

EFFET DE GITE SUR DES CORPS PORTANTS  
PERCANT UNE SURFACE LIBRE

M. BA<sup>\*</sup>, J. COIRIER<sup>\*</sup> et M. GUILBAUD<sup>\*\*</sup>

\* E.N.S.M.A.

\*\* C.E.A.T. Université de Poitiers

L.E.A. URA CNRS n°191, 43 rue de l'Aérodrome, 86036 POITIERS

RESUME

Nous proposons une méthode de calcul d'écoulements permanents irrotationnels de fluides parfaits incompressibles autour d'un corps mince percant la surface libre avec angles de dérapage et de gite. Nous utilisons pour cela une méthode de singularités de Kelvin en surface portante ; la condition de glissement est linéarisée et appliquée sur un plan faisant l'angle de gite par rapport au plan vertical. La projection du corps sur le plan de gite est divisée en plusieurs facettes ; sur chacune d'elle est placée une bande semi-infinie de doublets normaux. Les intensités de ces doublets sont obtenues par la résolution d'un système linéaire. Les forces et les moments sur le corps sont ensuite calculés. Les résultats obtenus pour l'effet de gite sont comparés à ceux d'autres méthodes de calcul disponibles et validés par des mesures expérimentales.

SUMMARY

A method of computation for free-surface flows around yawing piercing-bodies with roll angle is presented. Calculations are done with a lifting-surface method using Kelvin doublets distribution. The body condition is linearized not on a vertical plane but on the plane doing the roll angle with respect to this vertical plane. The projection of the body on the plane of linearization is divided into panels ; on each one, a semi-infinite normal doublet sheets, with unknown intensity, is located (Vortex-Lattice-Method). The doublet intensities are obtained by the resolution of a linear system ; then forces and moments can be obtained. Numerical results for the roll angle effect are checked by comparison with available numerical results and with results from an experimental study.

## I - Introduction

Lorsqu'un voilier "remonte au vent", il se trouve non seulement en dérapage, mais aussi en gîte, c'est-à-dire en inclinaison par rapport au plan vertical. Cet angle de gîte est dû à la position du centre de poussée des forces aérodynamiques sur les voiles, qui est très au-dessus de la coque. Le problème complet à étudier se compose d'un problème de dérapage, appelé souvent problème "portant", d'un problème de gîte et d'un problème d'épaisseur. Si on se réfère à l'aérodynamique, l'effet d'épaisseur doit être d'un ordre inférieur à l'effet portant (cf. par exemple SCHLISTING et TRUCKENBROOT [1]). Il a d'ailleurs été traité dans le cas du problème de résistance de vagues (cf. DELHOMMEAU [2], ou MAISONNEUVE [3] pour une revue complète). En revanche, l'effet de dérapage a été moins étudié ; on peut citer toutefois quelques études récentes (XIA-LARSSON [4], DELHOMMEAU et MAISONNEUVE [5], [3], MANIAR-NEWMAN et XU [6], XU [7], BA [8], BA-COIRIER et GUILBAUD [9], [10]). Quant à l'effet de gîte, il n'a été étudié que dans [3] ou [5].

Ces problèmes d'hydrodynamique navale sont la plupart du temps traités par des méthodes de singularités utilisant soit des singularités simples de Rankine distribuées sur le corps et une portion de la surface libre, soit des singularités de Kelvin satisfaisant une condition linéarisée de surface libre. Beaucoup de méthodes ont utilisé les premières ([2] et [5]) mais les travaux de NEWMAN [11] et de NOBLESSE [12] ont remis en évidence l'intérêt des singularités de Kelvin en dépit des problèmes numériques associés à leur utilisation. Pour l'effet de dérapage (cf [6] à [10]) plusieurs études sont basées sur ce type de singularités. Dans [6], [7] une méthode de surface portante avec distribution de singularités sur le corps et son sillage a été développée alors que dans [8] à [10] c'est une méthode dite "vortex-lattice" avec des bandes de doublets semi-infinies partant du corps qui est retenue. Dans les deux cas, on obtient les intensités des singularités en résolvant une équation de FREDHOLM de lère espèce.

Nous présentons ici l'extension de ces dernières études au cas d'un corps en gîte. C'est le premier pas vers une méthode de singularités de Kelvin pour un corps épais perçant la surface libre, avec angles de dérapage et de gîte. Une étude préliminaire (VERRON [13]) a d'ailleurs mis en évidence l'augmentation des difficultés numériques et des temps de calcul nécessaires à l'intégration de la fonction de Green. La méthode présentée ici peut être à la fois considérée comme une étape mais aussi comme une méthode de calcul simplifiée donnant des résultats corrects pour des temps de calcul restant raisonnables.

Pour contrôler nos résultats, étant donné le nombre limité de travaux publiés sur le sujet ([3] ou [5]), nous avons entrepris une étude expérimentale qui nous permet de mesurer les efforts sur le corps pour différents nombres de Froude et angles de gîte.

Le problème à résoudre sera formulé dans le second paragraphe et on explicitera l'équation intégrale gouvernant le problème d'une surface portante perçant la surface libre avec angles de gîte et de dérapage. La résolution et les difficultés numériques seront exposées dans le troisième paragraphe. Enfin le quatrième paragraphe sera consacré à l'étude expérimentale et à la comparaison avec les résultats numériques.

## II - Formulation du problème

Le problème à étudier consiste en la détermination de l'écoulement irrotationnel stationnaire de fluide parfait incompressible autour d'un corps  $S$  perçant la surface libre et avançant à une vitesse constante en eau calme (cf figure 1). On définit un repère  $(O, \vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$  lié au corps de telle façon que le plan  $(O, \vec{x}, \vec{y})$  coïncide avec le plan de l'eau non perturbée et que  $\vec{z}$  soit vertical ascendant. L'axe  $Ox$  est parallèle à la vitesse à l'infini amont  $\vec{U}_\infty$  et de sens contraire. Le corps  $S$  sera confondu avec sa projection dans un plan faisant l'angle de gîte  $\beta$  par rapport au plan vertical (cf figure 2). On définit ainsi un second repère  $(O, x, y_1, z_1)$  se déduisant du premier par une rotation d'angle  $\beta$  autour de  $Ox$ . En outre le corps fait un angle de dérapage  $\alpha$  par rapport à ce plan de référence (rotation autour de  $Oz_1$ ). On suppose petites les perturbations provoquées par le mouvement. On peut ainsi utiliser le potentiel de perturbation des vitesses  $\varphi$ . Celui-ci satisfait l'équation de Laplace :

$$(1) \quad \Delta\varphi = 0 \quad \text{dans le fluide.}$$

Pour les conditions aux limites, nous avons :

- La condition de glissement sur le corps :

$$(2) \quad \left. \frac{\partial\varphi}{\partial n} \right|_S = - \vec{U}_\infty \cdot \vec{n}$$

où  $\vec{n}$  est la normale au corps dirigée vers le fluide.

