

Mécanique des fluides des balles de sport

F. Gallaire

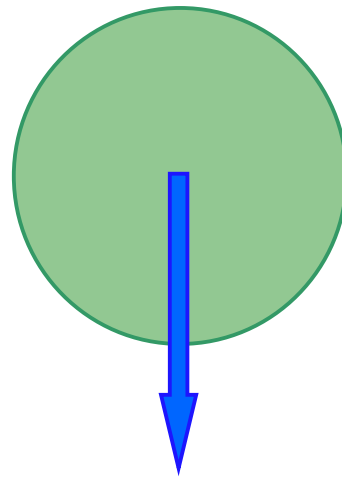
Laboratoire de mécanique des fluides et instabilités
EPFL



1. Portance

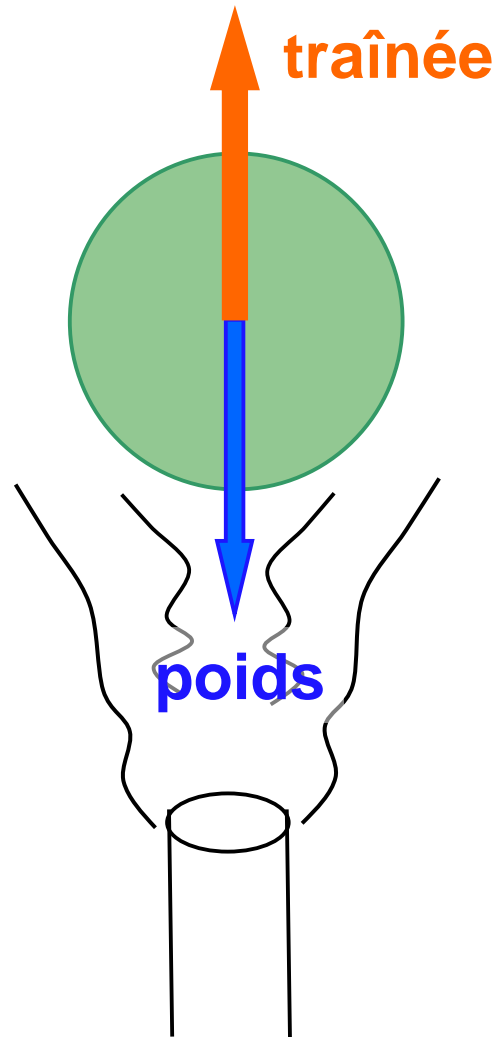
- a. Effet Magnus
- b. Formule de la portance
- c. Application aux balles de sport

Une balle qui tombe



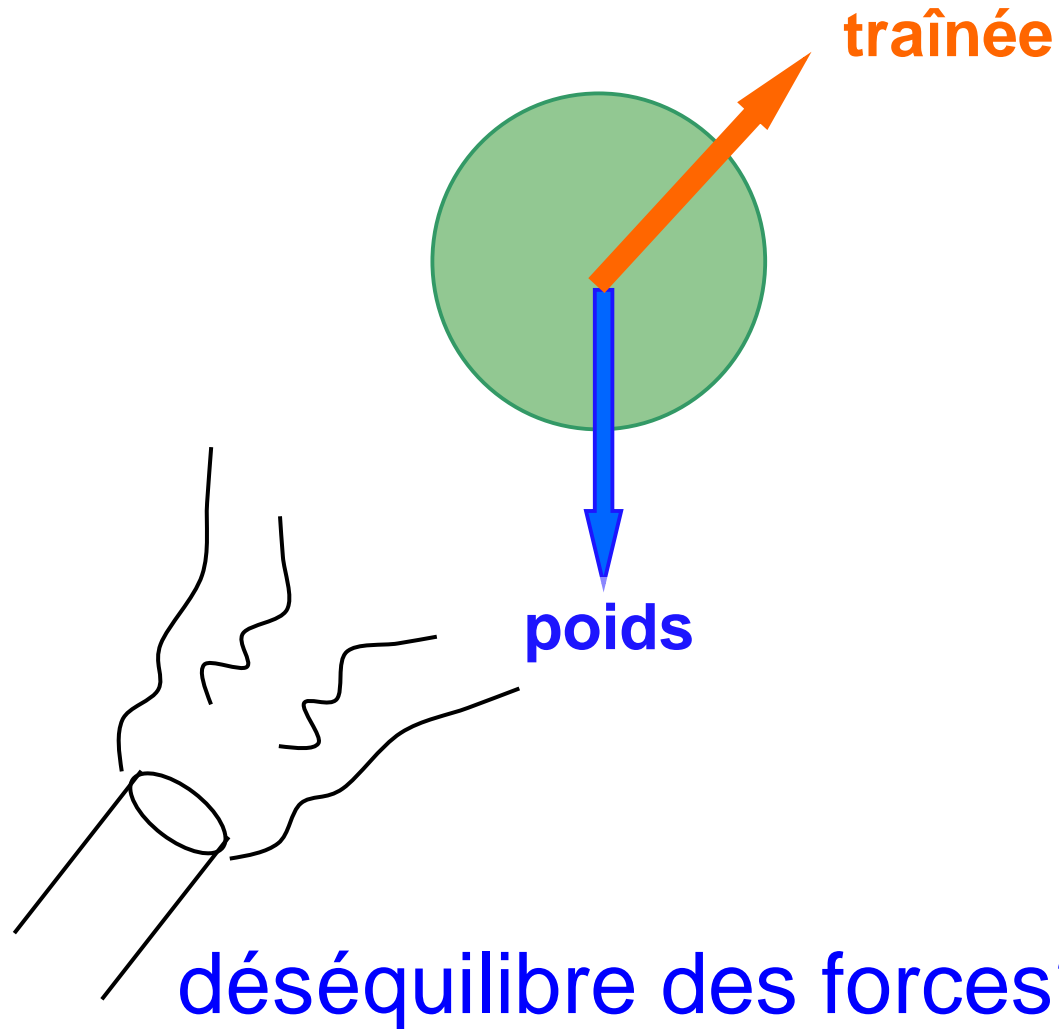
poids

Une balle qui flotte



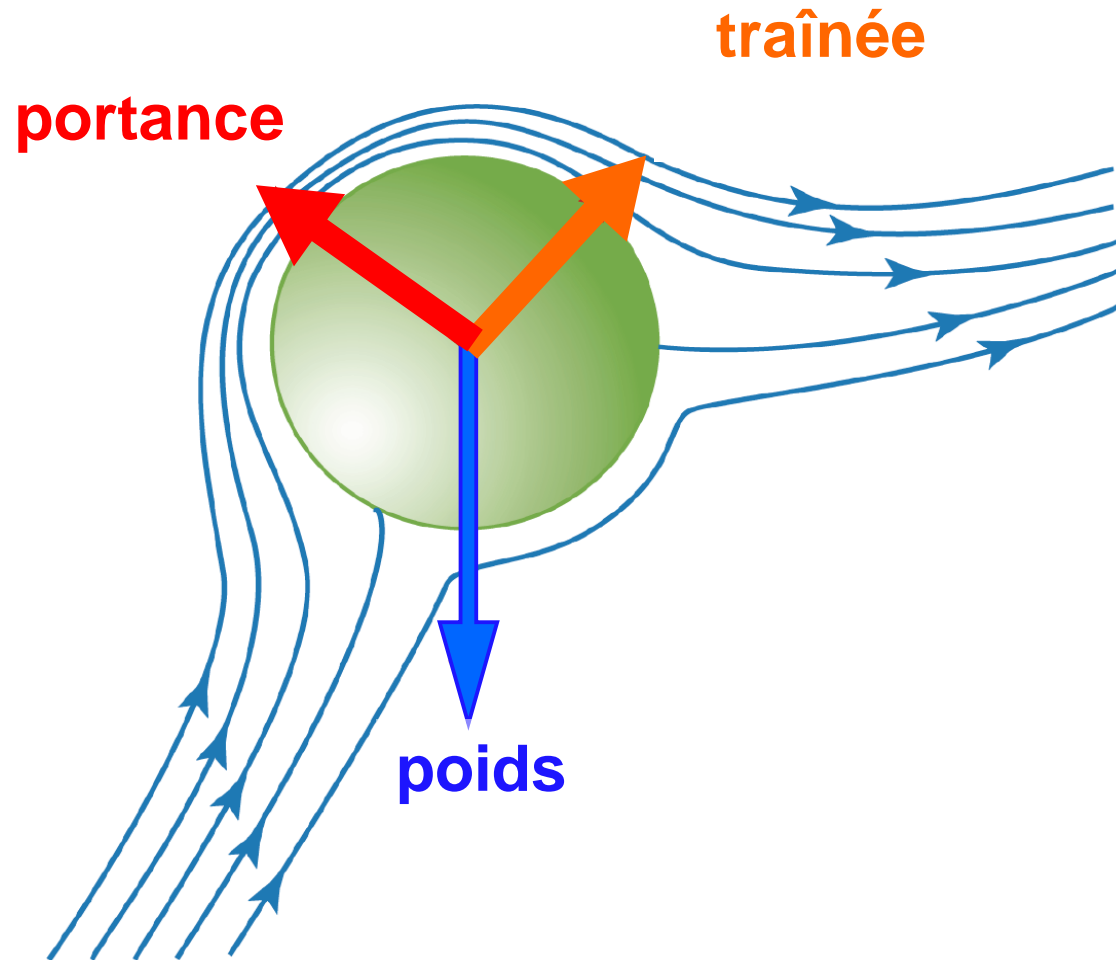
équilibre des forces

Une balle qui ne devrait pas flotter



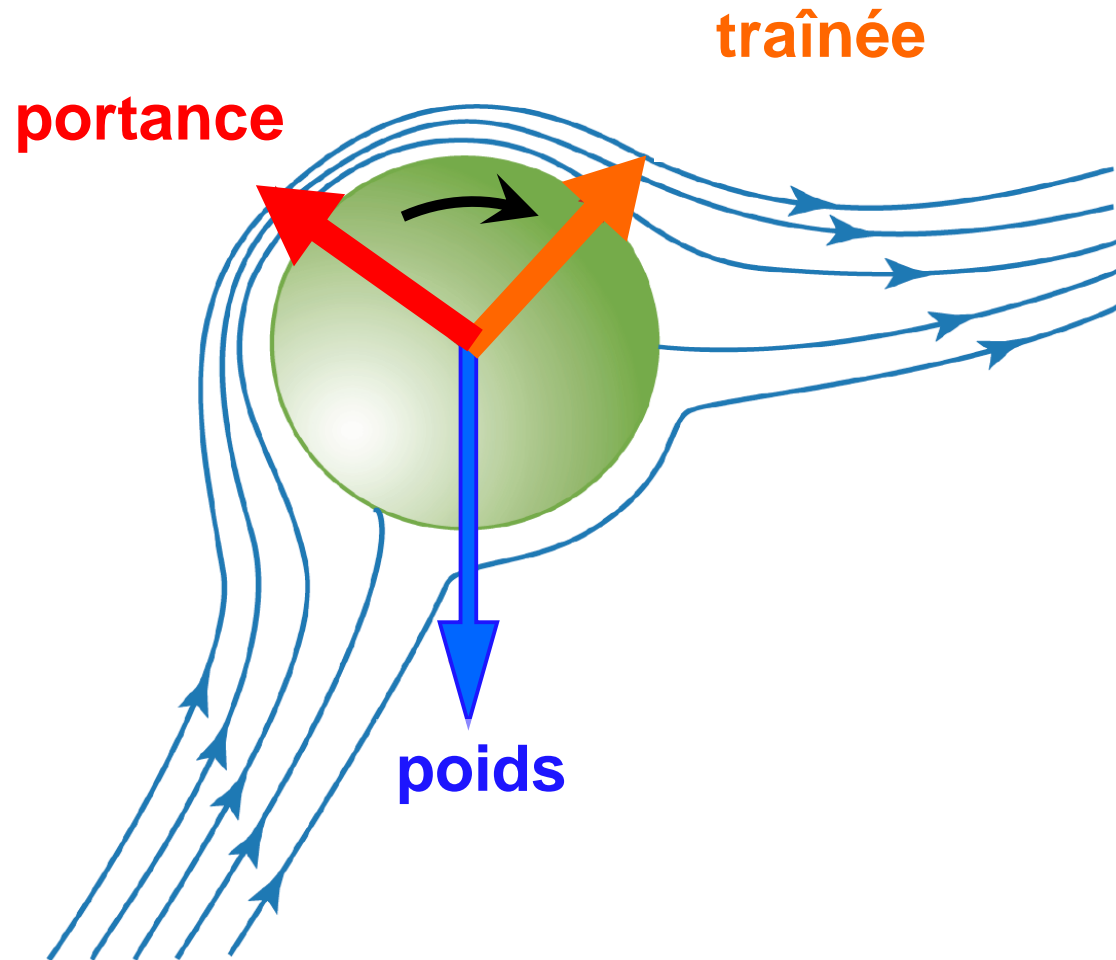
déséquilibre des forces?

LA BALLE QUI FLOTTE...



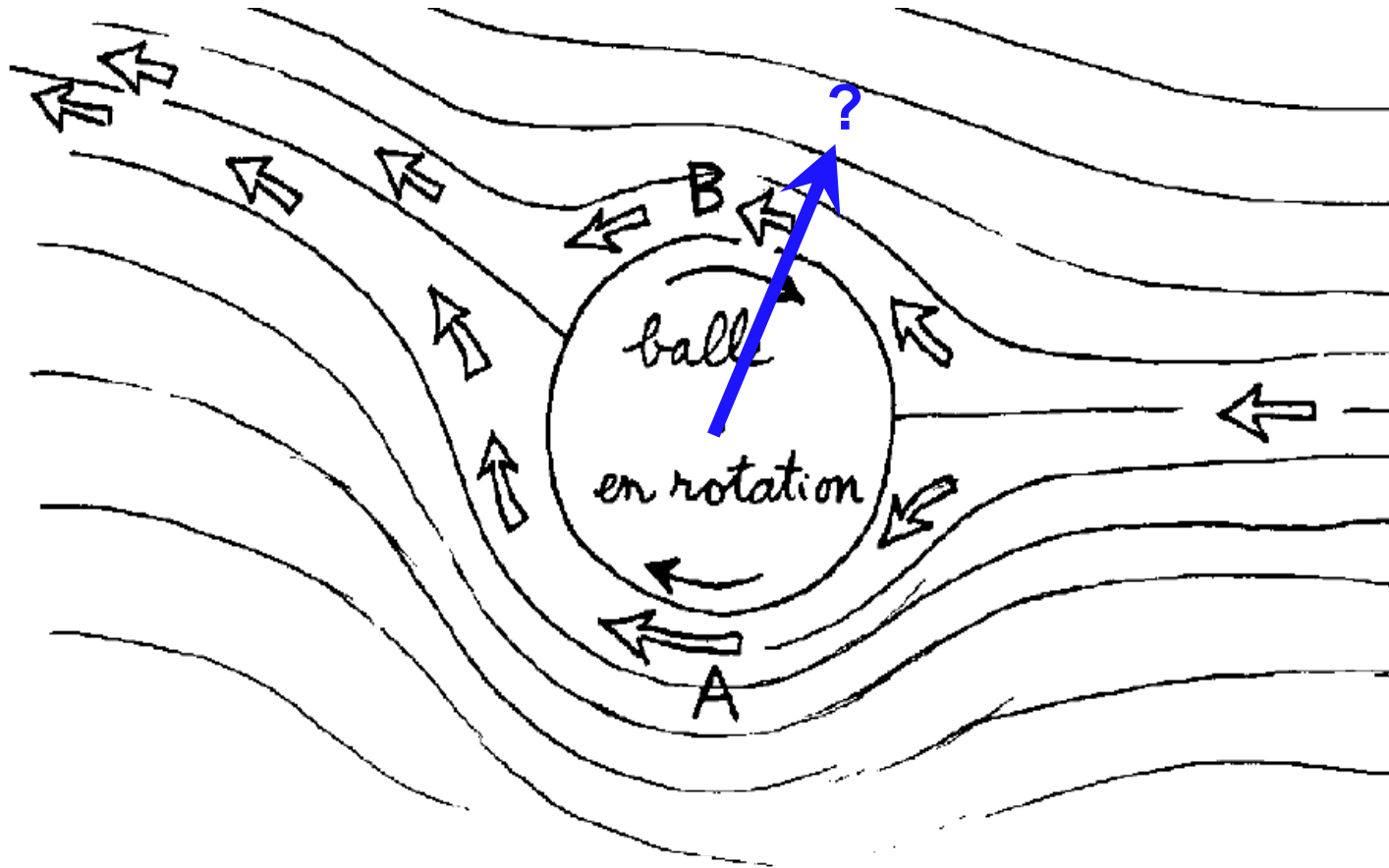
⇒ Effet Magnus

LA BALLE QUI FLOTTE...

