

# LA VENTILATION DE L'AVAL DES CYLINDRES TRAVERSIERS

Ce texte comporte des facilités de navigation interne.

Si vous le lisez dans une visionneuse de pdf, vous y trouverez sans doute un bouton « Retour à l'emplacement précédent », par exemple. Sinon, le raccourci clavier Alt+flèche gauche produit souvent le même résultat.

L'adresse où ce texte est téléchargeable dans sa dernière version pdf est : [https://gomarsfusées.eu/gomars/ventilation\\_cylindre.pdf](https://gomarsfusées.eu/gomars/ventilation_cylindre.pdf)

Version du 05/02/20

## **Introduction :**

La ventilation de l'aval du cylindre non infini est l'apparition près des extrémités d'un cylindre (présenté en travers d'un écoulement) d'un courant venant nourrir la zone d'eau morte existant à son aval. Cette zone d'eau morte étant le siège de tourbillons alternés (allée de tourbillons de Bénard-Karman), le courant de ventilation vient alimenter l'intérieur de l'allée (l'espace entre les deux suites de tourbillons), cette alimentation se propageant très loin des extrémités (jusqu'à **20** ou **30** diamètres de chaque extrémité).

La ventilation de l'aval du cylindre non infini augmente le recouvrement de pression de cet aval (à l'écart des extrémités) et en conséquence diminue notablement son  $C_x$  frontal.

Cette même ventilation de l'aval du cylindre s'observe à la salissure des cheminées par leurs fumées ; en effet, bien que ces fumées soient mues d'une vitesse certaine verticale, le vent météorologique, après s'y être mélangé, les entraîne vers le bas du fait de cette ventilation :



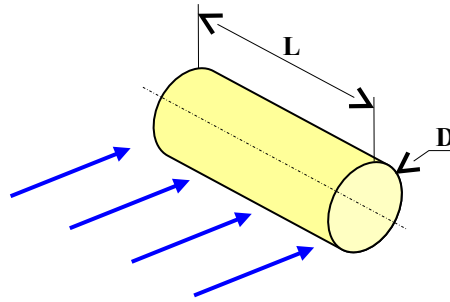
D'après Wikipédia : [https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Proserpine\\_Mill\\_-\\_January\\_2012.jpg](https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Proserpine_Mill_-_January_2012.jpg)

Cette comparaison avec l'écoulement du vent sur les cheminées doit être l'occasion de dire qu'à notre connaissance les études du phénomène de ventilation portent toujours sur des cylindres fermés à leurs extrémités et non sur des cylindres ouverts (ou tubes, ou tuyaux) : dans la pratique, il est cependant admis que les constats tirés de l'étude des cylindres fermés valent encore pour les cylindres ouverts (ou tubes, ou tuyaux)...

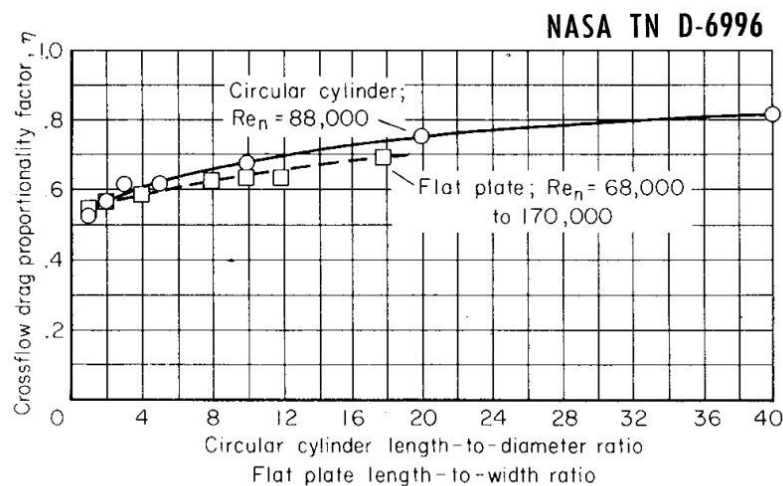
(Ajout de Février 2020 :) À la fin de ce texte, nous aborderons rapidement le même phénomène de ventilation de l'aval du cylindre aux Nombres de Reynolds supercritiques et hypercritiques (ces domaines étant beaucoup plus rarement étudiés par les chercheurs).

### Explication du phénomène de ventilation de l'aval du cylindre :

Intéressons-nous aux caractéristiques de Traînée au premier régime d'un cylindre circulaire d'élanement  $L/D$  fini présenté en travers de l'écoulement :



Pour de tels cas, Sydney Goldstein, dans un texte de 1938 qui a été largement repris dans beaucoup d'autres travaux, dessine cette évolution sous la forme de celle d'un coefficient  $\eta$  (prononcer éta) qui vaut le quotient du  $C_x$  au premier régime du cylindre circulaire de longueur  $L$  finie (présenté de façon transverse) sur le  $C_x$  (également au premier régime) du cylindre de longueur  $L$  infinie (présenté également de façon transverse) soit  $\eta = C_{x_{fini}}/C_{x_{\infty}}$  :



**Figure 4. — Ratio of crossflow drag coefficient for a finite length cylinder (or flat plate) to that for an infinite length cylinder (or flat plate), from ref. 22.**

PREDICTION OF STATIC AERODYNAMIC CHARACTERISTICS FOR SPACE-SHUTTLE-LIKE AND OTHER BODIES AT ANGLES OF ATTACK FROM 0° TO 180° by Leland H. Jorgensen

Ce graphe est tiré de la note technique de la [NASA TN D-6996](#) datant de 1973, à l'époque où les États-Unis concevaient la navette spatiale et ses propulseurs d'appoint <sup>1</sup>.

Pour information, le  $C_x$  du cylindre de longueur infinie au premier régime est pris ici à  $1,2$  <sup>2</sup>.

<sup>1</sup> Ainsi que l'a montré H. Julian Allen, la ventilation de l'aval du cylindre intervient dans la portance des corps de formes proche des celles du cylindre (fusées d'appoint et même fuselage de navette spatiale).

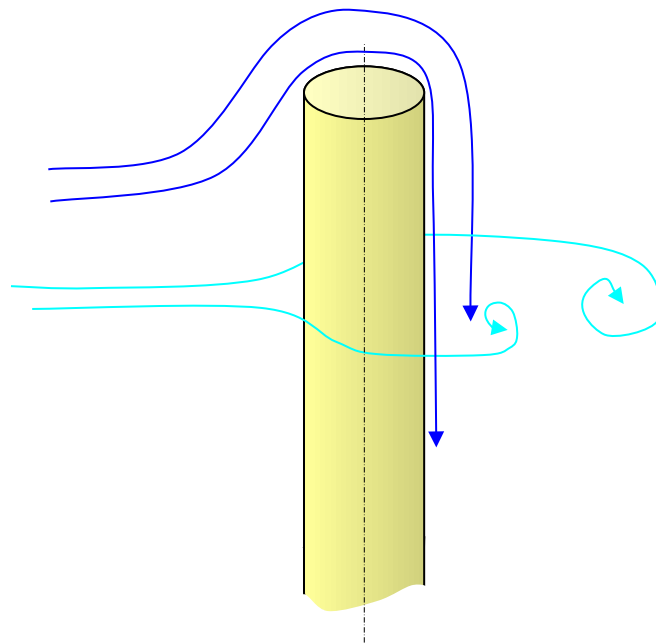
<sup>2</sup> Il apparaît que les données utilisées pour ces deux courbes sont toujours celles de l'ouvrage de Goldstein, même si elles ont pu être revisitées depuis leur publication.

On voit que ce quotient  $\eta$  évolue de façon relativement régulière (hormis une singularité dans la plage d'élancements **3 à 5**). Il est assez faible et le reste, même à l'élancement **L/D** de **40** où il dépasse à peine **0,8**.

La raison de cette faiblesse s'explique par l'existence d'un phénomène appelé *ventilation de l'aval du cylindre*.

Ce phénomène de *ventilation* est le suivant : une partie de l'écoulement autour de chaque extrémité du cylindre est attirée dans la zone d'eaux mortes existant à l'arrière du cylindre (zone qui est en forte dépression) : cette partie de l'écoulement s'y engouffre donc et va faire baisser localement la dépression régnant dans cette zone d'eaux mortes, ce qui, localement va faire baisser la Traînée.

Voici le principe de cet écoulement représenté autour de l'une des extrémités :

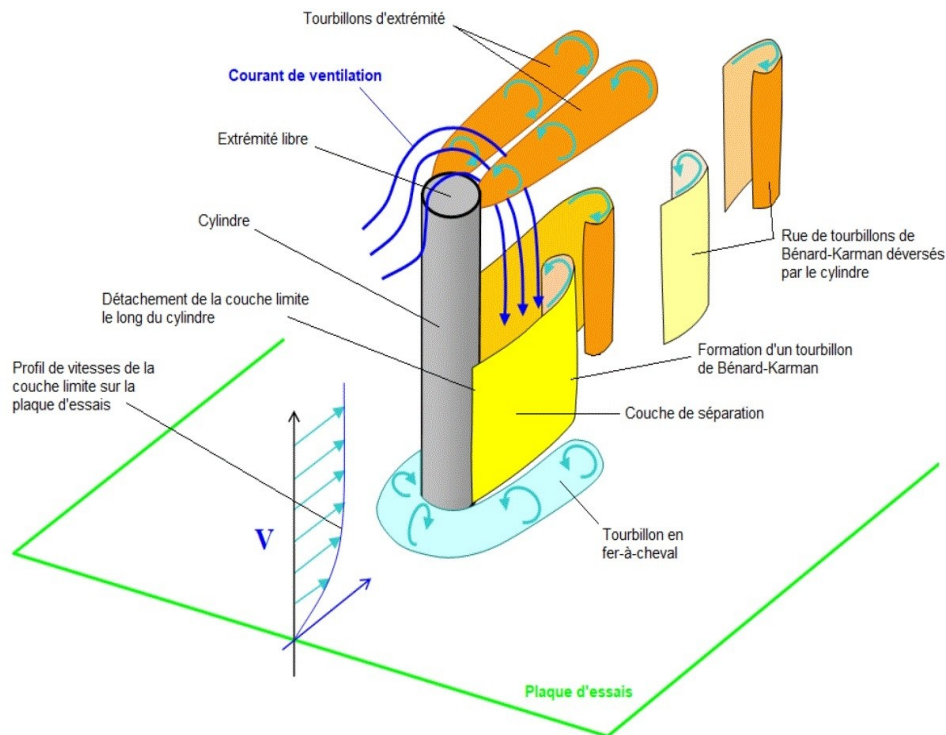


On note sur ce schéma l'écoulement classique 2D autour du cylindre (écoulement bleu plus clair qui génère l'allée de tourbillons de Bénard-Karman à l'aval du cylindre).

On note également l'écoulement de contournement de l'extrémité (en bleu dense), lequel écoulement s'engouffre dans la zone dépressionnaire à l'aval du cylindre où se forment les tourbillons de Karman.

Compte tenu de la difficulté de contention de tels cylindres à deux extrémités libres, on trouve beaucoup plus d'étude de cylindres posés en porte-à-faux sur une plaque d'essais. L'écoulement sur de tels cylindres en porte-à-faux donne une excellente représentation de l'écoulement complexe pouvant exister sur un cylindre à deux extrémités libres, hormis dans la région proche de la plaque d'essais où se forme classiquement un tourbillon en fer-à-cheval, le quel tourbillon n'a pas de raison d'exister au centre d'un cylindre à deux extrémités libres (nous y reviendrons).

Voici, tiré d'un [texte canadien de Sumner, Dansereau et Heseltine](#) une représentation plus précise de l'écoulement sur les cylindres en porte-à-faux :

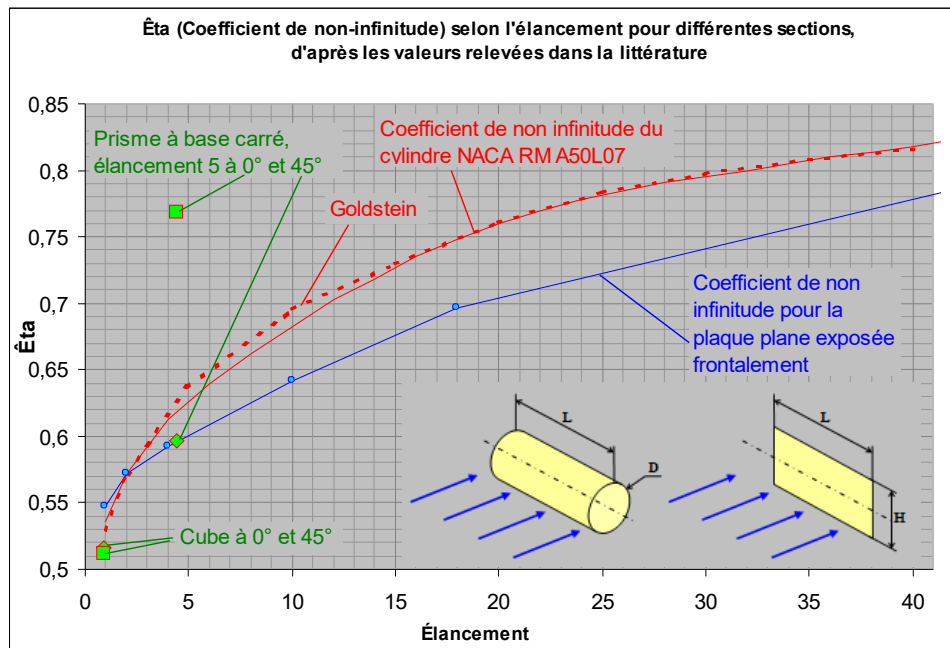


tiré de : **Vortex shedding from a finite circular cylinder of small aspect ratio** D. Sumner, O. J. P. Dansereau, J. L. Heseltine

Sur ce schéma, nous avons ajouté en bleu dense le courant de ventilation qui est cause d'une forte hausse des Coefficients de Pression négatifs à l'aval du cylindre (ceux-ci passent de  $\sim -1,15$  pour le cylindre infini à  $\sim -0,8$ , pour un cylindre en porte-à-faux d'élancement **12,5** par exemple)..