- La forme linéarisée de la condition de surface libre, celle de Neumann-Kelvin, sur la position non perturbée de la surface libre :

$$(3) \quad \frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2}(x, y, z) + k_0 \frac{\partial\varphi}{\partial z}(x, y, z) - \mu \frac{\partial\varphi}{\partial x}(x, y, z) = 0 \quad \text{pour } z = 0$$

avec  $k_0 = \frac{g}{U_\infty^2}$  ;  $\mu$  est la viscosité artificielle assurant la satisfaction de la condition de non radiation à l'infini amont.

- En l'absence de fond, le potentiel vérifie :

$$(4) \quad \varphi \rightarrow 0 \quad \text{pour } z \rightarrow -\infty$$

Nous rappelons le problème à résoudre :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta\varphi = 0 \quad \text{pour } z \leq 0 \\ \left. \frac{\partial\varphi}{\partial n} \right|_S = - \vec{U}_\infty \cdot \vec{n} \\ \frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} + k_0 \frac{\partial\varphi}{\partial z} - \mu \frac{\partial\varphi}{\partial x} = 0 \quad \text{pour } z = 0 \\ \varphi \rightarrow 0 \quad \text{pour } z \rightarrow -\infty \end{array} \right.$$

Par utilisation de la 3ème formule de Green dans un domaine fermé D (cf figure 3), on peut calculer la vitesse de perturbation longitudinale u. Il apparaît alors une intégrale de ligne I sur l'intersection  $C_L$  du corps avec la surface libre  $S_L$  :

$$(5) \quad 4\pi u(x,y,z) = \iint_{S \cup \Sigma} \left( u \frac{\partial}{\partial n_{M'}} - \frac{\partial u}{\partial n_{M'}} \right) g(M, M') d\sigma_{M'} + \dots$$

$$+ \underbrace{\frac{1}{k_0} \int_{C_L} \left( \frac{\partial u}{\partial x'} g - u \frac{\partial g}{\partial x'} \right) dy'}_I$$

$$\text{où } g(M, M') = \frac{1}{MM'} + \frac{1}{MM'_1} - \frac{2k_0}{\pi} \operatorname{Re} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \sec^2 \theta \left[ G(\tau) - \frac{1}{\tau} \right] d\theta$$

est la fonction de Green du problème. M est le point du champ, M' le point source et  $M'_1$  son symétrique par rapport à  $z = 0$ ,  $\Sigma$  représentant le sillage du corps S. Les expressions de  $MM'$ ,  $MM'_1$  et  $\tau$  seront explicitées plus loin dans le repère  $(0, \vec{x}, \vec{y}_1, \vec{z}_1)$ .  $G(\tau)$  est une fonction complexe classique en hydrodynamique.

L'utilisation d'une méthode de surface portante pour laquelle le corps est sans épaisseur entraîne  $I = 0$  et la 3e formule de Green se réduit au premier terme de (5).

Comme le corps est sans épaisseur, on n'a pas de distribution de sources et le membre de droite se réduit à son premier terme. En surface portante on peut montrer, grâce aux propriétés de u, que (5) se réduit à une intégrale sur le côté positif  $S^+$  de la projection de S sur le plan  $y_1 = 0$  :

$$(6) \quad 4\pi u(x,y,z) = \iint_{S^+} (u^+ - u^-) \frac{\partial g}{\partial y_1'} \Big|_{y_1'=0} dx' dz_1' = \iint_{S^+} \gamma(x', z_1') \frac{\partial g}{\partial y_1'} \Big|_{y_1'=0} dx' dz_1'$$

où l'on a fait usage de :

$$\gamma(x', z_1') = u^+ - u^- = \frac{\partial}{\partial x'} (\varphi^+ - \varphi^-) = \frac{\partial \Gamma}{\partial x'} (x', z_1')$$

$\Gamma(x', z_1')$  étant la circulation autour du corps.

Avec les relations de changement de variables déduites de la figure 2, on peut exprimer chaque terme de la fonction de Green dans le repère  $(0, \vec{x}, \vec{y}_1, \vec{z}_1)$  :

$$MM' = \left[ (x-x')^2 + (y_1-y_1')^2 + (z_1-z_1')^2 \right]^{1/2}$$

$$MM'_1 = \left[ (x-x')^2 + \left\{ \cos\beta(y_1-y_1') - \sin\beta(z_1-z_1') \right\}^2 + \left\{ \sin\beta(y_1+y_1') + \cos\beta(z_1+z_1') \right\}^2 \right]^{1/2}$$

$$\tau = k_0 \sec^2 \theta \left[ \left\{ \sin\beta(y_1+y_1') + \cos\beta(z_1+z_1') \right\} + iw \right]$$

$$\text{avec } w = (x-x') \cos\theta + \left[ \cos\beta(y_1-y_1') - \sin\beta(z_1-z_1') \right] \sin\theta$$

On obtient ensuite le potentiel des vitesses de perturbation  $\varphi(x, y_1, z_1)$  en intégrant entre  $x$  et  $+\infty$ , puis la vitesse normale  $v(x, y_1, z_1)$  en dérivant  $\varphi$  par rapport à  $y_1$ . D'où l'expression de la vitesse transversale dans le plan  $y_1 = 0$  :

$$(7) \quad 4\pi v(x, 0, z_1) = - \lim_{y_1 \rightarrow 0} \iint_{S^+} \gamma(x', z_1) \int_x^{+\infty} \frac{\partial^2 g}{\partial y_1 \partial y_1'} \Big|_{y_1'=0} d\eta dx' dz_1$$

Il reste maintenant à expliciter la contribution de chaque terme intervenant dans la fonction de Green  $g$ . Dans le cas sans gîte, l'expression de  $v$  est plus simple à calculer car  $g$  vérifie  $\frac{\partial g}{\partial y'} = - \frac{\partial g}{\partial y}$ .

Après calcul nous obtenons l'expression de la vitesse normale dans le plan  $y_1 = 0$  :

$$(8) \quad v(x, 0, z_1) = - \oint \iint_{S^+} \frac{\gamma(x', z_1)}{(z_1 - z_1')^2} \left[ 1 - \frac{x - x'}{[(x-x')^2 + (z_1 - z_1')^2]^{1/2}} \right] dx' dz_1'$$

$$- \iint_{S^+} \gamma(x', z_1) \frac{\cos^2 \beta (z_1^2 + z_1'^2) + 2z_1 z_1'}{[z_1^2 + z_1'^2 + 2z_1 z_1' \cos 2\beta]^2} \left[ 1 - \frac{x-x'}{r_1} \right] dx' dz_1'$$

$$+ \sin^2 2\beta \iint_{S^+} \gamma(x', z_1) \frac{(x-x') z_1 z_1'}{[z_1^2 + z_1'^2 + 2z_1 z_1' \cos 2\beta]} \times \frac{1}{r_1^3} dx' dz_1'$$

$$+ \frac{2k_0^2}{\pi} \iint_{S^+} \gamma(x', z_1) \operatorname{Re} \left( \int_{-\pi/2}^{\pi/2} i \sec^5 \theta (1 - \cos^2 \beta \cos^2 \theta) \left[ G(\tau) - \frac{1}{\tau} + \frac{1}{\tau^2} \right] d\theta \right) dx' dz_1'$$

avec  $r_1 = [z_1^2 + z_1'^2 + 2z_1 z_1' \cos 2\beta + (x-x')^2]^{1/2}$

$$\tau = k_0 \sec^2 \theta \left[ \cos \beta (z_1 + z_1') + i \left\{ (x-x') \cos \theta - \sin \beta (z_1 - z_1') \sin \theta \right\} \right]$$

Le symbole  $\oint$  signifie que l'intégrale par rapport à la variable  $z_1'$  doit être prise au sens de la partie finie.