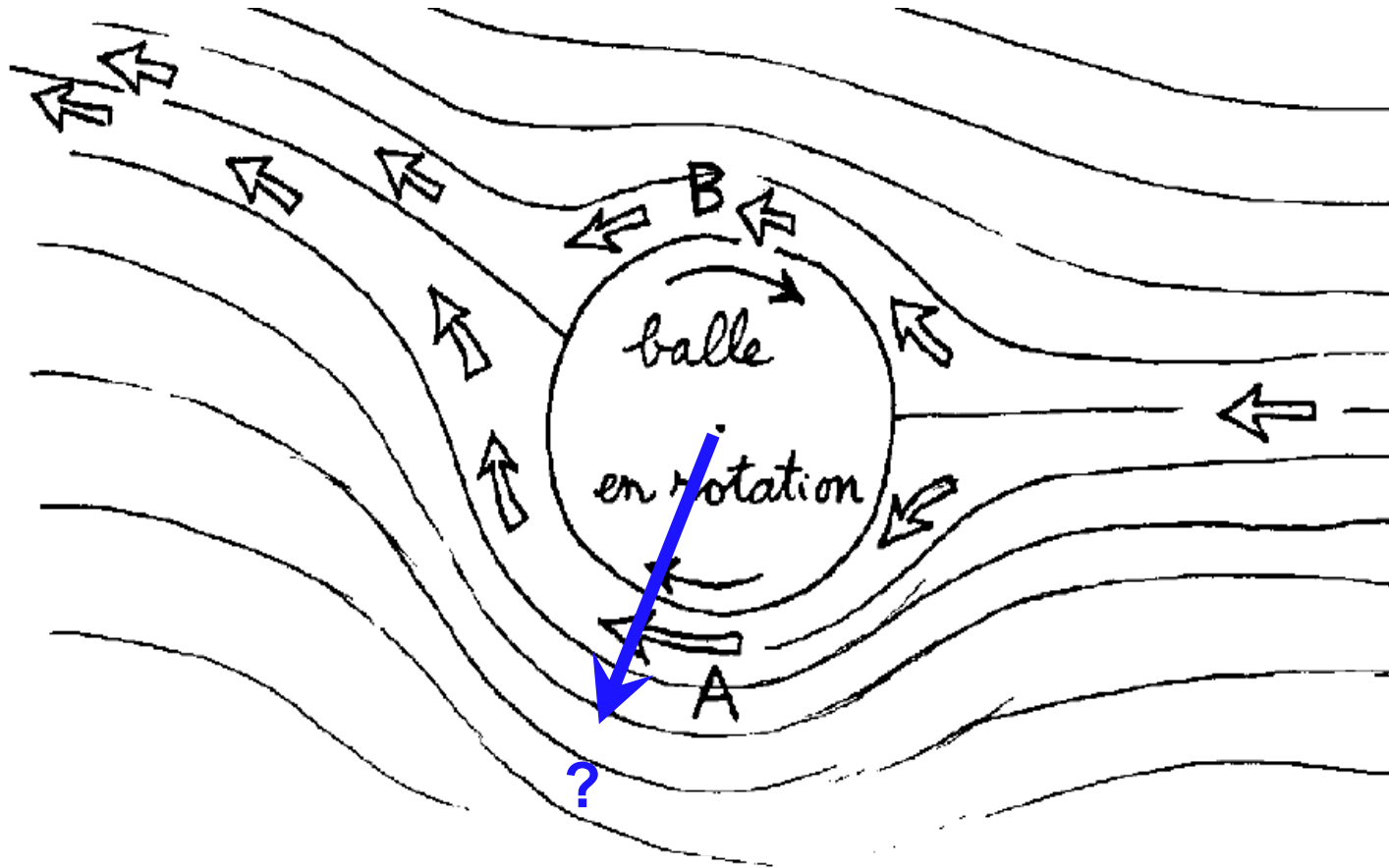


⇒ Effet Magnus

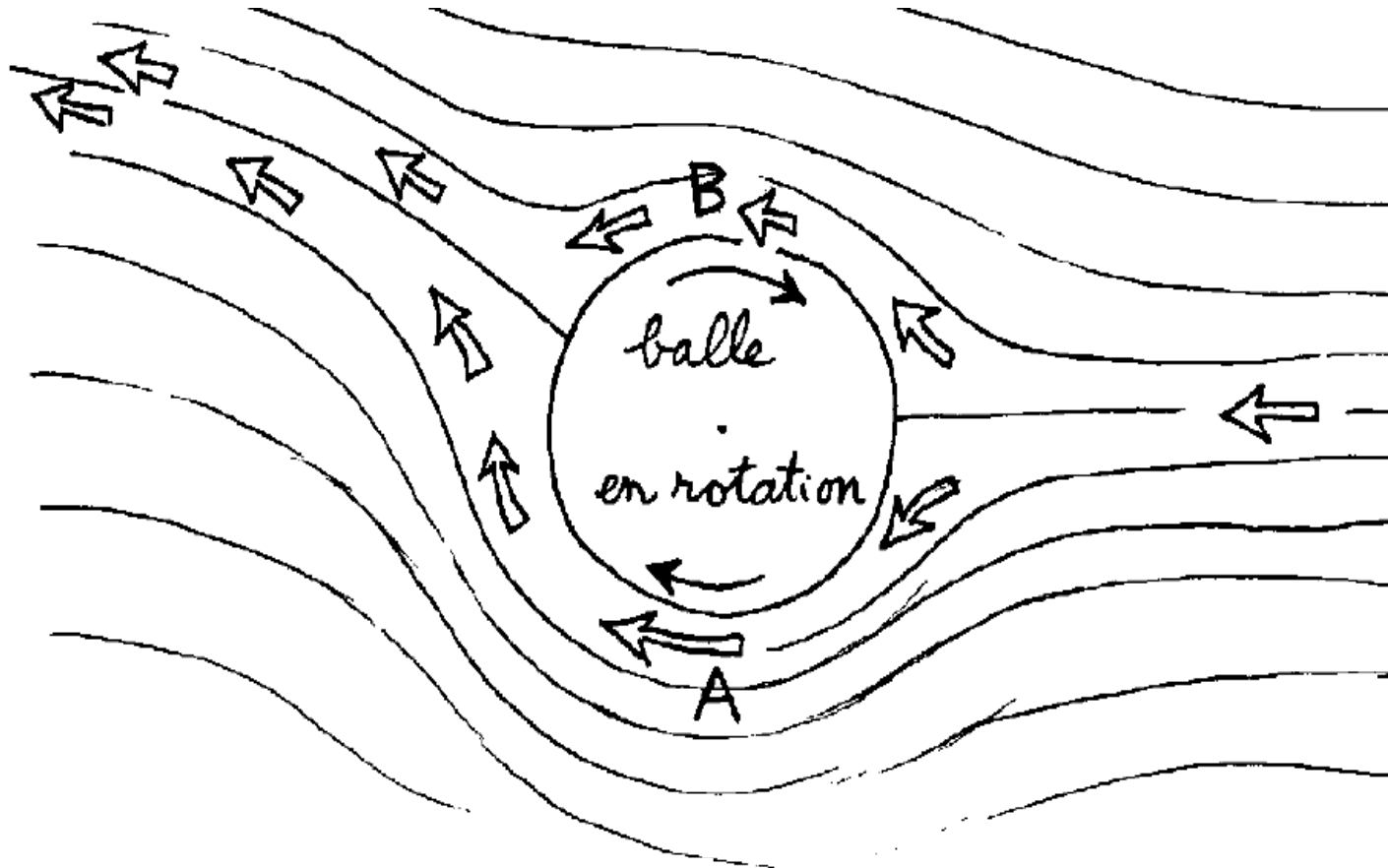
Effet Magnus



Effet Magnus

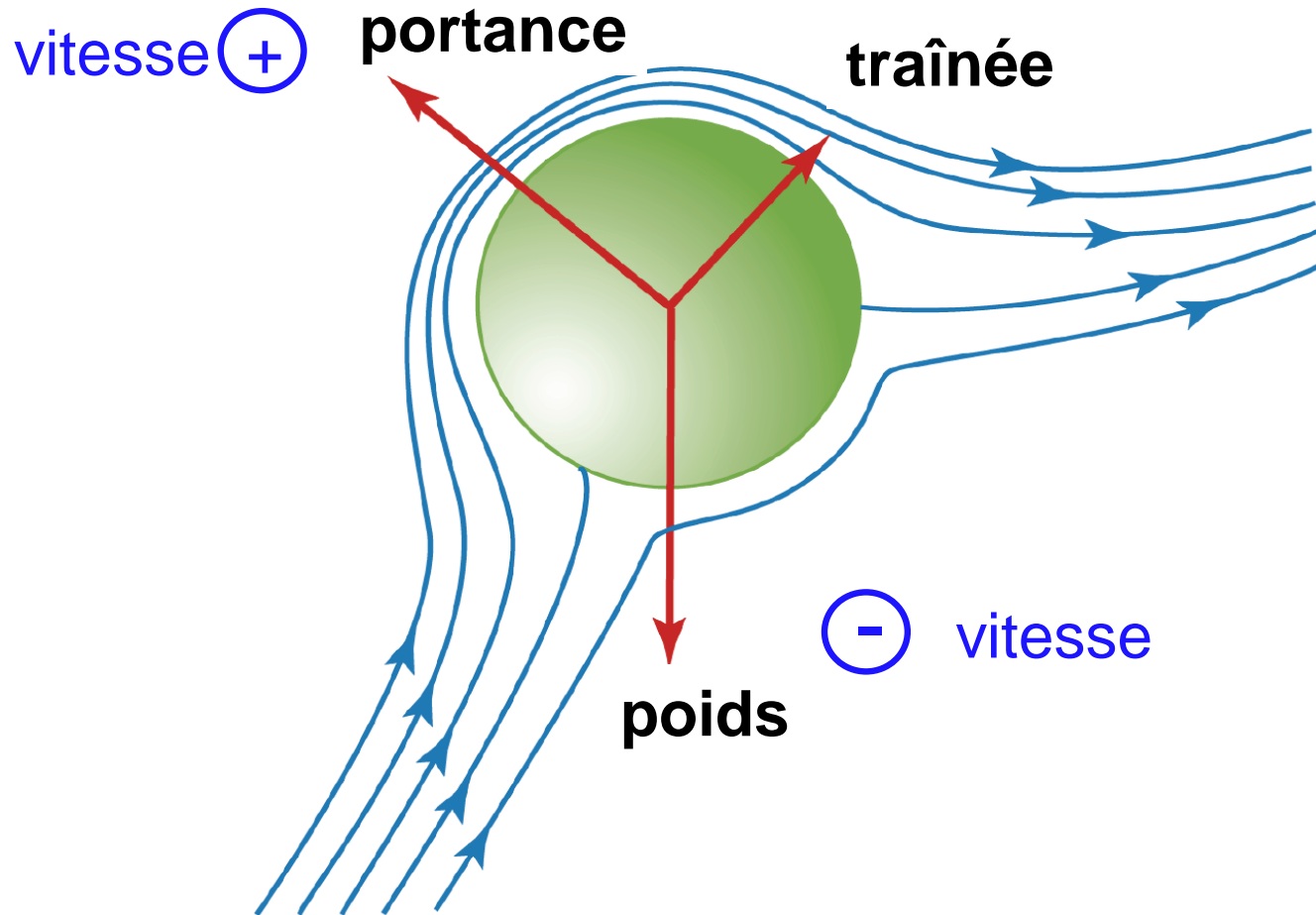


Entraînement + conservation du débit

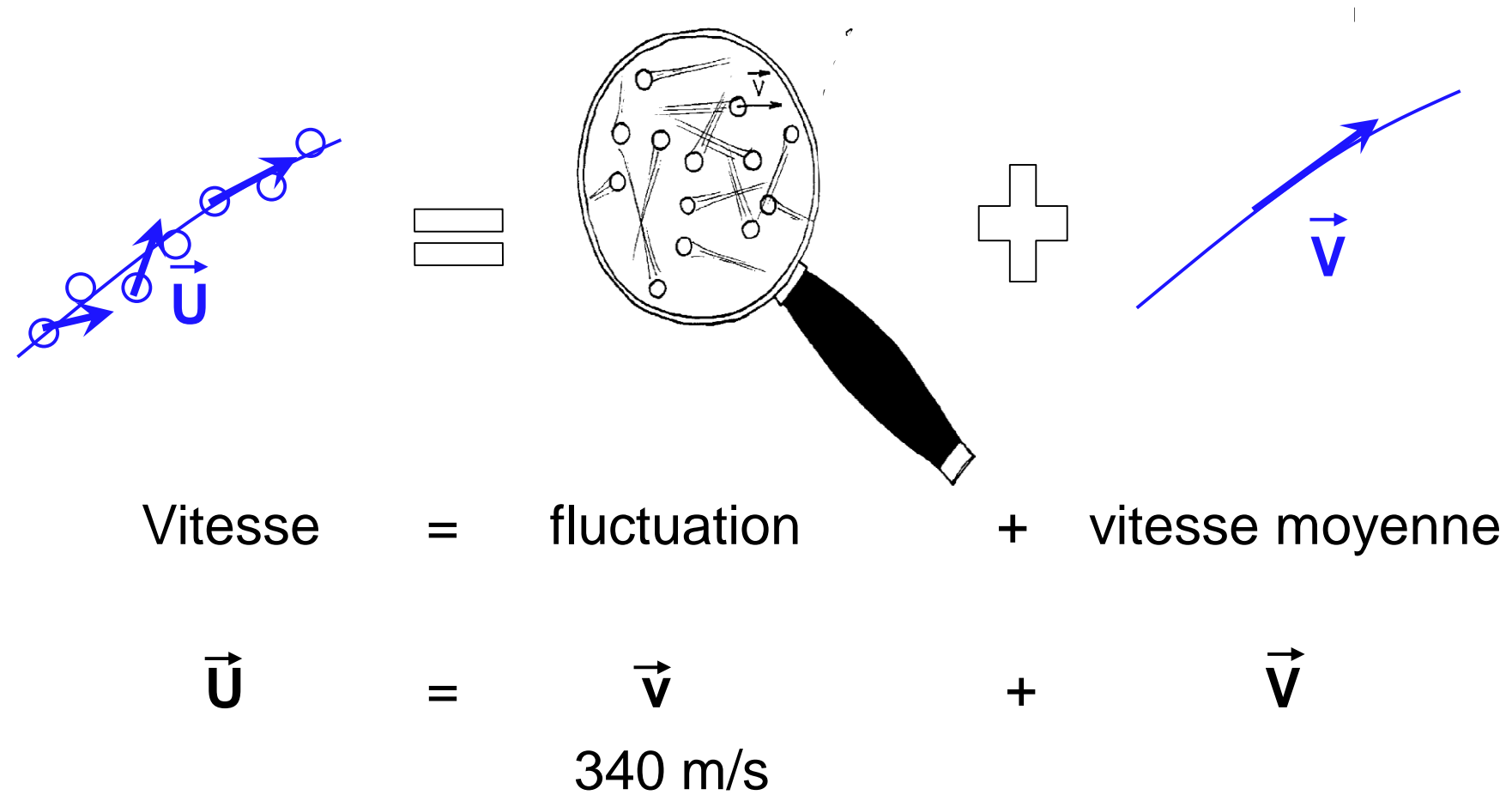


Le fluide préfère passer en A qu'en B
 $V(A) > V(B)$

Entraînement + conservation du débit

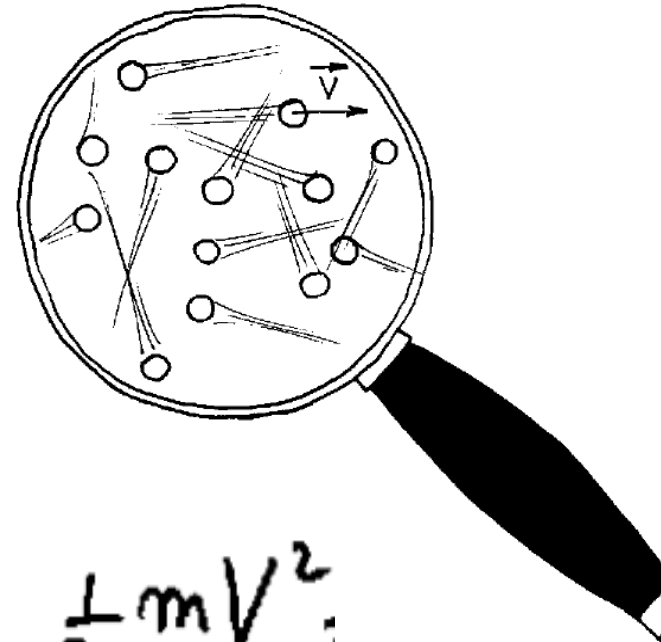


Vitesse d'une particule fluide



Conservation de l'énergie

L'ÉNERGIE THERMIQUE



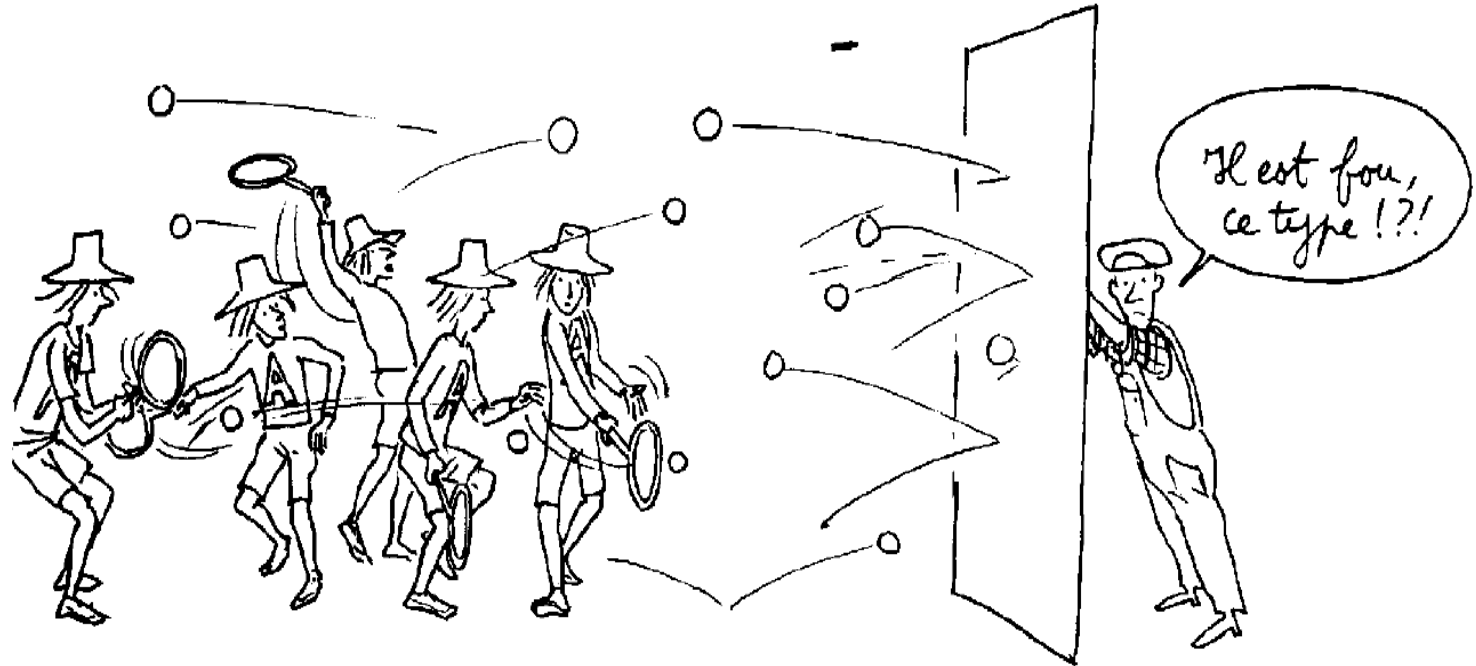
+ L'ÉNERGIE CINÉTIQUE

$$\frac{1}{2} m v^2$$

= *constante*

L'aspirisouffle de Jean-Pierre Petit,
<http://www.savoir-sans-frontieres.com/>

La pression



Ce sont les innombrables chocs moléculaires qui se produisent sur une paroi qui créent ce phénomène qu'on nomme **PRESSION**.

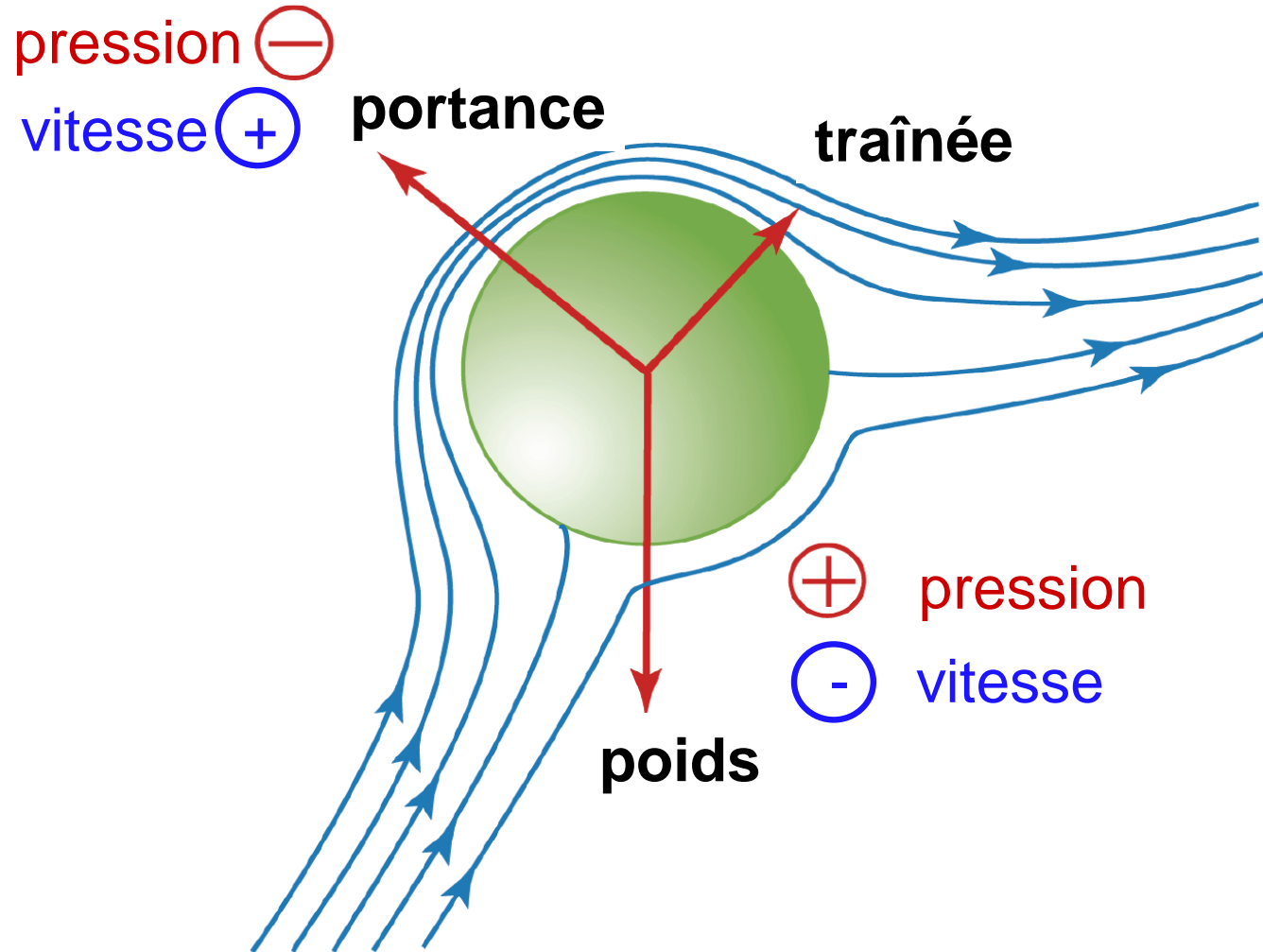
LOI DE BERNOULLI :

*Pression et vitesse
varient inversement.*

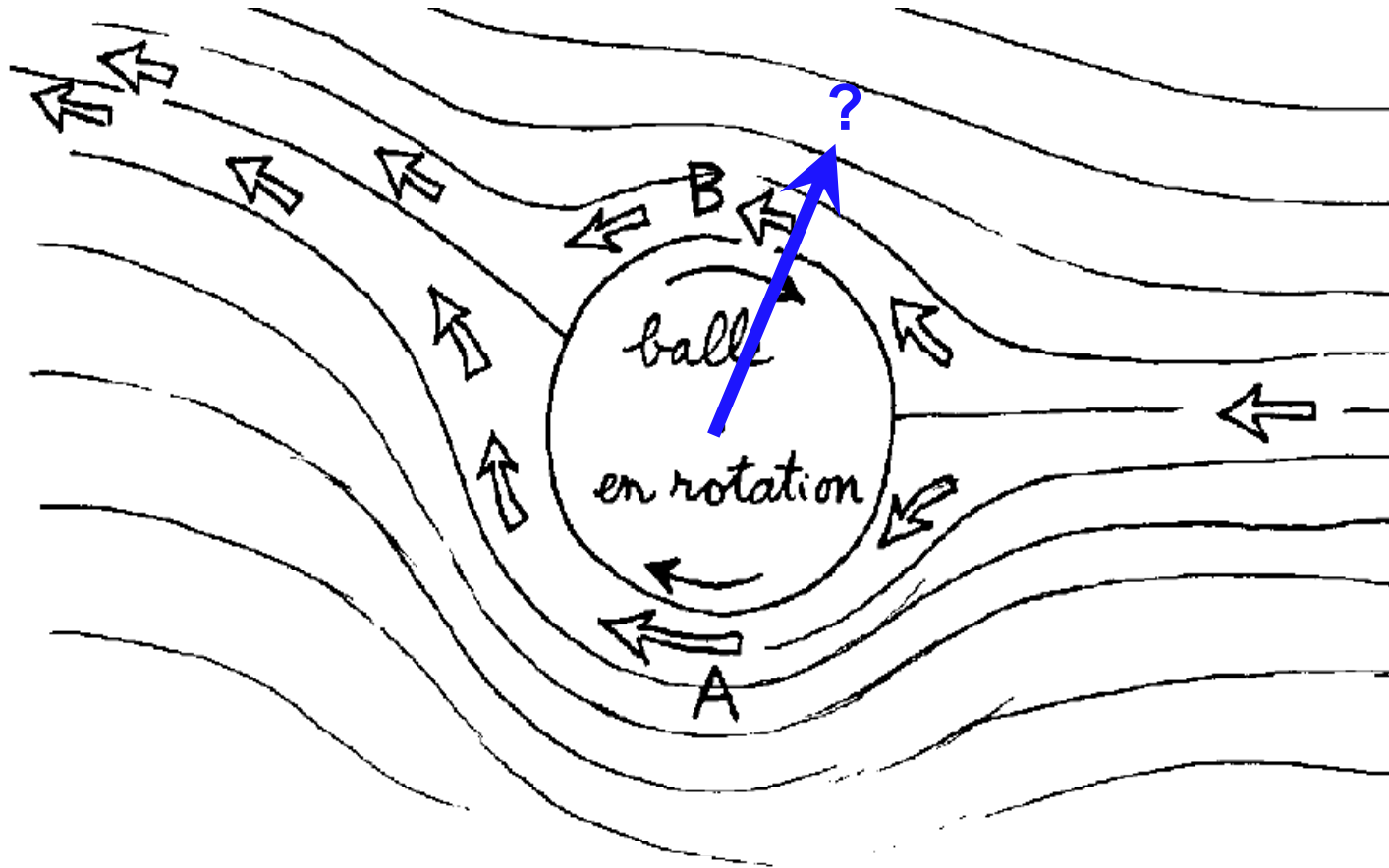


Daniel Bernoulli (1700-1782)

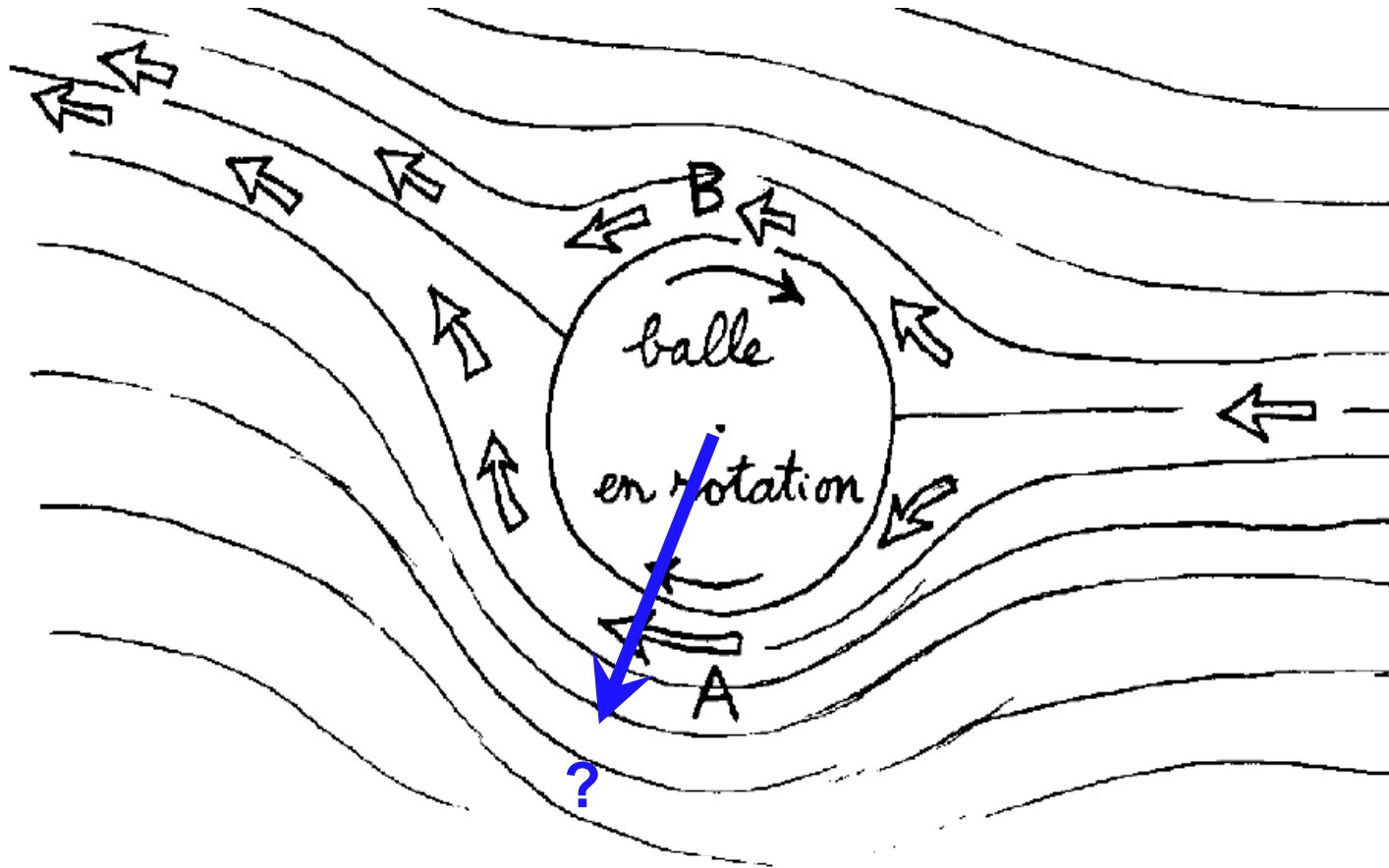
LA BALLE QUI FLOTTE...



