément décéléré | - taux d'accélération - vitesse initiale - inclinaison du cylindre |

La première partie de ce programme d'essais, consacrée aux mouvements accélérés à vitesse initiale nulle a été relatée en [10], la deuxième qui fait l'objet de la présente communication, concerne les mouvements décélérés et les mouvements accélérés avec vitesse initiale.

La représentation des efforts d'origine hydrodynamique est faite au moyen d'un modèle de type Morison qui s'écrit, R étant la traînée mesurée dans la direction principale de l'écoulement :

$$R = C_M \rho \pi D^2 L a / 4 + C_D \frac{1}{2} \rho D L V^2 \quad (1)$$

avec ρ : masse volumique du fluide
 D : diamètre du cylindre
 L : longueur du cylindre
 a : accélération
 V : vitesse à l'instant t
 C_M : coefficient de masse ajoutée
 C_D : coefficient de traînée

Cette représentation est souvent critiquée dans la mesure où elle simplifie et schématise assez grossièrement un écoulement complexe. Il faut remarquer, cependant, que l'on ne dispose pas actuellement de modélisations plus fines bien adaptées aux conditions physiques les plus courantes. Ces modèles, même si ils existaient, seraient assez difficiles à introduire dans les calculs d'équilibre de structures hydro-élastiques telles que les câbles. Dans ces conditions, il n'y a guère d'autre solution que d'utiliser ce type de formule et cet emploi ne paraît pas scandaleux si l'on est soucieux, d'une part de contrôler la bonne adéquation des coefficients hydrodynamiques aux conditions paramétriques, en l'occurrence ici taux d'accélération et nombre de Reynolds, d'autre part d'évaluer les limites de validité de la formule en ce qui concerne ces mêmes paramètres. Un des objectifs de l'étude, présentée ici, est précisément d'éclairer les utilisateurs sur ces deux problèmes particuliers.

2 - MONTAGE EXPERIMENTAL

Un cylindre de 2 m de longueur et 0,2 m de diamètre est monté sur un bâti (fig. 1) entraîné par le chariot du bassin des carènes jusqu'à une vitesse maximale de 2,5 m/s. On utilise les phases d'accélération et de freinage du chariot qui fournissent des rampes de vitesses (fig. 2) parfaitement linéaires pour les taux d'accélération faibles ou moyens, légèrement parabolique pour le plus fort taux d'accélération (0,6 m/s²).

Le bâti de la fig. 1 apparaît plus complexe qu'il n'est nécessaire pour les essais réalisés parce qu'en fait il a été utilisé antérieurement pour l'étude de mouvements conjugués de pilonnement et de translation uniforme [7].

Les efforts sont mesurés, pour éviter les effets de bout, sur la partie centrale du cylindre ($L = 0,5$ m) montée sur des capteurs à quartz à 3 composantes. On se référera à [6] pour une description plus détaillée du dispositif dynamométrique.

3 - PROCEDURE EXPERIMENTALE

Tous les paramètres physiques : vitesse instantanée, force de traînée et force verticale sont mesurées au moyen d'un système d'acquisition de données.

Le pas de temps de l'acquisition est choisi pour avoir un minimum d'une centaine de points de mesure sur la durée prévisible des phases d'accélération.

L'acquisition est lancée manuellement avant l'instant initial du régime varié, elle est arrêtée de la même façon en fin de parcours.

Après chaque essai, un tracé comme celui de la fig. 2 est réalisé ; il sert ensuite au dépouillement informatique qui, en raison des multiples interprétations essayées, n'a pas été rendu entièrement automatique.

4 - CYLINDRE EN DECELERATION

4.1 - Conduite du dépouillement

Si l'on admet le schéma (1) de Morison on a pour un mouvement décéléré

$$C = \frac{R}{\rho L a \frac{\pi D^2}{4}} = -C_M + \frac{4}{\pi} C_D \frac{U^2}{2aD}$$

le terme $U^2/2aD$ peut s'interpréter comme un déplacement fictif s/D en effet des équations du mouvement :

$$x = - 1/2 at^2 + U_0 t$$

$$\text{et } U = - at + U_0$$

Il est facile d'obtenir la relation

$$U^2/2a = U_0^2/2a - x$$

$$\text{soit } s/D = U^2/2aD = U_0^2/2aD - x/D$$

On peut donc considérer qu'à l'instant initial où débute la décélération, le déplacement relatif fictif a sa valeur maximum (ce déplacement correspond à la distance parcourue par le cylindre quand, partant de la vitesse initiale nulle il atteint la vitesse V_0 avec l'accélération a) et qu'il s'annule quand le mouvement s'arrête.

On obtient donc :

$$C = -C_M + 4/\pi C_D s/D$$

On aboutit ainsi à une représentation identique à celle obtenue [3], [10] pour un mouvement accéléré à vitesse initiale nulle mais pour lequel s/D représentait le déplacement effectif du cylindre. On se souviendra que le déplacement du cylindre en décélération est à suivre suivant les s/D décroissants.

Les paramètres adimensionnels caractéristiques de cet écoulement seront donc

s/D : déplacement relatif fictif

Re_0 : nombre de Reynolds à l'origine $Re_0 = V_0 D / \nu$

R_a : nombre d'accélération $R_a = - D^3 a / \nu^2$

Les essais en décélération ont été faits pour les valeurs suivantes de R_a et Re_0 :

$$10^9 \times R_a = -1.1, -2.1, -3.3, -4.4$$

$$10^5 Re_0 = 3.3, 2.9, 2.5, 1.6, 1.2, 0.84$$

Le paramètre s/D évolue entre 0 et 50.

4.2 - Analyse des résultats

4.2.1 - Cylindre perpendiculaire au courant ($\alpha = 0^\circ$)

De façon générale sur l'ensemble des essais, on constate un comportement particulier suivant l'ordre de grandeur du Reynolds initial.