Cette vitesse exprimée en (8) représente la vitesse induite sur  $S^+$  par une infinité de bandes élémentaires de doublets de Kelvin. Chaque bande élémentaire est parallèle à l'axe  $Ox$ , contenue dans le plan  $y_1' = 0$ , avec une hauteur  $dz_1'$  et s'étend de  $x'$  à l'infini aval.

La condition de glissement (2) linéarisée sur le plan  $y_i = 0$  donne :

$$(9) \quad v(x, 0, z_1) = U_\infty \left[ \alpha - \frac{dy(x)}{dx} \right]$$

où  $y(x)$  représente la ligne de cambrure moyenne du corps. Avec (7), (9) nous donne une équation intégrale qui permet de calculer la distribution inconnue des doublets. Cette distribution calculée, on obtient par intégration sur  $S^+$  les forces et les moments s'exerçant sur  $S$ . Les coefficients de forces et moments sont ramenés à la surface en plan  $S^+$ .

### III - Résolution et difficultés numériques

#### III.1 - Discrétisation

La discrétisation dans le plan  $y_i = 0$  est identique à celle faite dans le cas sans gîte dans le plan  $y = 0$  (cf [8]). On suppose que la projection  $S^+$  de la dérive (figure 4) a des bords supérieurs et inférieurs horizontaux séparés par l'immersion  $L$  ; la corde  $c(z)$  est variable.  $S^+$  est divisée en  $Nz$  bandes horizontales et de largeur  $\Delta z$  et chaque bande en  $Nx$  facettes.

Ce découpage peut être soit régulier soit en cosinus dans l'une des directions ou dans les deux ; dans ce cas, les facettes sont resserrées près des bords d'attaque et de fuite, de la ligne de flottaison et du fond de la quille. Pour une convergence plus rapide, les facettes s'arrêtent à  $L/(4Nz)$  du bord inférieur de la dérive (cf "Vortex-Lattice-Method" dans MORAN [14]). L'indice  $i$  est suivant  $x$  et  $j$  suivant  $z_1$ .

La discrétisation de (9) donne :

$$(10) \quad v(x_{k\ell}, 0, z_{1k\ell}) = \frac{1}{4\pi} \sum_{i=1}^{Nx} \sum_{j=1}^{Nz} \Gamma_{ij} K_{ij} (x_{k\ell}, z_{1k\ell}, x_i, x_{i+1}, z_{1j}, z_{1j+1})$$

$$= U_\infty \left[ \alpha - \frac{dy(x)}{dx} \right]_{k\ell} \quad \text{avec } k = 1, Nx \text{ et } \ell = 1, Nz.$$

Pour calculer le coefficient d'influence  $K_{ij}$  on a fait usage du théorème de la moyenne pour intégrer par rapport à  $x'$ , sur le panneau  $ij$ .

Nous avons donc disposé sur chaque facette une bande de doublets d'intensité constante  $\Gamma_{ij}$ . Cette bande s'appuie sur la ligne joignant les quarts-avant et s'étend vers l'infini aval (figure 4). Le point de contrôle est choisi à mi-hauteur de la facette, au quart-corde arrière pour le calcul des  $\Gamma_{ij}$  et de la portance. Pour calculer plus exactement la trainée, la vitesse induite est recalculée au quart-corde avant. Donc, si on ne veut que la portance, on n'a pas à recalculer la matrice des coefficients d'influence et le temps de calcul est divisé par deux environ. Les efforts sur chaque facette sont calculés en approximant l'écoulement autour de celle-ci par un écoulement bidimensionnel et en utilisant le théorème de Kutta-Joukovsky.

### III.2 - Difficultés numériques

Dans le calcul des coefficients d'influence, nous sommes amenés à calculer l'intégrale suivante, provenant du dernier terme de la vitesse (8) :

$$(11) \quad \operatorname{Re} i \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \sec^5 \theta (1 - \cos^2 \beta \cos^2 \theta) \left[ G(\tau) - \frac{1}{\tau} + \frac{1}{\tau^2} \right] d\theta$$

$$\text{avec} \quad G(\tau) = \begin{cases} e^\tau E_1(\tau) & \text{si } \operatorname{Im}(\tau) \geq 0 \\ e^\tau E_1(\tau) - 2i\pi e^\tau & \text{si } \operatorname{Im}(\tau) < 0 \end{cases}$$

où  $E_1(\tau)$  est l'exponentielle intégrale complexe d'ordre 1 :  $\int_{\tau}^{\infty} \frac{e^{-t}}{t} dt$ .

Nous avons rencontré de grandes difficultés numériques pour le calcul des coefficients d'influence surtout quand la partie imaginaire de  $\tau$  est négative.

En écrivant  $\tau = k_0 \sec^2 \theta [Z + i(X \cos \theta + Y \sin \theta)]$ , dans le cas où la partie imaginaire de  $\tau$  est négative nous pouvons mettre l'intégrand de (11) sous la forme :

$$F(\theta) = F_1(\theta) + F_2(\theta) = \operatorname{Re} i \left\{ \sec^5 \theta (1 - \cos^2 \beta \cos^2 \theta) \left[ e^\tau E_1(\tau) - \frac{1}{\tau} + \frac{1}{\tau^2} \right] \right\} \\ + 2\pi \sec^5 \theta (1 - \cos^2 \beta \cos^2 \theta) \exp(k_0 \sec^2 \theta Z) \cos\{k_0 \sec^2 \theta (X \cos \theta + Y \sin \theta)\}$$

La fonction qui pose des difficultés est  $F_2(\theta)$ . Effectivement, quand  $Z < 0$  est faible, l'exponentielle  $\exp(k_0 \sec^2 \theta Z)$  n'amortit plus le terme  $\cos\{k_0 \sec^2 \theta (X \cos \theta + Y \sin \theta)\}$  pour certaines valeurs de  $\theta$  ; ce qui donne des oscillations importantes autour de ces valeurs de  $\theta$ . Pour avoir donc les coefficients d'influence avec précision, il faut augmenter de beaucoup le nombre de points d'intégration. Comme nous ne pouvons pas nous approcher trop de  $\pm \pi/2$ , à cause de  $1/\cos^5 \theta$ , nous avons été contraints d'utiliser un développement limité permettant d'écrire  $F_1(\theta)$  sous une forme non singulière en  $\pm \pi/2$ . Pour chaque nombre de Froude, nous avons déterminé une valeur  $\theta_s$  de  $\theta$  telle que, pour  $\theta \geq \theta_s$ ,  $F_2(\theta)$  est négligeable et l'utilisation du développement limité conduit à une approximation de  $F_1(\theta)$  à  $10^{-5}$  près.