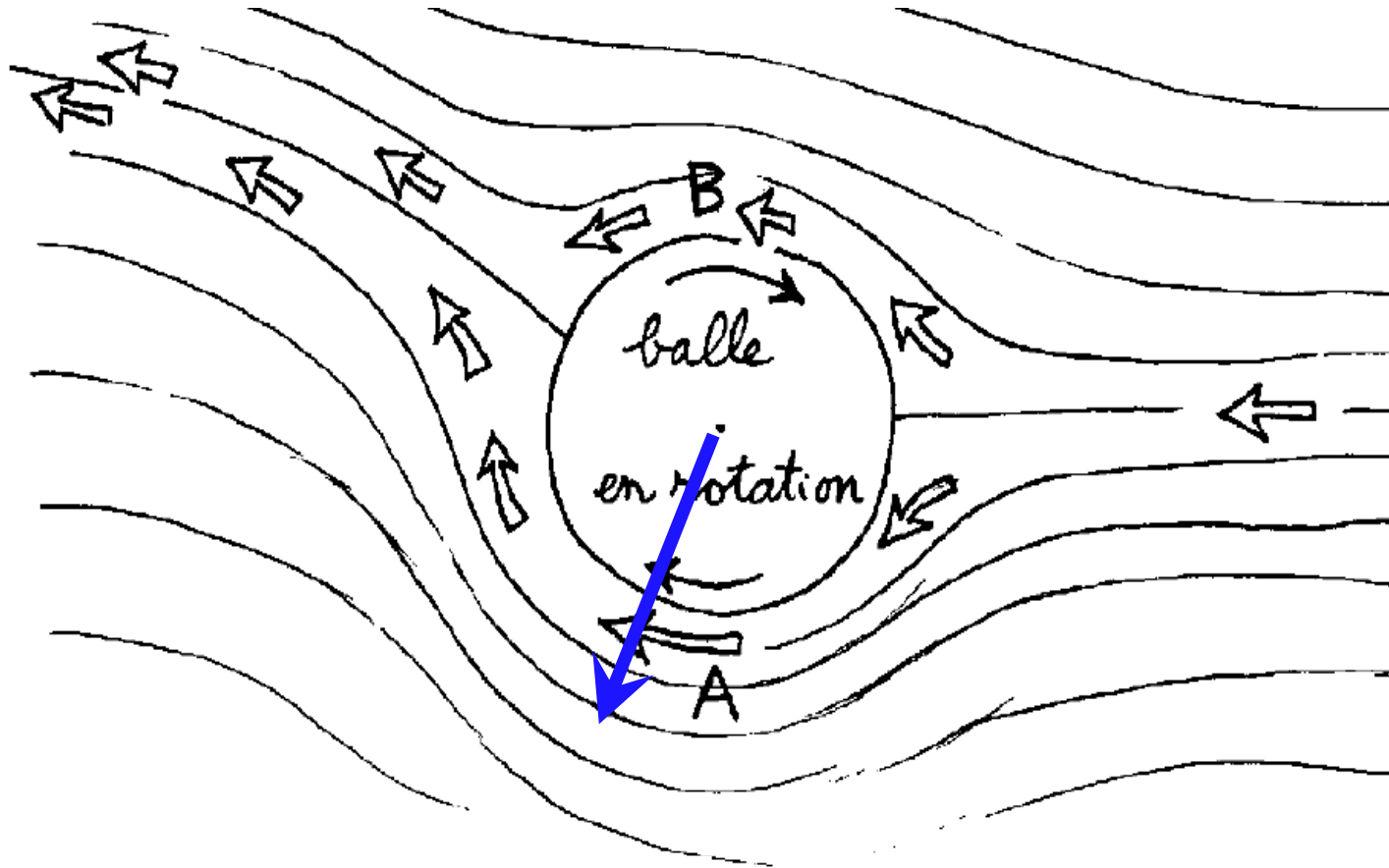
Effet Magnus



Effet Magnus



Effet Magnus



Tangente fluide



Garcia & Chomaz



1. Portance

- a. Effet Magnus
- b. Formule de la portance
- c. Application aux balles de sport

Écoulement autour d'un cylindre

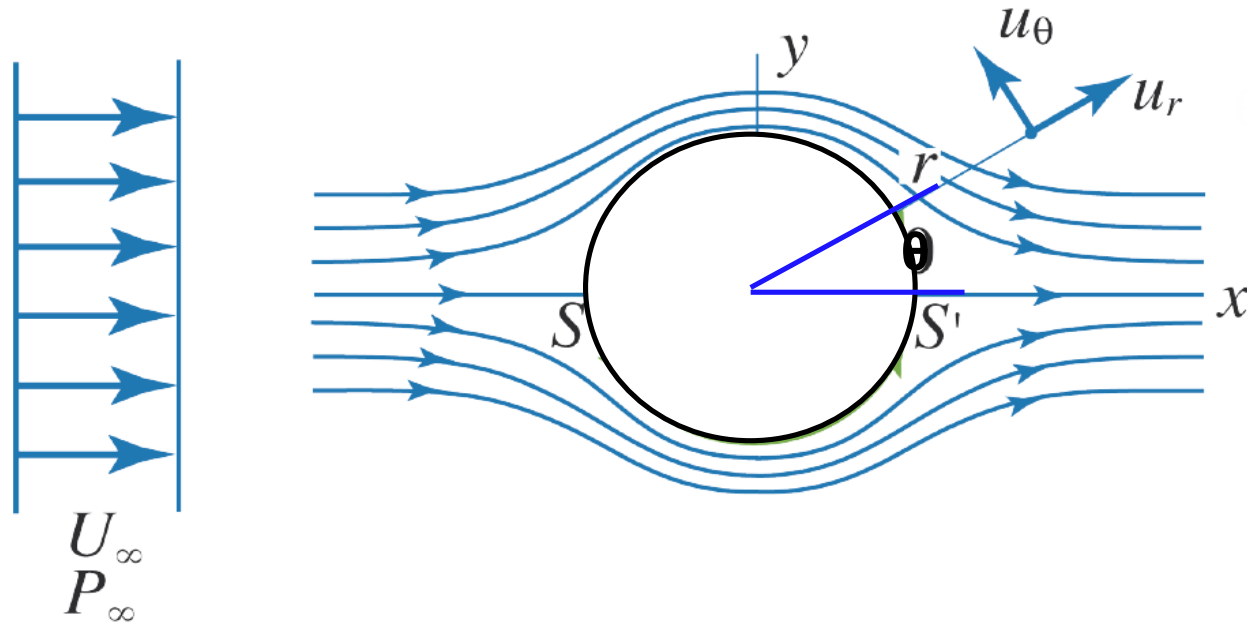


Figure 1: Dessin d'écoulement autour d'un cylindre

$$u_r(r, \theta) = u_x \left(1 - \frac{a^2}{r^2} \right) \cos \theta$$
$$u_\theta(r, \theta) = -u_x \left(1 + \frac{a^2}{r^2} \right) \sin \theta$$

Bernoulli pour le calcul de la pression

$$u_r(r, \theta) = U_\infty \left(1 - \frac{a^2}{r^2} \right) \cos \theta$$

$$u_\theta(r, \theta) = -U_\infty \left(1 + \frac{a^2}{r^2} \right) \sin \theta + \frac{\Gamma}{2\pi r}$$

$$p + \frac{1}{2}\rho u^2 = p_\infty + \frac{1}{2}\rho U_\infty^2$$

$$p(a, \theta) = \frac{1}{2}\rho U_\infty^2 (1 - 4 \sin^2 \theta)$$

Calcul de la pression

$$C_p = \frac{p - p_\infty}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2}$$

$$p + \frac{1}{2}\rho u^2 = p_\infty + \frac{1}{2}\rho U_\infty^2$$

$$C_p(\theta) = 1 - \left[\frac{u_\theta(a, \theta)}{U_\infty} \right]^2$$

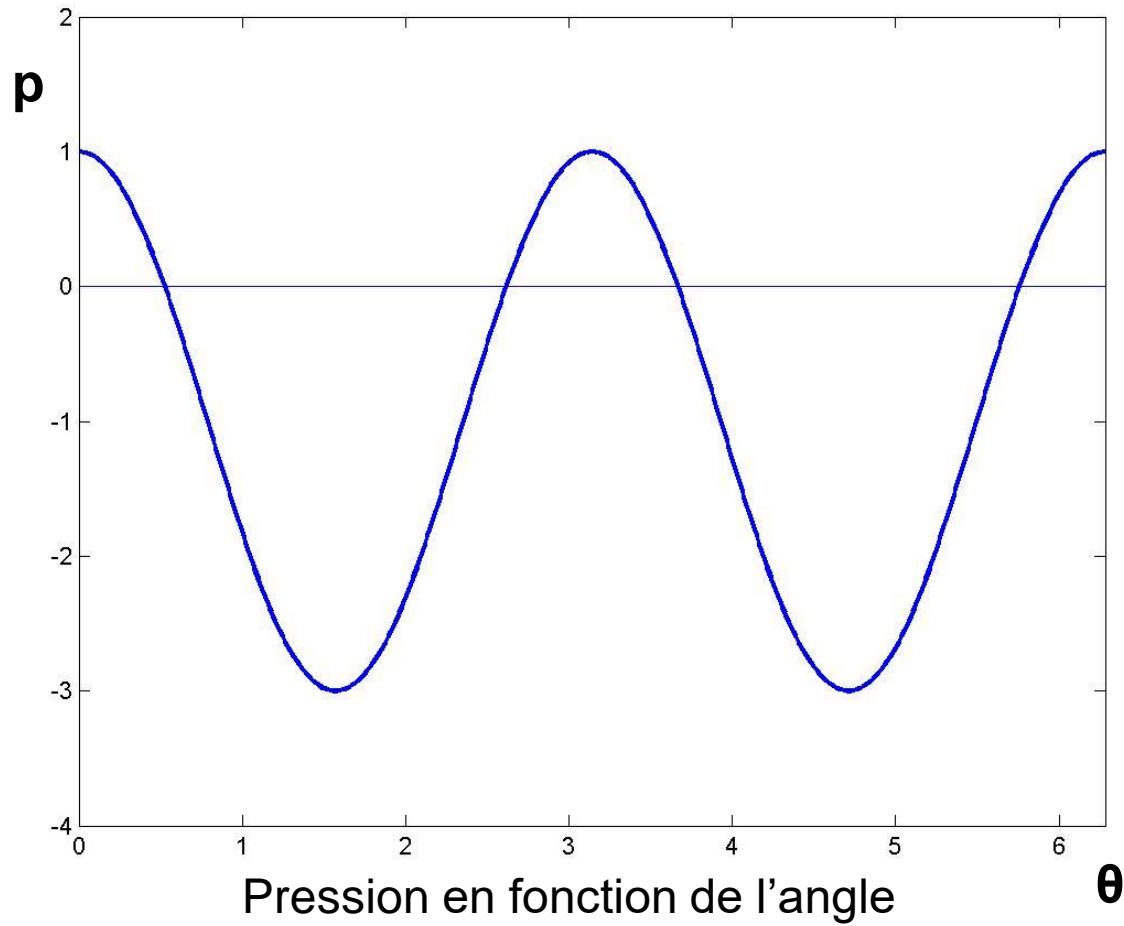
Coefficient de pression pariétale

$$C_p(\theta) = 1 - 4 \sin^2 \theta$$

Coefficient de trainée

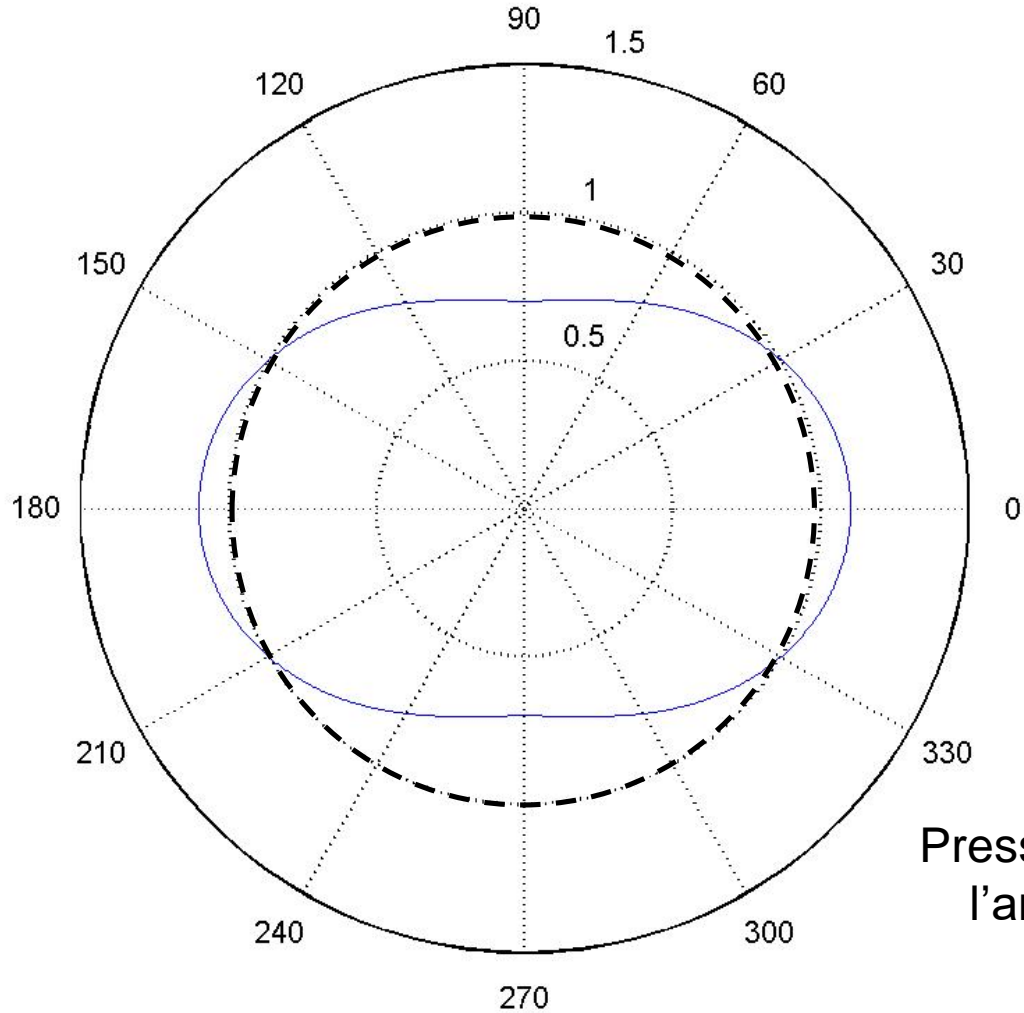
$$C_x = 0$$

Bernoulli



$$p(a, \theta) = \frac{1}{2} \rho U_{\infty}^2 (1 - 4 \sin^2 \theta)$$

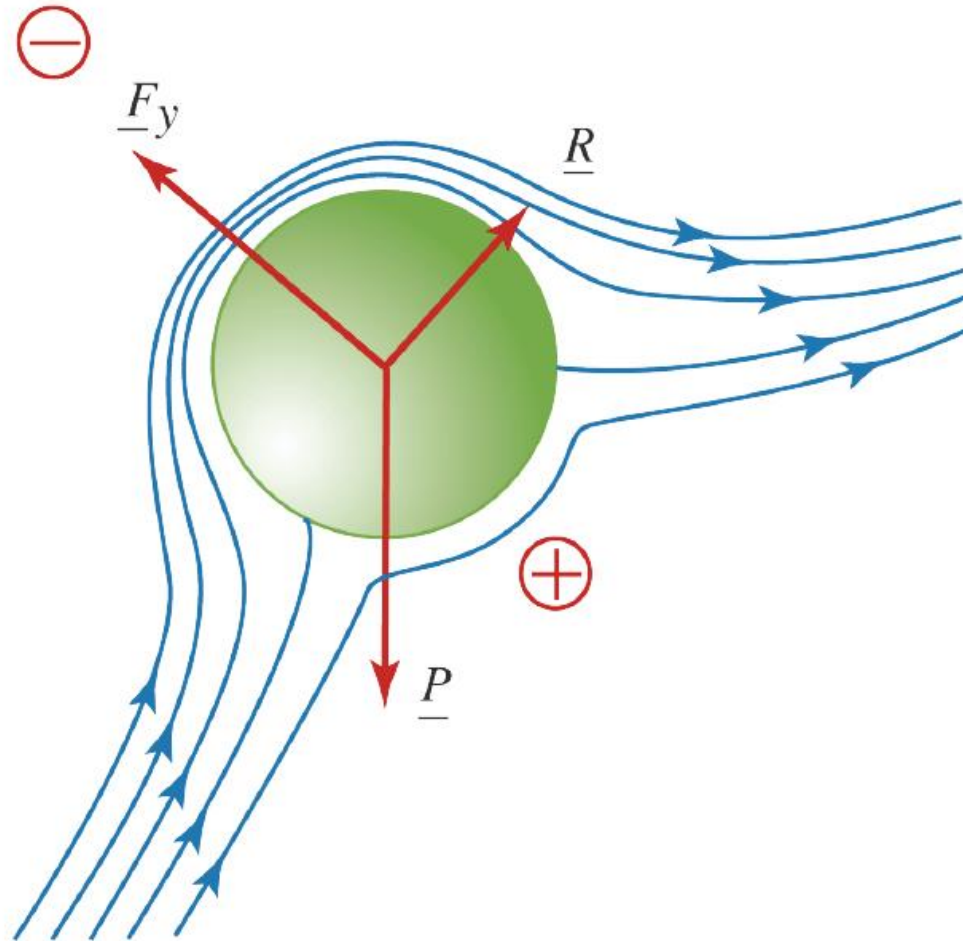
Bernoulli



Pression en fonction de l'angle, vue polaire

- Traînée : $F_D=0$
- Portance: $F_L=0$

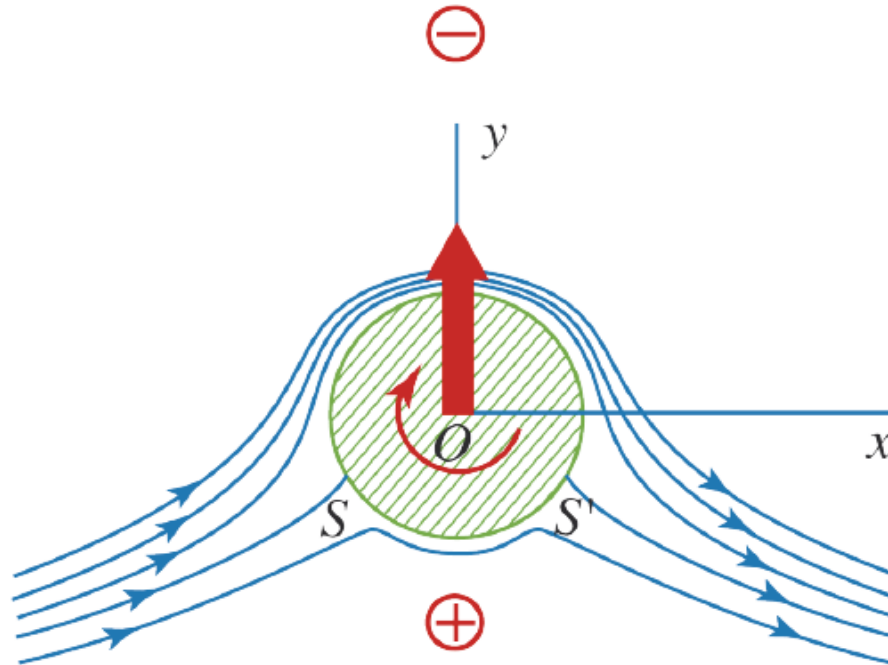
Balle flottante



Bilan de force sur la balle flottante

Effet Magnus et portance

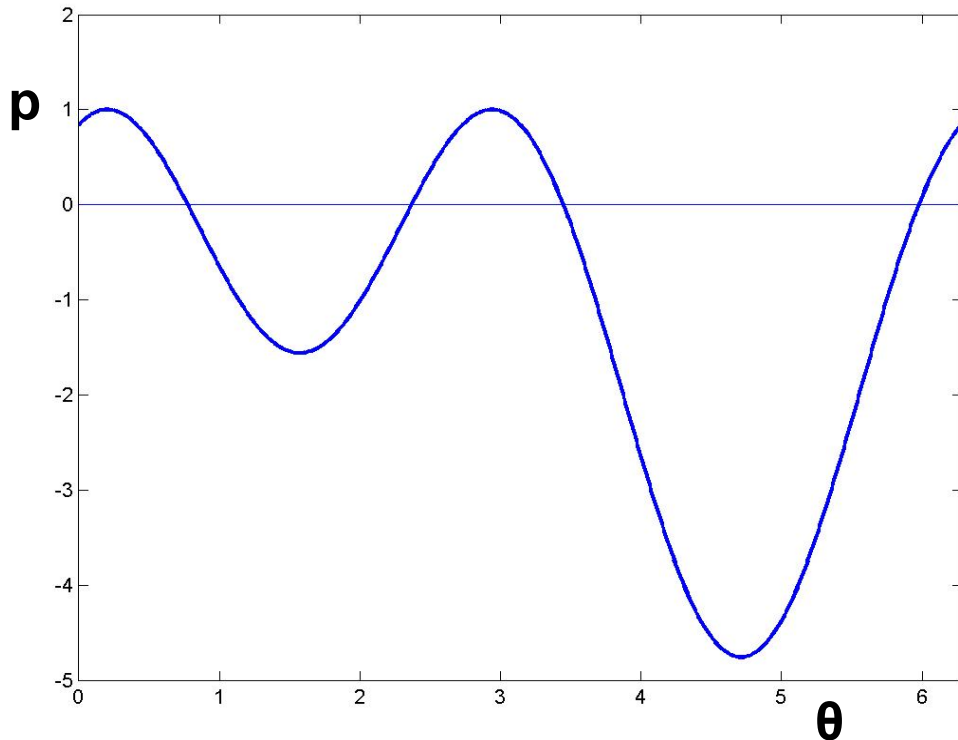
Effet Magnus



$$u_r(r, \theta) = U_\infty \left(1 - \frac{a^2}{r^2} \right) \cos \theta$$
$$u_\theta(r, \theta) = -U_\infty \left(1 + \frac{a^2}{r^2} \right) \sin \theta + \frac{\Gamma}{2\pi r}$$

Effet Magnus et portance

$$p(a, \theta) = \frac{1}{2} \rho U_{\infty}^2 \left[1 - 4 \left(\sin \theta - \frac{\Gamma}{4\pi U_{\infty} a} \right)^2 \right]$$



Effet Magnus - Pression en fonction de l'angle

- Traînée : $F_D = 0$
- Portance: $F_L \neq 0$

Distribution de pression

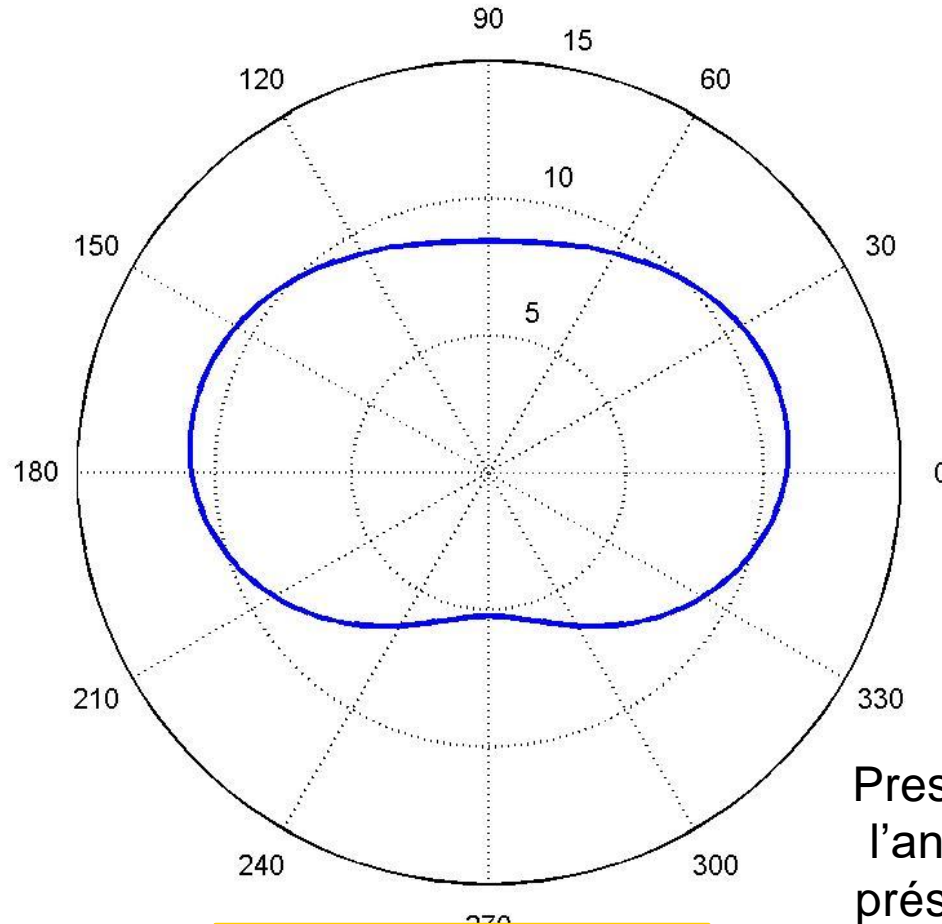


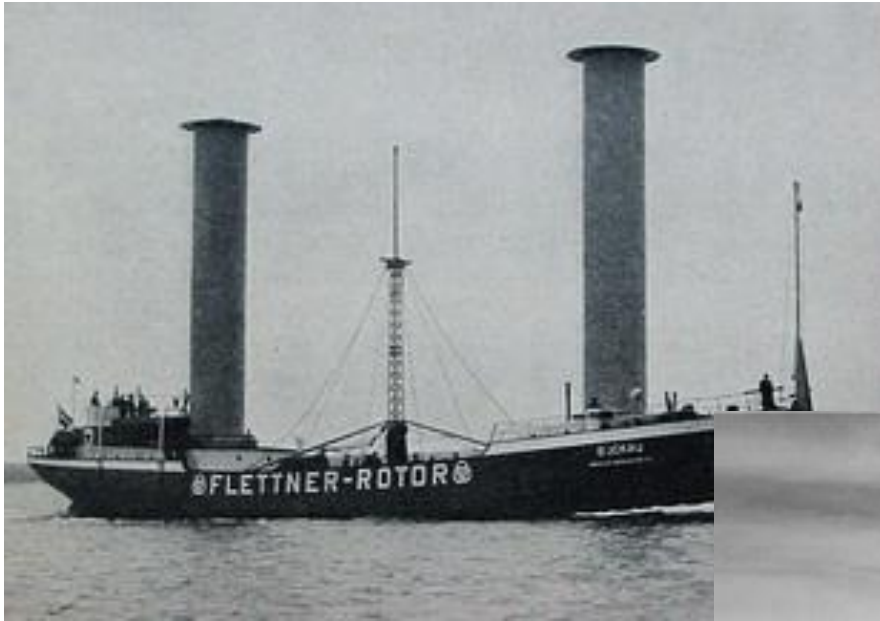
Figure 7:
Pression en fonction de
l'angle, vue polaire en
présence de circulation