Nous n'en dirons pas tellement plus sur ce phénomène de ventilation pour le moment sauf que la ventilation diminue notablement le  $C_x$  des cylindres non infinis présentés en travers d'un flux.

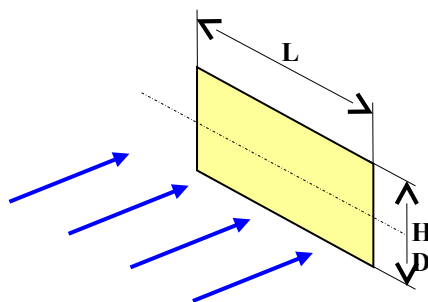
Les captations que nous avons effectuées (d'après plusieurs sources) de la courbe précédente du coefficient  $\eta$  dessine en rouge ces courbes :



La courbe rouge en tiretés est une captation de la courbe de Goldstein telle que donnée dans la Note Technique [NACA TN 2960](#) à  $M$  0,1 et au Reynolds diamétral de 88 000.

La courbe rouge en trait plein est celle donnée par le [Rapport NACA RM A50L07](#).

En bleu dense est l'évolution du  $C_x$  de la plaque plane (ou palette) selon son rapport d'aspect (ou élanement)  $L/H$ . Nous revenons sur ce problème de la palette à l'instant ; évidemment cette palette se présente comme suit à l'écoulement :



Les marques carrée ou losangiques rouges à cœur vert fluo représentent le comportement du cube et du prisme à base carrée d'élanement 5 exposé frontalement, tous ces corps à 0° ou 45° d'incidence (l'orientation de ces marques indiquant cet angle).

De tout le panorama ci-dessus, on peut retirer le sentiment que seul le prisme à base carrée d'élanement 5 exposé frontalement à 0° présente un  $C_x$  frontal qui le fait sortir du lot (ce  $C_x$  est plus fort).

Tous les autres corps pris en compte dans ce panorama semblent par contre indiquer une même tendance à voir leur  $C_x$  augmenter à mesure que leur envergure  $L$  s'accroît, même si la [courbe bleue](#) du coefficient de non-infinitude (ainsi pourrions-nous

appeler ce  $\eta$ ) de la plaque plane s'avère plus basse que celle, [en rouge](#), du cylindre de longueur finie.

**Note sur le caractère hyperbolique de la courbe du coefficient de non-infinitude  $\eta$  du cylindre de longueur finie :**

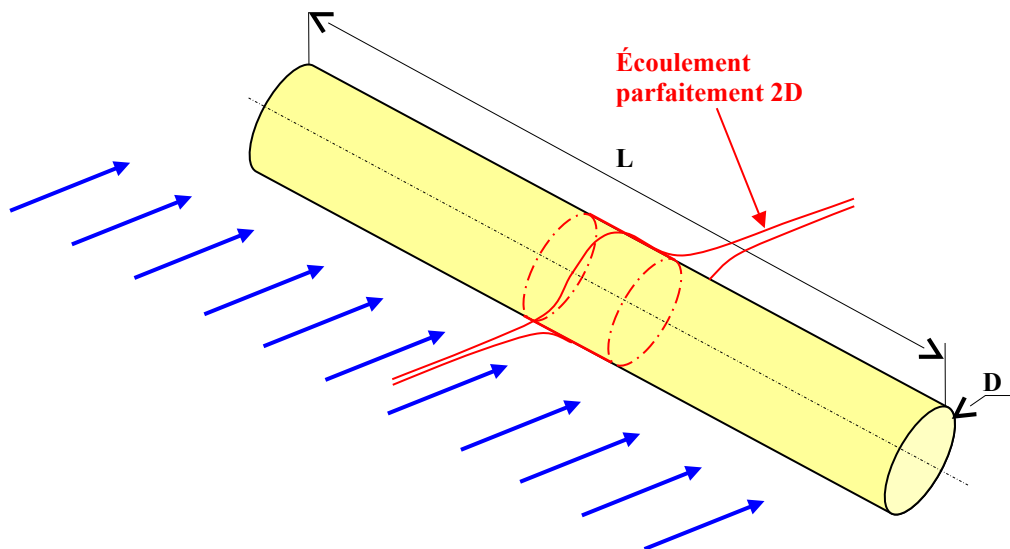
Beaucoup de chercheurs se sont intéressés au cas des cylindres finis présentés de façon transverse. Néanmoins, nous n'en avons pas trouvé qui donnaient une réponse à la question pourtant simple :

« Jusqu'à quelle distance la ventilation due aux extrémités se propage-t-elle vers le milieu du cylindre ? »

Autrement dit : « À quelle distance des ses extrémités un cylindre suffisamment long s'affranchit-il des effets de ses extrémités ? »

Ou encore, en d'autres termes : « À quelle distance de ses extrémités un cylindre retrouve-t-il un  $C_x$  local de **1,2** ? »

En effet, dès qu'un tronçon de cylindre est suffisamment loin de ses extrémités, il doit retrouver un écoulement 2D (dénué de ventilation) et donc faire montre d'un  $C_x$  standard (en 2D) de **1,2** :



On peut avoir l'intuition que la forme de la courbe rouge [ci-dessus](#) s'approche, dans sa partie la plus à droite, d'une hyperbole. Plus exactement (nous l'allons démontrer à l'instant), lorsque l'élancement  $L/D$  du cylindre est assez fort (peut-être au-dessus de **20** ou **40**) la courbe ne peut être qu'une hyperbole.

Pour s'en convaincre, il faut imaginer que si l'élancement  $L/D$  du cylindre est assez fort, la ventilation ne peut pénétrer en profondeur (depuis les deux extrémités) jusqu'au tronçon central.

Pour ces cylindres d'élancement  $L/D$  suffisamment forts, le tronçon central est donc l'objet d'un écoulement 2D et présente donc (conséquemment) un  $C_x$  de **1,2**.

Nommons  $\lambda_c$  l'élancement critique au-delà duquel il existe, au milieu du cylindre, un tronçon où l'écoulement est 2D et où le  $C_x$  local vaut **1,2**.

La longueur de ce cylindre *limite* vaut, par définition,  $\lambda_c D$ .

Le  $C_x$  de ce cylindre peut être tiré de la courbe de Goldstein (en admettant que cette courbe soit exacte et connue jusqu'aux forts élancements) : c'est  $\eta_{c,1,2}$ . En conséquence, sa surface de Traînée équivalente est  $\eta_{c,1,2} \lambda_c D^2$  (puisque  $\lambda_c D^2$  est sa surface frontale).

Imaginons à présent un cylindre d'élanement  $L/D = \lambda_i$  supérieur à  $\lambda_c$  : le tronçon central de ce nouveau cylindre présente nécessairement un  $C_x$  de **1,2** et dont l' $\eta$  vaut **1**.

La longueur de ce tronçon central est  $(\lambda_i - \lambda_c) D$  et sa surface frontale  $(\lambda_i - \lambda_c) D^2$ .

Le  $C_x$  complet de ce nouveau cylindre est donc forcément :

$$[\eta_c * 1,2 \lambda_c D^2 + (\lambda_i - \lambda_c) D^2 * 1,2] / \lambda_i D^2$$

...ce qui se simplifie en :

$$1,2 [\eta_c * \lambda_c + (\lambda_i - \lambda_c)] / \lambda_i$$

On se souvient que l' $\eta$  de Goldstein est tiré du  $C_x$  par simple quotient par **1,2**. L' $\eta$  du cylindre d'élanement  $\lambda_i$  (appelons-le  $\eta_i$ ) est donc :

$$\eta_i = [\eta_c * \lambda_c + (\lambda_i - \lambda_c)] / \lambda_i = 1 + [\lambda_c (\eta_c - 1)] / \lambda_i$$

...ce qui s'écrit encore :

$$\eta_i = 1 + \frac{\lambda_c (\eta_c - 1)}{\lambda_i}$$

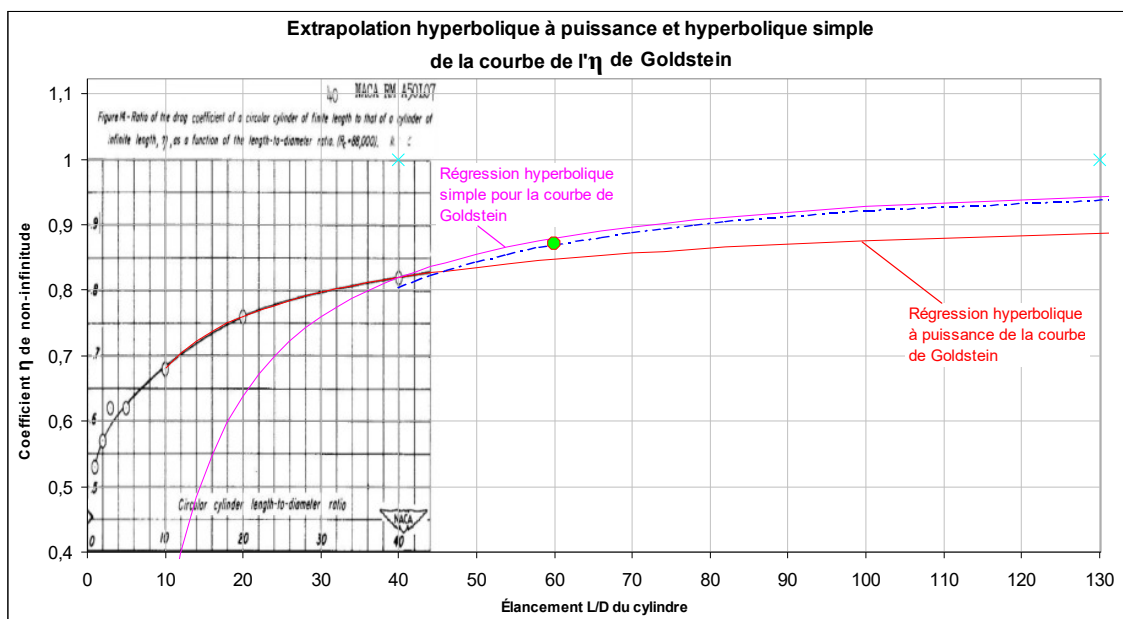
Ce qui est l'équation d'une hyperbole  $\eta_i = F(\lambda_i)$

Remarquons que cette hyperbole (que nous qualifierons ci-dessous de *logique*) possède une asymptote d'ordonnée unitaire et que le terme qui suit le signe + de l'équation est toujours négatif (puisque  $\eta_c < 1$ ).

C'est d'ailleurs bien ce que nous attendions.

Il est utile également de noter qu'il n'y a qu'une seule hyperbole de ce type qui naisse d'un point particulier (par exemple le point d'abscisse **40** de la courbe de Goldstein que nous avons pris ci-dessus en exemple).

Voici en fuchsia ci-dessous une représentation de ladite hyperbole *logique* passant par ledit point d'élanement **40** (et d' $\eta$  **0,816**) de la courbe de Goldstein (qui est le dernier élanement mesuré) :



L'équation de cette hyperbole est alors :

$$\eta_i = 1 - \frac{7,3}{\lambda_i}$$

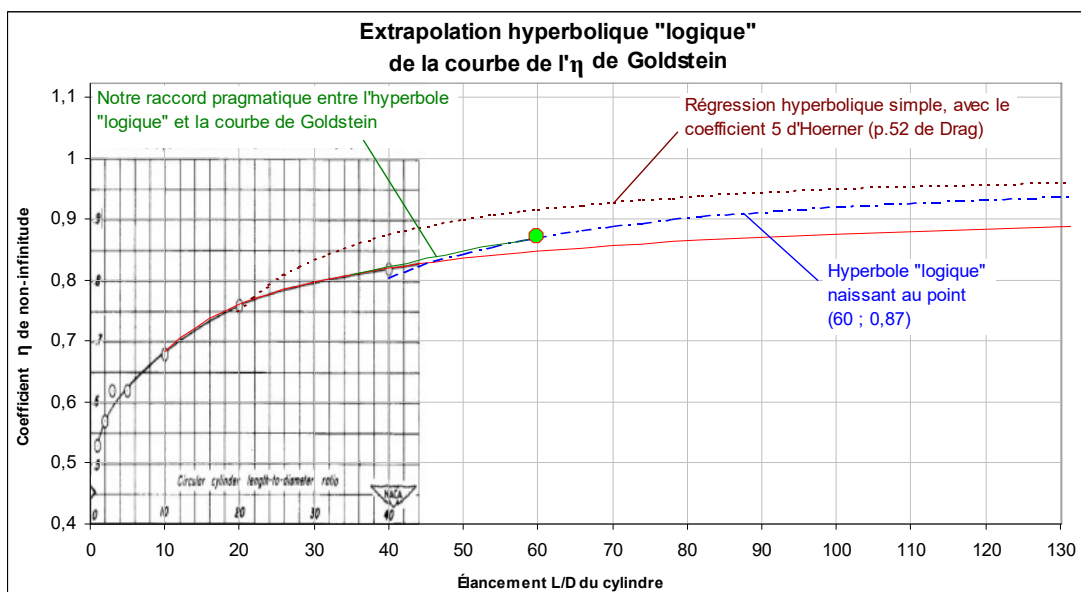
Elle marque un net ressaut à partir de l'élanement **40** et il est fort improbable que la courbe de l' $\eta$  comporte une telle irrégularité. On peut tirer de ce ressaut la conclusion que le point d'abscisse **40** de la courbe de Goldstein est mal placé.

La courbe rouge, quant à elle, est une proposition de prolongation *à vue* de la courbe de Goldstein. Son équation est :

$$\eta = 1 - 0,82 / \lambda^{0,41}$$

Cette prolongation *à vue* paraît assez seyante entre les élanements **10** et **42**, mais elle se place quand-même nettement sous l'hyperbole logique fuchsia (qui est conçue pour tendre vers ordonnée **1** pour les grands élanements).