L'intégration en  $\theta$  se fait donc de la manière suivante : entre  $[-\pi/2, -\theta_s]$  et  $[\theta_s, \pi/2]$  nous utilisons les développements limités pour calculer  $F_1(\theta)$ . L'intégration se fait sur chaque intervalle par la méthode des trapèzes avec 20 points. Sur  $[-\theta_s, +\theta_s]$  nous utilisons le programme de calcul de  $e^\tau E_1(\tau)$  fourni par DELHOMMEAU [2] et l'intégration se fait avec 1000 points en-dessous du tiers de l'immersion et 4000 points au-dessus (singularité de la fonction de Green proche de l'axe  $x < 0$ ) toujours par la méthode des trapèzes.

Les intégrations en  $z_i$ , pour le calcul des coefficients d'influence, se font avec la méthode de Gauss-Legendre avec 8 points.

### III.3 - Résultats

Les calculs ont été faits sur un ordinateur ALLIANT FX40 muni de 2 co-processeurs. On a choisi un maillage régulier  $N_x = 4$  et  $N_z = 10$ . Le temps de calcul CPU est alors de 25 mn. La figure 7 montre la variation du coefficient de force latérale  $C_y$  en fonction du nombre de Froude  $Fr$  pour l'aile RAE (effilement  $e = 1/3$ , allongement  $\lambda = 3$  et flèche à mi-corde  $\Lambda_{50} = 30^\circ$ ) à un angle de dérapage  $\alpha = 5^\circ$  et pour 3 angles de gîte  $\beta = 0^\circ, 5^\circ$  et  $10^\circ$ . On a aussi porté sur cette figure les résultats de [3]. Si les résultats sont parallèles en absence de gîte, l'effet de celui semble beaucoup plus faible pour les présents résultats que pour ceux de [3], particulièrement à nombre de Froude élevé. Les figures 6 et 7 présentent respectivement les pentes  $C_{y_\alpha} = \partial C_y / \partial \alpha$  et  $C_{z_\alpha} = \partial C_z / \partial \alpha$  en fonction de  $\beta$  pour une aile rectangulaire  $\lambda = 3$  à 4 valeurs du nombre de Froude  $Fr = 0,4 - 0,7 - 1,2$  et  $3$ . On observe que l'effet de gîte est toujours faible sur  $C_{y_\alpha}$ . A bas nombres de Froude ( $Fr \leq 0,7$ ),  $C_{y_\alpha}$  croît d'abord, passe par un maximum voisin de  $\beta = 5^\circ$ , puis décroît quand  $\beta$  augmente. A nombre de Froude plus élevé,  $C_{y_\alpha}$  décroît toujours quand  $\beta$  augmente.  $C_{z_\alpha}$  est une fonction linéaire de  $\beta$  dont la pente suit une variation semblable à celle de  $C_y$  ( $\beta = 0^\circ$ ) en fonction du nombre de Froude, avec un maximum pour  $Fr \approx 0,7$ .

## IV - Etude expérimentale et comparaison des résultats

### IV.1 - Etude expérimentale

Les essais ont été effectués dans deux tunnels à recirculation situés au C.E.A.T. Le plus grand a une veine d'essais de section  $1 \times 1 \text{ m}^2$  pour une longueur de 10 m, la vitesse variant de 0,4 à 0,7 m/s, la hauteur d'eau est comprise entre 0,6 m et 1 m. Le plus petit a une veine de section  $0,23 \times 0,18 \text{ m}^2$ ; la longueur de la veine est égale à 0,8 m et la vitesse est comprise entre 1 et 2 m/s. Deux maquettes rectangulaires d'allongement  $\lambda = 3$  et de profil NACA 63012 ont été réalisées; la première a une corde  $C = 0,12 \text{ m}$  et la seconde  $C = 0,04 \text{ m}$ . Chaque maquette est prolongée sur une corde au-dessus de la surface libre pour que les vagues ne perturbent pas les mesures. A chaque essai la hauteur d'eau minimale entre le fond de la veine et le point d'immersion maximale de la maquette est supérieure à une corde; dans ce cas, on a déjà vérifié (cf. VILLEGIER [15]) que les mesures correspondaient à celles faites en milieu infini.

Les mesures sont faites à partir du dynamomètre à cinq composantes mis au point dans [15]. On a ajouté un 6e pont pour mesurer la portance; il est constitué d'une lame mince horizontale encastree à ses deux extrémités fixes et dont la partie centrale est solidaire de la maquette. La lame a une épaisseur de 1 mm et sa largeur est deux fois 20 mm entre les encastrements. Chaque voie de mesure est constituée par un pont de wheatstone dont chaque élément sensible est une jauge de contrainte à semi-conducteurs. Entre le dynamomètre et la maquette, on a placé les systèmes de mise en gîte et en dérapage des modèles (cf figure 8).

La plus grande des maquettes a été étudiée dans le plus grand tunnel seulement, à  $Fr = 0,4$  et  $0,7$ . La plus petite l'a été à la fois dans le plus grand ( $Fr = 1,2$ ) et dans le plus petit ( $Fr = 3$ ). Les essais ont été effectués pour des angles de gîte  $\beta = 0 - 2,5 - 5 - 7,5 - 10 - 12,5$  et  $15^\circ$ ; pour chacune des valeurs de  $\beta$  et de  $Fr$ , on a fait varier l'angle de dérapage  $\alpha$  de  $-6^\circ$  à  $+6^\circ$  avec un pas de  $1^\circ$ . Chaque mesure est la moyenne de 20 valeurs prises successivement. Pour obtenir les efforts hydrodynamiques, on a déduit à chaque mesure la force d'Archimède et l'on a tenu

compte de sa variation avec l'angle de gîte. A partir des graphes de  $Cy(\alpha, \beta)$ , on a déterminé les coefficients  $Cy_\alpha = \partial Cy / \partial \alpha$  et  $Cz_\alpha = \partial Cz / \partial \alpha$  par régression linéaire en vue des comparaisons avec les résultats numériques.