- Traînée : $F_D = 0$
- Portance : $F_L \neq 0$

Avion à ailes tournantes

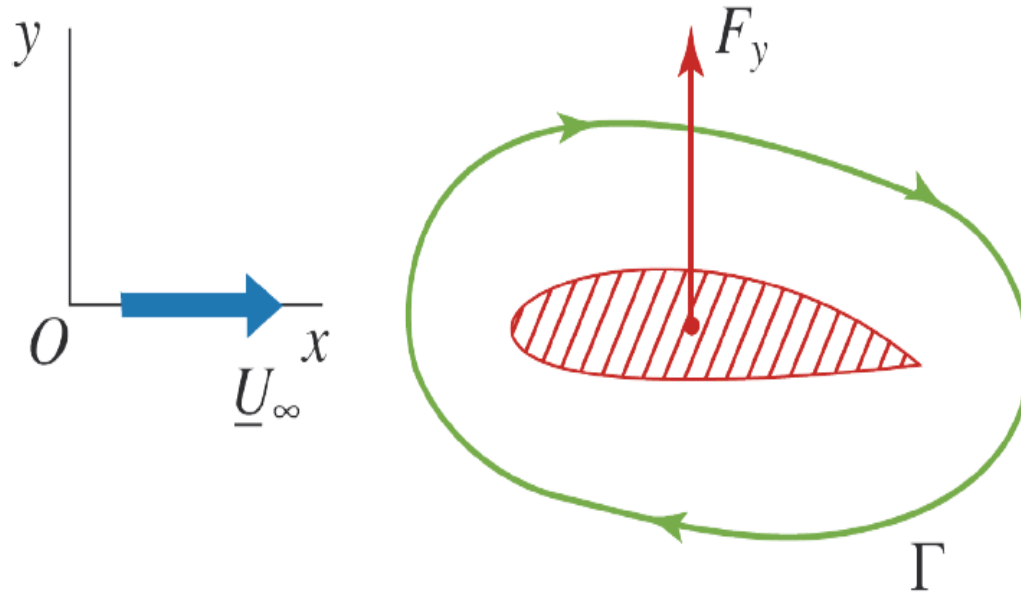


Le Baden Baden



L'Alcyone

Théorème de Kutta-Joukowski

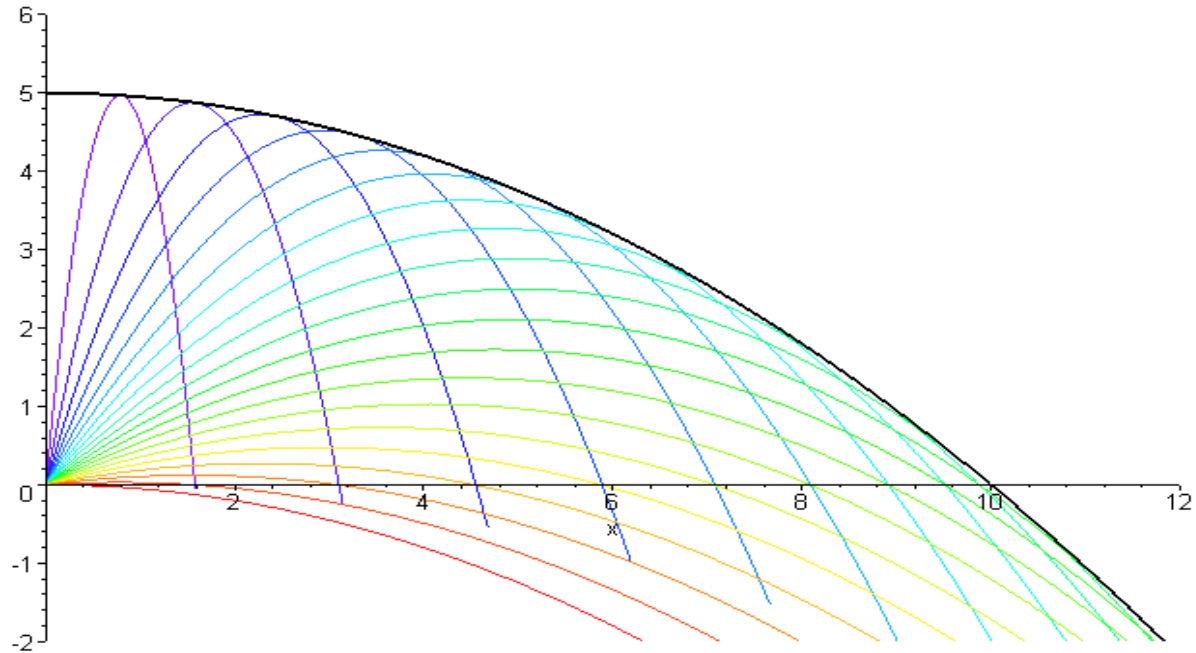


$$F_y = -\rho U_\infty \Gamma$$

1. Portance

- a. Effet Magnus
- b. Formule de la portance
- c. Application aux balles de sport

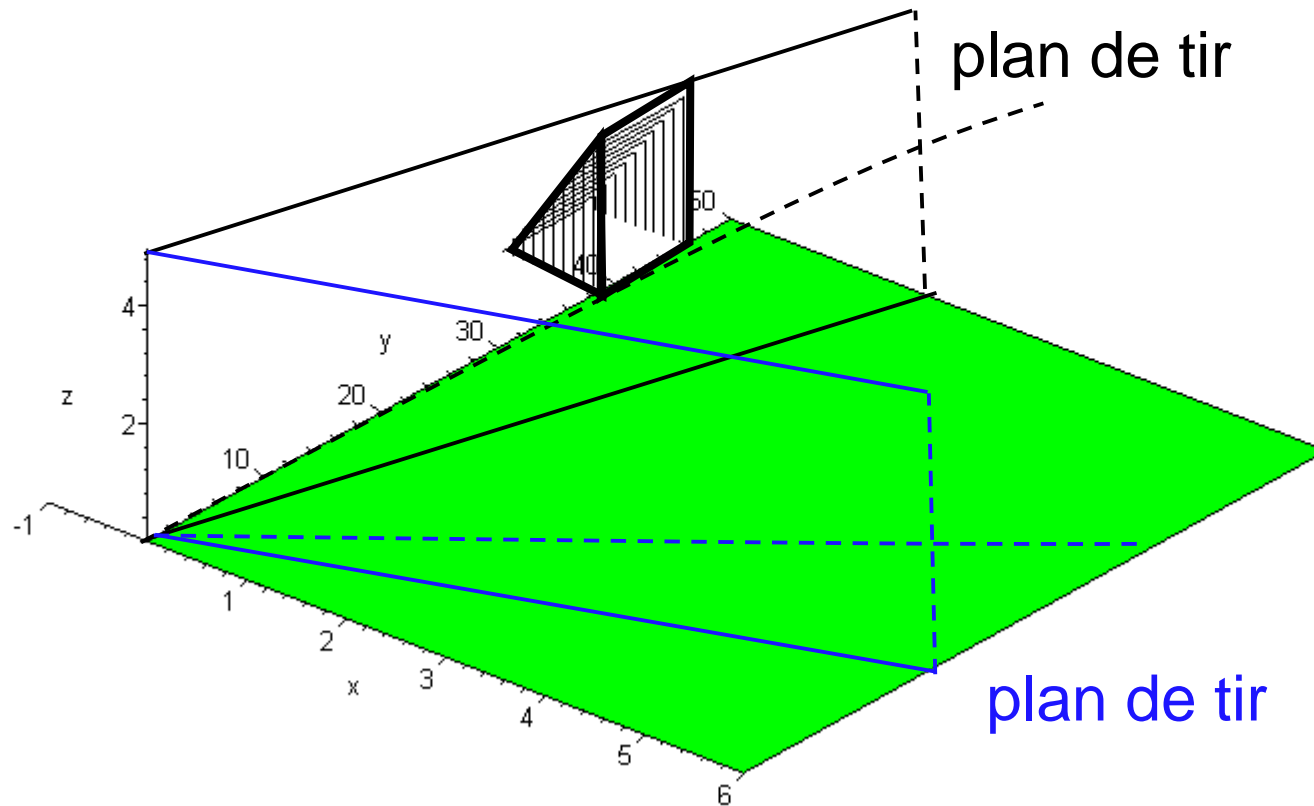
Trajectoire parabolique



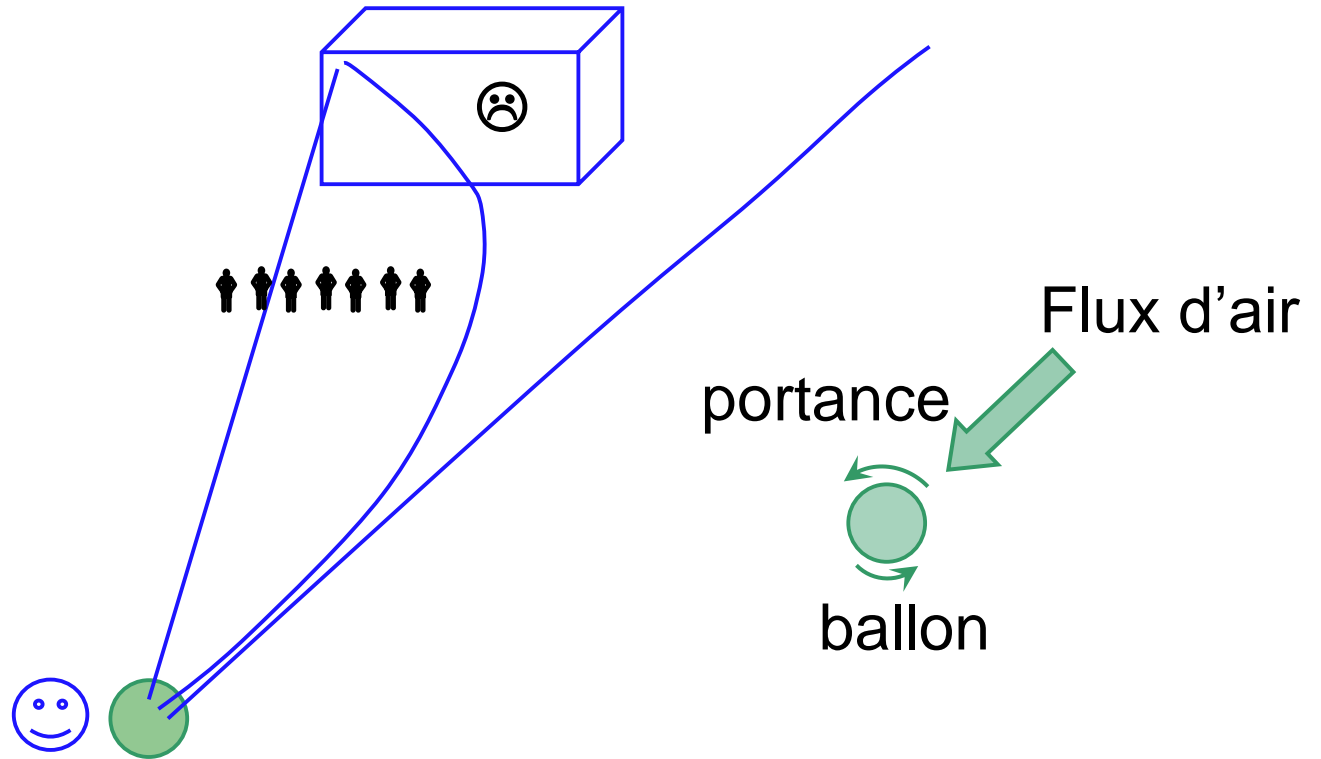
Trajectoires pour une vitesse initiale de 10m/s;
c'est l'angle de tir qui varie