Si le nombre de Reynolds initial est suffisamment grand, il apparaît deux phases dans l'évolution du coefficient de force C en fonction de s/D . Au cours de la première partie du mouvement pour s/D supérieur à une valeur $(s/D)_1$ l'évolution de C est assez irrégulière pour tendre assez brusquement à partir de $(s/D)_1$ vers un comportement beaucoup plus régulier et presque linéaire (fig. 3).

Quand le nombre de Reynolds initial est assez faible, la première phase disparaît et C évolue pratiquement linéairement en fonction de s/D (fig. 4).

Sur chacun des graphes présentés, on a tracé une droite qui correspond à ce comportement linéaire dans le cas de la fig. 3 qui est apparu comme particulièrement typique.

De l'équation de cette droite $C = 1.06 s/D$ on déduit facilement que

$$C_D = 0.83$$

$$\text{et } C_M = 0$$

on a constaté que pour tous les essais ne comportant qu'une phase d'évolution de C en fonction de s/D , les points expérimentaux restent très voisins de cette droite quel que soit le taux d'accélération. Pour l'ensemble de ces configurations d'écoulement, on peut donc aussi considérer les effets inertiels comme pratiquement négligeables puisque $C_M = 0$.

Dans la représentation de C_D en fonction du nombre de Reynolds pour différents taux d'accélération, on voit sur la fig. 5 qui correspond à un nombre de Reynolds initial ($Re_0 = 2.5 \cdot 10^5$) suffisamment petit pour qu'il n'y ait qu'un seul régime, que la valeur 0.83 pour le C_D est une assez bonne estimation sauf pour les petits Reynolds correspondant presque à l'arrêt du mouvement.

La fig. 6, qui illustre un mouvement à 2 régimes, montre que le C_D est assez voisin de la valeur classique de 1.2 si le Reynolds est inférieur à $2 \cdot 10^5$. Au delà l'évolution de C_D est typique d'un changement de régime laminaire-turbulent, à ceci près que le changement de régime se fait ici en sens inverse, ce qui peut expliquer pourquoi la transition ne s'effectue pas toujours à partir de la même valeur du nombre de Reynolds.

4.2.2 - Effet de l'inclinaison

On appelle α l'angle de la direction de l'écoulement avec la normale au cylindre. En admettant le principe d'indépendance de l'écoulement normal au cylindre par rapport à l'écoulement longitudinal, il suffit de remplacer U et a par les composantes normales $U \cos \alpha$ et $a \cos \alpha$.

On a alors

$$C = -C_M + C_D \frac{4}{\pi} (s/D)_n$$

avec

- a) $(s/D)_n$: déplacement relatif fictif dans la direction normale

$$(s/D)_n = (1/2 U_0^2/aD - x/D) \cos \alpha$$

Comme précédemment le début du ralentissement correspond à la valeur maxi de $(s/D)_n$ et le déplacement est à suivre suivant les $(s/D)_n$ décroissants.

- b) $(Re_0)_n$: nombre de Reynolds initial

$$(Re_0)_n = V_0 \cos \alpha D / \nu$$

- c) $(Ra)_n$: nombre d'accélération

$$(Ra)_n = - D^3 a \cos \alpha / \nu^2$$

Les essais ont été réalisés pour quatre inclinaisons :

$$\alpha = 12^\circ, 20^\circ, 40^\circ, 60^\circ$$

4 valeurs de vitesses initiales et de taux d'accélération.

De façon générale, on constate une dispersion plus importante des résultats que pour les essais à $\alpha = 0^\circ$. Cette dispersion est sans doute due en partie au fait que la structure supportant le cylindre étant moins rigide dans la direction transversale, est le siège de vibrations parasites plus importantes.

Néanmoins, toutes les observations faites à $\alpha = 0^\circ$ se retrouvent sensiblement jusqu'à l'incidence de 60° comme le montre l'ensemble des figures (7) qui illustrent les essais à 40° . La droite $C = 1.06(s/D)_n$ représente

encore assez bien l'évolution de C pour $(s/D)_n$. Cependant quand $(s_0/D)_n > (s/D)_n$, l'évolution de C en régime subcritique s'écarte encore plus nettement que pour $\alpha = 0$ de la droite de référence.

Il est intéressant de remarquer que la fin du régime critique apparaît plutôt liée au Reynolds calculé avec la vitesse principale U_0 de l'écoulement qu'à celui calculé avec la vitesse normale $U_0 \cos \alpha$ comme le montre le tableau ci-dessous qui donne un relevé du Reynolds correspondant à la fin du régime critique.

| α | $10^5 \times (Re)_n$ | $10^5 \times Re$ |
|----------|----------------------|------------------|
| 12° | 2.2 | 2.2 |
| 20° | 1.9 | 2.2 |
| 40° | 1.6 | 2.1 |
| 60° | 1.1 | 2.2 |

5 - CYLINDRE EN ACCELERATION A VITESSE INITIALE NON NULLE

5.1 - Conduite du dépouillement

En introduisant un déplacement relatif fictif

$$s/D = x/D + 1/2 U_0^2/aD$$

on aboutit dans le cas d'un mouvement uniformément accéléré avec vitesse initiale non nulle au modèle suivant

$$C = C_M + 4/\pi C_D s/D$$

avec les paramètres adimensionnels caractéristiques :

s/D : déplacement relatif fictif
 Re_0 : nombre de Reynolds initial
 R_a : nombre d'accélération

Ces paramètres ont été testés dans les gammes suivantes :

$$4 \cdot 10^4 < Re_0 < 2.5 \cdot 10^5$$

$$R_a = 1.1 \cdot 10^9, 2.1 \cdot 10^9, 3 \cdot 10^9$$

Les vitesses initiales sur le modèle étaient échelonnées de 0.25 m/s jusqu'à une vitesse maxi de 2 m/s.

5.2 - Rappel des résultats à vitesse initiale nulle

L'analyse des résultats ne peut se faire de façon cohérente sans revenir sur les essais à vitesse initiale nulle [10].