#### IV.2 - Comparaisons des résultats

Les pentes  $Cy_\alpha$  et  $Cz_\alpha$  calculées à partir des mesures ont été reportées sur les figures 6 et 7 pour comparer à ceux des essais. En ce qui concerne  $Cy_\alpha$  (figure 6), on peut observer que le calcul surestime les coefficients pour les nombres de Froude faibles ( $Fr \leq 1,2$ ) ; comme pour le cas sans gîte ([9]), la surestimation est plus faible vers  $Fr = 0,7$  que pour les autres valeurs. Toutefois les mesures montrent la même évolution que les calculs,  $Cy_\alpha$  étant maximum pour  $\beta = 5^\circ$  pour  $Fr = 0,4$  et  $0,7$ ,  $Cy_\alpha$  diminuant toujours quand  $\beta$  augmente à  $Fr = 1,2$  (évolution donnée par nos calculs et non par ceux de [3]). A nombre de Froude élevé ( $Fr = 3$ ), on note ici le très bon accord théorie-expérience comme cela avait déjà été montré dans [9]. Il faut noter que le dynamomètre avait été étudié pour ce type d'écoulement et que les mesures y sont donc plus précises. La qualité de l'écoulement dans le petit tunnel à  $Fr = 3$  est aussi meilleure que celle du grand, particulièrement en ce qui concerne la surface libre. Enfin pour la portance l'accord entre mesures et calculs est également bon. Les écarts à faibles vitesses peuvent s'expliquer par la non-prise en considération de la variation de la force d'Archimède avec l'angle de dérapage.

#### V - Conclusion

Nous avons présenté l'extension d'une méthode de calcul de l'écoulement portant autour d'un corps perçant la surface libre à nombre de Froude quelconque, au cas où ce corps est à la fois en dérapage et en gîte. Comme dans le cas sans gîte, nous avons utilisé une formulation surface portante (Vortex-Lattice-Method) avec des doublets de Kelvin. Les difficultés numériques ont été résolues en augmentant d'une manière importante le nombre de points de calcul pour l'intégration par rapport à  $\theta$  de la fonction de Green (de 200 si  $\beta = 0^\circ$  à 4000 si  $\beta \neq 0^\circ$ ) et donc le temps de calcul. L'étude expérimentale, entreprise pour valider les calculs, a montré que les écarts entre résultats des essais et du calcul, étaient du même ordre qu'en absence de gîte. La méthode permet donc bien de prévoir l'effet d'un angle de gîte. Il reste à valider cette méthode pour des corps de formes plus complexes, par exemple la coque et la dérive d'un voilier. On pourra ainsi avoir une idée de l'effet d'épaisseur sur les coefficients de force latérale et de portance.

#### Remerciements

Les auteurs remercient Ph. CORRIGNAN et F. GUYOT qui ont participé à l'étude expérimentale dans le cadre de leur D.E.A.

#### Références

- [1] H. SCHLISTING and E. TRUCKENBROOT "Aerodynamics of the airplane", Mac Graw Hill, 1979

- [2] G. DELHOMMEAU "Les problèmes de diffraction - radiation et de résistance de vagues : étude théorique et résolution numérique par la méthode des singularités", Thèse d'Etat, E.N.S.M. Nantes, 1987
- [3] J.J. MAISONNEUVE, "Résolution du problème de résistance de vagues des navires par une méthode de singularités de Rankine", Thèse de Doctorat, E.N.S.M. Nantes, Décembre 1989
- [4] F. XIA and L. LARSSON "A calculation method for the lifting potential flow around yawed surface-piercing 3-D bodies", 16th Symp. on Naval Hydrodynamics, Berkeley, July 1986
- [5] G. DELHOMMEAU et J.J. MAISONNEUVE "Extension du code de calcul de résistance de vagues REVA : prise en compte des effets de fond et de portance", Comptes-rendus des premières Journées de l'Hydrodynamique, Nantes 1987, pp.248-54
- [6] H. MANIAR, J.N. NEWMAN and H.XU "Free-surface effects on a yawed surface-piercing plate", 18th Symp. on Naval Hydrodynamics, Ann-Arbour, August 1990
- [7] H. XU "Potential flow solution for a yawed surface-piercing plate" Master of Science, M.I.T., Boston (USA), 1990
- [8] M. BA "Contribution au calcul des écoulements autour de corps minces perçant la surface libre par une méthode de surface portante avec singularités de Kelvin", Thèse de Doctorat, Poitiers 1990
- [9] M. BA, J. COIRIER et M. GUILBAUD "Theoretical and experimental study of the hydrodynamic flow around yawed surface-piercing bodies", Second Int. Symp. on Performance Enhancement for Marine Applications, Newport 1990, pp.35-45
- [10] M. BA, J. COIRIER et M. GUILBAUD "Calculs d'écoulements hydrodynamiques portant autour d'une dérive mince perçant une surface libre" C.R.A.S., Paris, t.311, Série II, pp.1117-1122, 1990
- [11] J.N. NEWMAN "Evaluation of the wave Resistance Green function". Part 1 and 2, J. of Ship Research, vol.31, 2, pp.79-90, vol.31, n°3, pp.145-50, 1987
- [12] J.G. TELSTE and F. NOBLESSE "The nonoscillatory near-field term in the Green-function for steady flow about a ship", Proc. of the 17th Symp. on Naval Hydrodynamics. Ann-Arbour, USA, 1990
- [13] N. VERRON "Contribution à l'étude de l'écoulement autour d'une dérive perçant la surface libre par une méthode de singularités de Kelvin à nombre de Froude quelconque", D.E.A. Université de Poitiers, Octobre 1990
- [14] J. MORAN "An introduction to theoretical and computational Aerodynamics". University of Minnesota, 1984
- [15] F. VILLEGGER "Etude expérimentale et théorique de l'écoulement autour d'une dérive isolée de voilier perçant la surface libre à grand nombre de Froude", Thèse de Doctorat, Poitiers, 1987.