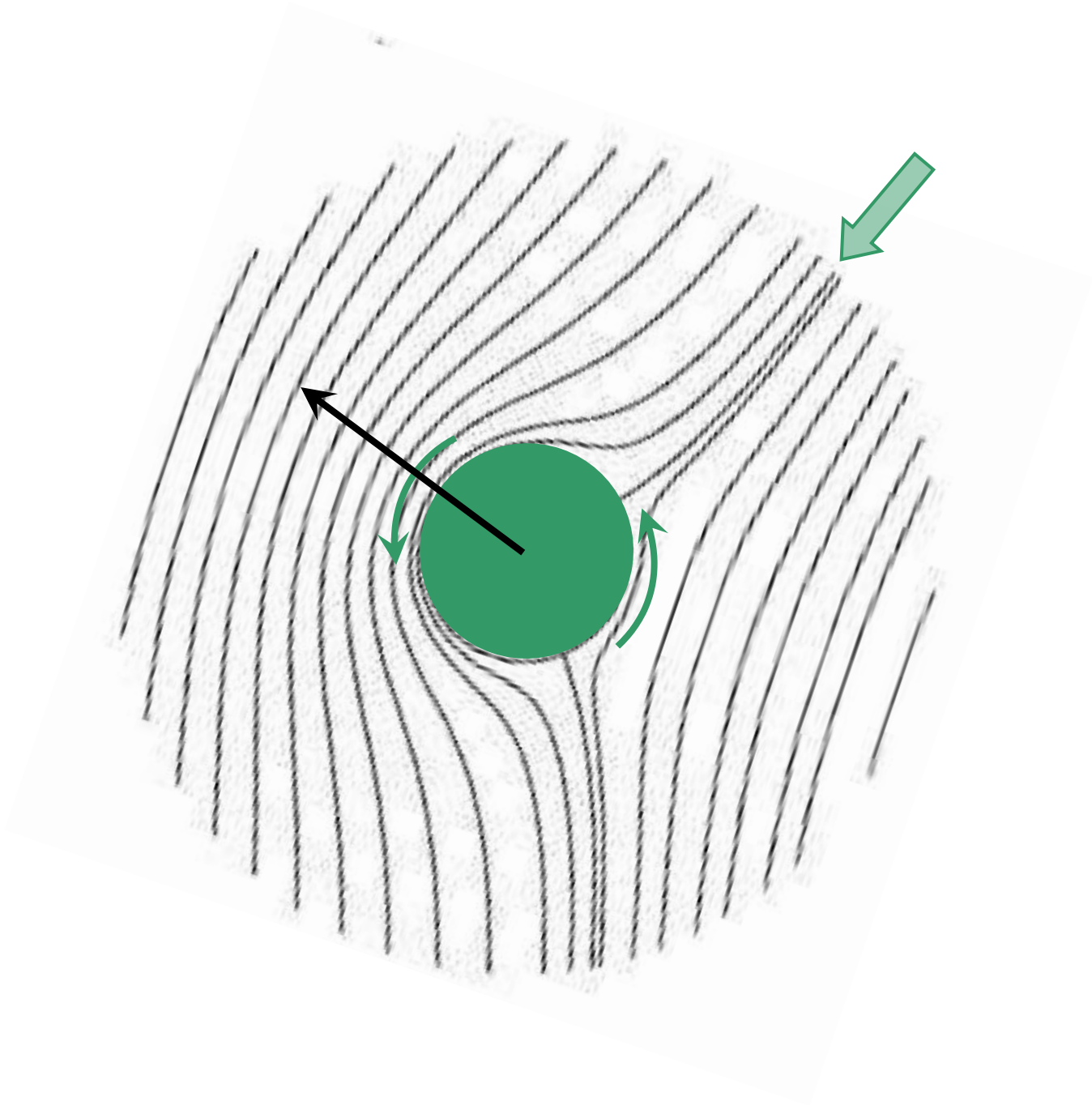
Corner rentrant

tir brossé avec rotation verticale du ballon

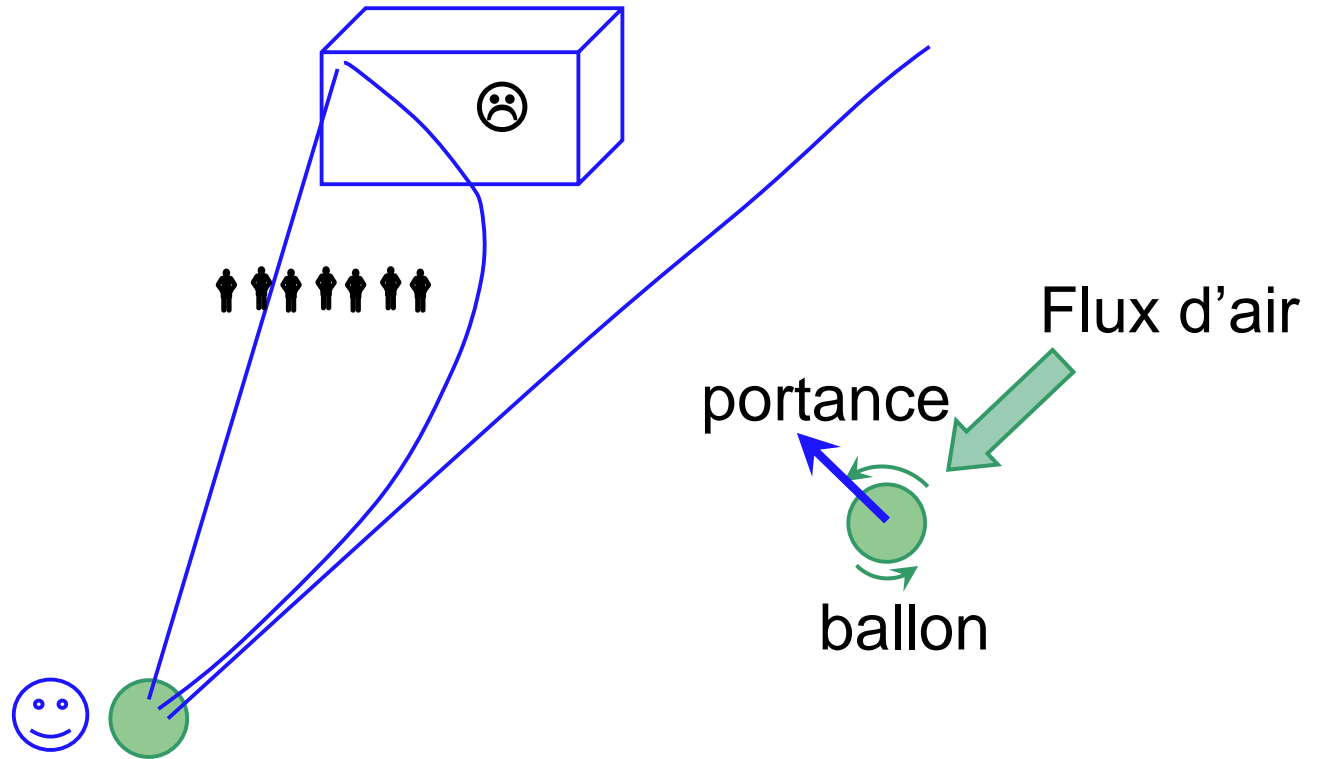


Tirer un coup franc

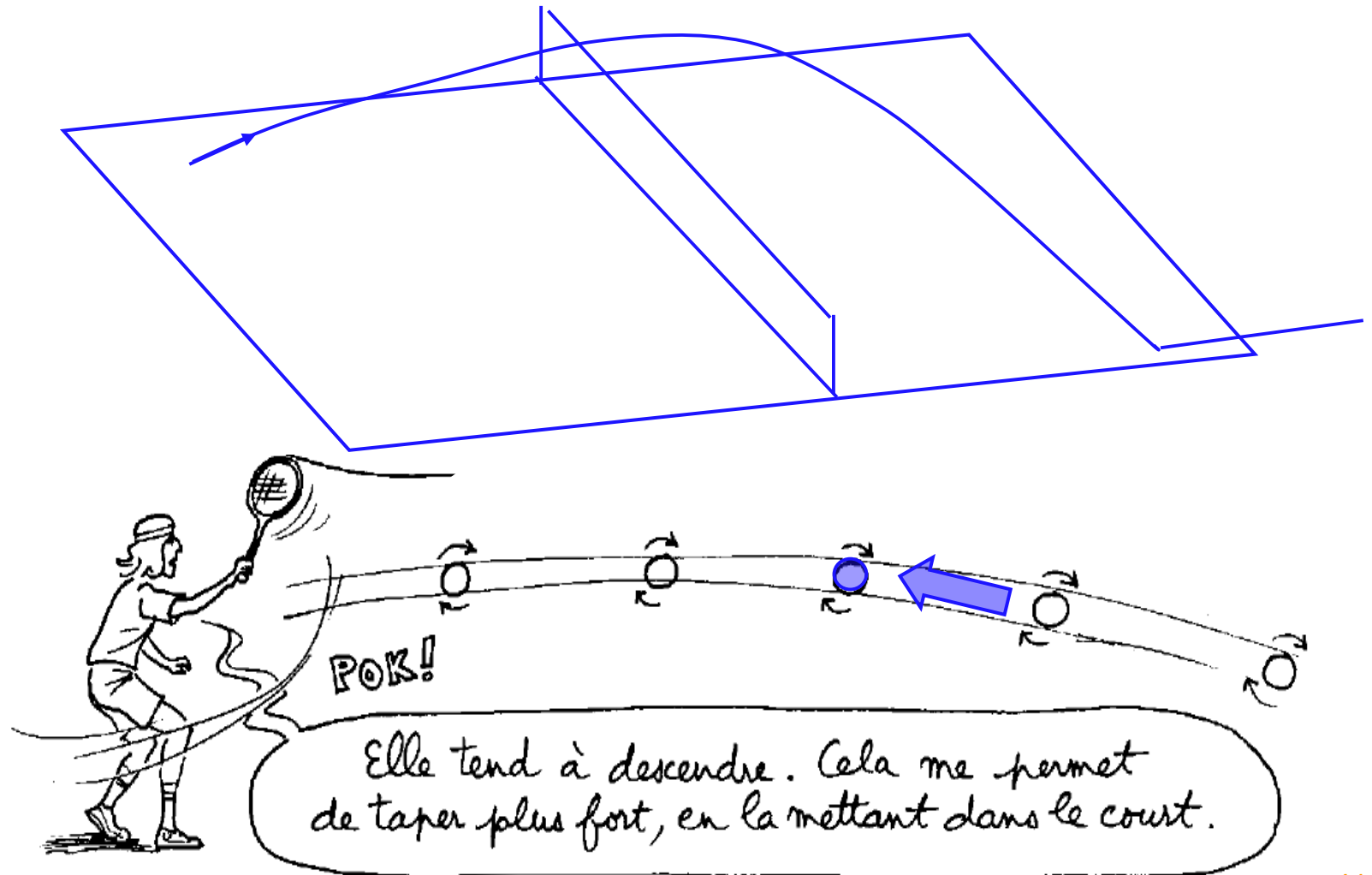


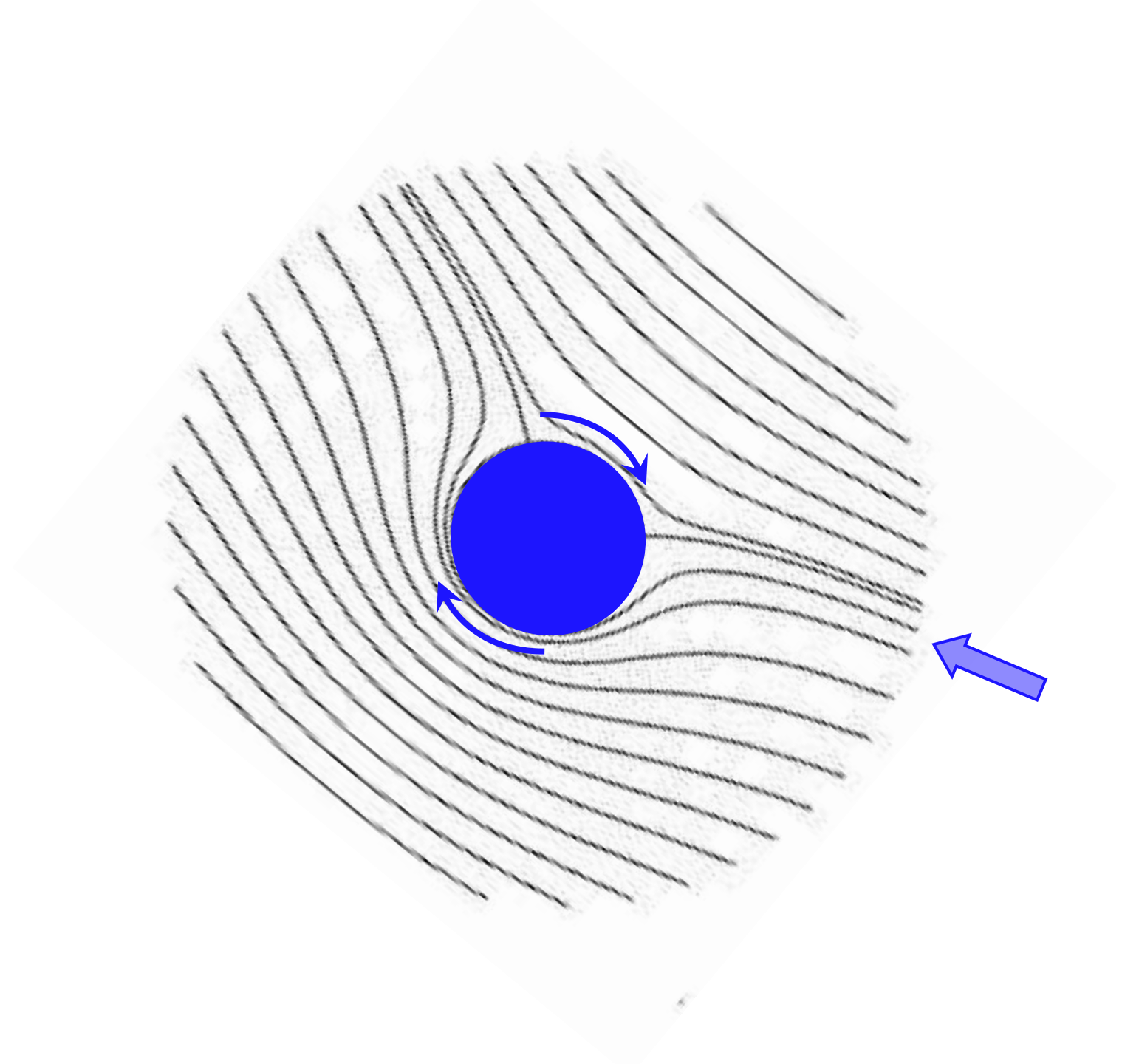


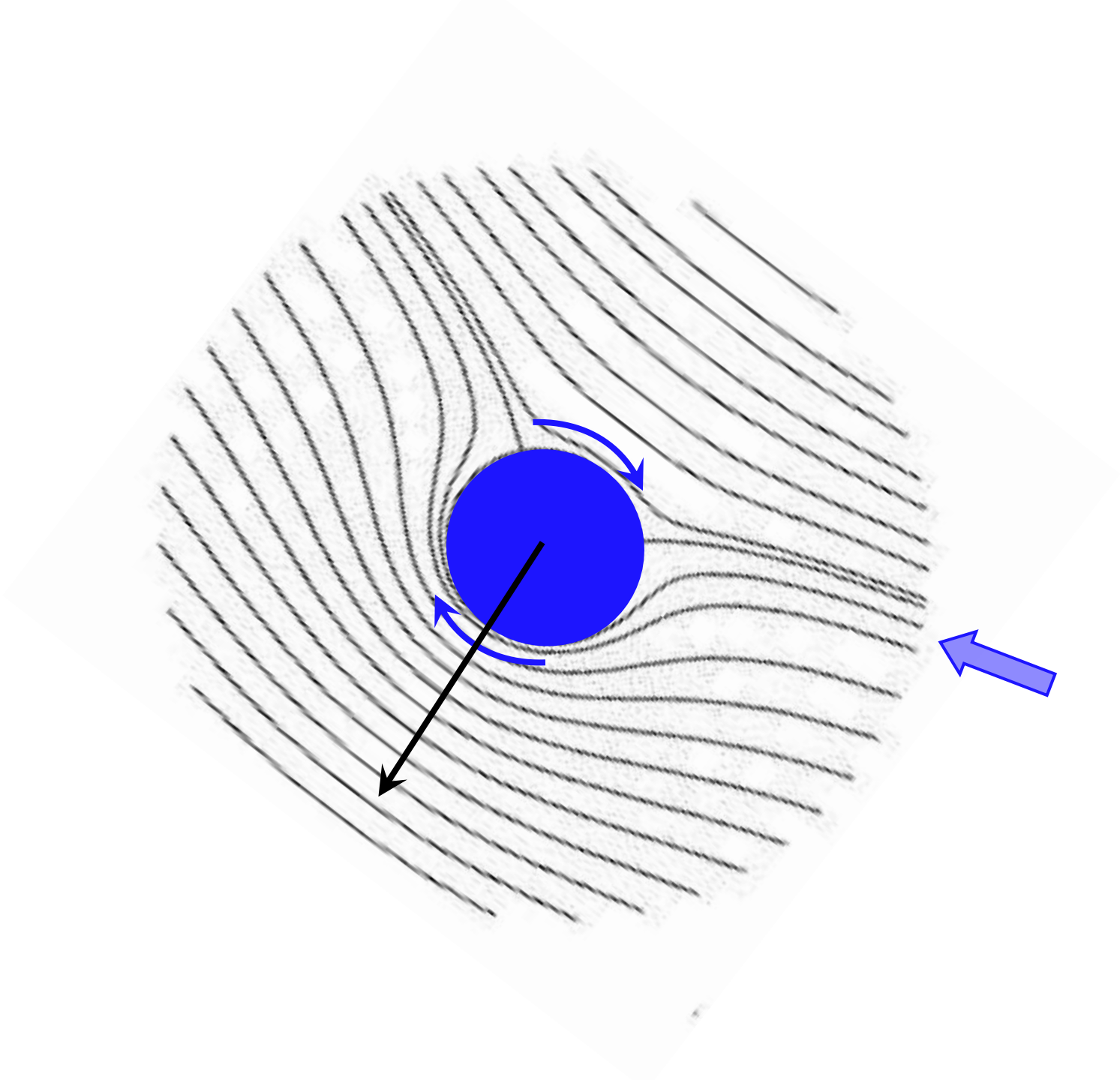
Tirer un coup franc



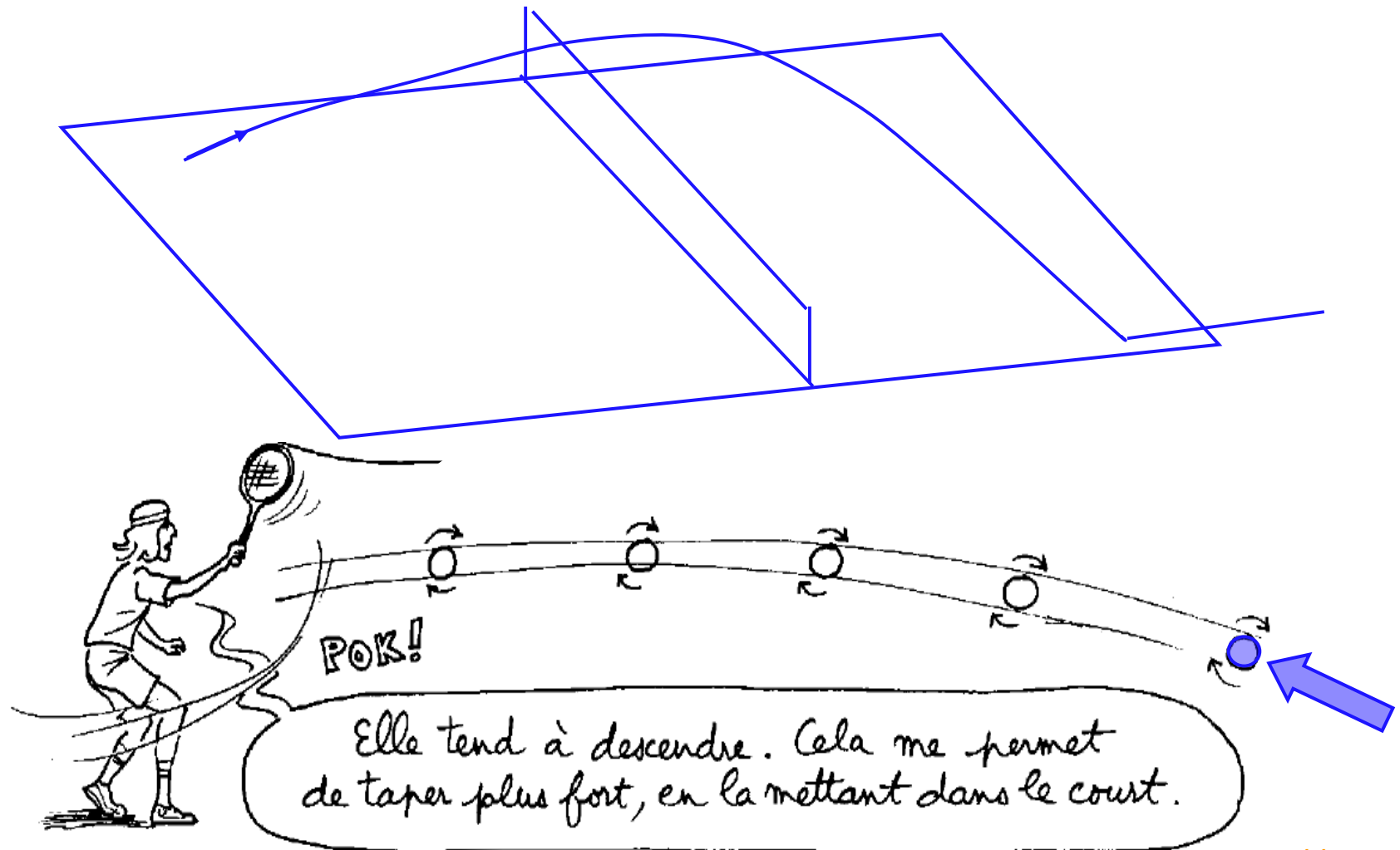
Trajectoire liftée



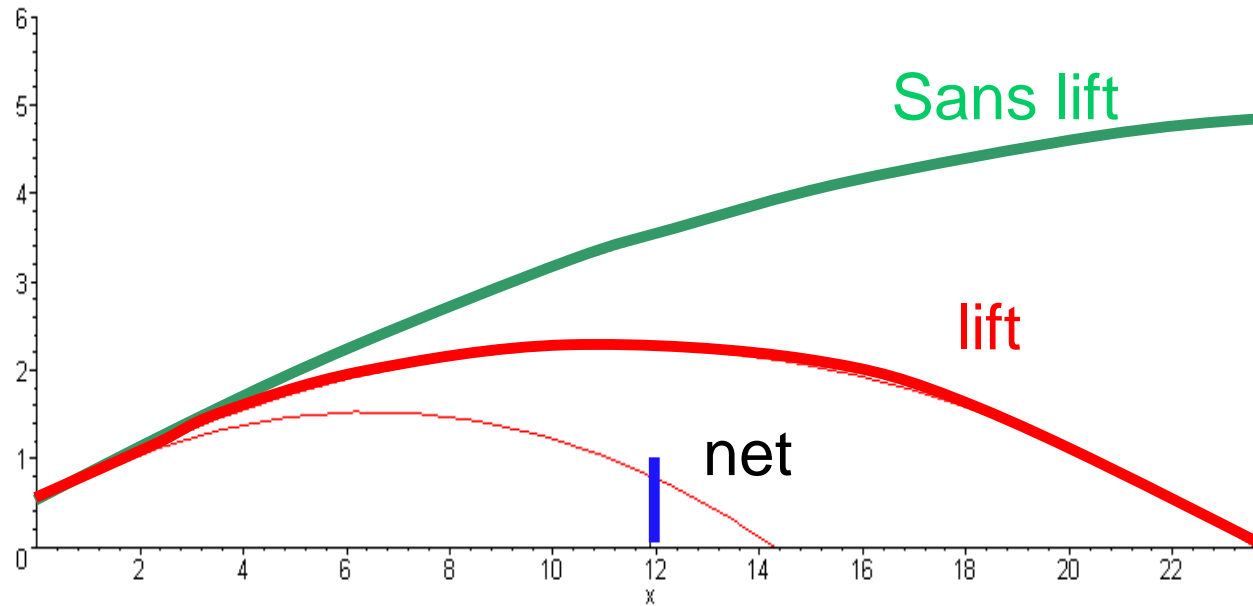




Trajectoire liftée

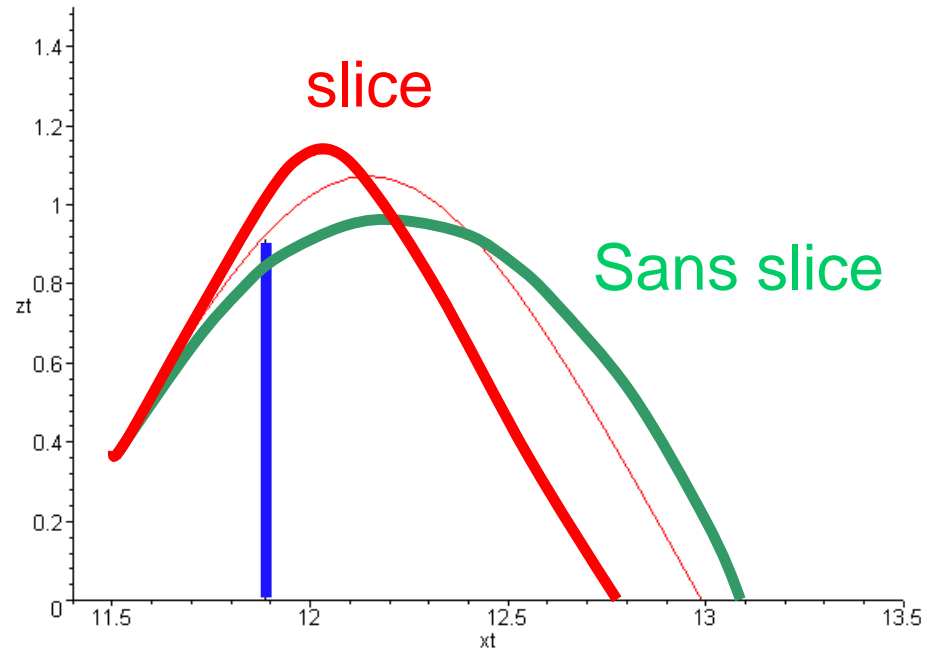


Trajectoire liftée



Lift au tennis $V_0=30\text{m/s}$ angle 18°

Trajectoire coupée (slicée)



Coupé au tennis $V_0=5\text{m/s}$ angle 60°

Dégagement de gardien



(b)

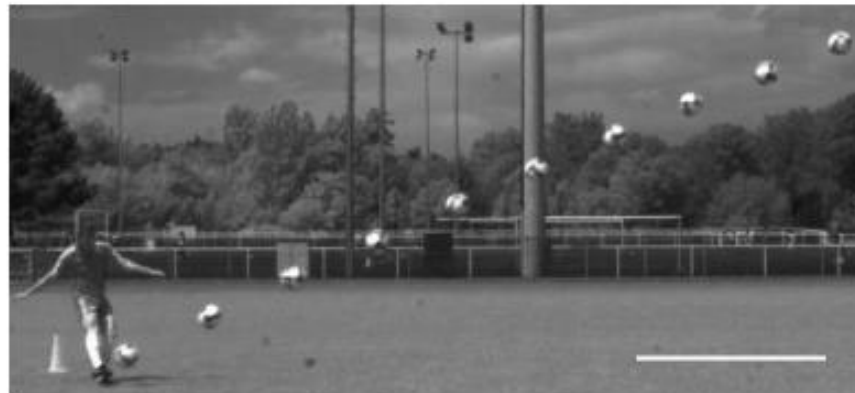
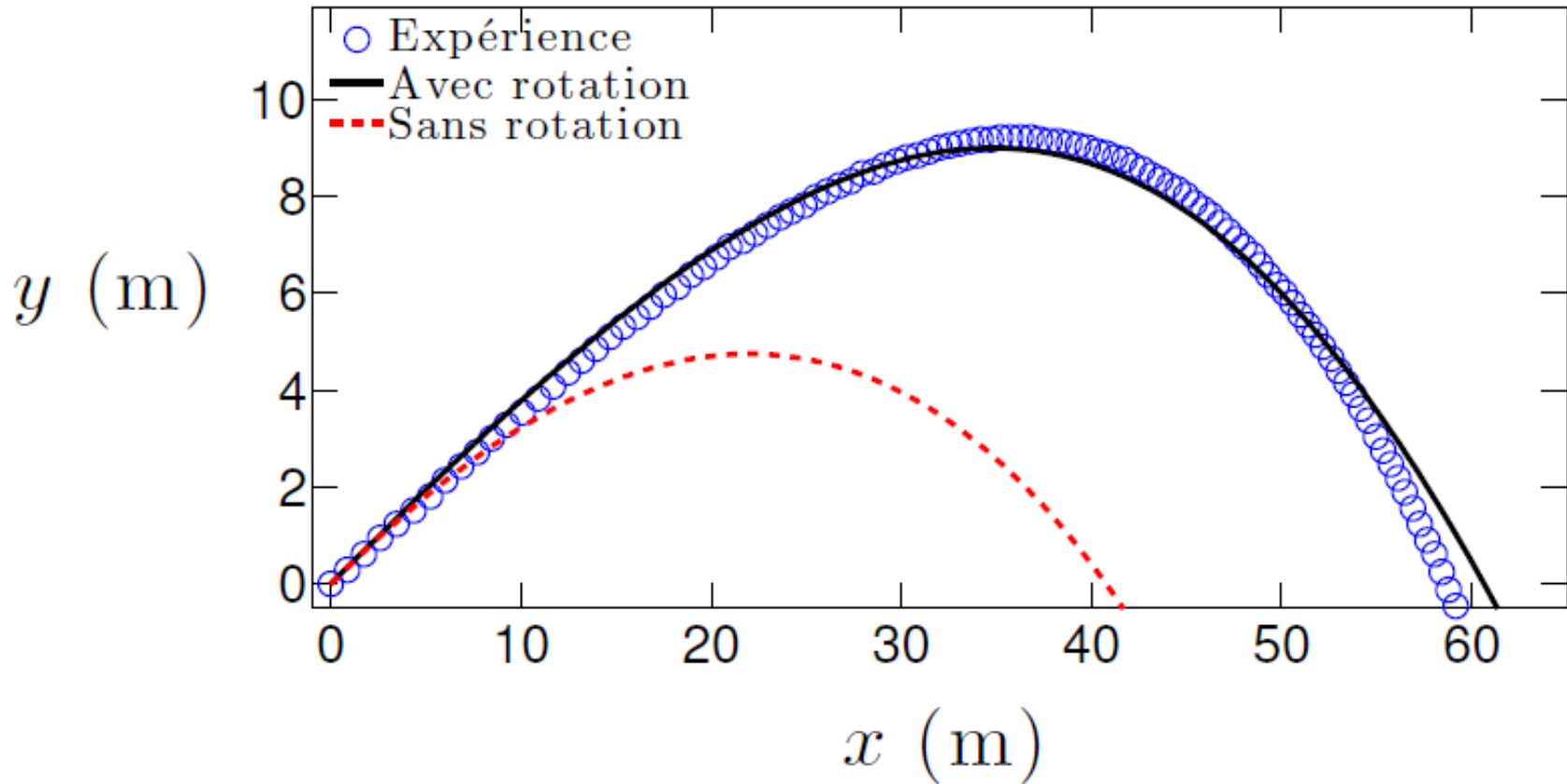


FIGURE 3.4 – (a) Chronophotographie d'un dégagement de gardien. Les images sont séparées par 33 ms et l'espace entre deux plots jaunes au sol est de 10 m. (b) Chronophotographie du même dégagement réalisée sur le début de la trajectoire. Les images sont séparées par 40 ms et la ligne blanche en bas à droite indique une distance de 2 m.

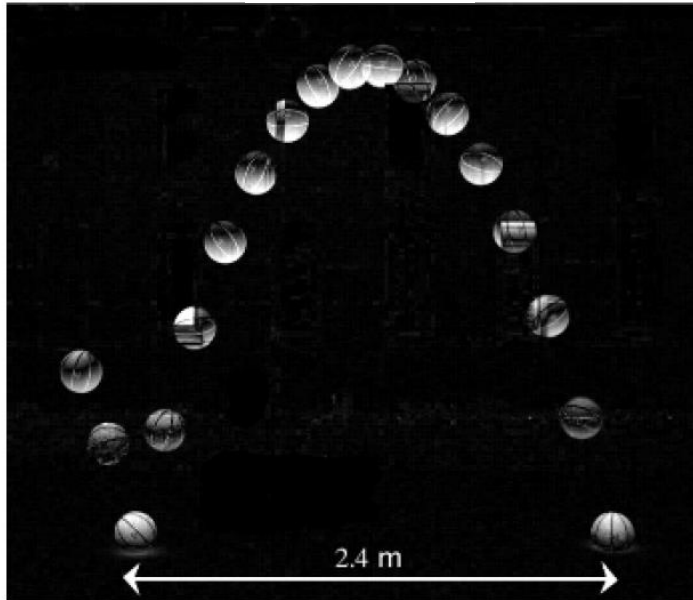
Effet de la rotation arrière au football



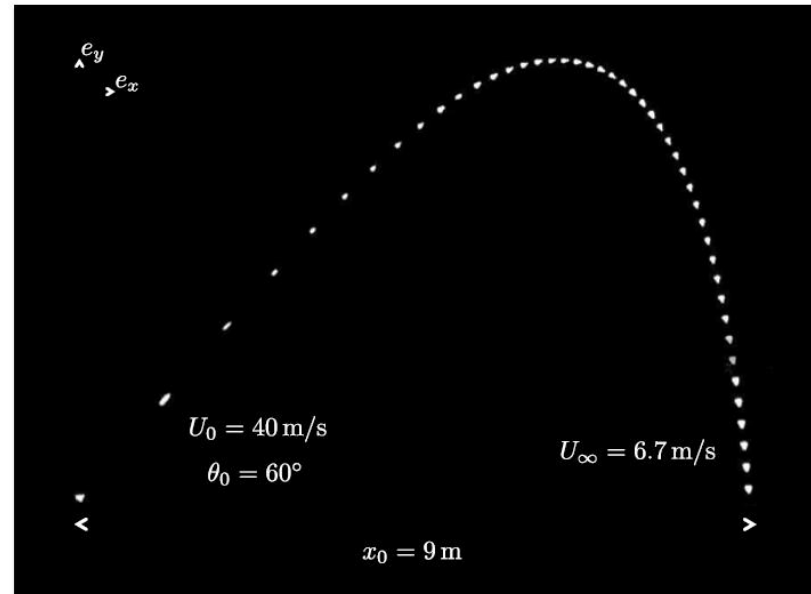
$$U_0 = 28,8 \text{ m/s}, \theta_0 = 21,6^\circ \text{ et } \omega_0 = 64 \text{ rad/s.}$$

Sans rotation, la trajectoire reste-t'elle parabolique?

basket

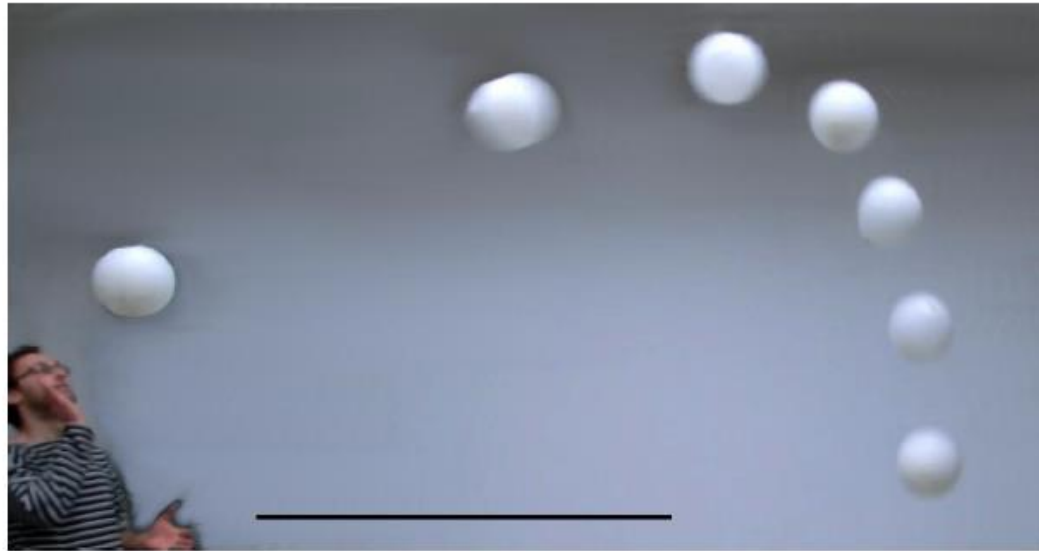


badminton



$dt=40\text{ms}$

Ballon de Baudruche



Impression d'un mur aérodynamique:
La portée sature malgré l'augmentation de la
vitesse de frappe

Tartaglia vs. Galilée

(a)



(b)

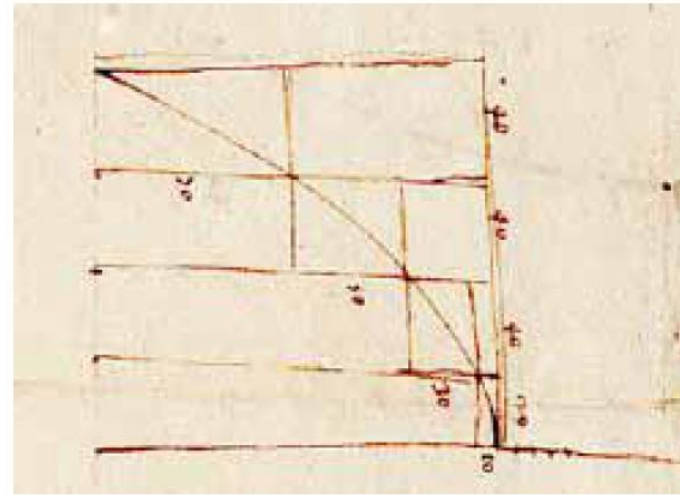
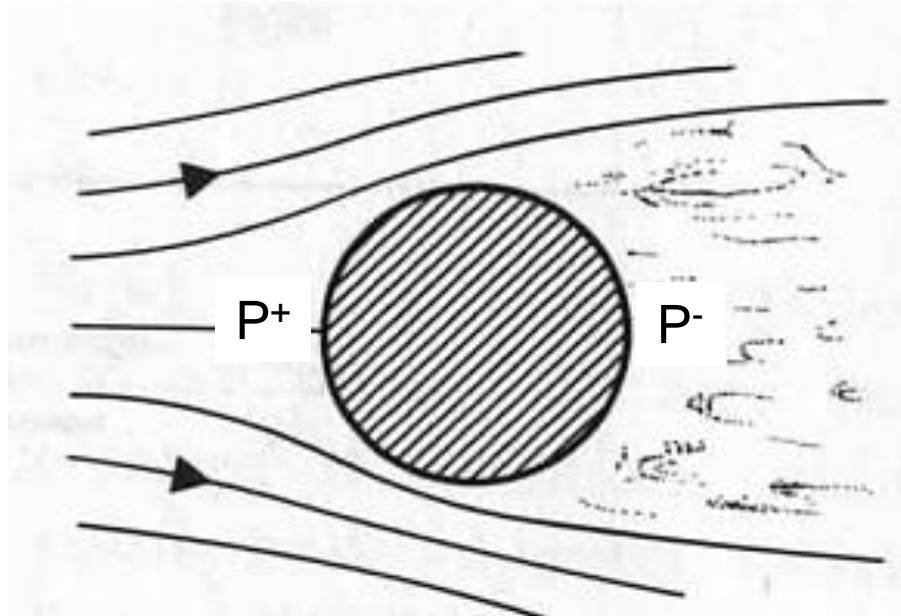


FIGURE 2.1 – (a) Illustration historique de la trajectoire d'un boulet de canon représenté par Niccolo Tartaglia dans son traité *La nova Sciencia* en 1537 [42]. (b) Illustration historique de Galilée issue de [43].