En traits d'axes bleus ci-dessus nous avons fait dessiner à notre tableur une hyperbole simple (toujours sans puissance) passant par un point hypothétique [**60 ; 0,87**] ; cette hyperbole ne passe évidemment plus par la dernière marque de Goldstein (à l'abscisse **40**), mais, en partant du principe que cette dernière marque est un peu trop basse, on peut dessiner le segment courbe vert ci-dessous pour réaliser la jonction entre notre hyperbole en traits d'axe bleus (nommée ci-dessous « logique ») et la courbe de Goldstein :



Le tracé vert passe **0,5 %** au-dessus de la marque de Goldstein à l'abscisse **40**.

Rappelons que ce tracé vert ainsi que l'hyperbole *logique* bleue supposent que ce que nous nommons l'élanement *critique* est **60**.

La courbe tiretée marron est une autre hyperbole logique suggérée par Hoerner (nous y revenons plus bas).

À ce propos du même élanement *critique*, Fox et West écrivent <sup>3</sup>, dans leur texte relatant les essais d'un cylindre en porte-à-faux d'élanement 4 à 30 <sup>4</sup> :

« À un rapport  $L/D$  relativement grand, l'effet de l'extrémité libre demeure significatif sur une large portion du cylindre ; par exemple, cet effet est appréciable jusqu'à 20 diamètres  $D$  de l'extrémité libre pour un cylindre [en porte-à-faux] de  $L/D = 30$ . »

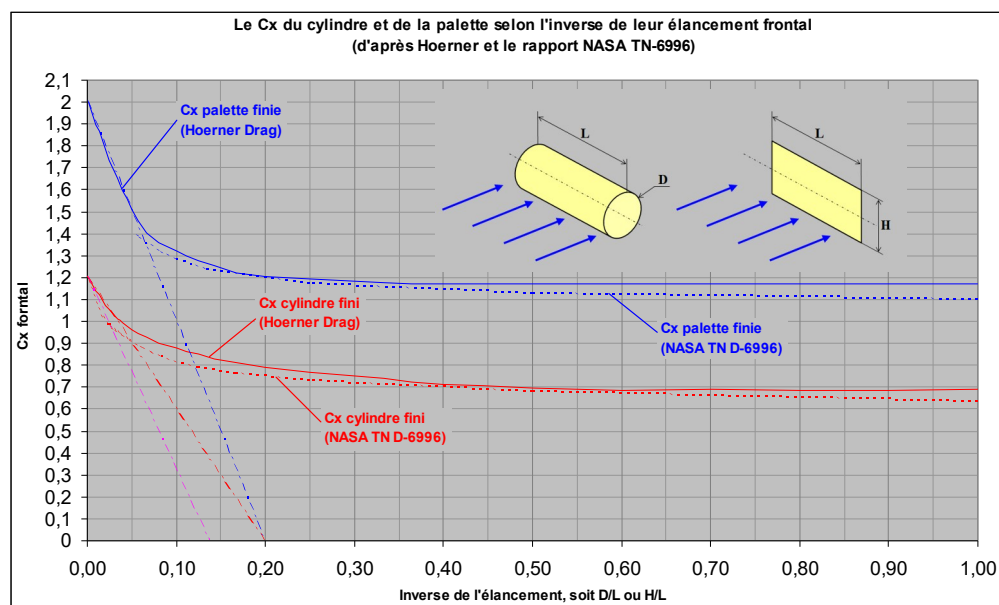
At a relatively large  $H/d$ , the free-end effect remains significant over a large portion the cylinder; for example, this effect is appreciable up to  $20d$  from the free end for a circular cylinder of  $H/d = 30$  (Fox & West 1993a,b).

Fox, T. A. & West, G. S. 1993a Fluid-induced loading of cantilevered circular cylinder in a low turbulence uniform flow. Part 1. Mean loading with aspect ratios in the range 4 to 30. *J. Fluid Struct.* 7, 1–14. [ira.lib.polyu.edu.hk/bitstream/10397/7551/1/Wang\\_Finite-length\\_Square\\_Wake.pdf](http://ira.lib.polyu.edu.hk/bitstream/10397/7551/1/Wang_Finite-length_Square_Wake.pdf)

Si Fox & West constatent l'existence d'un tronçon central de 10 diamètres exempt de l'influence de l'extrémité de ce cylindre en porte-à-faux d'élanement 30, pour nous qui commentons la courbe de Goldstein traitant de cylindres à deux extrémités libres cela revient à dire qu'un cylindre d'élanement  $2 \cdot 30 = 60$  à deux extrémités libres présente un portion centrale de  $2 \cdot 10$  diamètres où le  $C_x$  local vaut 1,2.

Fox et West contredisent donc notre projection de l'élanement critique à 60 (leur constat plaidant plutôt pour  $60 - 20 = 40$ ), point de la courbe de Goldstein où notre hyperbole *logique* crée une bosse disgracieuse.

S'agissant de l'hyperbole *logique* dont nous avons évoqué l'équation à l'instant, il convient de noter qu'Hoerner a étudié également ce problème de la ventilation de l'aval du cylindre et de la palette de longueur finie. Voici le graphe qu'il propose à la page 52 propose de son ouvrage [Drag](#) :



Nous avons porté sur ce graphe les  $C_x$  tirés du graphe du rapport NASA TN D-6996 déjà utilisé par nous.

Hoerner suggère comme régression pour le coefficient  $\eta$  aux plus faibles abscisses (donc aux élanements les plus forts) et pour ces deux corps (cylindre et palette) l'équation suivante (qui est celle d'une droite par rapport à  $1/\lambda$ , mais également hyperbole par rapport à  $\lambda$ ) :

<sup>3</sup> cités par WANG & ZHOU, dans The finite-length square cylinder near wake : [http://ira.lib.polyu.edu.hk/bitstream/10397/7551/1/Wang\\_Finite-length\\_Square\\_Wake.pdf](http://ira.lib.polyu.edu.hk/bitstream/10397/7551/1/Wang_Finite-length_Square_Wake.pdf)

<sup>4</sup> Ces essais concernent des cylindres saillant en porte-à-faux depuis l'une des parois de la chambre d'essai de la soufflerie : ces cylindres ne présentent donc qu'une seule extrémité libre...

$$\eta_i = 1 - k \left( \frac{1}{\lambda} \right)$$

...**k** étant une « constante de l'ordre de **5** » et  $\lambda$  étant l'élanement frontal **L/D** ou **L/H** de ces corps.

Comme Hoerner, nous avons dessiné ces deux tangentes en trait d'axes sur le graphe pour la valeur **k = 5** (elles passent donc toutes deux par le point {**0,2 ; 0**})<sup>5</sup>.

Ainsi que nous l'avons vu [plus haut](#), en ce qui concerne le cylindre, cette constante **k** prend plutôt, selon nous, la valeur **7,3** pour notre hyperbole *logique* (nous avons dessiné sur le graphe la tangente fuchsia en trait d'axes (elle passe par le point {**1/7,3 ; 0**}, du moins si l'on honore la marque de l'abscisse **40** adoptée par Goldstein. Il apparaît en effet, comme on le voit à la courbe tiretée marron du [graphe précédent](#), que le coefficient **5** néglige la marque prise en compte par Goldstein à l'abscisse **40**

D'autre part, force est de constater que la brillante méthode utilisée par Hoerner est imprécise pour ce qui est des plus forts élanements (faibles abscisses de son graphe), là où justement on recherche une régression...

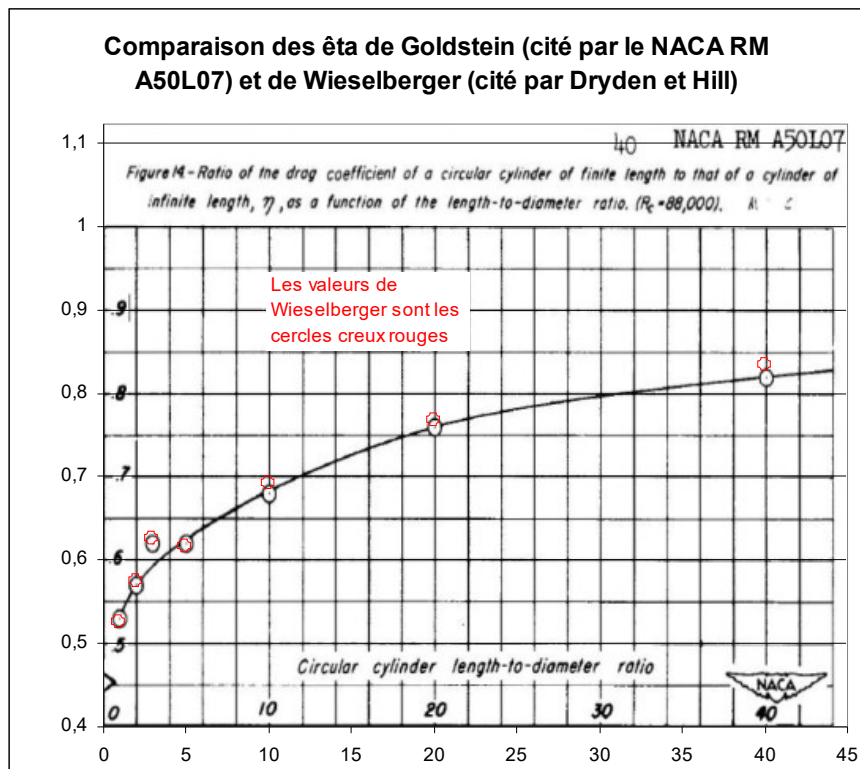
À propos des valeurs de **C<sub>x</sub>** fréquemment attribuées à Goldstein (1938), on doit noter qu'elles sont plus probablement dues à Wieselsberger (1930) (avec des réajustements éventuels et bien compréhensibles).

Voici en effet le relevé par [Dryden et Hill](#) des valeurs de Wieselsberger (mesurées au Reynolds de **80 000**) :

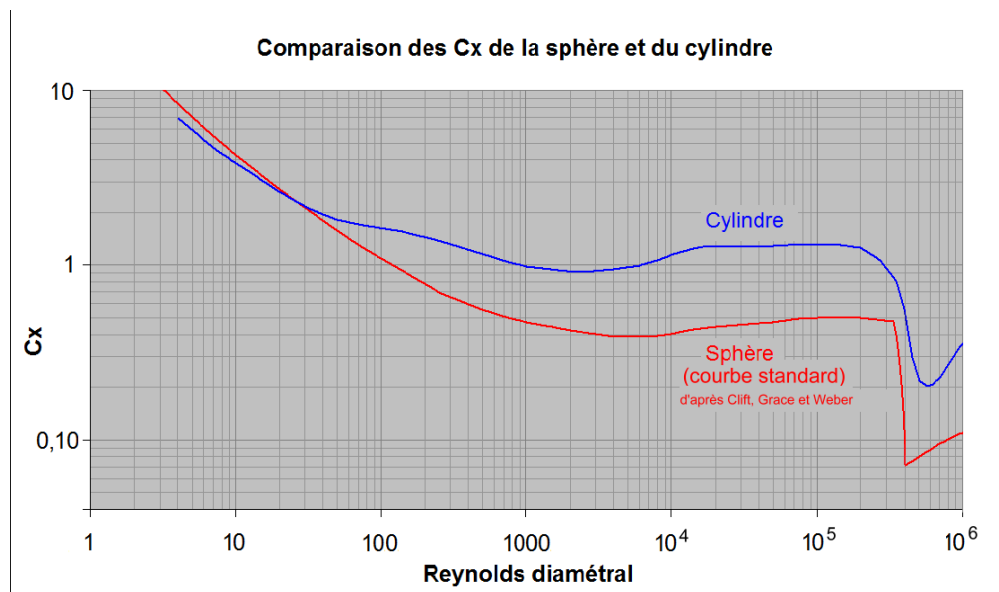
<i>Dryden Hill</i>		<i>Wind Pressure on Chimneys</i>								659
<i>TABLE 3.—Effect of length-diameter ratio on force coefficients of cylinders at a Reynolds number of 80,000</i>										
Length-diameter ratio.....	1	2	3	5	10	20	40	∞		
Force coefficient.....	0.63	0.69	0.75	0.74	0.83	0.92	1.00	1.20		

Et voici une comparaison entre les  $\eta$  tirés de ces valeurs de **C<sub>x</sub>** citées par [Dryden et Hill](#) et les  $\eta$  attribuées à Goldstein par le rapport [NACA RM A50L07](#) d'Allen et Perkins et des valeurs :

<sup>5</sup> Le lecteur attentif aura noté qu'en prenant comme abscisses l'inverse de l'élanement des corps Hoerner transforme les hyperboles en droites...



On se souvient que ledit Wieselberger a laissé une empreinte indélébile avec ses études sur la sphère et le cylindre dans toute l'étendue des Reynolds possibles (de 0 aux Reynolds hypercritiques). Voici d'ailleurs une comparaison des  $C_x$  frontaux du cylindre lisse et de la sphère lisse pour tous ces Reynolds :



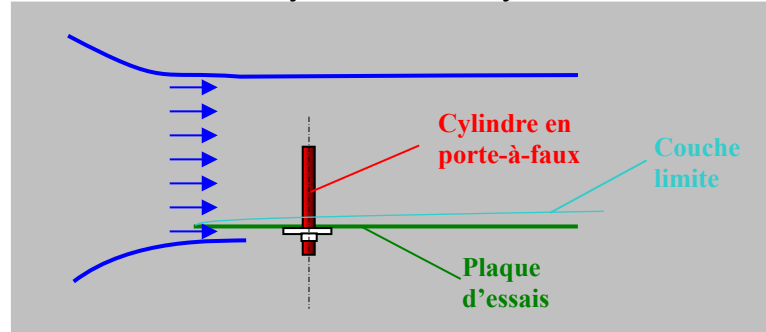
(la courbe de la sphère est la courbe standard actuelle (due à Clift, Grace et Weber))

On peut noter sur ce graphe la proximité des Reynolds critiques du cylindre et de la sphère.