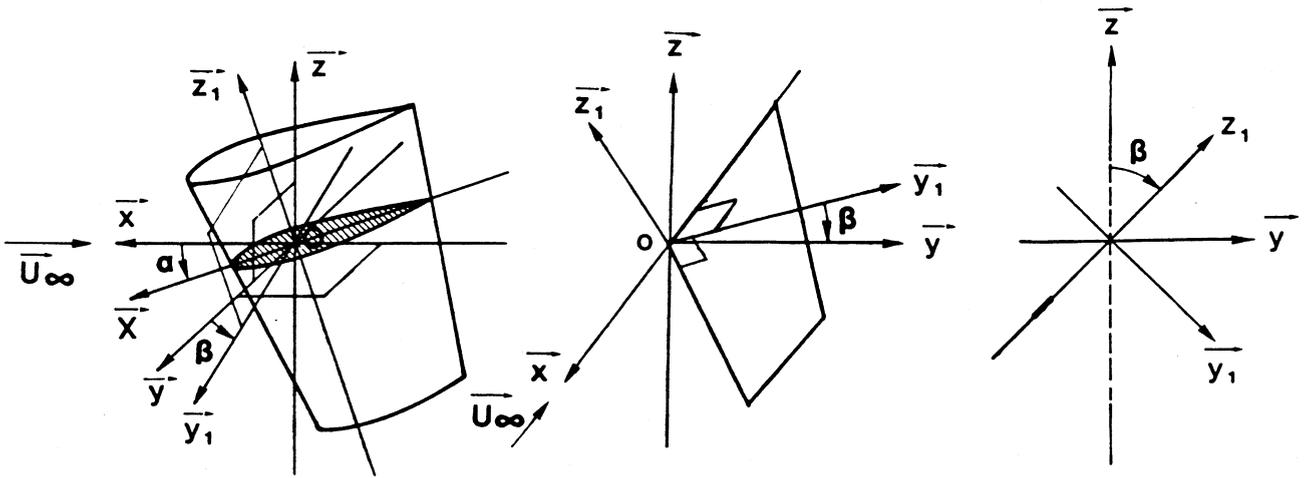


Fig.1 - Schéma de l'écoulement

Fig.2 - Repères de calcul

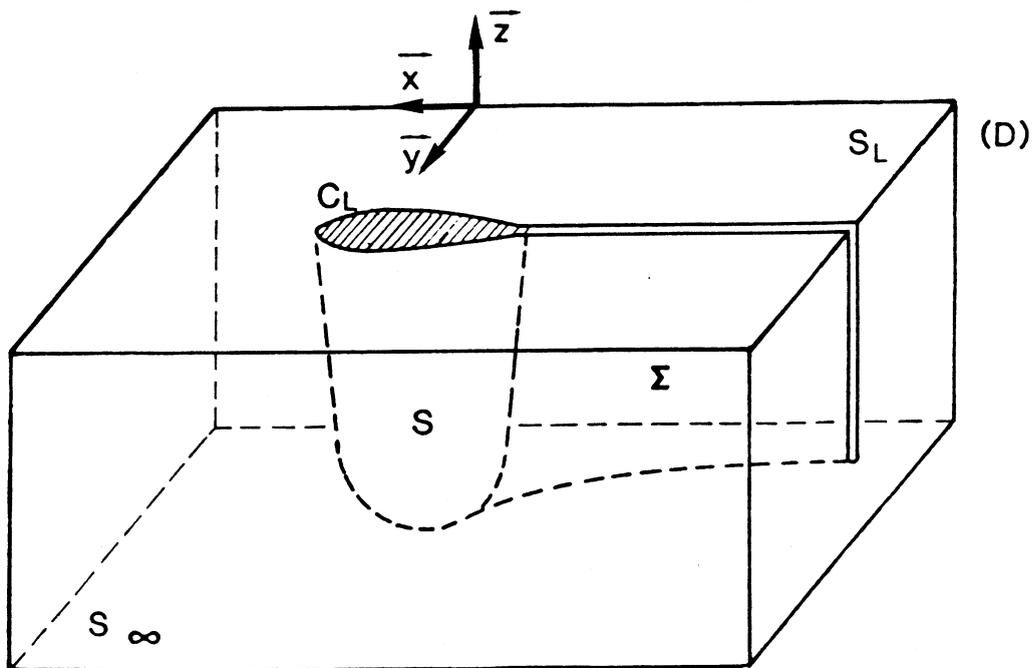


Fig.3 - Domaine de calcul

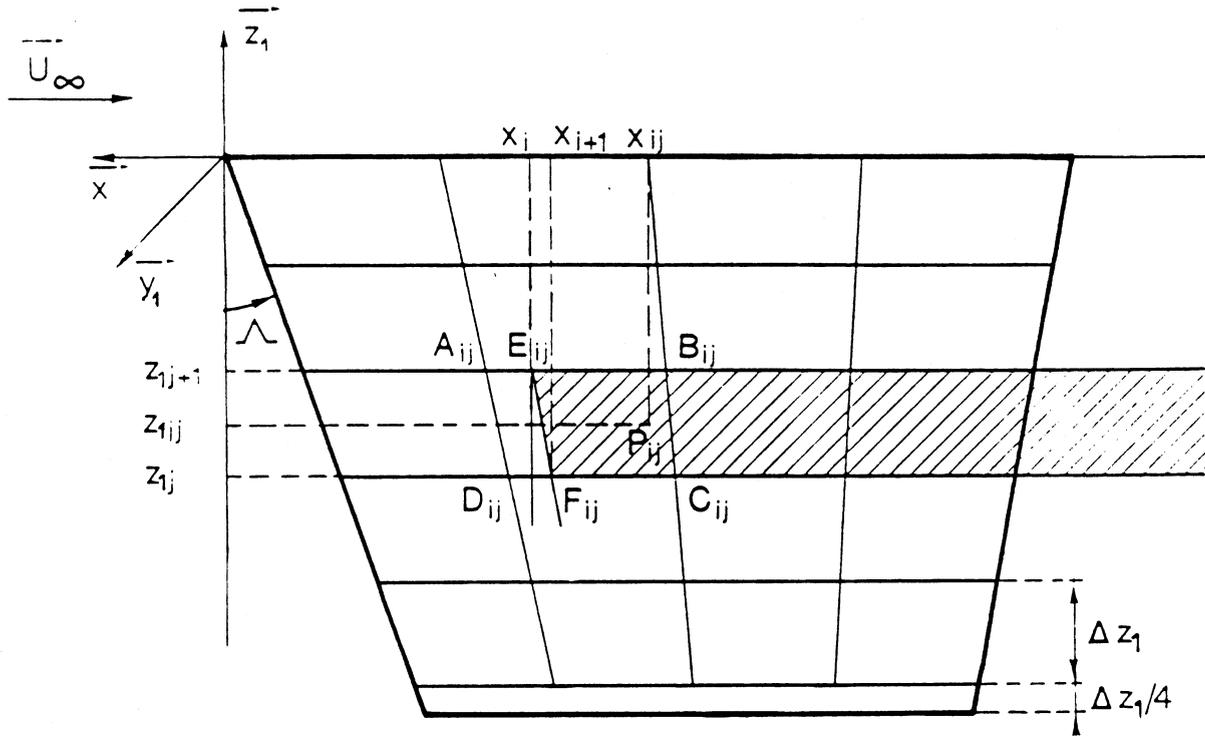


Fig.4 - Discrétisation de la dérive

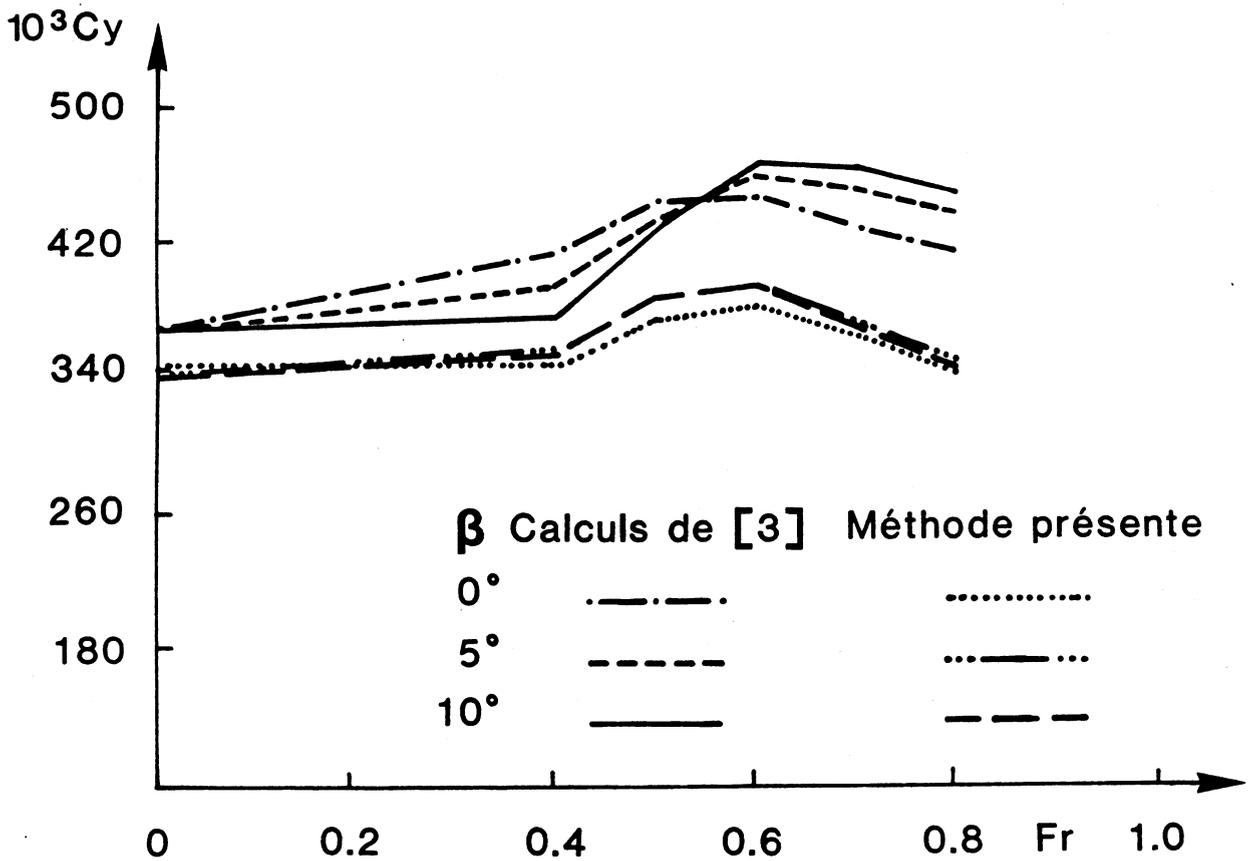