2. Traînée

- a. Phénoménologie écoulement derrière un obstacle
- b. Origine du décollement
- c. Origine de l'instabilité de «shedding»
- d. Origine de la crise de traînée
- e. Effet sur la trajectoire

La traînée résulte d'une aspiration arrière



Similitude dynamique - Exemple d'un écoulement 2D incompressible sans forces volumiques

4 - Pour chaque paramètre pertinent du problème, on construit un **paramètre sans dimension** à partir de ces échelles de référence

$$D : \text{m} \rightarrow [\text{L}] \rightarrow \frac{D}{D} = 1$$

$$L : \text{m} \rightarrow [\text{L}] \rightarrow \frac{L}{D}$$

$$U_\infty : \text{m/s} \rightarrow [\text{L}]/[\text{T}] \rightarrow \frac{U_\infty}{\left(\frac{D}{U_\infty}\right)} = \frac{U_\infty}{U_\infty} = 1$$

$$\rho_\infty : \text{m/s} \rightarrow [\text{M}]/[\text{L}]^3 \rightarrow \frac{\rho_\infty}{\frac{\rho_\infty D^3}{D^3}} = \frac{\rho_\infty}{\rho_\infty} = 1$$

$$\mu : \text{m/s} \rightarrow [\text{M}]/[\text{L}]/[\text{T}] \rightarrow \frac{\mu}{\frac{\rho_\infty D^3}{D \frac{D}{U_\infty}}} = \frac{\mu}{\rho_\infty D U_\infty}$$

$$F : \text{kg.m/s}^2 \rightarrow [\text{M}][\text{L}]/[\text{T}]^2 \rightarrow \frac{F}{\frac{\rho_\infty D^3 D}{\left(\frac{D^2}{U_\infty}\right)}} = \frac{F}{\rho_\infty D^2 U_\infty^2}$$

Relation
adimensionnée:

$$\frac{F}{\rho_\infty D^2 U_\infty^2} = f\left(1, \frac{L}{D}, 1, 1, \frac{\mu}{\rho_\infty D U_\infty}\right)$$

Similitude dynamique - Exemple d'un écoulement 2D incompressible sans forces volumiques

Finalement, le problème adimensionné ne dépend plus que des deux nombres sans dimension (ou nombres de similitude)

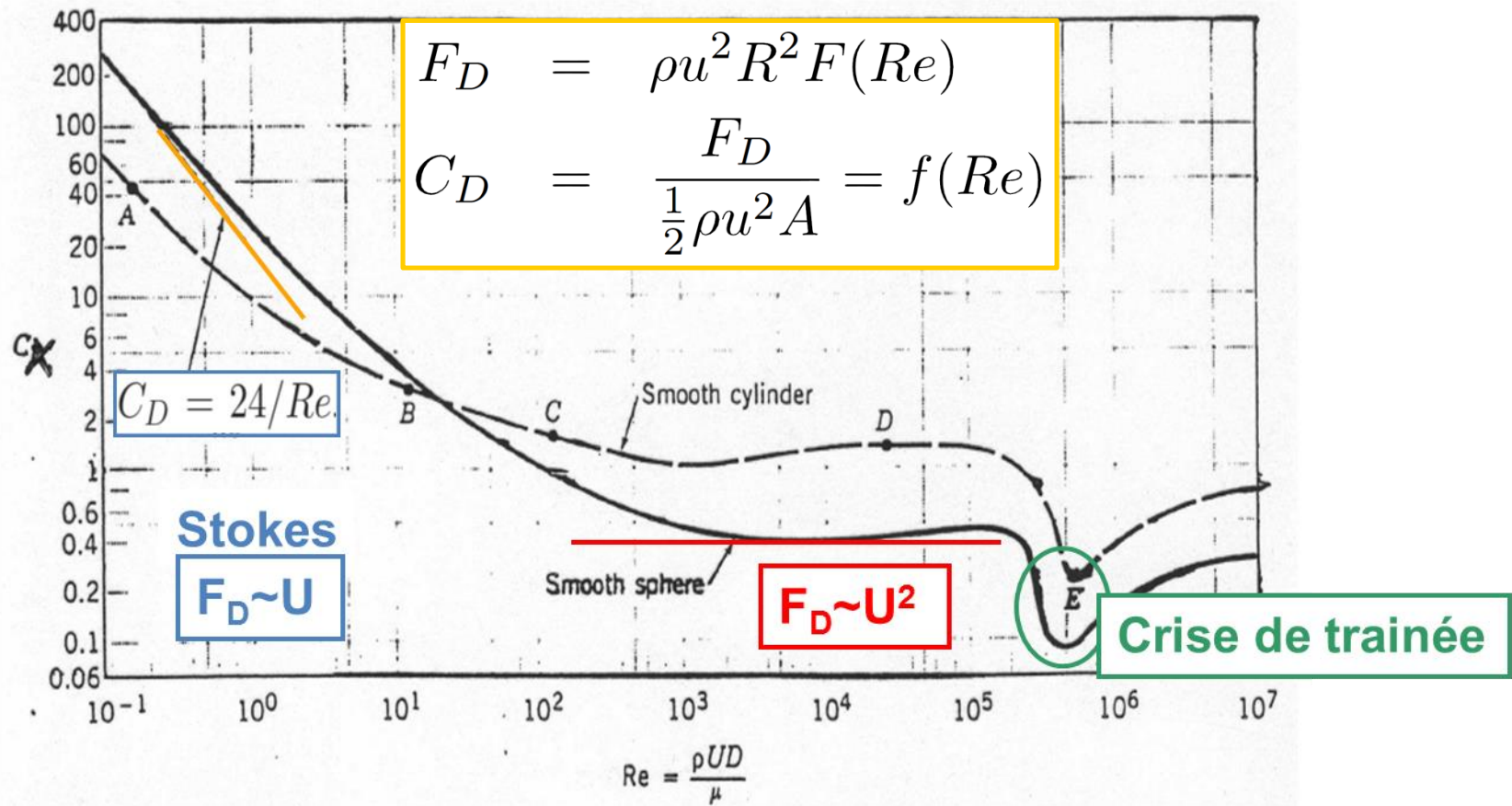
$$\frac{F}{\rho_{\infty} D^2 U_{\infty}^2} = f\left(\cancel{1}, \cancel{\frac{L}{D}}, \cancel{1}, \frac{\mu}{\rho_{\infty} D U_{\infty}}\right)$$

$$C_D = \frac{F}{\rho_{\infty} D^2 U_{\infty}^2} = f\left(\frac{L}{D}, \frac{\mu}{\rho_{\infty} D U_{\infty}}\right)$$

Rapport d'aspect
de l'obstacle

1/Re (nombre de Reynolds)

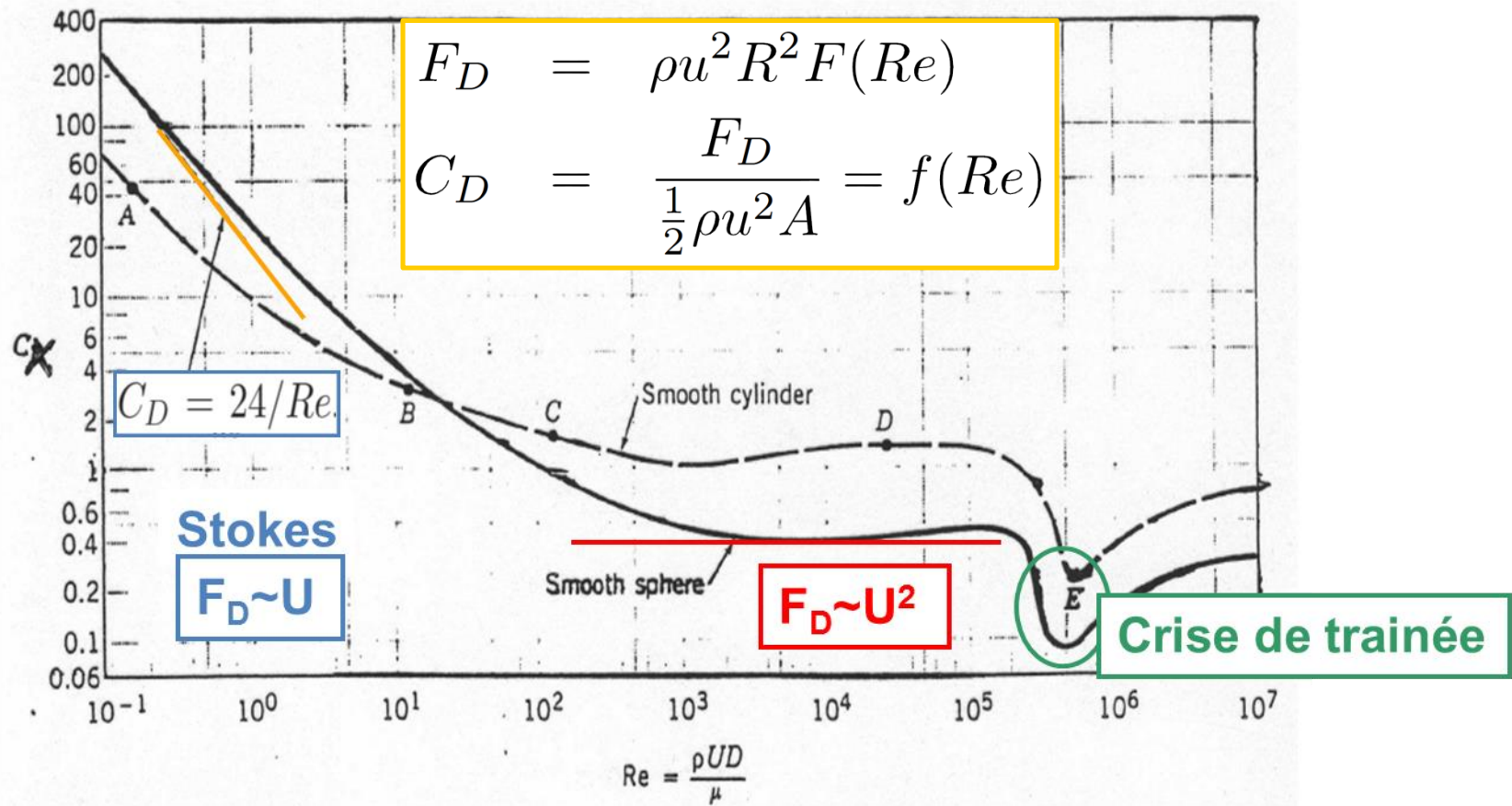
Trainée d'une sphère



Trainée en fonction du nombre de Reynolds

D'après Acheson 1990

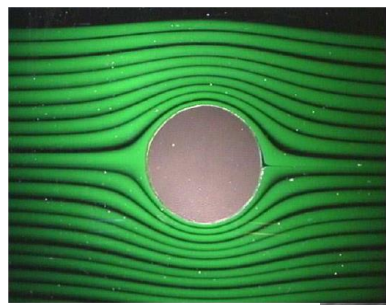
Trainée d'une sphère



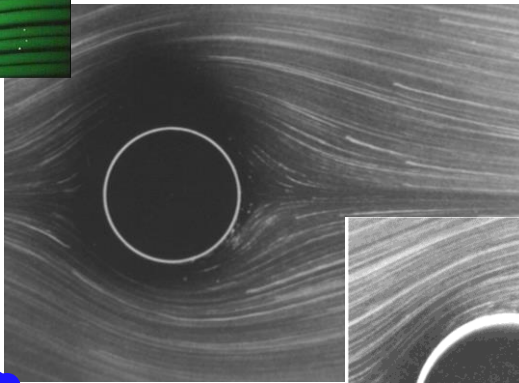
1. Stokes $F \sim U$
2. Couche limite $F \sim U^{3/2}$
3. Aérodynamique $F \sim U^2$
4. Crise de traînée

D'après Acheson 1990

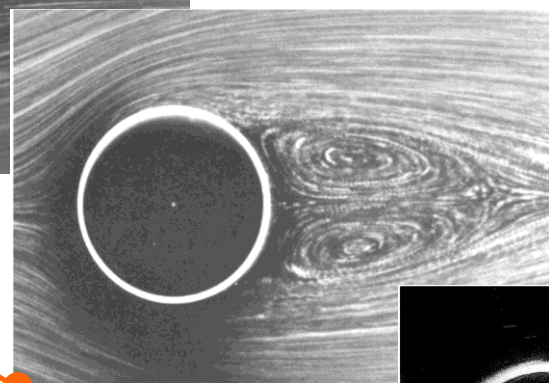
Sillage d'un cylindre



Re=0
Eclt symétrique

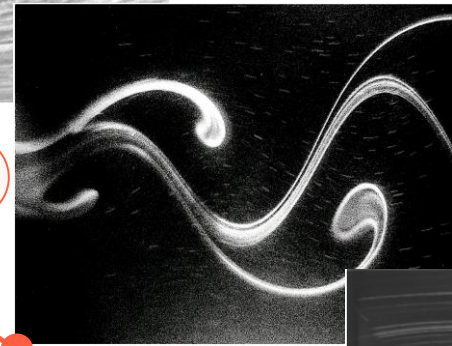


Re=1.5
Eclt attaché



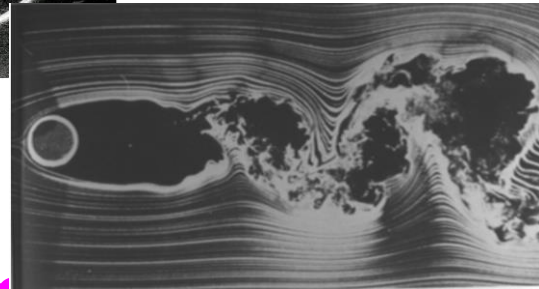
Allée de von Karman

Re=26
Eclt décollé



Re=100
Eclt périodique

chaos



Re=10000
Eclt turbulent

Couche limite turbulente

C. L. turb. décollé

Figure 13: Sillage d'un cylindre pour différents nombres de Reynolds

Le nombre de Reynolds est proportionnel à la vitesse

2. Traînée

- a. Phénoménologie écoulement derrière un obstacle
- b. Origine du décollement
- c. Origine de l'instabilité de «shedding»
- d. Origine de la crise de traînée
- e. Effet sur la trajectoire

2. Traînée

b. Origine du décollement

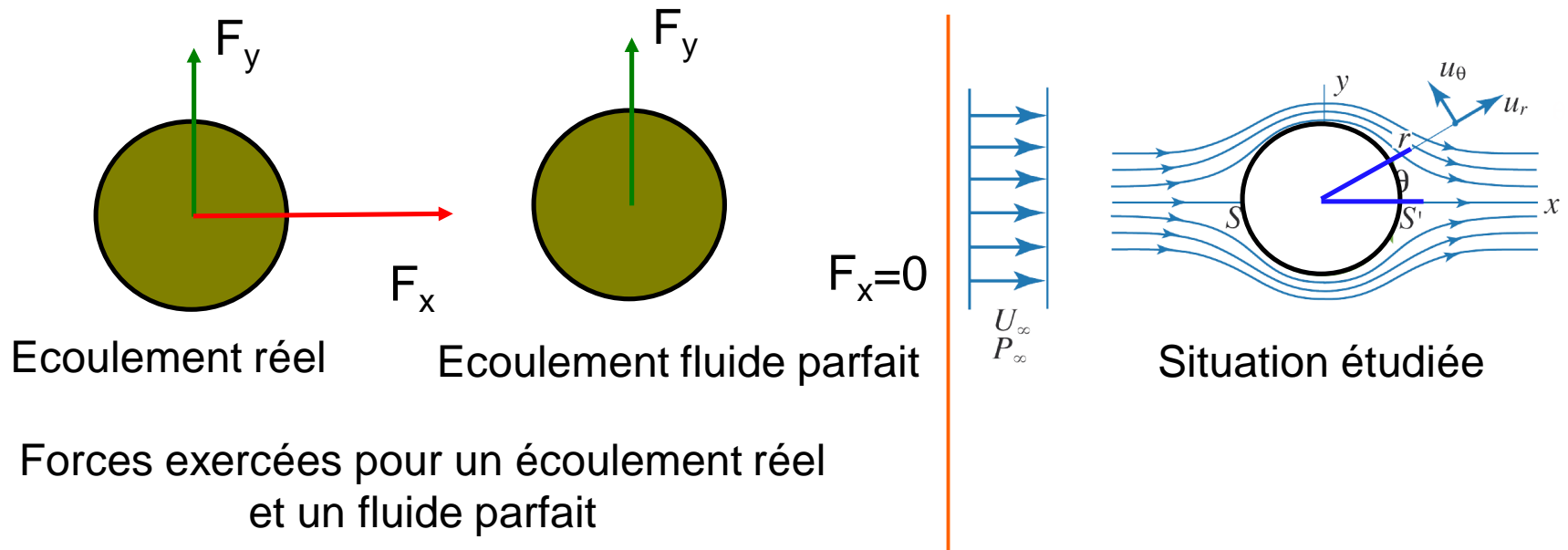
- i. Paradoxe de D'Alembert
- ii. Couche limite
- iii. Décollement

Le paradoxe de d'Alembert

Cas de l'écoulement autour d'un obstacle de forme quelconque:

La théorie des fluides parfaits permet de calculer une bonne estimation de la portance mais conduit à une trainée nulle.

Est-ce vraiment une solution pour le fluide?

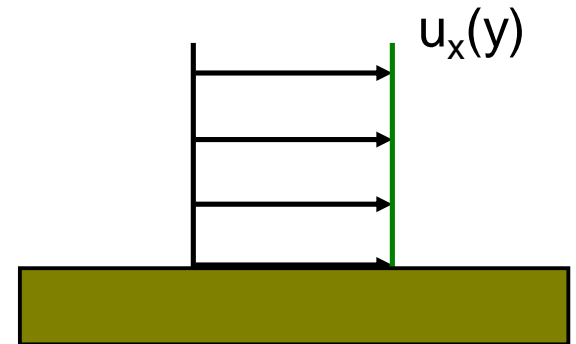
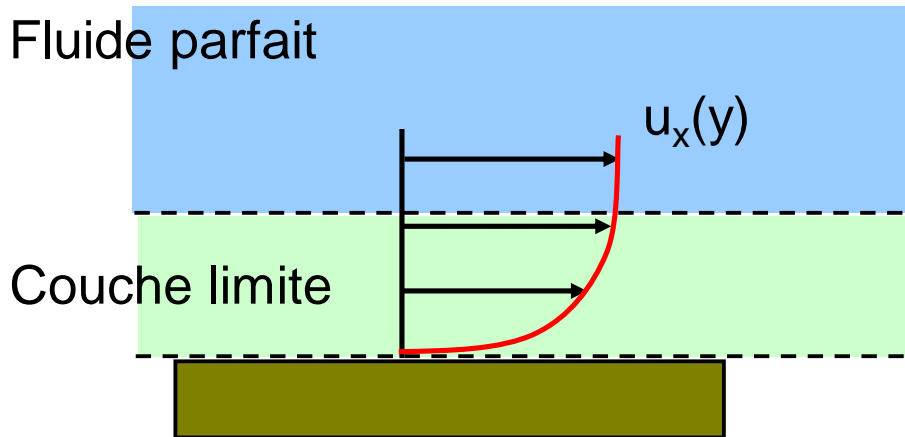


Le paradoxe de d'Alembert

- On sait par l'expérience qu'un corps rigide se déplaçant dans un fluide réel subit une force de résistance non nulle (i.e. traînée, cf design aéronautique, automobile...)
- Pour résoudre le paradoxe, il faut tenir compte du fait que même pour les grands Re , le frottement visqueux ne doit pas être négligé dans une couche limite située au voisinage de la paroi l'obstacle.
- Le modèle de fluide parfait est valable à l'extérieur de cette couche limite

Frottement visqueux

y (direction normale)
x (direction tangentielle)



Écoulement réel :
Le frottement visqueux freine le fluide au
voisinage de la paroi (→ adhérence)

Fluide parfait :
sans viscosité, le fluide
glisse sur la paroi

Couche limite
a) Cas réel b) Fluide parfait

Frottement visqueux

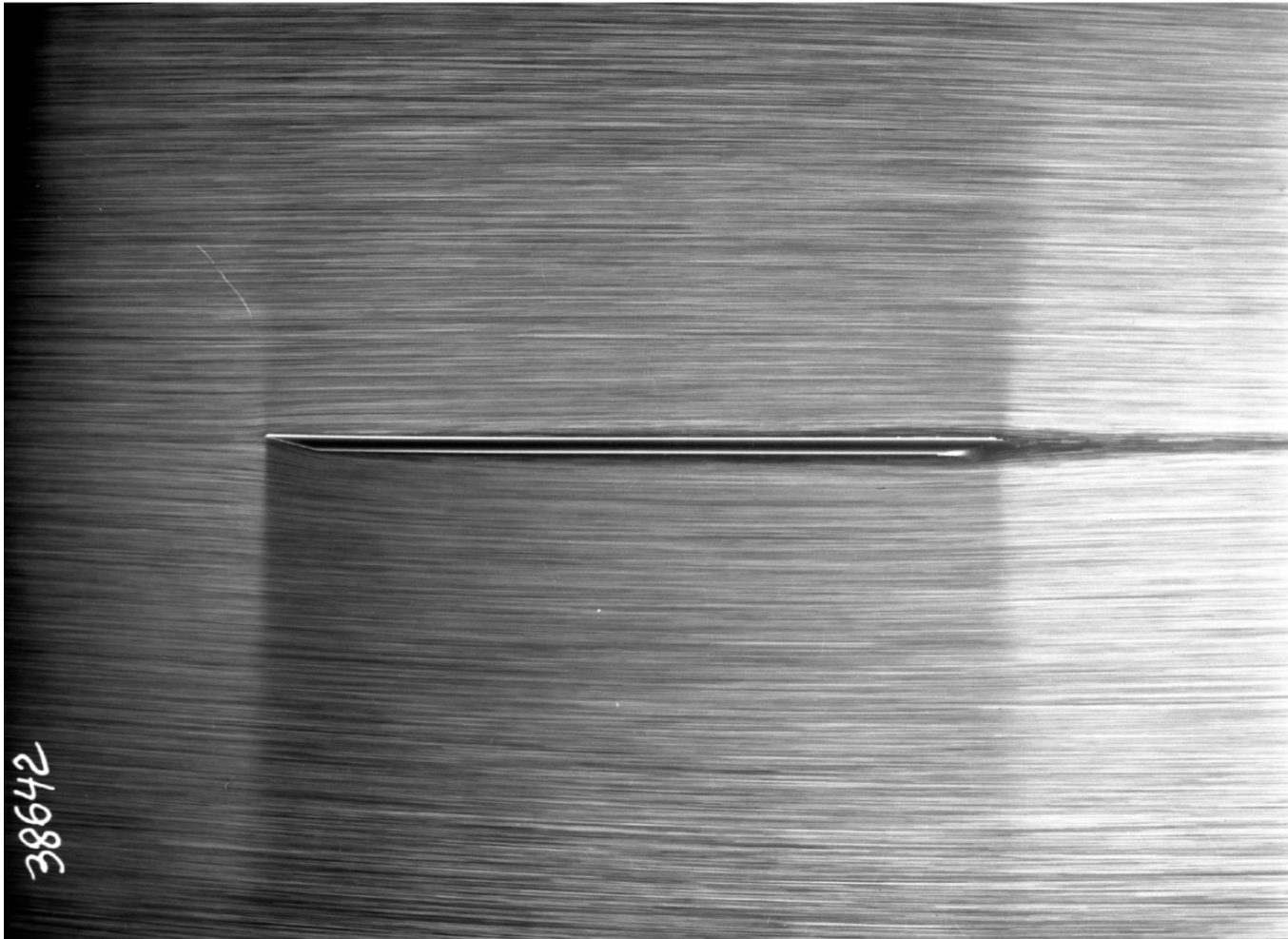


Figure 14: Ecoulement le long d'une plaque plane
 $Re_L=10e4$ (Werlé, 1974)

Couche limite

La couche limite est une zone où la vitesse (tangentielle et normale) est diminuée sous l'effet du frottement visqueux.