Les conclusions que l'on a pu en tirer sont les suivantes :

a) l'évolution du coefficient de traînée C en fonction de s/D met clairement en évidence 3 régimes de fonctionnement (fig. 8) :

- pour $0 < s/D < 3$: évolution rapide d'allure parabolique de C en fonction de s/D . C est bien corrélé avec s/D quel que soit le taux d'accélération.
- pour $3 < s/D < s/D_{\text{critique}}$: évolution linéaire

$$C = 2 + 0,83 s/D$$

soit $C_D = 0,65$

$$C_M = 2$$

$$s/D_{\text{critique}} \approx \frac{1}{2} \frac{(2,5 \cdot 10^5)}{Ra}$$

- pour $s/D > s/D_{\text{critique}}$: décroissance de s/D et passage par un minimum.

On remarquera que le modèle de Morison n'est bien vérifié que dans la 2ème phase. Pour $s/D < 3$ et $s/D > s/D_{\text{critique}}$ les coefficients hydrodynamiques ne sont plus constants en fonction de s/D .

b) Pour $s/D > 3$ on a une représentation pratiquement unique du coefficient de traînée C_D en fonction du nombre de Reynolds (fig. 9). La transition entre régime critique et supercritique apparaît très clairement.

c) L'évolution du coefficient C est assez perturbée aux taux d'accélération les plus élevés, sans doute à cause d'émission plus ou moins aléatoire de tourbillons.

d) La comparaison avec les essais de SARPKEYA (fig. 10), met en évidence des écarts assez considérables sur les résultats obtenus : évolutions différentes du coefficient C , absence de régime critique pour SARPKEYA. Ces différences sont sans doute dues à des conditions expérimentales différentes, fluide mis en mouvement et parois assez proches de l'obstacle pour les essais de SARPKEYA.

5.3 - Interprétation de résultats obtenus en incidence $\alpha = 0^\circ$

Les graphes de la fig. 11 de (a) - (g) montrent l'évolution du coefficient C en fonction de s/D pour différentes valeurs du nombre de Reynolds inférieures à la valeur critique. Sur ceux-ci, on a systématiquement tracé la droite $C = 2 + 0,83 s/D$ représentant assez bien l'évolution de C quand la vitesse initiale est nulle.

On distingue encore trois zones :

a) une zone moins nette qu'à vitesse initiale nulle mais qui paraît s'étendre sur une gamme plus grande de s/D , où C évolue assez rapidement. Cette zone disparaît pratiquement pour les grands Reynolds initiaux.

b) une zone linéaire où les points de mesure s'alignent assez bien sur la droite de référence.

c) enfin une zone où C décroît, passe par un minimum et croît à nouveau. Le minimum apparaît pour des valeurs de s/D différentes suivant le taux d'accélération, mais pour un nombre de Reynolds pratiquement unique de $4 \cdot 10^5$.

L'ensemble des résultats acquis est présenté sur les courbes $C_D - Re$ (fig. 12). C_D est calculé en supposant $C_M = 2$, cette valeur n'a évidemment pas beaucoup de sens pour les valeurs faibles de s/D , les points représentatifs de C_D dans cette zone sont donc erronés. Cette objection n'est pas à prendre en compte aux grandes valeurs de s/D pour lesquelles les efforts d'inerties deviennent négligeables devant les forces proportionnelles à la vitesse. La représentation a malgré tout l'intérêt de mettre en évidence les zones où le coefficient C_D est bien corrélé avec le nombre de Reynolds. On voit que cette zone se réduit quand le nombre de Reynolds initial augmente, il serait sans doute souhaitable d'utiliser alors un modèle différent qui prenne en compte une variation éventuelle de C_M qui permettrait de mieux ajuster les coefficients C_D .

5.4 - Effet de l'incidence du cylindre

L'effet d'incidence est pris en compte de la même façon que précédemment pour le mouvement décéléré en supposant l'indépendance de l'écoulement normal.

La formulation qui vient d'être précisée pour l'incidence 0 peut être conservée en ajoutant simplement un indice n indiquant qu'il s'agit de paramètres calculés à partir des composantes normales de la vitesse ou de l'accélération.

Les résultats obtenus confirment, dans une certaine mesure, le bien fondé du schéma choisi jusqu'à $\alpha = 40^\circ$. La suite des graphes de la fig. 13 récapitule l'évolution de C en fonction de $(s/D)_n$ pour différents nombres de Reynolds initiaux et pour une même accélération réelle au niveau de la maquette. On constate que l'évolution de C au delà du début du régime critique ne présente pas le minimum assez prononcé constaté pour $\alpha = 0$. Pour $\alpha = 60^\circ$, il semble que le principe d'indépendance doit être remis en cause.

6 - CONCLUSION

L'ensemble des expériences réalisées nous semble avoir apporté des éléments intéressants pour la connaissance des écoulements accélérés ou décélérés. Il n'y a pas de toute évidence réversibilité de ces deux types d'écoulement.

L'utilisation d'une formule de type Morison paraît justifiée dans certaines gammes de Reynolds. En dehors de ces gammes, c'est-à-dire pour les phases où le Reynolds critique est dépassé, il y a lieu de tenir compte des variations des coefficients hydrodynamiques observés. Pour la phase de démarrage, il serait même souhaitable d'envisager une analyse plus fine de l'évolution des coefficients C_M et C_D .

En ce qui concerne l'influence de l'inclinaison du cylindre, il est raisonnable d'admettre qu'elle est prise en compte en appliquant le principe d'indépendance.

REMERCIEMENTS

Nous remercions la DRET du concours qu'elle a apporté à cette étude réalisée dans le cadre du contrat n°82/179.