Fig.5 - Effet du nombre de Froude sur la force latérale  
(Aile RAE  $e = 1/3$ ,  $\lambda = 3$  et  $\Lambda_{50} = 30^\circ$ )

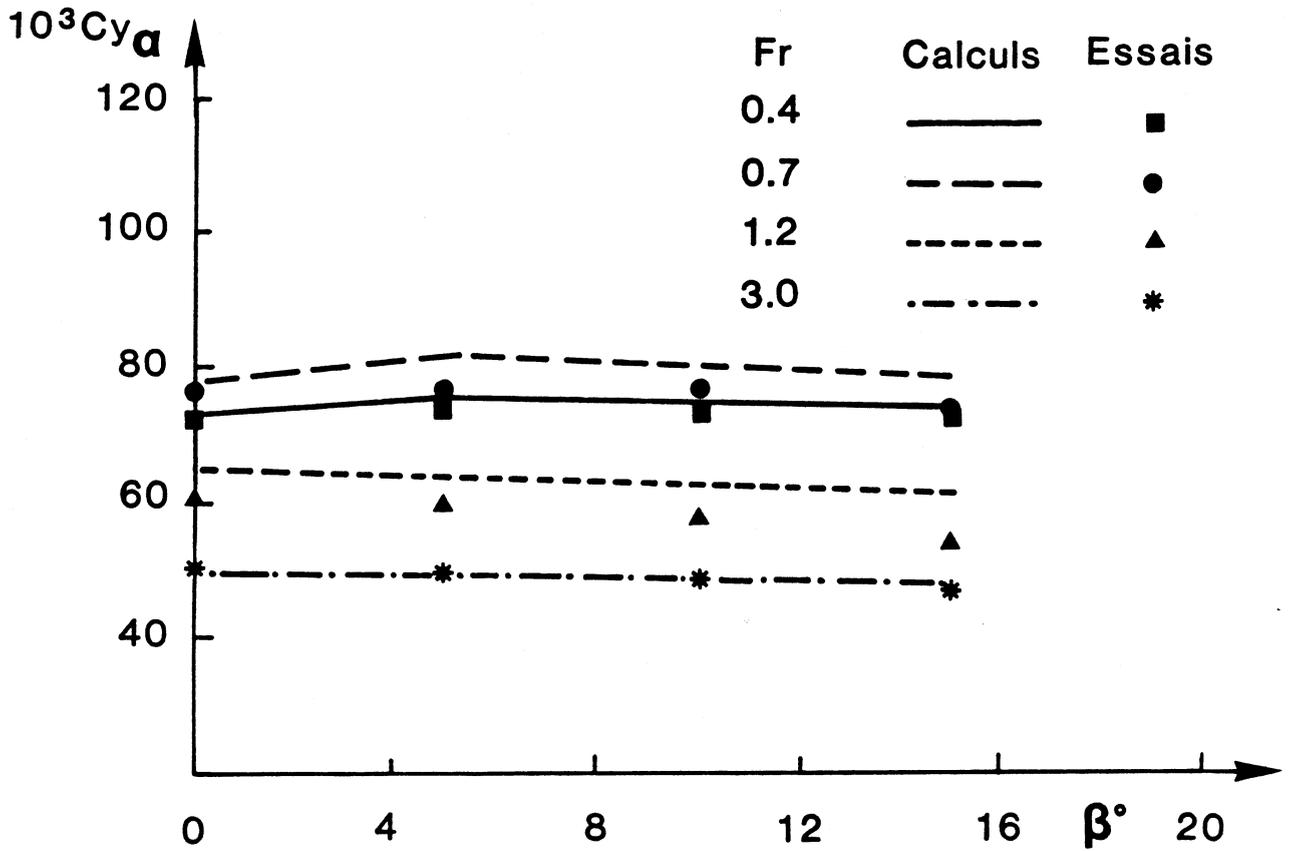


Fig.6 - Effet de l'angle de gîte sur la force latérale (Aile rectangulaire  $\lambda = 3$ )