C'est une zone où la vitesse tangentielle est beaucoup plus importante que la vitesse normale : $u_x \gg u_y$

C'est une zone de gradients de vitesse tangentielle importants dans la direction normale à la paroi : $\frac{\partial u_x}{\partial y}$ n'est pas négligeable.

Notion de couche limite

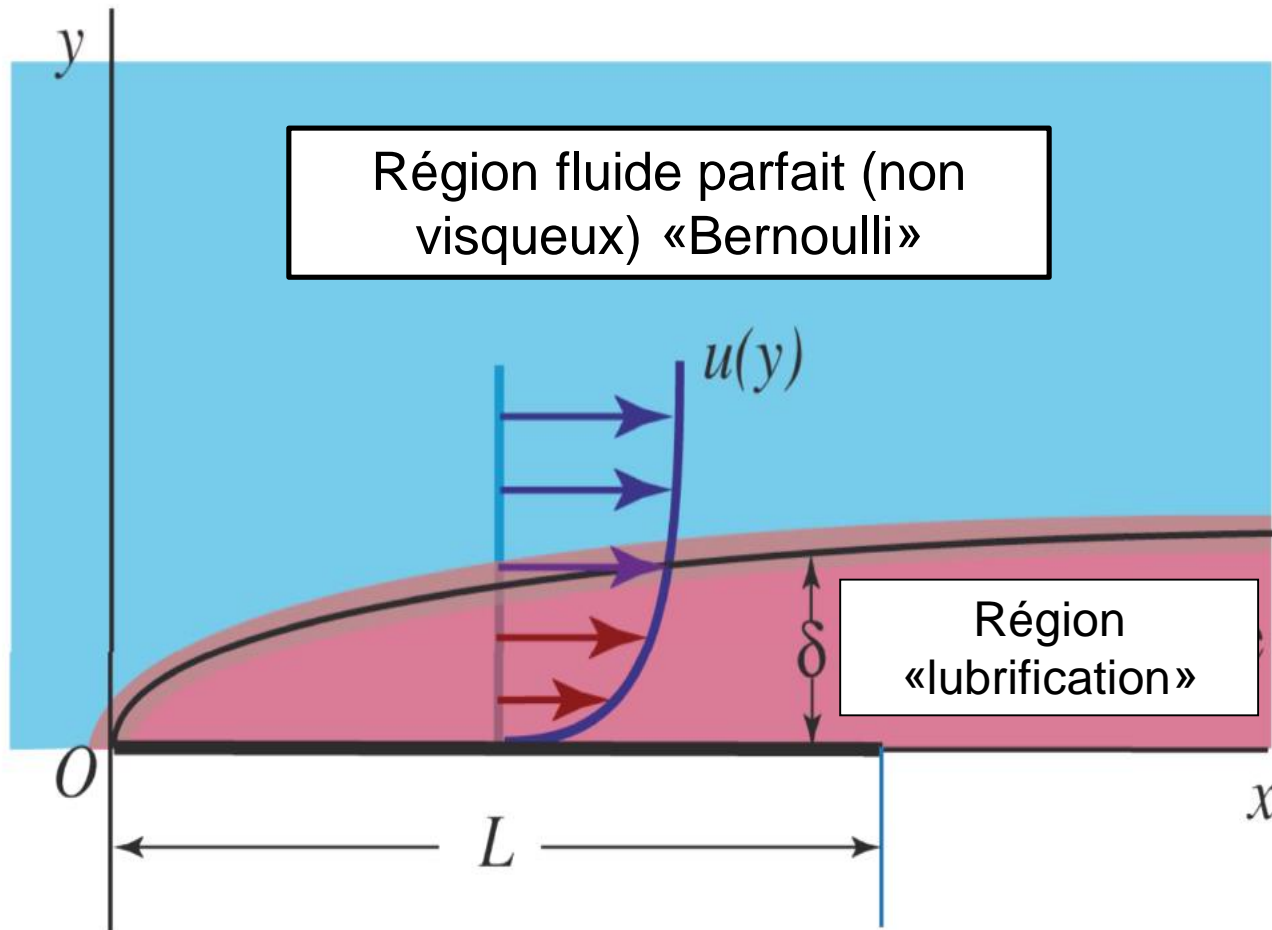


Schéma de la couche limite

2. Traînée

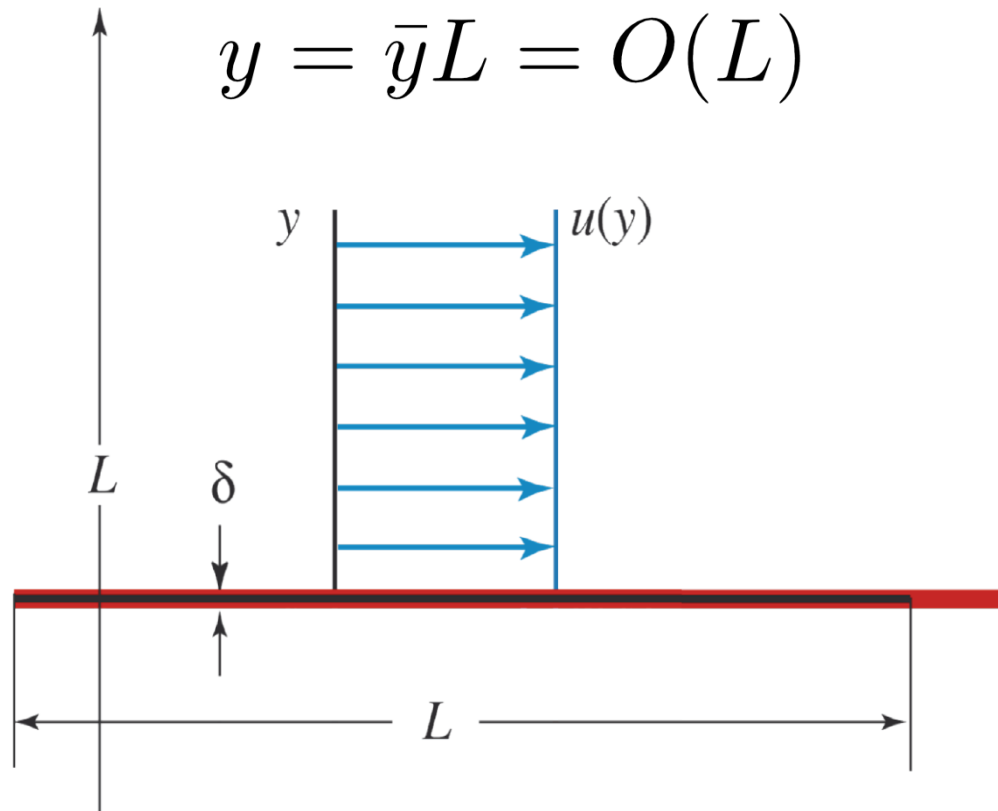
b. Origine du décollement

- i. Paradoxe de D'Alembert
- ii. Couche limite
- iii. Décollement

Echelles caractéristiques de la couche limite

$$\begin{aligned} \tilde{x} &= \frac{x}{L}, & \tilde{y} &= \frac{y}{\delta} \\ \tilde{u} &= \frac{u}{U_\infty}, & \tilde{v} &= \frac{v}{V}, & \tilde{p} &= \frac{p}{\rho U_\infty^2} \\ \frac{\delta}{L} &\ll 1, & \frac{V}{U_\infty} &\ll 1 \end{aligned}$$

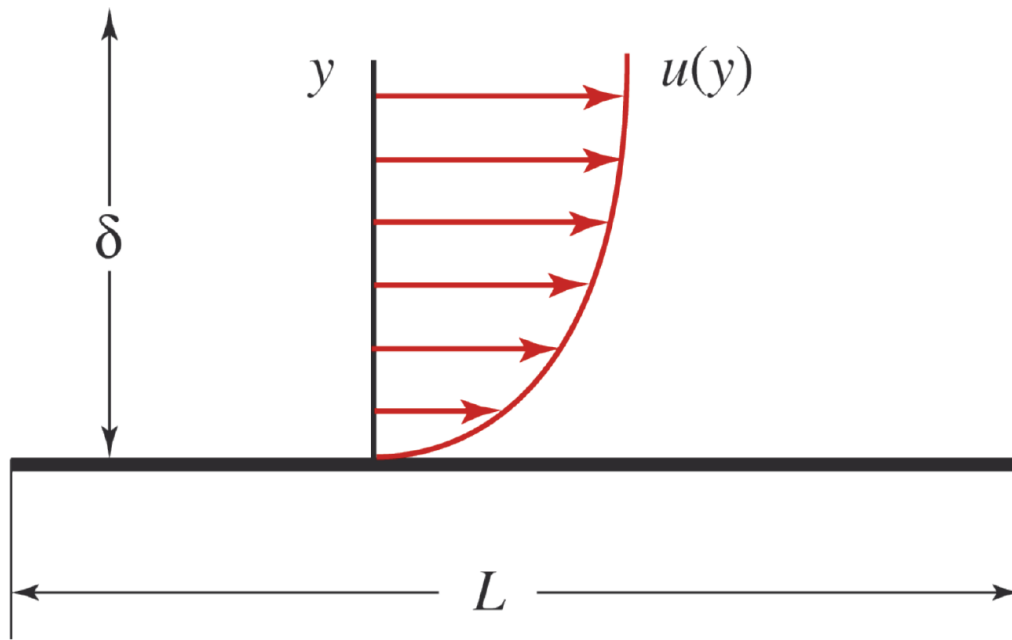
Approximation extérieure Fluide parfait



Approximation extérieure – Fluide parfait

Approximation intérieure Couche limite

$$y = \tilde{y}\delta = O(\delta)$$



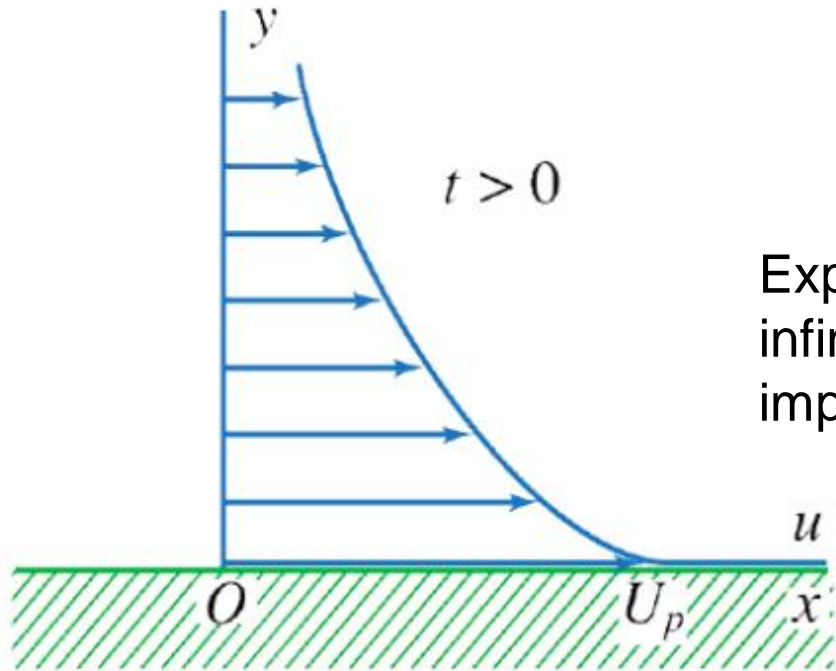
Approximation intérieure – couche limite

Règle de raccord?



Analogie de raccord asymptotique
due à P. Huerre
M. C. Escher

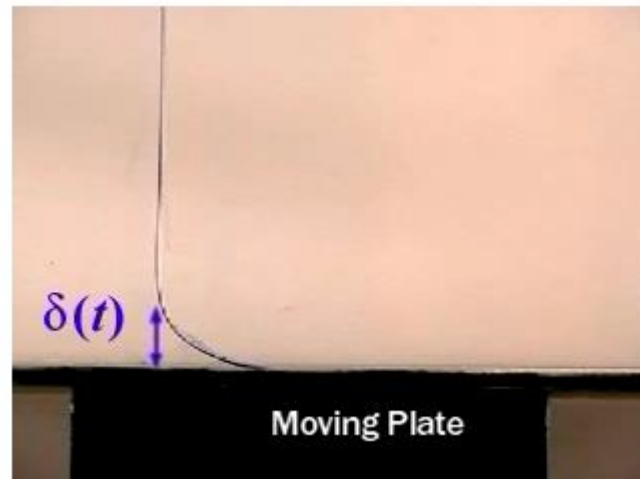
Plaque mise en mouvement- diffusion de la quantité de mvt



Expérience similaire - une plaque infinie mise en mouvement de manière impulsive (1^{er} PB de Stokes)

$$\begin{aligned}\frac{\partial u}{\partial t} &= \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \\ u(0, t) &= U_p \quad t > 0 \\ u(y, t) &\rightarrow 0 \quad y \rightarrow +\infty\end{aligned}$$

Epaisseur de la couche limite

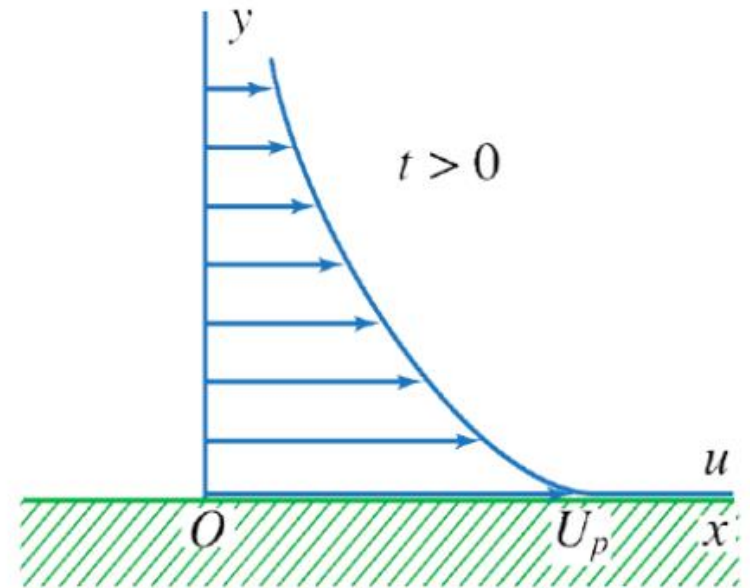


Expérience similaire - une plaque infinie mise en mouvement de manière impulsive (1^{er} PB de Stokes)

Que peut-on déduire par analyse dimensionnelle?

Processus diffusif

$$\begin{aligned}\frac{\partial u}{\partial t} &= \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \\ u(0, t) &= U_p \quad t > 0 \\ u(y, t) &\rightarrow 0 \quad y \rightarrow +\infty\end{aligned}$$



$$\delta = (\nu t)^{0.5}$$

Analyse dimensionnelle

Si la couche limite se développe de manière stationnaire en espace, l'analyse dimensionnelle permet de remplacer t par x/U dans δ .

$$\delta(t) \sim (\nu t)^{0.5}$$

$$\delta(x) \sim \left(\frac{\nu x}{U}\right)^{0.5}$$

$$\frac{\delta(x)}{x} \sim Re_x^{-0.5}$$

δ est l'épaisseur de la couche limite

Croissance de la couche limite

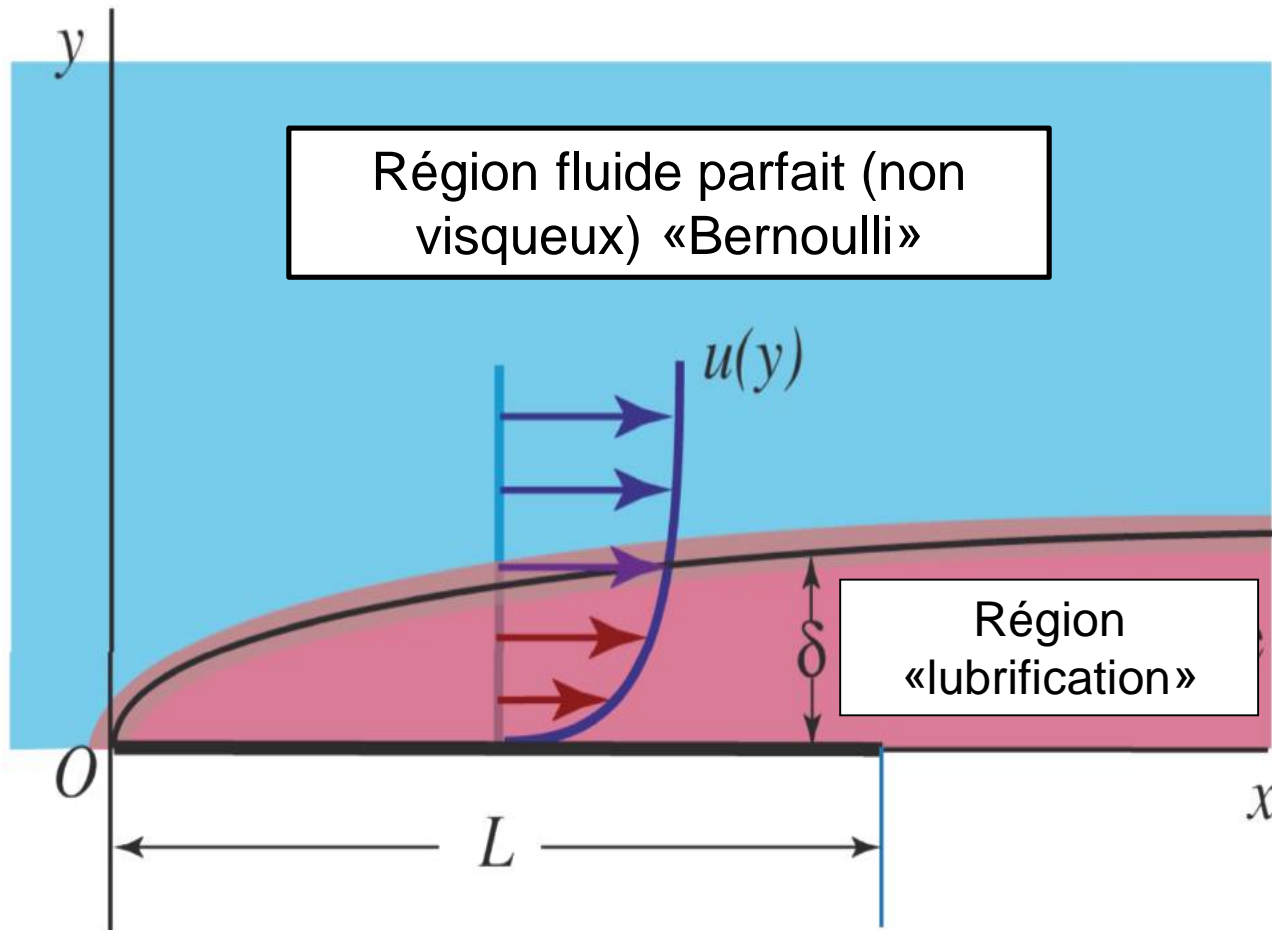
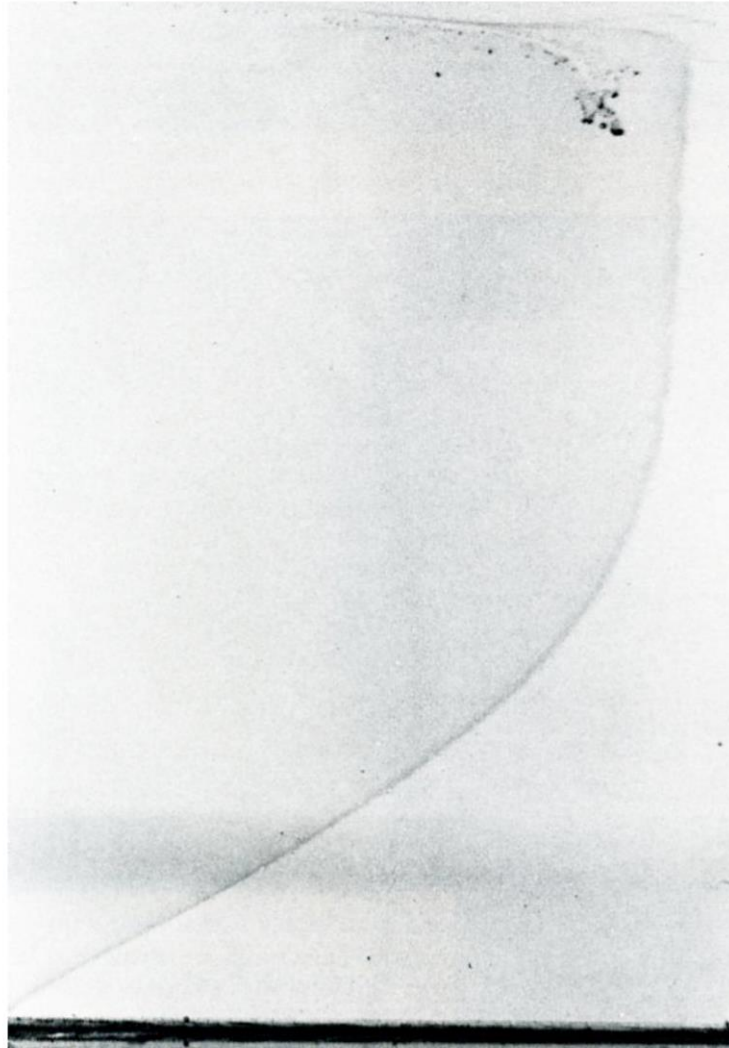


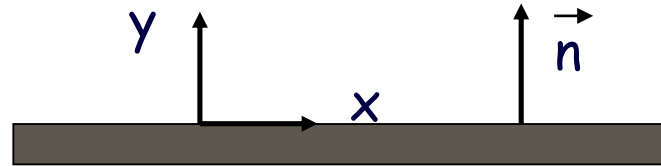
Schéma de la couche limite

Profil de vitesse dans la couche limite



Profil de vitesse expérimental dans la couche limite de Blasius à $Re=500$
(Wortmann 1982)

Evaluation du frottement visqueux



$$\begin{pmatrix} 2\mu \frac{\partial u_x}{\partial x} & \mu \left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right) \\ \mu \left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right) & 2\mu \frac{\partial u_y}{\partial y} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mu \frac{\partial u_x}{\partial y} + \mu \frac{\partial u_y}{\partial x} \\ 2\mu \frac{\partial u_y}{\partial y} \end{pmatrix}$$

$\vec{\tau}$ (pointing down) \vec{n} (pointing down)

Le frottement visqueux génère à priori de la trainée et de la portance.