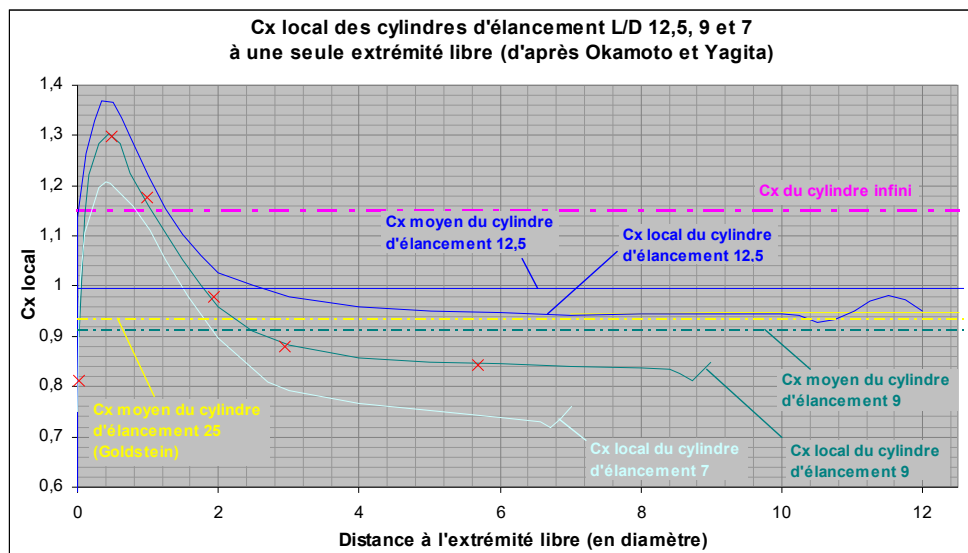
Revenons aux essais de cylindres de longueur finie en porte-à-faux. Ces essais, comme ceux d'[Okamoto et Yagita](#), sont effectués sur une *plaque d'essais* placée dans le flux de la soufflerie de sorte que :

→ la propre Couche Limite de la soufflerie (son convergent, ci-dessous) passe dessous ;

→ cette plaque développe une Couche Limite *neuve* (laminaire et de peu d'épaisseur), cette Couche Limite noyant la base du cylindre <sup>6</sup> :



Les mêmes Okamoto et Yagita relèvent ainsi, au Reynolds diamétral  $1,33 \cdot 10^4$ , pour les cylindres d'élanement 7, 9 et 12,5, les  $C_x$  locaux suivant :



Ces  $C_x$  locaux sont ici indiqués avec des abscisses partant de l'extrémité libre des trois cylindres. Ils ont été intégrés par mesure locale de la distribution des pressions (nous y reviendrons). Les  $C_x$  indiqués sont donc des  $C_x$  de pression ; mais, ainsi que l'écrivent [Okamoto et Yagita](#) (citant [Goldstein](#)) :

« Le quotient du  $C_x$  de friction sur le  $C_x$  de pression est inférieur à 2% aux Reynolds supérieurs à  $10^4$  <sup>7</sup>. »

Les  $C_x$  de pression annoncés par Okamoto et Yagita sont donc très proche des  $C_x$  complet (pression et friction).

<sup>6</sup> Dans l'étude d'Okamoto et Yagita, la Couche Limite ne fait que le centième de la hauteur du cylindre le plus haut. Bien-sûr, il peut être recherché, au contraire, que la Couche Limite baigne une importante partie de la hauteur du cylindre, ceci pour approcher l'effet du vent d'une ville (avec une forte épaisseur de Couche Limite) sur une tour de section circulaire.

<sup>7</sup> Les essais de Okamoto et Yagita ont été effectués entre les Reynolds  $1,33 \cdot 10^4$  et  $1,5 \cdot 10^5$ .

L'horizontale fuchsia d'ordonnée **1,15** représente le  $C_x$  d'un cylindre infini tel que mesuré par les auteurs au Reynolds  **$1,3 \cdot 10^4$**  (en fait cette mesure a été faite au milieu d'un cylindre traversant la soufflerie, d'une paroi à l'autre).

Nous dirons plus bas ce que sont les marques en x rouges.

L'élément important qu'apportent les graphes de ce type (reproduisant les  $C_x$  locaux) est que le  $C_x$  local est nettement plus fort près des extrémités des cylindres (extrémités fortement touchées par le courant de ventilation), ce fait étant assez contre intuitif... Cet accroissement du  $C_x$  local aux extrémités est dû à la présence d'une plus forte dépression près de ces extrémités, cette dépression se faisant plus faible à mesure que l'on s'éloigne de l'extrémité (le  $C_{pq}$  du cylindre 2D va de **-0,8** à **-1,2** en sous-critique selon le Reynolds de l'écoulement, voir par ex. [ce texte](#) ou [celui-ci](#))...

On note également sur ce graphe qu'à la droite des courbes une petite sinusoïde révèle l'influence du tourbillon en fer-à-cheval naissant systématiquement, dans de telles conditions, autour de la base du cylindre (voir [le schéma](#) déjà présenté).

L'horizontale bleue fine dessine le  $C_x$  moyen du cylindre d'élanement **12,5** tel que calculé par nous (Okamoto et Yagita trouvent également presque **1**).

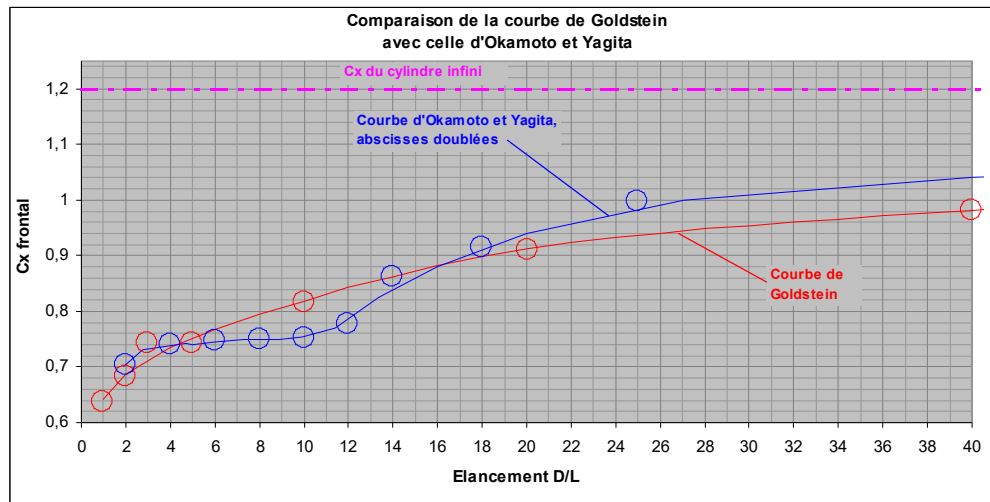
Comme la Couche Limite existant sur la plaque d'essais est très peu épaisse, dans ces essais, on peut imaginer un cylindre « miroir » prolongeant le cylindre réel du côté de la plaque d'essais (ladite plaque d'essais étant alors le miroir), ce qui constitue un cylindre d'élanement double. Il se passe alors que le  $C_x$  moyen des cylindres en porte-à-faux d'Okamoto et Yagita est alors le même que le  $C_x$  (moyen également) du cylindre double, du moins si l'on prolonge la courbe du  $C_x$  local comme nous l'avons fait en jaune ci-dessus pour annihiler l'effet du tourbillon en fer-à-cheval baignant la base du cylindre en porte-à-faux.

L'horizontale en trait d'axe jaune, ci-dessus est le  $C_x$  moyen du cylindre d'élanement **25** tiré de la [courbe de Goldstein](#)<sup>8</sup> : on voit que ce  $C_x$  moyen est un peu plus faible (mais du même ordre) que le  $C_x$  moyen du cylindre en porte-à-faux d'élanement **12,5** tiré de la courbe d'Okamoto et Yagita en rectifiant l'effet du tourbillon en fer à cheval de la base du cylindre.

C'est ce qui a donné à Okamoto et Yagita l'idée de comparer le  $C_x$  moyen (ou total) de leurs cylindres avec ceux relevés par Goldstein :

---

<sup>8</sup> Il faut multiplier l'ordonnée de la courbe de Goldstein à l'abscisse **25** par **1,2**...

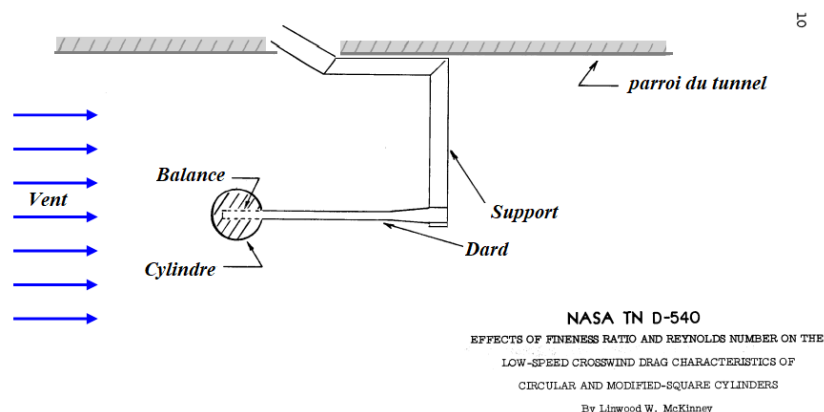


Les deux courbes sont bien du même ordre avec quelques disparités provenant du comportement des différents tourbillons se développant en tête, à la base et au long de l'envergure des cylindres.

On peut cependant retirer de cette comparaison la certitude que le [graphe des  \$C\_x\$  locaux](#) des cylindres en porte-à-faux représente assez bien (hormis à la base de ces cylindres en porte-à-faux) le  $C_x$  local des cylindres à deux extrémités libres (au long de leur demi envergure).

Cette certitude se montrera très pratique puisque la mesure des  $C_x$  de cylindres à deux extrémités libres est très complexe, vu la difficulté de contention de tels cylindres<sup>9</sup>. D'ailleurs cette façon d'opérer a été utilisée par [McKinney, en 1960](#), pour la mesure de  $C_x$  de cylindres traversiers d'élancement  $\geq 4$ , mais pour des Reynolds supérieurs.

Pour les élancements  $> 4$ , McKinney avait recours à un système à dard classique :



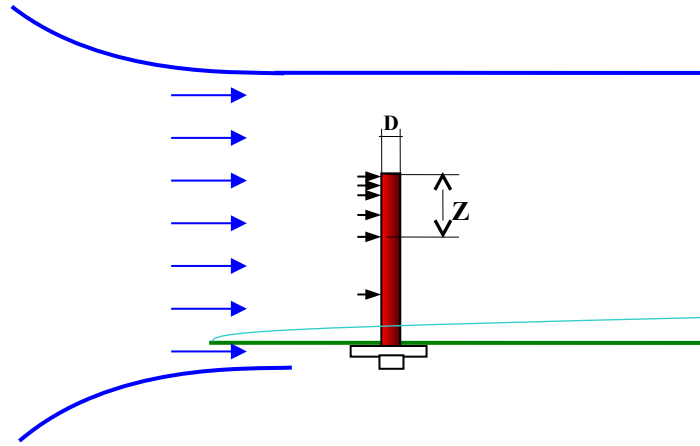
(b) Système de contention des cylindres non infinis (vue de côté)

Figure 2.- Concluded.

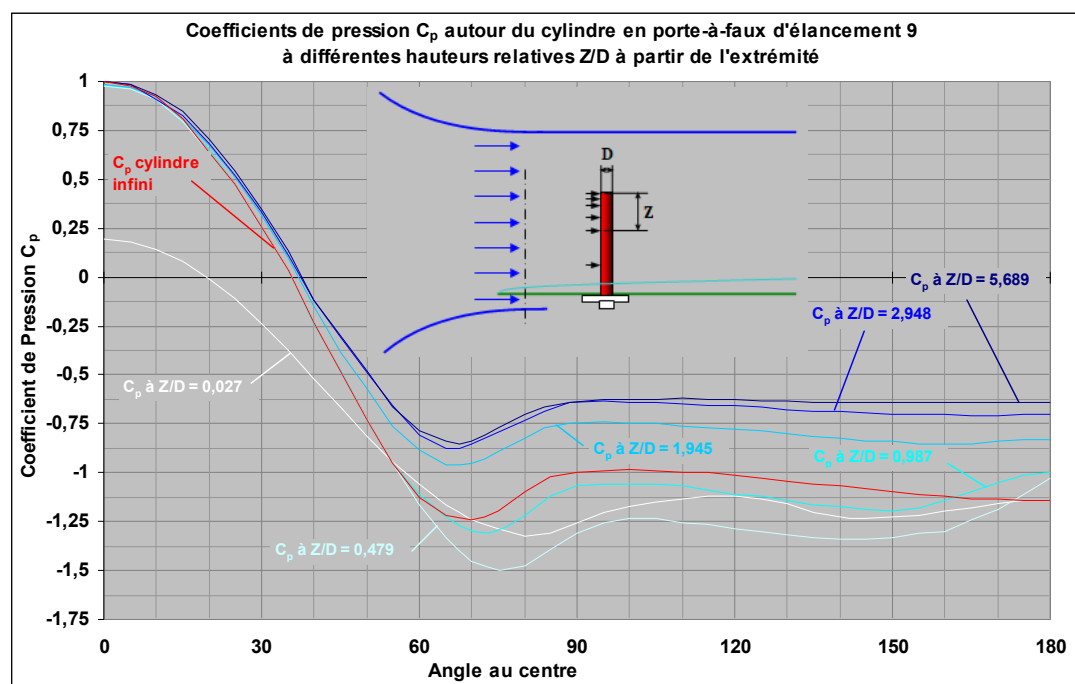
Il faut cependant noter que ce dernier mode de contention pose aussi le problème de l'influence du dard sur l'écoulement en aval du cylindre.