7 - BIBLIOGRAPHIE

- /1/ T. SARPKEYA
Post and out standing problems in Time-dependant flows about ocean structures
Int. Symp on "Separated flow around Marine structures" Juin 1985
- /2/ G. RODENBUSCH - G.A. GUTIERREZ
Forces on Cylinders in two Dimensional flows tech. Progr. Rep
Vol 1 BCR C 13-83 may 83 Bellaire Research Center Houston
- /3/ T. SARPKEYA - C.J. CARRISON
Vortex formation and Resistance in Unsteady Flow
Transaction of ASME n° 16, Mars 1963
- /4/ T. SARPKEYA - M. ISAACSON
Mechanics of wave Forces on offshore structures
Editeur : Van Nostrand Reynhold Company, 1981
- /5/ A.D.K. LAIRD, C.A. JOHNSON, R.W. WALKER
Water forces on accelerated cylinders
Journal of the Waterways and Horbors Division, Mars 1959
- /6/ D. RAJAONA et P. SULMONT
Diminution de l'intensité des tourbillons émis par un cylindre
ATMA, Session 1983
- /7/ D. RAJAONA et P. SULMONT
Comportement dynamique d'un cylindre en mouvement et oscillations forcées en incidence dans un écoulement à grand nombre de Reynolds
AUM Bordeaux 1985, Actes p. 200-201

- /8/ A. RICHTER et E. NAUDASCHER
Fluctuating forces on a rigid circular cylinder in confined flow
J.F.M. Vol 78 part 3 pp 561-576 1976
- /9/ M. TATSUNO et S. TANEDA
Visualization of the Unsteady flow past cylinders and plates decelerated
from a steady speed
J. of the Phy. Soc. of Japan, vol.31 n°4, Octobre 1971.
- /10/ P. SULMONT et D. RAJAONA
Etude expérimentale des limites d'application de la formule de "Morison"-
aux cylindres en accélération uniforme dans un fluide.
ATMA, Session 1986.

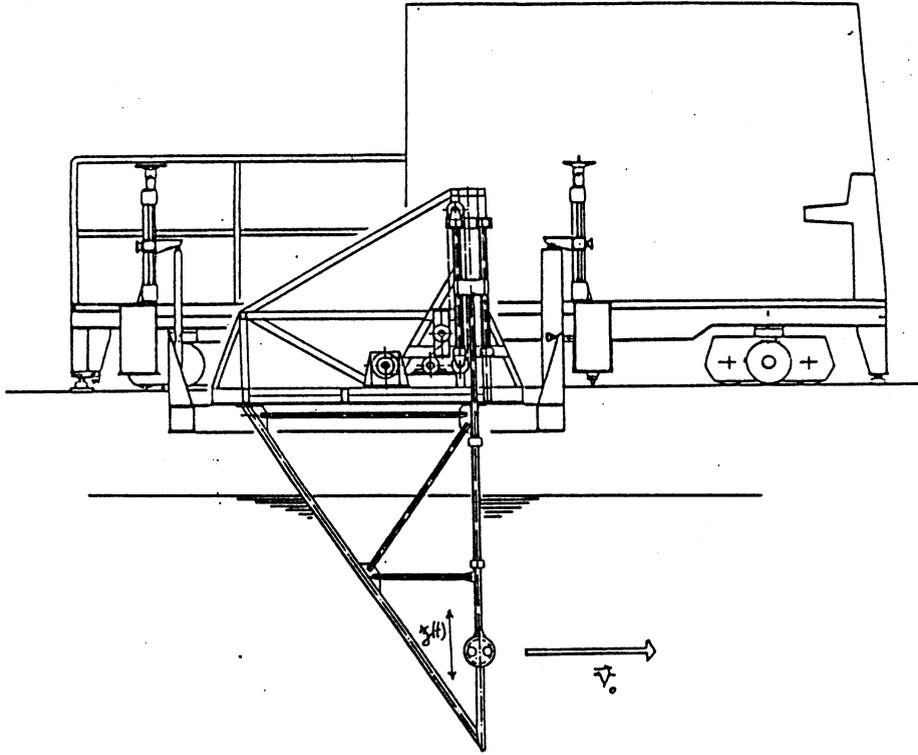


figure 1 : Le cylindre et son bâti d'entraînement.

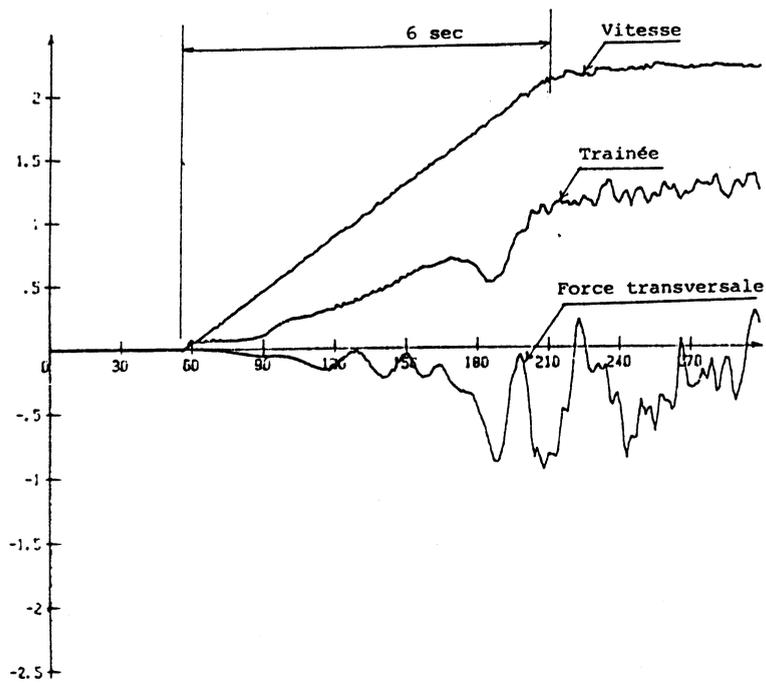


figure 2 : Exemple d'acquisition tracée après essai. $U_0 = 0 \text{ m/s}$, $a = 0.38 \text{ m/s}^2$.