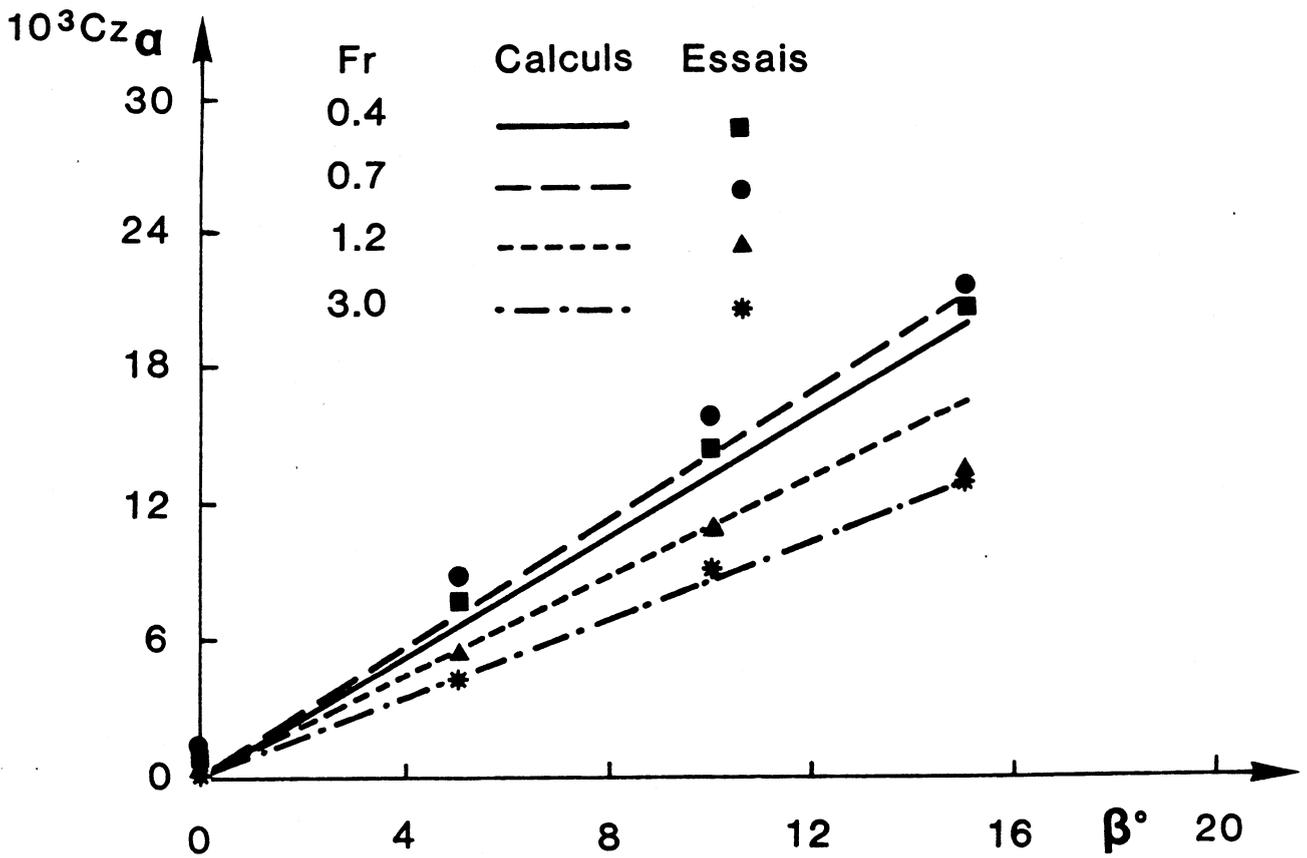


Fig.7 - Effet de l'angle de gîte sur la portance (Aile rectangulaire  $\lambda = 3$ )

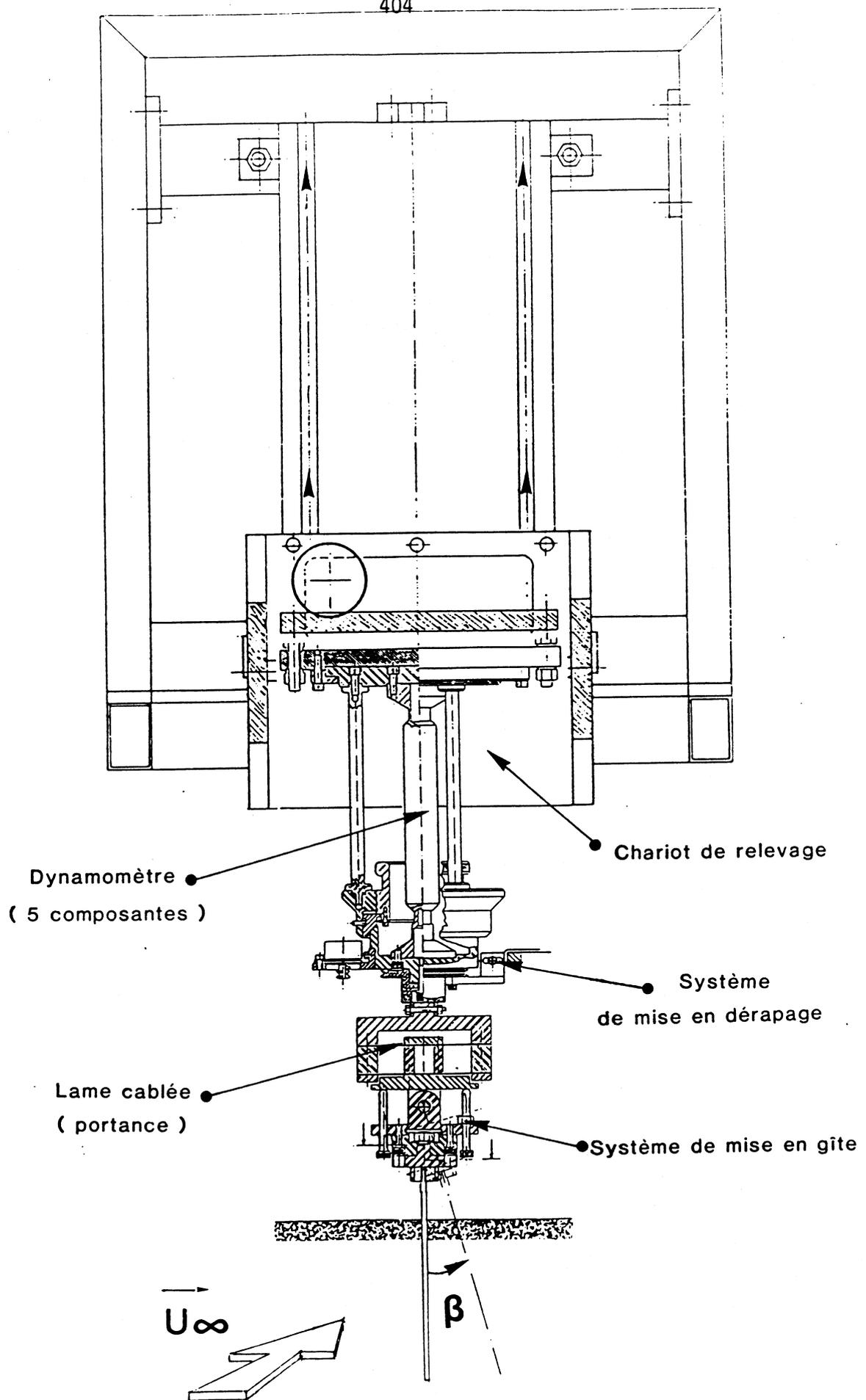


Fig.8 - Montage expérimental