<sup>9</sup> C'est du côté des souffleries en sustentation magnétique que pourrait venir la solution.

Le texte d'Okamoto et Yagita fait part de beaucoup d'autres mesures. Par exemple, ces auteurs proposent un graphe des Coefficients de Pression relevés à six hauteurs d'un cylindre d'élanement **9**. Pour effectuer ces relevés, ils ont utilisé un cylindre percé de **6** trous, chacun relié à un capteur de pression ; nous avons symbolisé ces six trous ci-dessous alors que la position du cylindre les place face à l'écoulement :



En tournant le cylindre, les expérimentateurs ont placé ces trous dans d'autres positions angulaires, ce qui leur a permis de dessiner (entre autres) le graphe suivant :



Les abscisses sont la position angulaire des trous et les ordonnées les coefficients de pression au Reynolds diamétral  **$1,33 \cdot 10^4$** , ces coefficients de pression  $C_p$  étant définis classiquement par l'équation :

$$C_p = \frac{(p - p_\infty)}{\frac{1}{2} \rho V_\infty^2}$$

La courbe rouge représente la distribution des  $C_p$  sur un cylindre infini au même Reynolds  **$1,33 \cdot 10^4$** .

On observe facilement dans la partie aval de ce graphe (de  $90$  à  $180^\circ$ ), que le recouvrement de la pression (la recouvrance ?) y est plus fort que pour le cylindre infini, du moins à une certaine distance de l'extrémité (plus près de l'extrémité, la pression est plus négative que celle du cylindre infini).

La courbe blanche représente la distribution à la première station de mesure (le premier trou) sous l'extrémité du cylindre (à une distance  $Z$  de cette extrémité telle que  $Z/D = 0,027$ ).

Et ainsi de suite pour les autres courbes (dont le bleu est d'autant plus dense que les relevés sont faits plus loin de l'extrémité, les distances  $Z/D$  étant indiquées).

Ce qu'on peut noter, c'est d'abord que la [courbe blanche](#) ( $C_p$  les plus proches de l'extrémité, relevés à  $Z/D = 0,027$ ) montre une surpression nettement plus faible que les autres dans les  $50$  premiers degrés (même à l'abscisse nulle). Ceci s'explique par le fait que l'écoulement contourne verticalement cette extrémité (comme représenté sur [ce schéma](#)) et que le point d'abscisse nulle n'est pas un point d'arrêt, bien qu'il soit au-dessus des autres points d'arrêt, mais un point où existe une nette vitesse verticale. Du fait de la faiblesse de cette surpression sur les  $50$  premiers degrés, le  $C_x$  de pression de la partie avant est assez faible<sup>10</sup>, ce qui minimise le  $C_x$  intégré sur  $180^\circ$ ,  $C_x$  total de cette tranche que l'on peut lire à l'abscisse  $0,027$  sur la courbe pour l'élanement  $9$  du graphe [déjà présenté](#).

Sur ce [même graphe](#), on peut voir des marques en x rouges : ce sont les intégrations que nous avons réalisées sur  $180^\circ$  des courbes de  $C_p$  ci-dessus pour l'élanement  $9$  : on doit admettre que ces intégrations sont très proches de celle d'Okamoto et Yagita, ce qui tend à accréditer notre captation de leurs courbes bien que le graphe que nous en avons trouvé soit de très mauvaise qualité (et spécialement dans le faisceau de courbe du haut à gauche, pour les abscisse  $0$  à  $50^\circ$ ).

La courbe [bleu très clair](#) (relevée à  $Z/D = 0,479$ ) se montre, quant à elle, très négative (nettement plus que la courbe rouge pour les abscisse supérieure à  $65^\circ$  et spécialement pour les ordonnées de  $90$  à  $180^\circ$  qui s'appliquent à l'arrière du cylindre) : cette distribution des pression explique que le  $C_x$  de la tranche qui en est tiré par intégration est plus fort ( $1,3$ ) que celui du cylindre infini ( $1,15$  à ce Reynolds), ce qui apparaît évidemment sur la courbe du graphe [déjà montré](#)...

Toujours sur le [même graphe](#), on note que jusqu'à la distance  $Z/D = 1$ , le  $C_x$  local est plus fort que le  $C_x$  du cylindre infini à ce Reynolds ; ensuite il lui est inférieur.

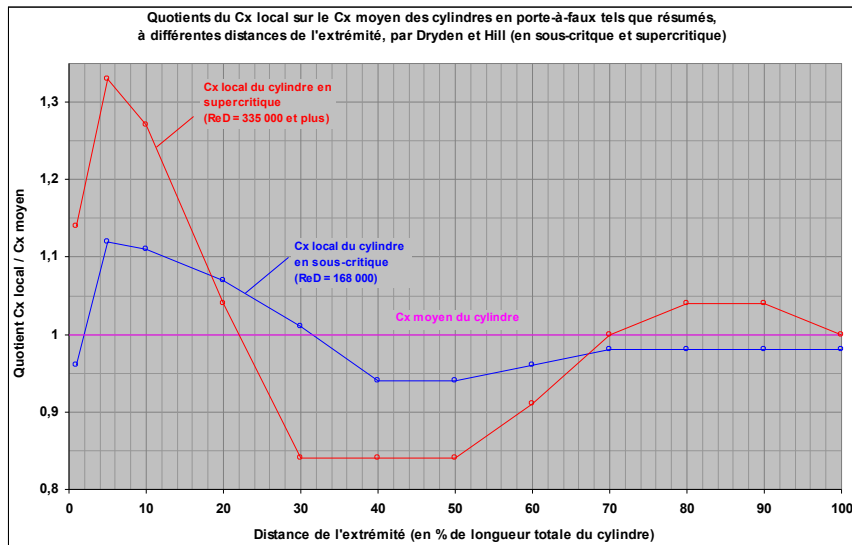
Mais, jusqu'à la distance  $Z/D \approx 2,4$ , le  [\$C\_x\$  local](#) de ce cylindre d'élanement  $9$  est supérieur à son  $C_x$  moyen (qui vaut à peu près  $0,915$ ).

Ce fait contre intuitif que les  $C_x$  locaux proches de l'extrémité libre sont plus forts que le  $C_x$  moyen du cylindre avait déjà été relevé en 1930 par [Dryden et Hill](#) au Bureau des Standards sur deux modèles d'élanements  $4,76$  et  $7,5$  en soufflerie (en régime transcritique<sup>11</sup>) et également sur une fausse cheminée à l'échelle  $1$  de  $\sim 3$  m de diamètre et d'élanement  $3$  soumise à l'action des vents météorologiques sur le toit d'un grand bâtiment.

<sup>10</sup> Nous l'intégrons à  $0,071$ .

<sup>11</sup> Nous appelons *transcritique* les Reynolds qui se situent dans la plage de Reynolds où se produit la crise traînée des cylindres et où leur  $C_x$  est très variable. Nous donnons donc au préfixe *trans* le sens qu'il prend dans l'intuition populaire dans les mots transparents ou transatlantique et non le sens qu'il a pour les astronomes dans « les corps trans-neptunien » (c-à-d *au-delà* de Neptune). Pour exprimer ce sens *au-delà du supercritique*, nous utiliserons *hypercritique*...

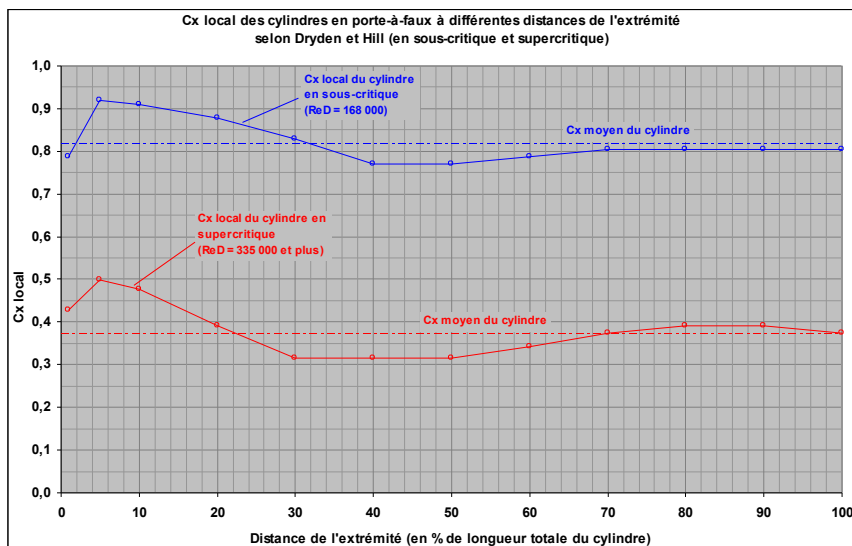
Dryden et Hill ayant fait leurs mesures en soufflerie du sous-critique au supercritique, ils en donnent un résumé selon que le Reynolds de l'écoulement est en sous-critique ou en supercritique :



Remarquons que ce quotient de  $C_x$  en sous-critique (courbe bleue) est quand-même mesuré plus faible par Dryden et Hill que par Okamoto et Yagita (voir [leur graphe](#) où l'on note, par exemple pour l'élanement 12,5, que la crête de  $C_x$  est à 1,37 pour un  $C_x$  moyen de  $\sim 1$ ).

Quant aux valeurs supercritiques (courbe rouge), nous jugeons utile de les citer ici à titre indicatif, ce régime étant assez peu étudié en soufflerie (nous revenons sur d'autres valeurs supercritiques à l'instant).

Voici, non plus les quotients des  $C_x$  mais les  $C_x$  eux-mêmes :



**Note sur le moment de renversement des cylindres en porte-à-faux :**

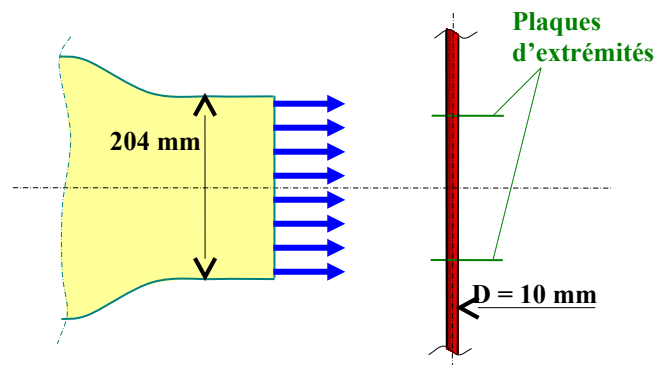
[Dryden et Hill](#) écrivaient dans leur texte :

« Les deux distributions de la traînée sur la hauteur des cylindres [en sous-critique et supercritique] est telle que le moment de renversement de ces cylindres autour de leur base est seulement 1,7 % plus fort que celui qu'on obtiendrait sur la base d'une distribution uniforme de la traînée sur la hauteur, de sorte que la distribution exacte de la traînée n'a pas, en général, à être prise en compte. »

desired. The distributions shown in Table 5 each give an over turning moment only 1.7 per cent greater than that for a uniform distribution so that the exact distribution along the length need not ordinarily be taken into account. C'est plutôt un quotient

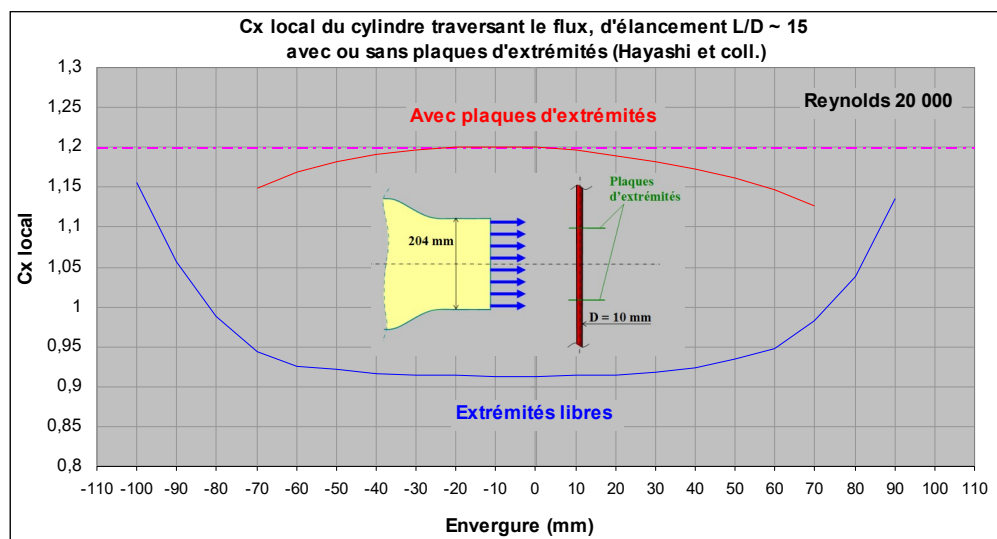
Sur ce même point, notre intégration des moments de traînée des cylindres d'Okamoto et Yagita (en sous-critique, donc) nous révèle des augmentations de **4, 6 et 9 %** des moments (par rapport au moment qu'on calculerait en supposant une distribution constante des  $C_x$  locaux), ceci respectivement pour des cylindres d'élanement **12,5, 9 et 7...**<sup>12</sup>

Toujours à propos des mêmes cylindres exposés de façon transverse au flux d'une soufflerie, citons [les travaux](#) d'HAYASHI, YOSHINO, WAKA ET KAWAMURA ; ceux-ci ont mesuré la distribution des pressions sur un cylindre présenté normalement ou de façon inclinée en travers du flux d'une soufflerie :



Ce cylindre était pourvu ou non de plaques d'extrémités.