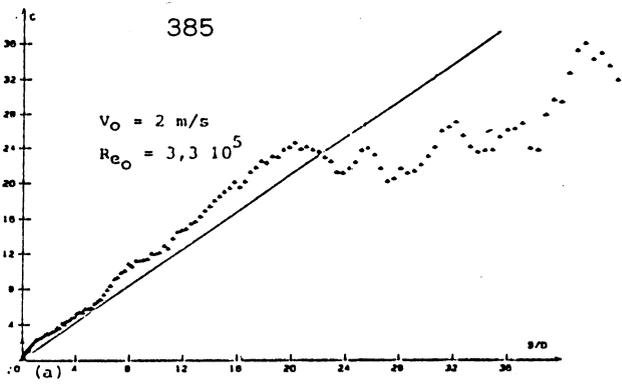


figure 3 : $C - s/D$, mouvement décéléré. $Re_0 > Re$ critique .

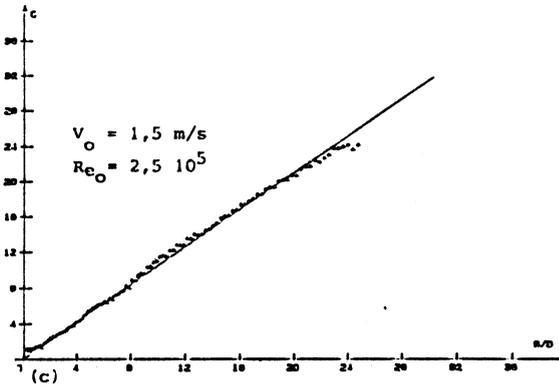


figure 4 : $C - s/D$, mouvement décéléré. $Re_0 < Re$ critique .

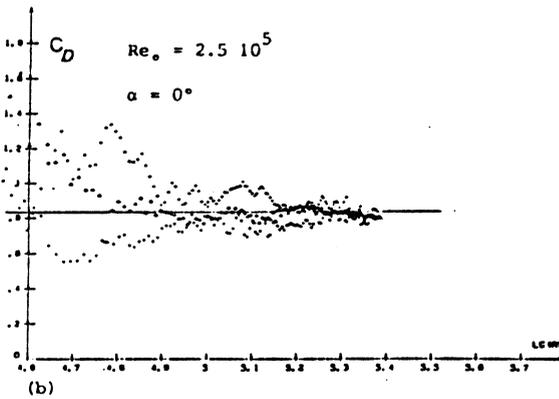


figure 5 : $C_D - \log Re$, mouvement décéléré. $Re_0 < Re$ critique .

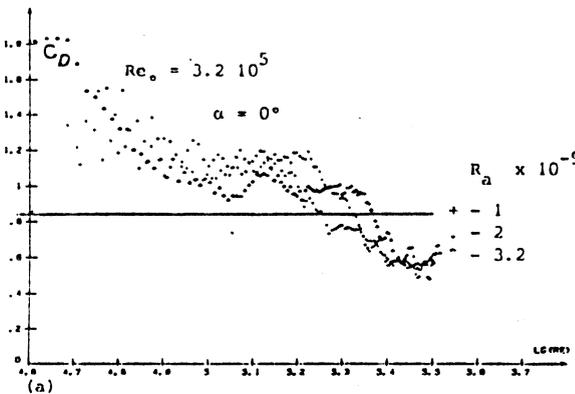
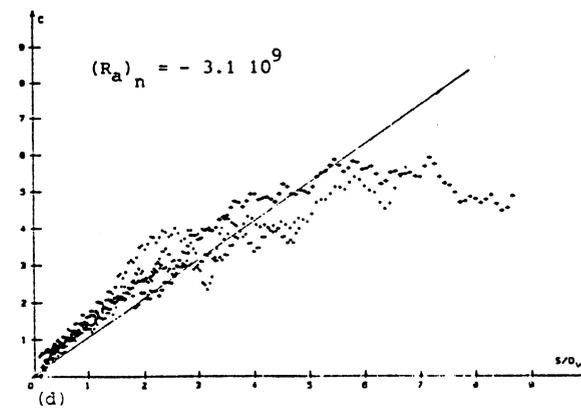
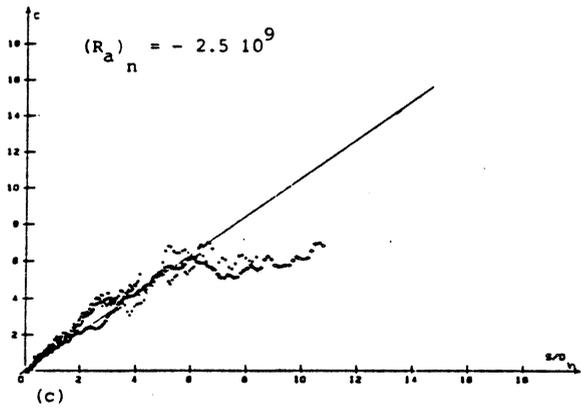
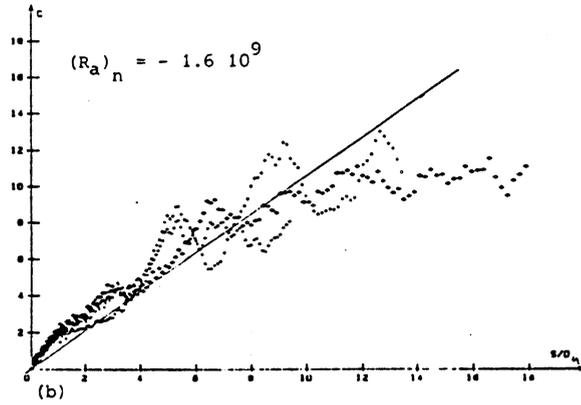
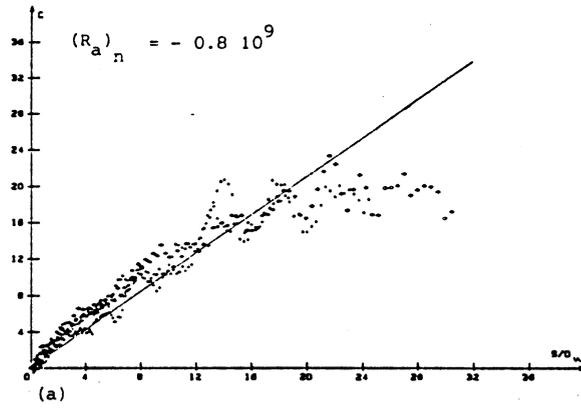


figure 6 : $C_D - \log Re$, mouvement décéléré. $Re_0 > Re$ critique .