Ces auteurs ont relevé, après intégration des Coefficients de Pression locaux, les deux évolutions des  $C_x$  locaux suivantes :



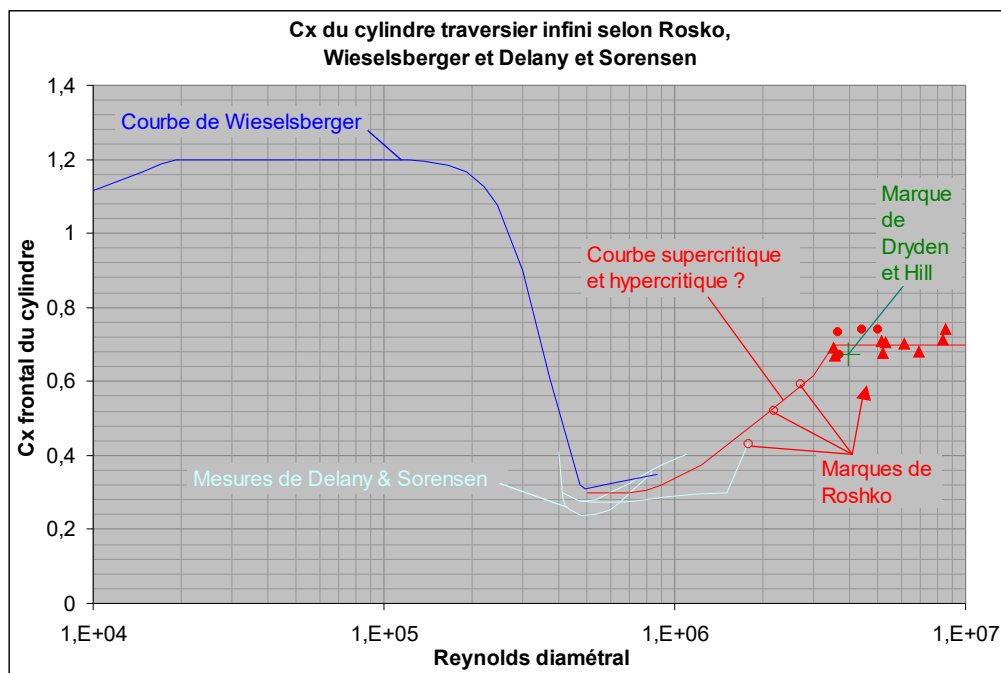
<sup>12</sup> Cette augmentation augmente donc pour les plus faibles élanements, soit à mesure que le moment perd de son importance pour le calcul de la résistance des cheminées.

Le  $C_x$  local, mesuré entre les deux plaques d'extrémités (en rouge), atteint **1,2** au centre. Ceci est assez raisonnable <sup>13</sup>.

La courbe bleue représente également le  $C_x$  local de ce cylindre traversier mais sans plaques d'extrémités ; la forme de cette courbe est assez proche de celle d'Okamoto et Yagita [montrée plus haut](#). Cependant il faut admettre que, le cylindre ne présentant pas d'extrémités libres dans l'écoulement, cette courbe ne peut être tout à fait la même que celle d'Okamoto et Yagita, ceci bien que l'aval du cylindre offre quand-même, entre les tourbillons alternés de Karman qui s'y forme, une voie de pénétration à la pression atmosphérique existant à l'extérieur du flux.

### La prolongation des courbes vers le domaine supercritique et au-delà :

Par ses mesures dans la soufflerie pressurisée CWT <sup>14</sup>, Anatol Roshko a pu obtenir des marques révélant le comportement du cylindre infini aux très haut Reynolds. Nous avons tiré de ses graphes (où il prenait acte de la courbe classique de Wieselsberger ainsi que des travaux au régime supercritique de Delany et Sorensen) le graphe suivant :

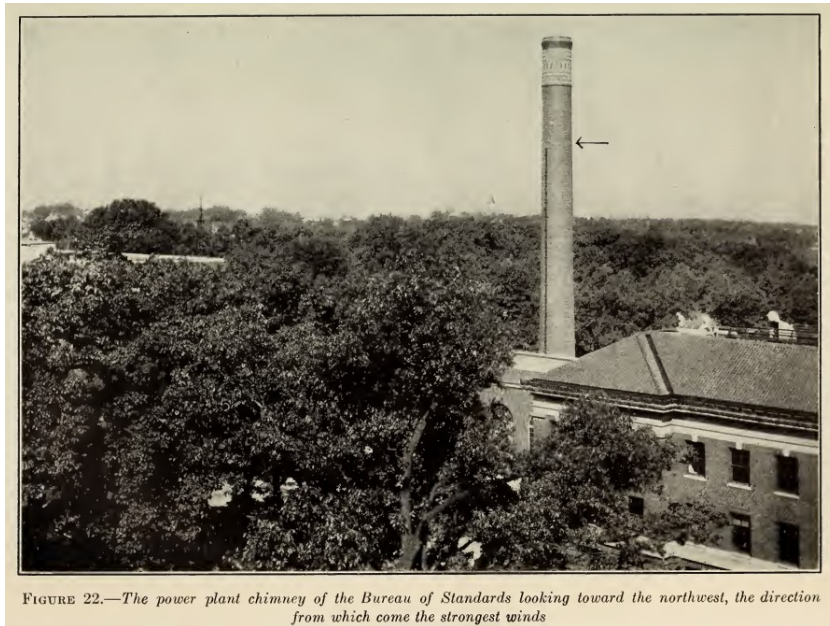


La courbe rouge a été tracée par nous : elle moyenne les courbes supercritiques bleu clair de Delany et Sorensen ainsi que les marques rouges de Roshko (obtenues dans la soufflerie pressurisée CWT).

On note également sur ce graphe la présence de la marque verte en + due aux mesures de [Dryden et Hill](#) sur une vraie cheminée en briques (en plus de la fausse dont nous avons parlé plus haut) ; voici une photo de cette vraie cheminée :

<sup>13</sup> L'intégration des pressions sur la circonférence du tronçon central devrait plutôt donner un peu moins de **1,2** puisque le Traînée de friction n'est pas prise en compte. Okamoto et Yagita trouvent ainsi **1,15**.

<sup>14</sup> La Southern California Co-operative Wind Tunnel (CWT) est aujourd'hui démantelée.



Sur cette photo, la flèche indique la hauteur de la section où les mesures ont été effectuées (à **3,6** diamètres de l'extrémité). Le tracé droit noir qui descend de cette hauteur représente les tuyaux conduisant les pressions captées jusqu'à la salle où elles étaient mesurées.

#### Note sur les mesures éoliennes de Dryden et Hill :

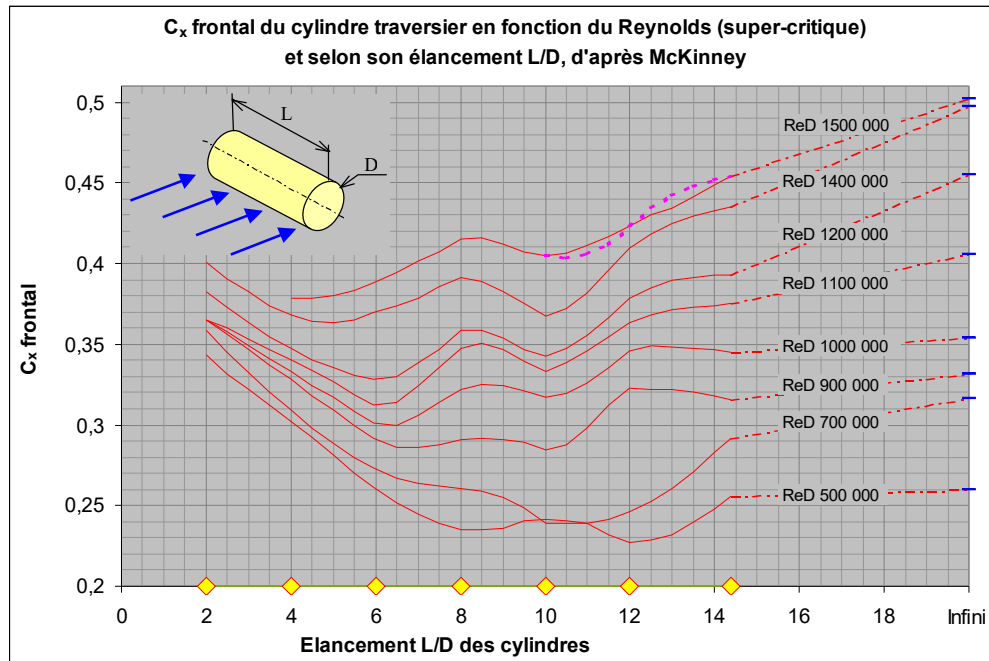
Roshko dit du bien de ces mesures (malgré le fait qu'elles aient été faites trente ans avant les siennes) ; en particulier il indique que prendre comme Pression Dynamique de référence la pression au point d'arrêt (ainsi que prendre la pression à **31°** du point d'arrêt comme Pression Statique de référence) est tout à fait souhaitable et bien meilleur que prendre ces références en un endroit éloigné du cylindre (ou de la cheminée). Sachant que les mesures en régime hypercritique sont rares <sup>15</sup> et que des étudiants pourraient combler cette lacune par de telles mesures éoliennes autour de tours cylindriques placées en des endroits ventés, il peut être utile de préciser ces choses.

Ajoutons au passage qu'à la page 73 de son ouvrage *Drag*, Hoerner lui-même cite quelques mesures (entre parois) de  $C_x$  de cheminées de briques en supercritique. Par rapport au  $C_x$  **0,3** à **0,4** du cylindre lisse (ces valeurs étant typiquement supercritiques), le tronçon de cheminée présente un  $C_x$  de **0,4** à **0,5** avec des joints de mortier assez lisses (nous comprenons des joints presque affleurant) et **0,5** à **0,6** avec des joints ordinaires. Il reste donc possible que le  $C_x$  mesuré à ~0,67 par Dryden et coll. sur leur vraie cheminée ait été à la fois diminué par la ventilation (s'il en est une en hypercritique) et augmenté par la rugosité naissant des joints de mortier.

<sup>15</sup> Pour atteindre les Reynolds souhaités, la taille des souffleries existantes empêche d'augmenter le diamètre des cylindres et augmenter la vitesse de ces souffleries au-delà de **M 0,2** fait buter les mesures sur les complications transsoniques (voir le texte de Roshko) : les essais éoliens sur des bâtiments cylindriques de grand diamètre apparaissent donc comme la seule méthode envisageable...

## La ventilation de l'aval du cylindre en supercritique (par McKinney) :

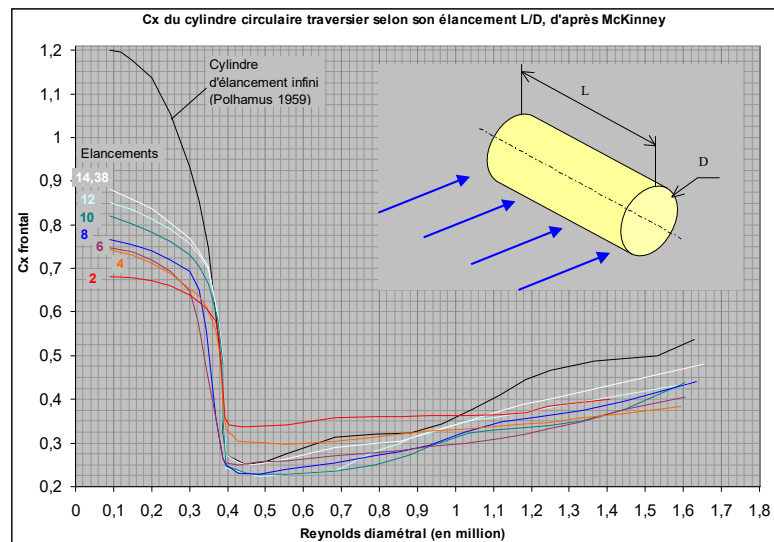
[Linwood W. McKinney](#), en 1959, a mesuré la traînée de cylindres d'élanement 2, 4, 6, 8, 10, 12 et 14,38 à différents Reynolds diamétraux. En supercritique, il relève pour ces élanements les  $C_x$  suivant :



Nous avons porté sur l'axe des abscisses des losanges rappelant les élanements  $L/D$  des cylindres mesurés.

Nous avons également porté (à l'abscisse 20) les valeurs du  $C_x$  des cylindres 2D relevés (aux mêmes Reynolds) par Edward C. Polhamus dans la note technique NACA TN 4176 (ces valeurs du cylindre 2D sont reliées aux courbes de McKinney par des traits d'axe).

McKinney a reproduit les différentes valeurs connues du  $C_x$  du cylindre infini en noir dans le graphe suivant (où les courbes de couleurs sont une autre présentation des courbes rouges précédentes) :



Ainsi qu'on peut en juger sur ce dernier graphe comme sur le précédent, le  $C_x$  des cylindres évolue assez fortement selon leur Reynolds et selon leur élancement.

Mais revenons au [graphe précédent](#) :

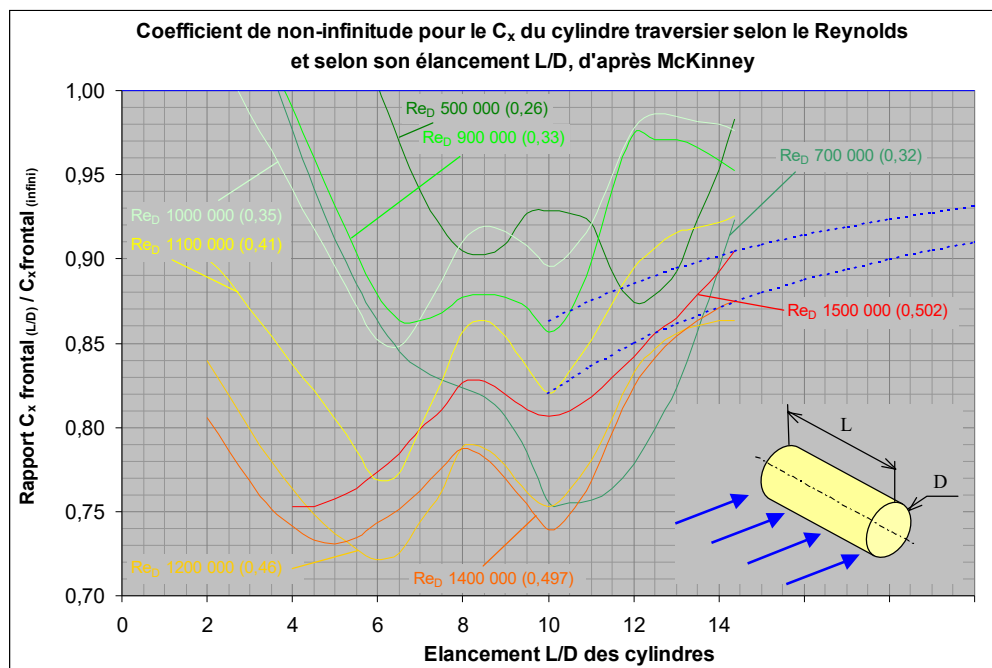
Pour les faibles élancements, ce  $C_x$  diminue quand l'élancement croît tout en augmentant avec le Reynolds.

Pour les forts élancements (au-dessus de **10**) la tendance est plutôt à ce que le  $C_x$  croisse avec l'élancement sauf au Reynolds **900 000** et **1 Million**.

Pour les élancements de **6** à **10**, le  $C_x$  semble dessiner [une sinusoïde](#) avec l'accroissement de l'élancement, le Reynolds **700 000** inversant curieusement les concavités de cette sinusoïde.

Bref, ces variations de  $C_x$  sont difficiles à comprendre.

Lorsque l'on s'intéresse au fameux coefficient  $\eta$  (c-à-d lorsque l'on divise le  $C_x$  des cylindres à un certain Reynolds par le  $C_x$  du cylindre 2D à ce même Reynolds), on dégage le graphe suivant :



Le Reynolds de chacune des courbes est indiqué, ainsi que, entre parenthèses, le  $C_x$  du cylindre infini qui a servi à calculer ce classique rapport  $\eta = C_{x(L/D)} / C_{x(\infty)}$  (nommé ici *coefficient de non-infinitude*).

Il est encore difficile de trouver des règles dans ce panorama.

À un certain Reynolds, cependant, toutes les courbes sont de même forme que sur le [graphe précédent](#) (leurs abscisses ont juste été divisées par le  $C_x$  du cylindre infini au même Reynolds).

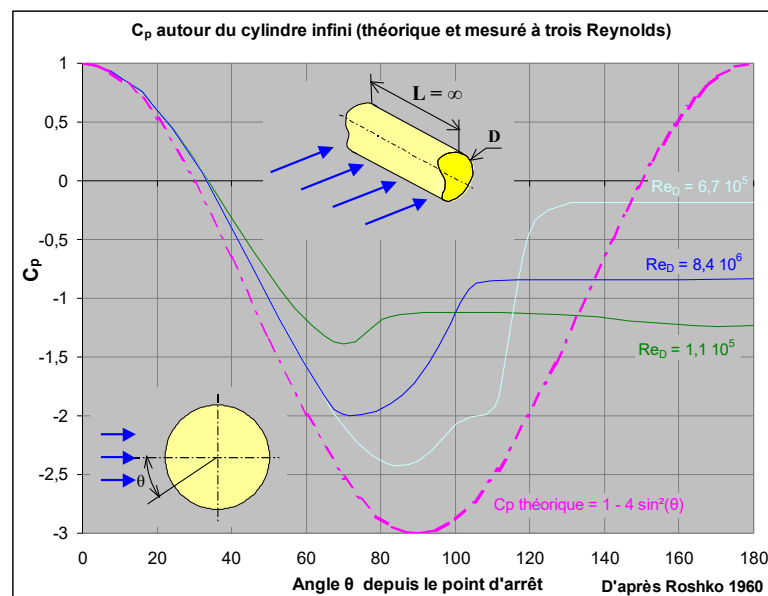
Sur ce dernier graphe nous avons tracé en tireté bleu dense deux *hyperboles logiques* calées sur les  $C_x$  du cylindre d'élancement **14,38** (le plus long cylindre étudié par McKinney) aux Reynolds de **1,4** et **1,5 Millions**.

Nous avons présentées [plus haut](#) ces hyperboles logiques comme représentant le rapport  $\eta$  de cylindres suffisamment élancés pour qu'il existe, en leur milieu, un écoulement 2D similaire à celui existant sur un cylindre infini (au même Reynolds), l'évolution du  $C_x$  de tels cylindres décrivant logiquement une courbe hyperbolique.

Bien sûr, on ne sait pas à quel élancement cette portion d'écoulement 2D s'installe au milieu d'un cylindre (ce qui signifie que cette portion centrale en écoulement 2D est coupée des effets d'extrémités, c-à-d de la ventilation qui se propage à partir de ces extrémités).

En sous-critique, nous avons dit plus haut que l'élancement où pourrait exister une partie centrale 2D est de l'ordre de 60 (ce qui équivaut à dire que la ventilation de l'aval du cylindre se propage jusqu'à 30 diamètres des deux extrémités, en ordre de grandeur).

Ceci étant, il faut se souvenir que le  $C_p$  de culot du cylindre est beaucoup plus fort (moins négatif) en supercritique qu'en sous-critique : en supercritique il se rapproche beaucoup de **zéro**, comme le montre le graphe qui suit (dû à [Roshko, 1960](#)) :

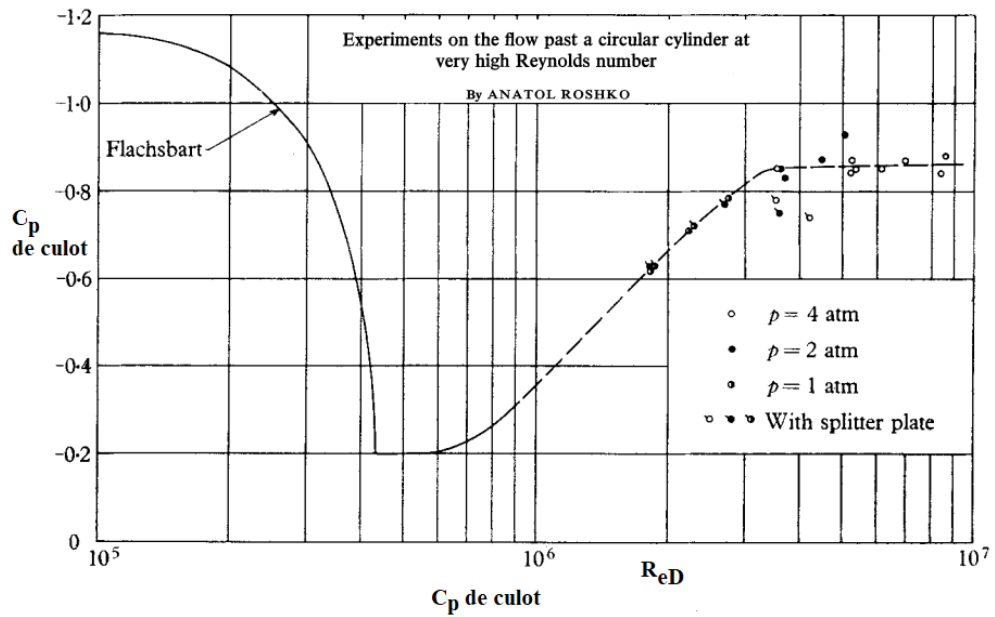


En effet, si pour le Reynolds sous-critique  $1,1 \cdot 10^5$  (courbe verte), le  $C_p$  de culot (autour de l'angle  $\theta = 180$ ) est proche de  $-1,25$ , pour le Reynolds supercritique  $6,7 \cdot 10^5$  (courbe bleu clair), il est très proche de **0** (disons **0,2**).

Or si la dépression de culot est faible, l'aval du cylindre attire beaucoup moins d'air depuis les extrémités ! Cela signifie que la ventilation pourrait être assez faible à ce Reynolds  $6,7 \cdot 10^5$ . Ce qui pourrait expliquer le faible  $C_x$  du cylindre infini à ce Reynolds <sup>16</sup>, et donc la position très haute de la courbe verte pour le Reynolds  $7 \cdot 10^5$  sur [ce graphe des  \$\eta\$](#)  à l'élancement maximal **14,38**.

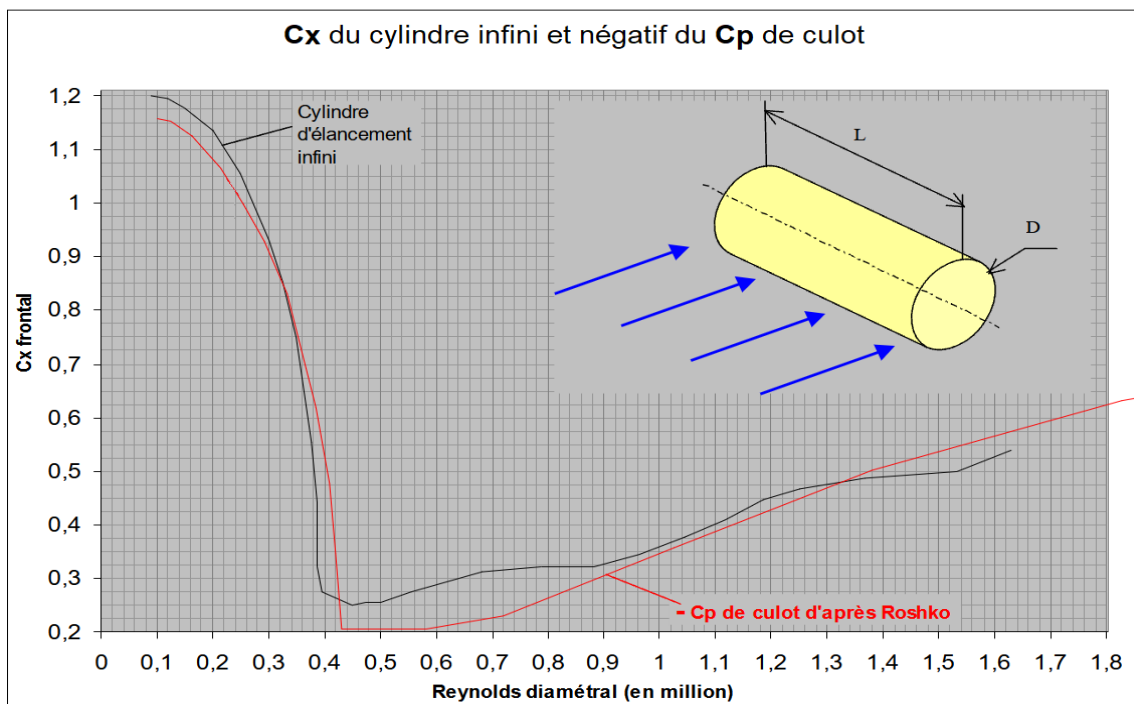
Mais soyons plus précis et présentons ce graphe toujours tiré de [Roshko 1960](#)

<sup>16</sup> Ceci parce que la dépression de culot compte pour une part importante dans le  $C_x$  du cylindre infini.



On retrouve bien pour le Reynolds  $6,7 \cdot 10^5$  le  $C_p$  de culot très faible de  $\sim 0,20$ . Puis lorsque le Reynolds croît, ce  $C_p$  devient plus négatif (on le voit à  $-0,83$  pour le Reynolds  $8,4 \cdot 10^6$  sur le [graphe précédent](#), sur le plateau à droite de la courbe de Roshko).

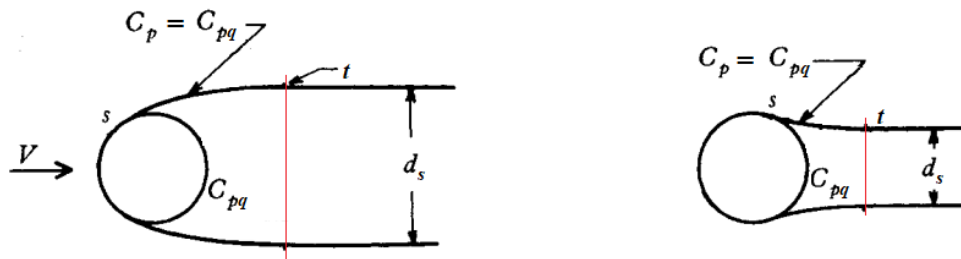
Ce  $C_p$  de culot est évidemment une donnée importante dans l'évaluation du  $C_x$  du cylindre infini (puisque la dépression qu'il caractérise concourt fortement à freiner le cylindre, donc à accroître sa traînée. Pour s'en convaincre, il suffit de dessiner ensemble ce  $C_x$  du cylindre infini et le négatif du  $C_p$  de culot (tel que dessiné ci-dessus par Roshko) :



On note, au vu de ce graphe, que les deux courbes suivent la même évolution. C'est tout à fait logique si l'on se souvient que :

→ le  $C_x$  de friction est très faible sur le cylindre traversier ;

→ le  $C_x$  de la face avant du cylindre sous-critique est (assez contre intuitivement) très faible et donc que le  $C_x$  du cylindre dans ce régime est principalement dû à son culot (qui occupe presque toute la surface aval, ce que l'on voit sur le schéma de » gauche ci-dessous, d'après Roshko).