$(Re_e)_{n5}$
 $+ 2.5 \cdot 10^5$
 $\cdot 2.2 \cdot 10^5$
 $- 1.9 \cdot 10^5$
 $\cdot 1.3 \cdot 10^5$

figure 7 : Mouvement décéléré, influence de l'inclinaison du cylindre, essais à $\alpha = 40^\circ$.

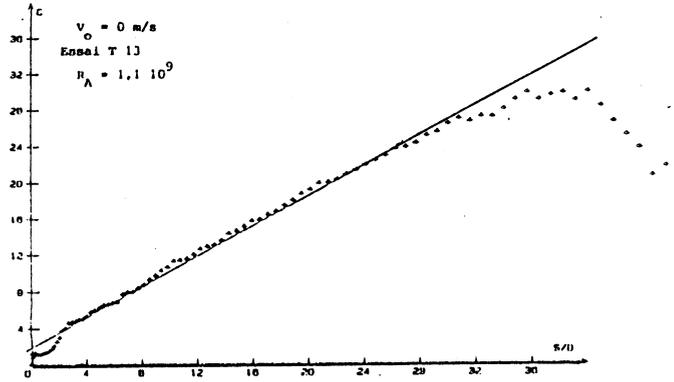


figure 8 : Mouvement accéléré. $U_0 = 0$, $\alpha = 0$, courbe caractéristique d'évolution de C en fonction de s/D .

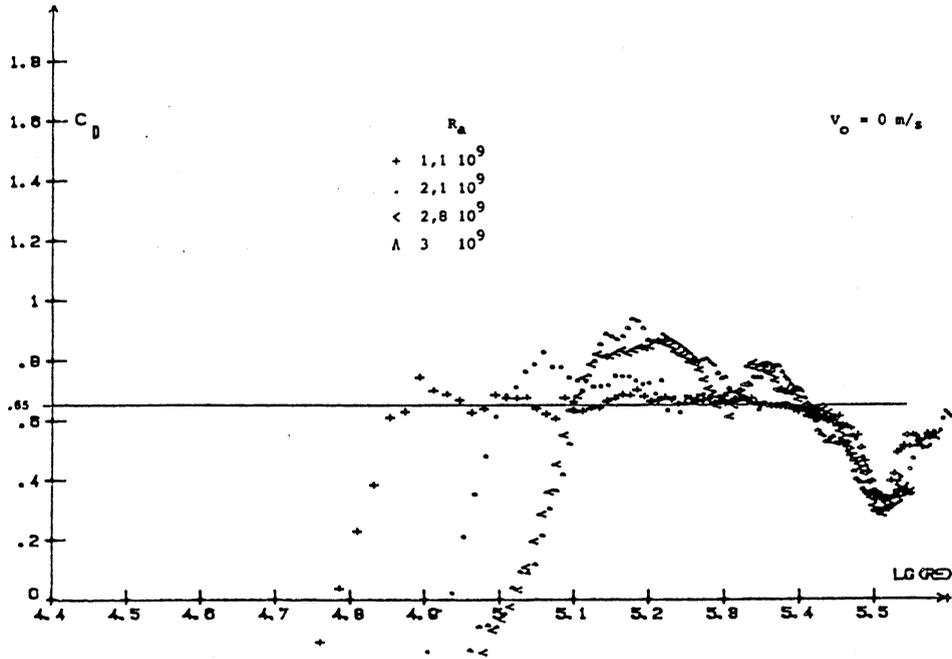


figure 9 : Mouvement accéléré. $U_0 = 0$, $\alpha = 0$, influence des taux d'accélération

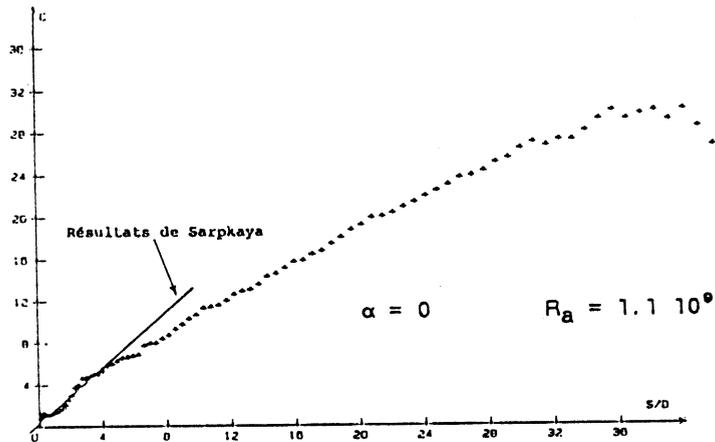


figure 10 : Comparaison avec les essais de SARPKAYA .

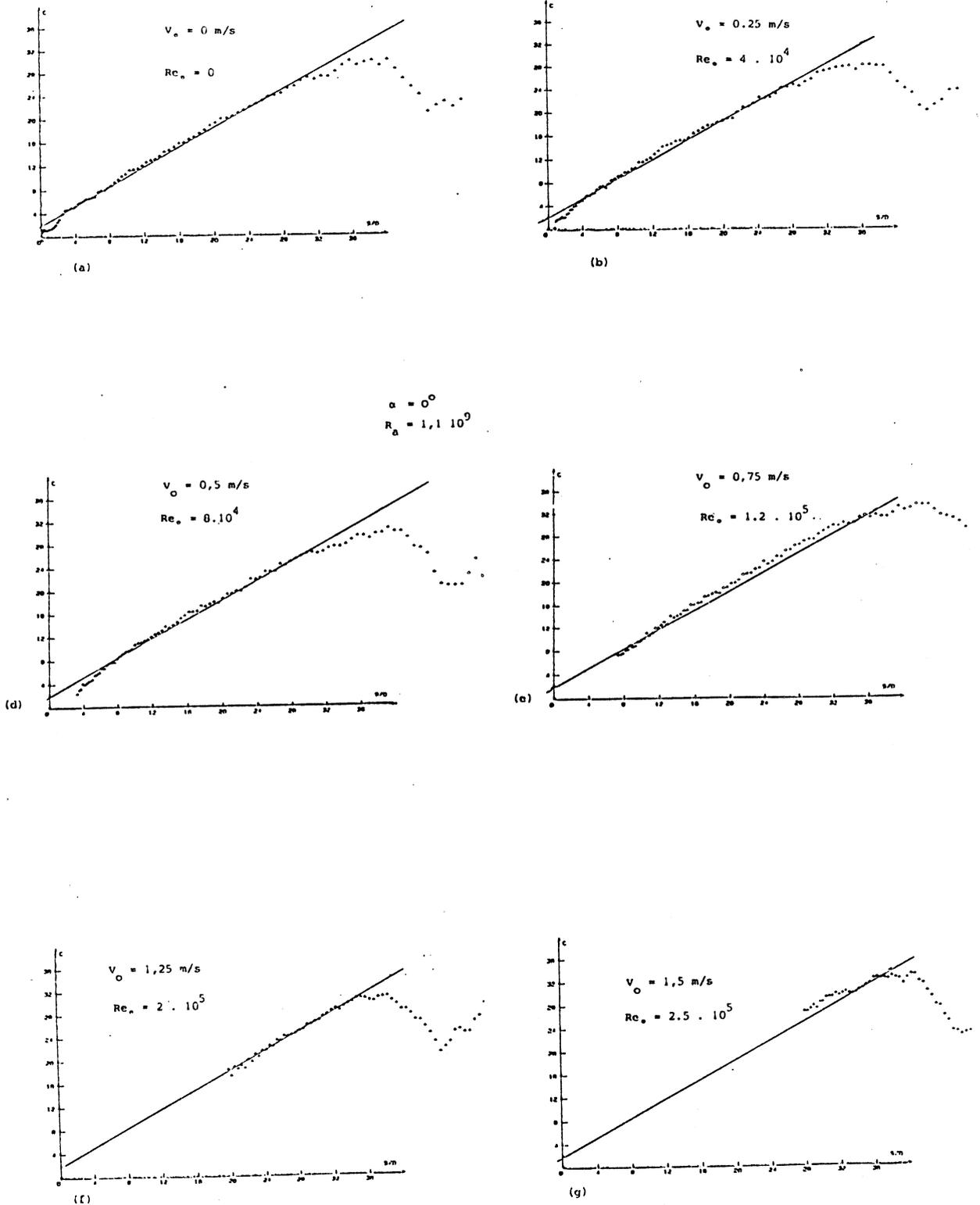


figure 11 : Mouvement accéléré, $U_0 \neq 0$, $\alpha = 0$, $C - s/D$ pour différents Reynolds Initiaux .