### Ligne de séparation autour du cylindre en sous-critique et supercritique

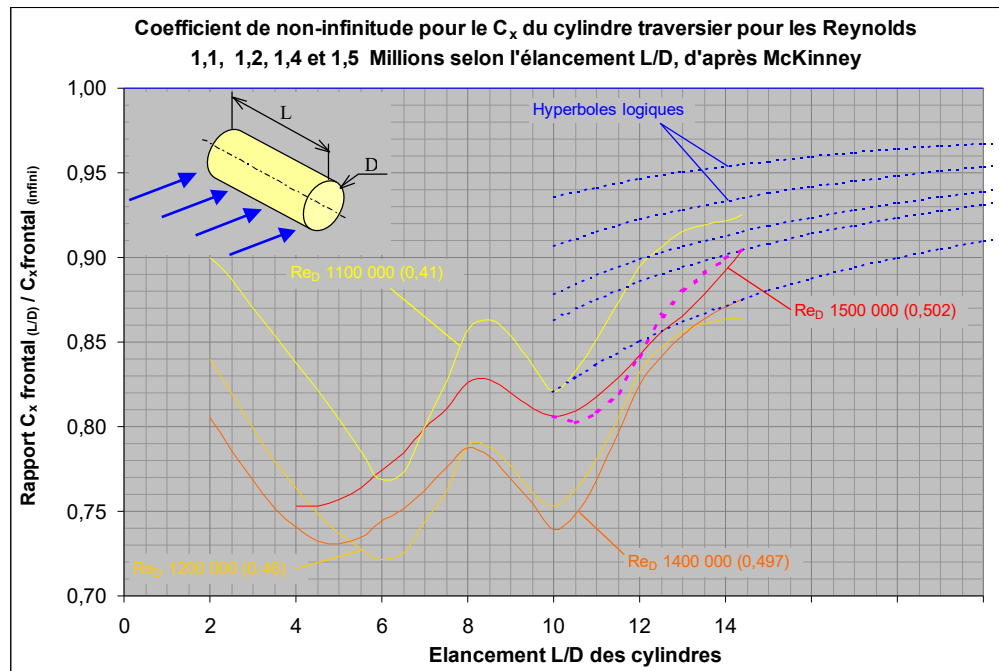
Roshko considère en effet que dans le sillage, entre les deux lignes de séparation, le coefficient de pression vaut le  $C_p$  de culot (nommé ci-dessus  $C_{pq}$ ).

Pour ce qui est du régime supercritique, l'écoulement se referme notablement et la pression de culot ne compte plus que pour une portion du  $C_x$  : Roshko voit un  $C_p$  de culot de **-0,2** (visible sur le graphe [déjà montré](#)) et un  $C_x$  de **0,3**.

Lorsque le Reynolds croît encore (au dessus de celui du plateau supercritique qui se termine à  **$6 \cdot 10^5$  pour le cylindre infini lisse**), le  $C_x$  et le  $C_p$  de culot croissent également pour aboutir à deux nouveaux plateaux que Roshko place aux valeurs  $C_x = 0,7$  et  $C_p = -0,86$ .

Mais ce n'est pas à propos du cylindre infini que nous nous intéressons au  $C_p$  de culot du cylindre en supercritique ; c'est à propos des cylindres finis (et des élancements étudiés par McKinney).

Pour simplifier notre réflexion, faisons abstraction des courbes supérieures du graphe des  $\eta$  montré [ci-dessus](#) ; cela donne :



Apparaissent encore sur ce graphe un certain nombre d'*hyperboles logiques*, hyperboles qui, on s'en souvient, représentent le devenir des courbes de l' $\eta$  lorsque la ventilation de l'aval du cylindre n'atteint plus la partie centrale du cylindre.

Est-il possible que les quatre courbes choisies viennent tangenter ces hyperboles logiques ?<sup>17</sup>

On a cette impression pour les courbes orange clair, orange et jaune. La courbe rouge, quant à elle, ne tangente pas l'hyperbole logique qui passe par sa marque terminale. Cependant, il faut se souvenir que McKinney n'a mesuré le  $C_x$  que des élancements **10, 12 et 14,38**, et donc que son tracé de la courbe rouge entre ces deux marques est entièrement subjectif. En toute logique, rien n'empêche de dessiner entre les trois dernières marques une courbe plus conforme à nos souhaits : nous l'avons fait en fuchsia tireté.

Si l'on accepte ce tracé (également subjectif), les quatre courbes de ce dernier graphe paraissent bien tangenter l'une des hyperboles logiques.

Pour notre part, cet élancement limite de **14,38** nous paraît un peu faible, mais on pourrait prolonger les quatre courbes pour qu'elles tangentent nos hyperboles logiques à l'élancement **20**, plus crédible, par exemple.

En fait, si l'on repense à la valeur plus ou moins forte du  $C_p$  de culot selon le Reynolds (déjà présentée sur [ce graphe](#)), on peut considérer que le  $C_p$  de culot des cylindres dessinés sur le graphe ci-dessus sont assez proches de **0,4** ; c'est quand-même trois fois plus faible que le  $C_p$  de culot en sous-critique qui tourne autour de **-1,2**. La faiblesse du  $C_p$  de culot peut évidemment impliquer une tendance nettement plus faible à la ventilation.

Sans compter que ce n'est pas tant la valeur absolue du  $C_p$  de culot qui compte pour quantifier la tendance à la ventilation d'un cylindre à partir de ses extrémités, que la différence entre ce  $C_p$  de culot et le  $C_p$  de l'écoulement contournant lesdites extrémités.

Combien vaut le  $C_p$  de l'écoulement contournant ces extrémités (dessiné précédemment [comme ceci](#)) ?

<sup>17</sup> ...tangenter une des hyperboles logiques dessinées ou une hyperbole intermédiaire non dessinée...

Nous n'avons pas trouvé de mesures directes de ce Coefficient de Pression. Mais on a tout lieu de penser que ledit  $C_p$  est plutôt négatif (dans les  $-0,5$ , à cause de l'accélération du flux nécessité par le contournement de l'extrémité), ne serait-ce que parce que cette dépression de contournement est le moteur, par exemple, du tirage d'une cheminée (tirage qui existe, et heureusement, à toutes les vitesses de vent).

Bref, le problème de l'existence ou non d'une ventilation en supercritique reste entier s'agissant du cylindre fini ; de même que le problème de l'importance de cette ventilation...

Bernard de [GO MARS !](#)

le 05/02/20

### **BIBLIOGRAPHIE ET LIENS :**

FLUID-DYNAMIC DRAG , S. F. HOERNER  
HOERNER FLUID DYNAMICS , P.O. Box 21992 , Bakersfield, CA 93390  
présenté souvent comme la bible de l'aérodynamique est disponible ici :

[hoernerfdy@sbcglobal.net](mailto:hoernerfdy@sbcglobal.net)

<https://oscommerce.darcorp.com/>

Une traduction française de cet ouvrage, "Résistance à l'avancement dans les fluides", a été réalisée :  
S. F. Hoerner, Gauthier-Villars éditeurs Paris 1965:

WIND PRESSURE ON CIRCULAR CYLINDERS AND CHIMNEYS, by Hugh L. DRYDEN and  
George C. HILL, 1930, Bureau of Standards Journal of Research :

[https://nvlpubs.nist.gov/nistpubs/jres/5/jresv5n3p653\\_a2b.pdf](https://nvlpubs.nist.gov/nistpubs/jres/5/jresv5n3p653_a2b.pdf)

ou encore :

<https://pdfs.semanticscholar.org/b273/a15ba98eb4ed0a7e92289a42cd6c9e916c5e.pdf>

PREDICTION OF STATIC AERODYNAMIC CHARACTERISTICS FOR SPACE-SHUTTLE-LIKE  
AND OTHER BODIES AT ANGLES OF ATTACK FROM 0° TO 180°, by Leland H. JORGENSEN,  
Ames Research Center, 1973, NASA TN D-6996

<https://ntrs.nasa.gov/archive/nasa/casi.ntrs.nasa.gov/19730006261.pdf>

MODERN DEVELOPMENTS IN FLUID DYNAMICS, Sydney GOLDSTEIN. Oxford, The Clarendon  
Press, vol. 2, sec. 195, 1938, pp. 439-440 :

Premier volume : <https://ia601601.us.archive.org/26/items/in.ernet.dli.2015.206091/2015.206091.Modern-Developments.pdf>

NACA TECHNICAL NOTE 2960 : DRAG OF CIRCULAR CYLINDERS FOR A WIDE RANGE OF  
REYNOLDS NUMBERS AND MACH NUMBERS, by Forrest E. Gowen and Edward W. Perkins,  
Ames Aeronautical Laboratory <https://ntrs.nasa.gov/archive/nasa/casi.ntrs.nasa.gov/19930084018.pdf>

CHARACTERISTICS OF FLOW OVER INCLINED BODIES OF REVOLUTION, by H. Julian ALLEN  
and Edward W. PERKINS, NACA RM A50L07 :

[https://digital.library.unt.edu/ark:/67531/metadc58746/m2/1/high\\_res\\_d/19930086529.pdf](https://digital.library.unt.edu/ark:/67531/metadc58746/m2/1/high_res_d/19930086529.pdf)

et :

A STUDY OF EFFECTS OF VISCOSITY ON FLOW OVER SLENDER INCLINED BODIES OF  
REVOLUTION, H. Julian ALLEN and Edward W. PERKINS, NACA REPORT 1048 :

<https://apps.dtic.mil/dtic/tr/fulltext/u2/a800537.pdf>

FLUID-INDUCED LOADING OF CANTILEVERED CIRCULAR CYLINDER IN A LOW TURBULENCE UNIFORM FLOW, Part 1, MEAN LOADING WITH ASPECT RATIOS IN THE RANGE 4 TO 30 ; FOX, T. A. & WEST, G. S., 1993, J. Fluid Struct. 7, 1-14

THE EXPERIMENTAL INVESTIGATION ON THE FLOW PAST A CIRCULAR CYLINDER OF FINITE LENGTH PLACED NORMAL TO THE PLANE SURFACE IN A UNIFORM STREAM,  
by Tetsushi OKAMOTO and Miki YAGITA ; Mai 1973  
[https://www.jstage.jst.go.jp/article/jsme1958/16/95/16\\_95\\_805/\\_pdf-char/en](https://www.jstage.jst.go.jp/article/jsme1958/16/95/16_95_805/_pdf-char/en)

PRESSURE DISTRIBUTION ON THE SURFACE OF A YAWED CIRCULAR CYLINDER (THE EFFECT OF END-PLATES ON THE SPANWISE PRESSURE DISTRIBUTION),  
by HAYASHI, YOSHINO, WAKA and KAWAMURA  
[https://www.jstage.jst.go.jp/article/kikaib1979/58/545/58\\_545\\_71/\\_pdf-char/en](https://www.jstage.jst.go.jp/article/kikaib1979/58/545/58_545_71/_pdf-char/en)

VORTEX SHEDDING FROM A FINITE CIRCULAR CYLINDER OF SMALL ASPECT RATIO,  
D. SUMMER, O. J. P. DANSEREAU, J. L. HESELTINE  
[http://homepage.usask.ca/~drs694/CSME\\_Forum\\_2004\\_finite\\_cylinder.pdf](http://homepage.usask.ca/~drs694/CSME_Forum_2004_finite_cylinder.pdf)

SYNOPSIS OF LIFT, DRAG, AND VORTEX FREQUENCY DATA FOR RIGID CIRCULAR CYLINDER, by John H. LIENHARD, WASHINGTON STATE UNIVERSITY  
<https://www.uh.edu/engines/vortexcylinders.pdf>

EXPERIMENTS ON THE FLOW PAST A CIRCULAR CYLINDER AT VERY HIGH REYNOLDS NUMBER, by ANATOL ROSHKO, 1960  
<http://core.ac.uk/download/files/200/4877657.pdf>

NASA TECHNICAL NOTE D-540 : EFFECTS OF FINENESS RATIO AND REYNOLDS NUMBER ON THE LOW-SPEED CROSSWIND DRAG CHARACTERISTICS OF CIRCULAR AND MODIFIED-SQUARE CYLINDERS, by Linwood W. McKinney, Langley Research Center, NASA  
october 1960  
<https://ntrs.nasa.gov/archive/nasa/casi.ntrs.nasa.gov/20040047039.pdf>

AERODYNAMICS FOR ENGINEERING STUDENTS, 6th Edition, E.L. HOUGHTON, P.W. CARPENTER, Steven H. COLLICOTT and Daniel T. VALENTINE  
[https://s3.amazonaws.com/academia.edu.documents/40906175/Aerodynamics\\_for\\_engineering\\_students\\_6th\\_www.rahauav.com.pdf?response-content-disposition=attachment%3B%20filename%3DAerodynamics\\_for\\_engineering\\_students\\_6t.pdf&X-Amz-Algorithm=AWS4-HMAC-SHA256&X-Amz-Credential=AKIAIWOWYYGZ2Y53UL3A%2F20200129%2Fus-east-1%2Fs3%2Faws4\\_request&X-Amz-Date=20200129T212057Z&X-Amz-Expires=3600&X-Amz-SignedHeaders=host&X-Amz-Signature=128b90da32d17042eba62b69a7d271fb766b503cf3c4f9fef0689946204db3c8](https://s3.amazonaws.com/academia.edu.documents/40906175/Aerodynamics_for_engineering_students_6th_www.rahauav.com.pdf?response-content-disposition=attachment%3B%20filename%3DAerodynamics_for_engineering_students_6t.pdf&X-Amz-Algorithm=AWS4-HMAC-SHA256&X-Amz-Credential=AKIAIWOWYYGZ2Y53UL3A%2F20200129%2Fus-east-1%2Fs3%2Faws4_request&X-Amz-Date=20200129T212057Z&X-Amz-Expires=3600&X-Amz-SignedHeaders=host&X-Amz-Signature=128b90da32d17042eba62b69a7d271fb766b503cf3c4f9fef0689946204db3c8)

COHERENT SHEDDING FROM A CIRCULAR CYLINDER AT CRITICAL, SUPERCRITICAL, AND TRANSCRITICAL REYNOLDS NUMBER, by HORVATH, JONES and CALVIN STAINBACK, 1986, JSTOR,  
[https://www.jstor.org/stable/pdf/44470621.pdf?seq=1#metadata\\_info\\_tab\\_contents](https://www.jstor.org/stable/pdf/44470621.pdf?seq=1#metadata_info_tab_contents)