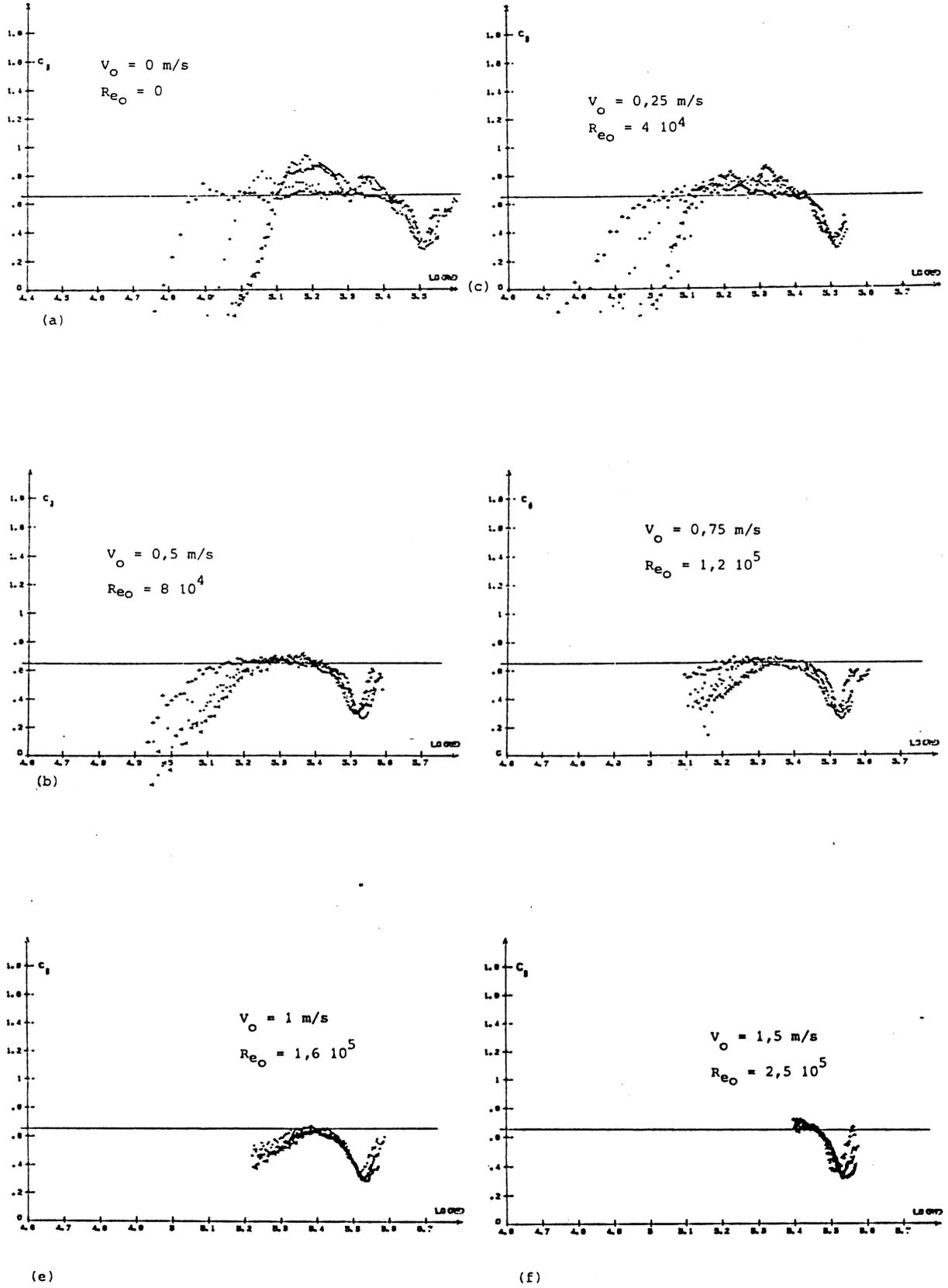


figure 12 : Mouvement accéléré. $U_0 \neq 0$, $\alpha = 0$, $C - \log Re$, pour différents Reynolds initiaux .

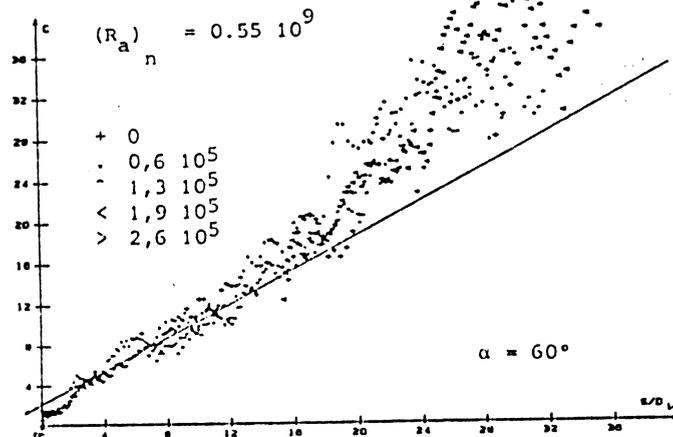
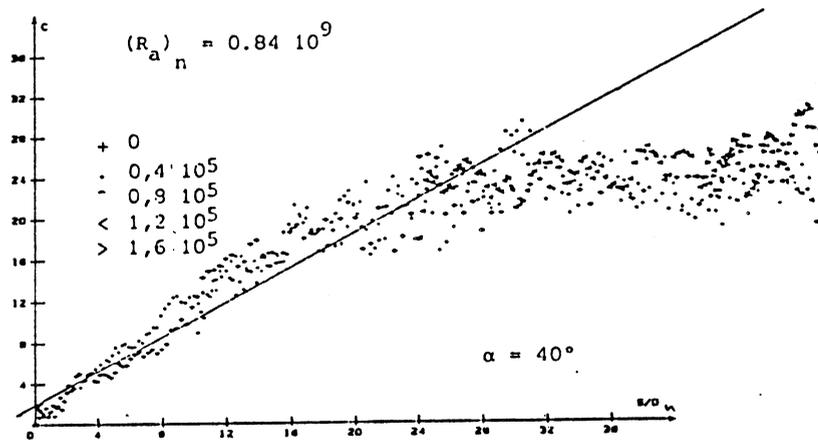
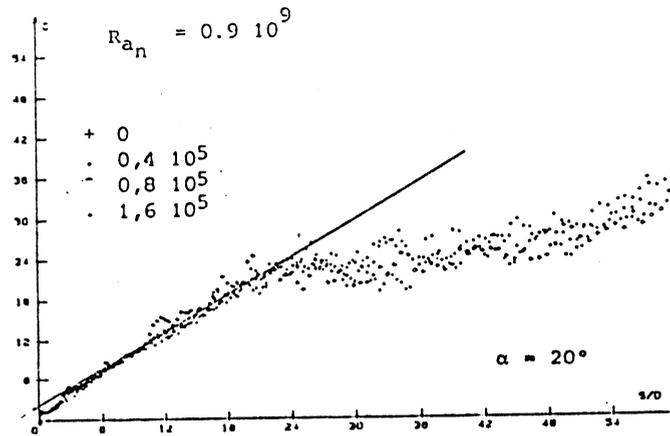
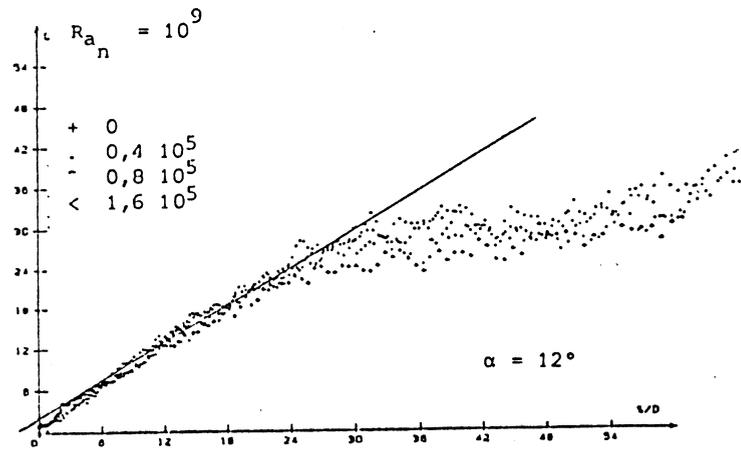


figure 13 : Mouvement accéléré, $U_0 \neq 0$, $\alpha = 0$, $C = \log Re$, pour différentes incidences.