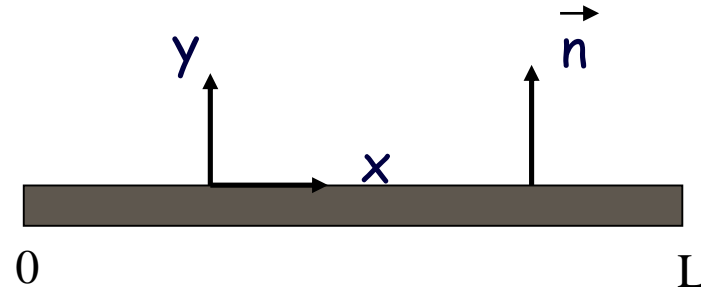
On a vu que dans la couche limite : $u_x \gg u_y$

Finalement la contrainte est essentiellement tangentielle :

$$\begin{pmatrix} 2\mu \frac{\partial u_x}{\partial x} & \mu \left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right) \\ \mu \left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right) & 2\mu \frac{\partial u_y}{\partial y} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mu \frac{\partial u_x}{\partial y} + \mu \frac{\partial u_y}{\partial x} \\ 2\mu \frac{\partial u_y}{\partial y} \end{pmatrix} \simeq \begin{pmatrix} \mu \frac{\partial u_x}{\partial y} \\ 0 \end{pmatrix}$$

Coefficient de pression pariétal C_p

Figure 26: Plaque de longueur L



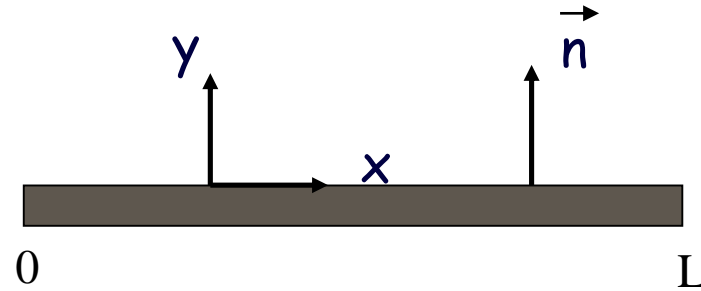
Densité de contrainte pariétale (i.e. qui s'exerce à la paroi):

$$\text{Dimensionné : } \tau_p(x) = \mu \frac{\partial u_x}{\partial y}(x) \quad [N/m^2]$$

$$\begin{aligned} \text{Adimensionné : } C_p(x) &= \frac{\tau_p(x)}{\frac{1}{2}\rho_\infty U_\infty^2} \approx \frac{\mu U_\infty}{\delta} \frac{1}{\frac{1}{2}\rho_\infty U_\infty^2} \\ &\approx \frac{\mu U_\infty}{\sqrt{\frac{\mu x}{\rho_\infty U_\infty}}} \frac{1}{\frac{1}{2}\rho_\infty U_\infty^2} \\ &\approx \sqrt{\frac{\rho_\infty \mu U_\infty^3}{x}} \frac{1}{\frac{1}{2}\rho_\infty U_\infty^2} \end{aligned}$$

Coefficient de trainée C_x

Figure 26: Plaque de longueur L



Force de trainée s'exerçant sur la paroi

$$\text{Dimensionné : } F_X = \int_0^L \tau_p(x) dx = \int_0^L \mu \frac{\partial u_x}{\partial y}(x) dx \quad [N/m](2D)$$

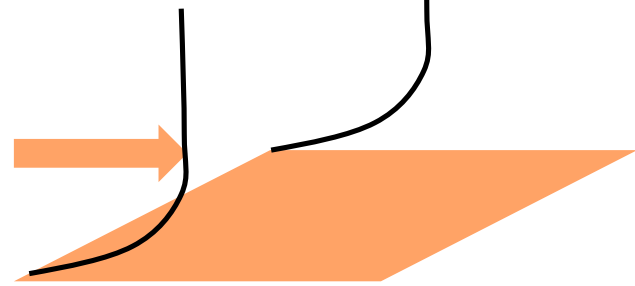
$$\text{Adimensionné : } C_X = \frac{F_X}{\frac{1}{2} \rho_\infty U_\infty^2 L} \approx \frac{\sqrt{\rho_\infty \mu L U_\infty^3}}{\frac{1}{2} \rho_\infty U_\infty^2 L}$$

$$\approx \sqrt{\frac{\mu}{\rho_\infty U_\infty L}}$$

$$\approx Re^{-1/2}$$

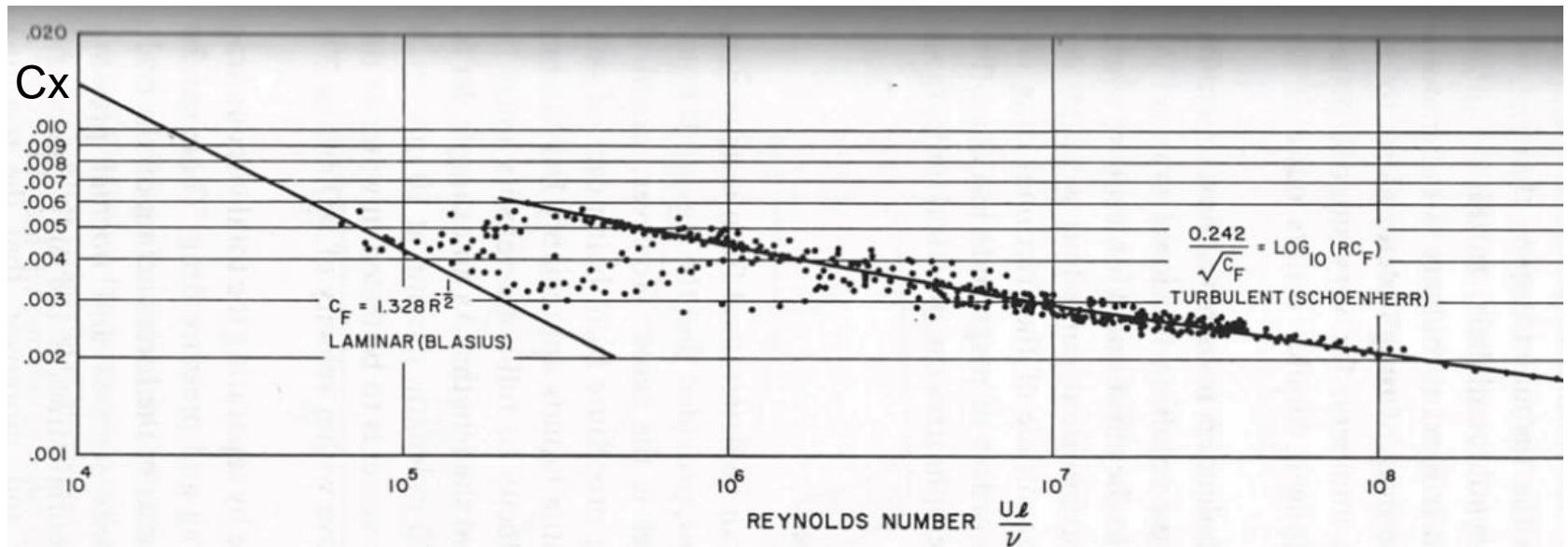
Trainée d'une plaque (trainée de peau)

Figure 28: Plaque de longueur L
et de largeur W



$$F_D \simeq W \sqrt{\rho \mu L U_\infty^3}$$

Trainée d'une plaque



Coefficient de trainée d'une plaque en fonction du nombre de Reynolds pour un régime laminaire (gauche) et turbulent (droite)

2. Traînée

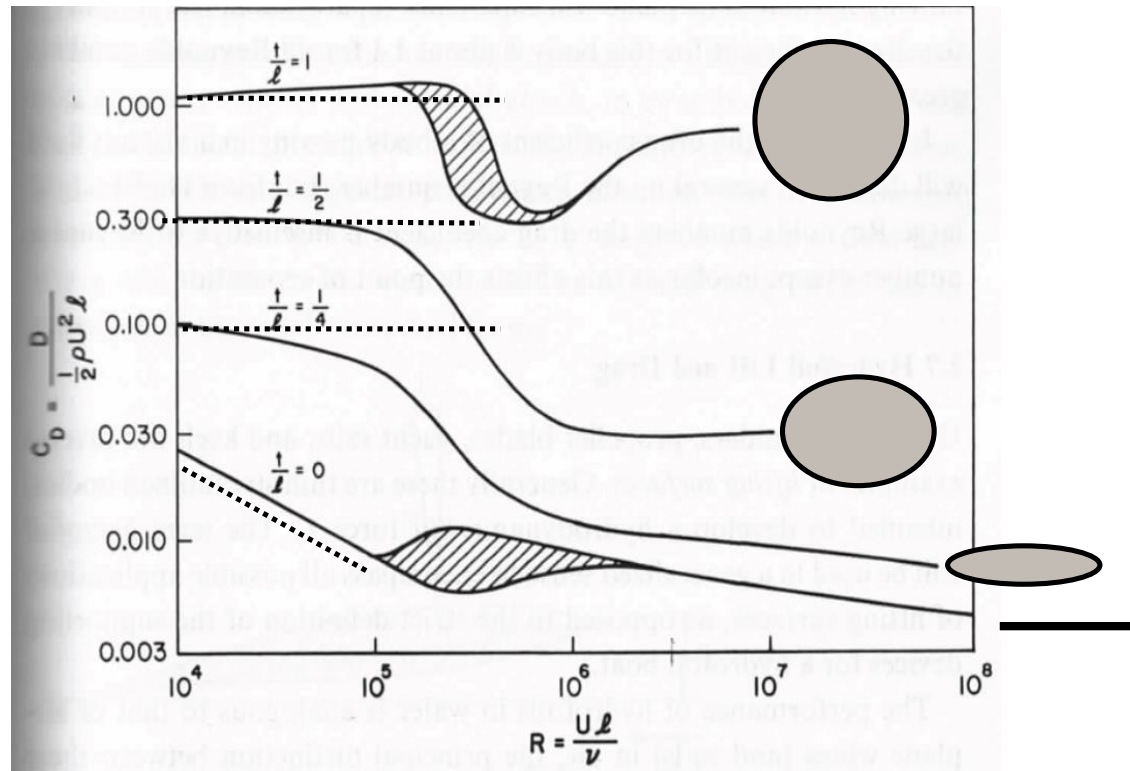
b. Origine du décollement

- i. Paradoxe de D'Alembert
- ii. Couche limite
- iii. Décollement

Loi d'échelle de la traînée aérodynamique

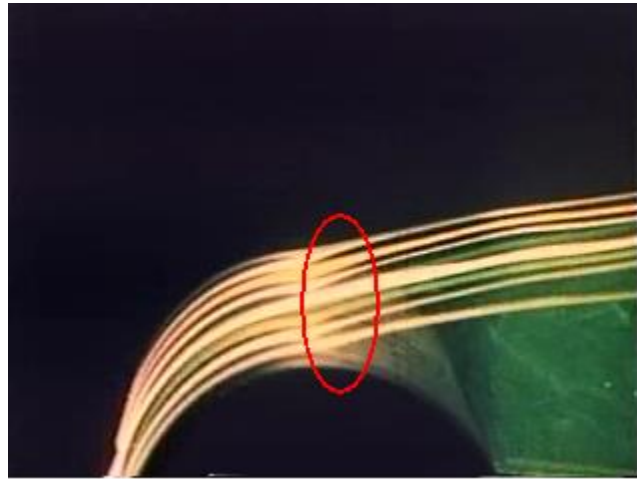
Les précédents développements ne suffisent pas à expliquer la loi de la traînée aérodynamique:

$$\frac{1}{2} \rho_{\infty} U_{\infty}^2 S$$



Coefficient de traînée en fonction du nombre de Reynolds

Décollement autour d'un cylindre



Re=40

Figure 30a: Ecoulement réel autour d'un cylindre

Écoulement décollé autour d'une aile sous forte incidence

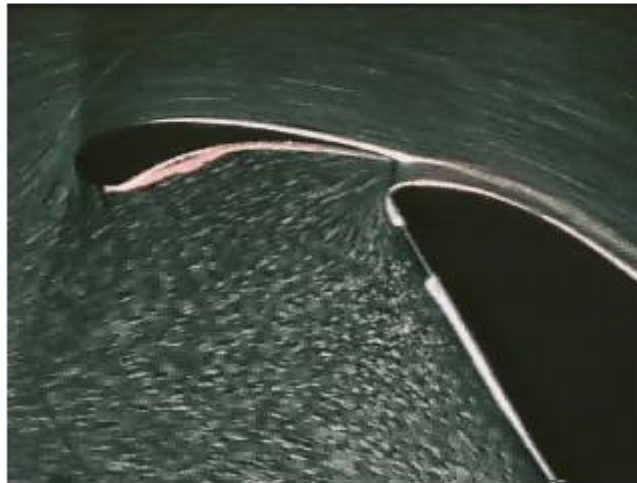
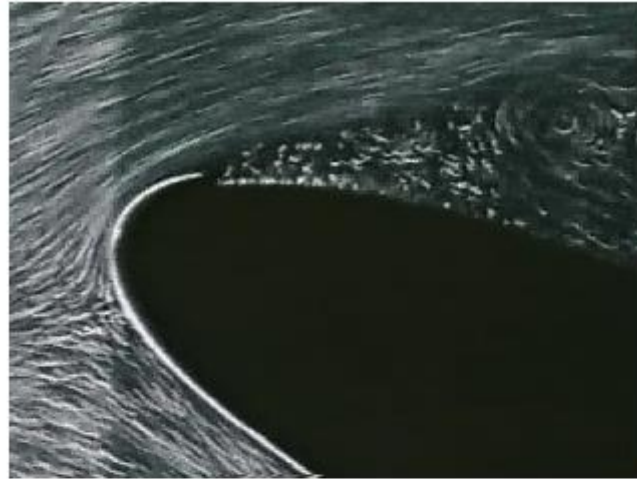


Figure 30c: ajout d'un aileron pour recoller l'écoulement

Influence de l'épaisseur



Figure 30d: Le décollement est favorisé par l'épaisseur

Exemple: Ecoulement autour d'un cylindre

$$p(a, \theta) = \frac{1}{2} \rho U_{\infty}^2 (1 - 4 \sin^2 \theta)$$

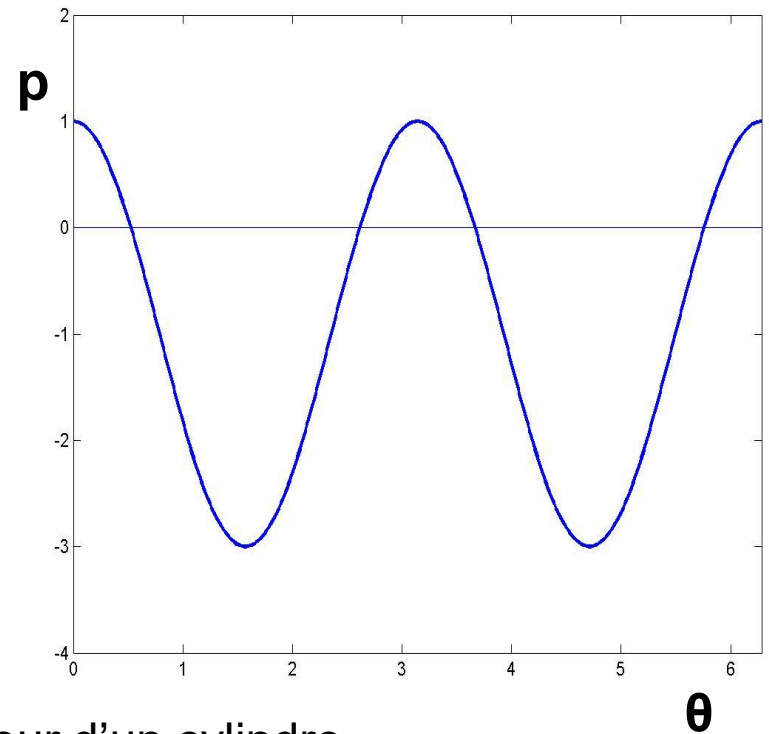
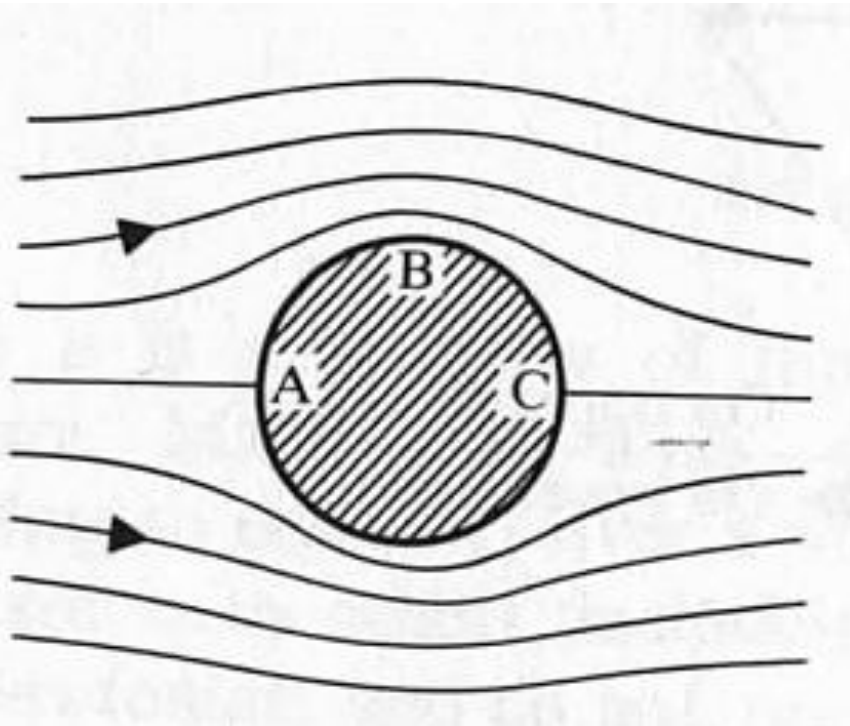
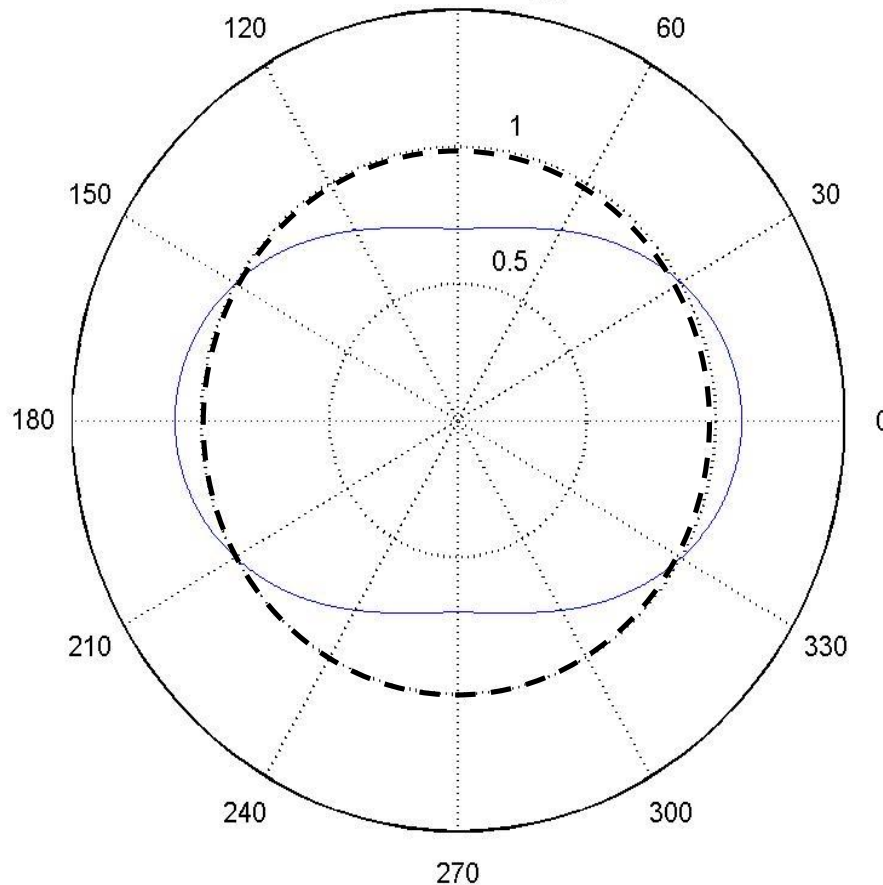


Figure 31: Ecoulement autour d'un cylindre

Exemple: Ecoulement autour d'un cylindre

$$p(a, \theta) = \frac{1}{2} \rho U_{\infty}^2 (1 - 4 \sin^2 \theta)$$



Origine du décollement: un gradient de pression adverse

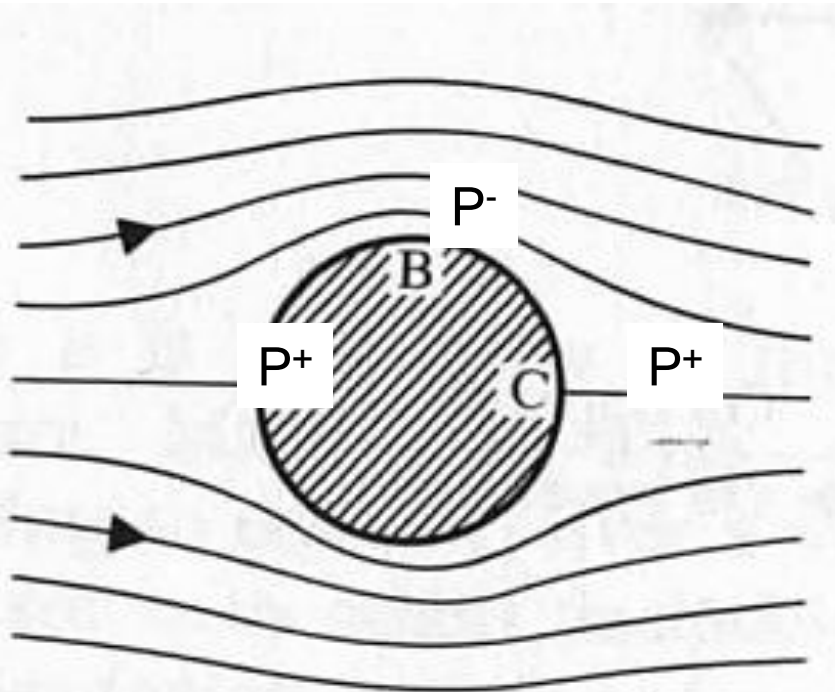


Figure 32: Ecoulement autour d'un cylindre et gradient de pression

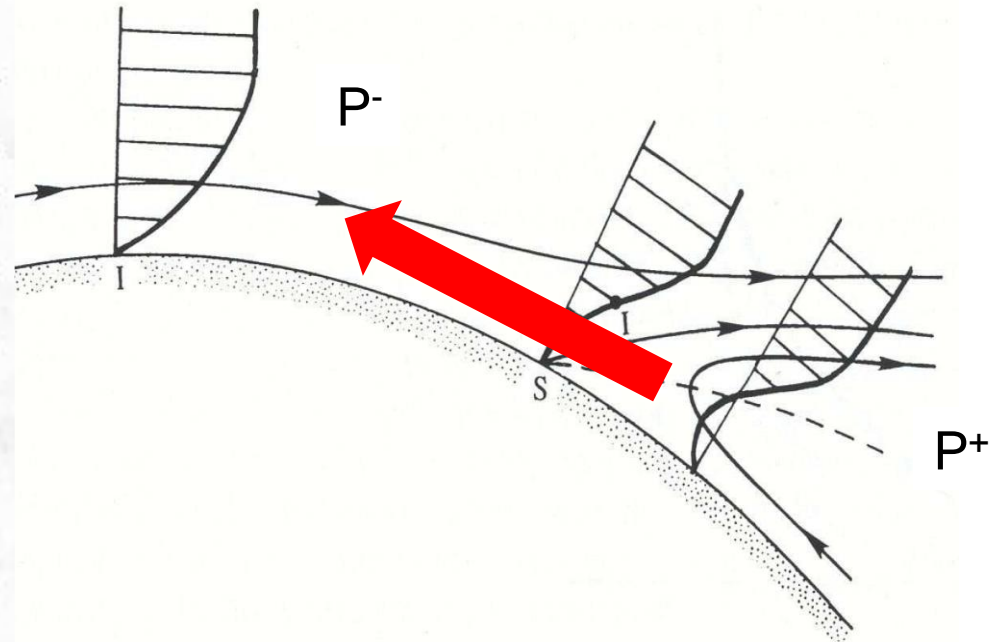


Figure 33: Ecoulement visqueux sur la paroi le long du gradient de pression

On a un écoulement visqueux proche de la paroi le long du gradient de pression!

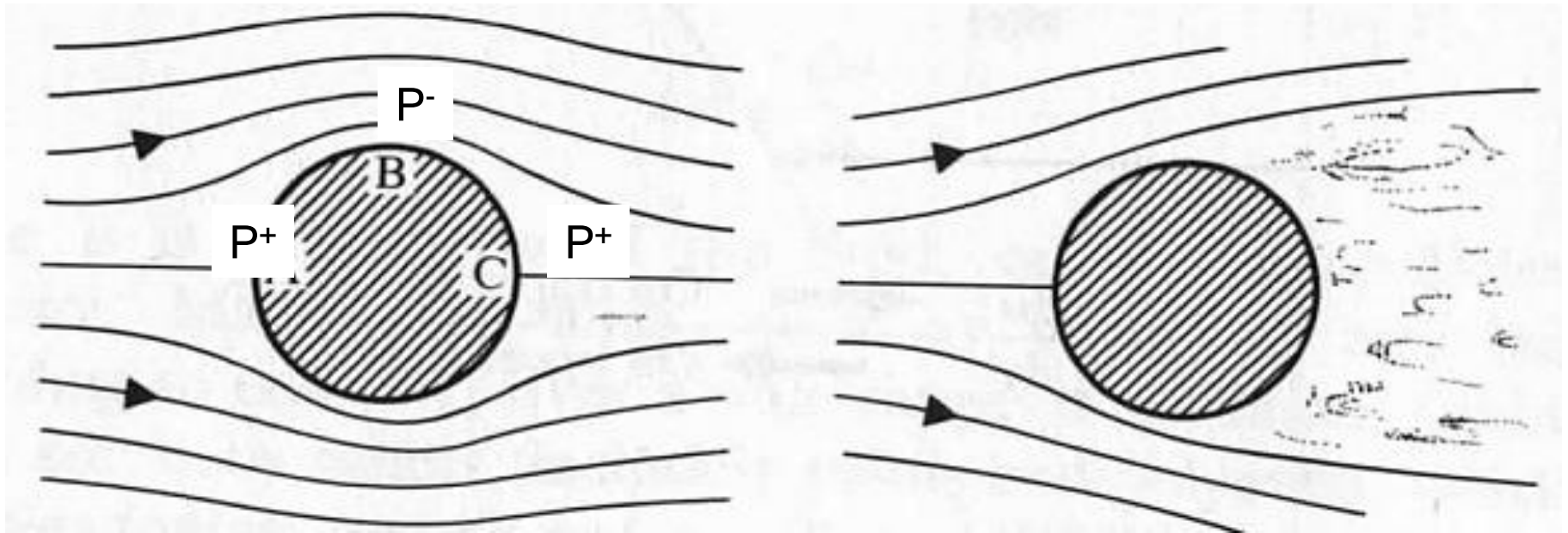


Figure 34: Ecoulement autour d'un cylindre sans décollement (gauche) et avec décollement (droite)

Coefficient de pression pariétale

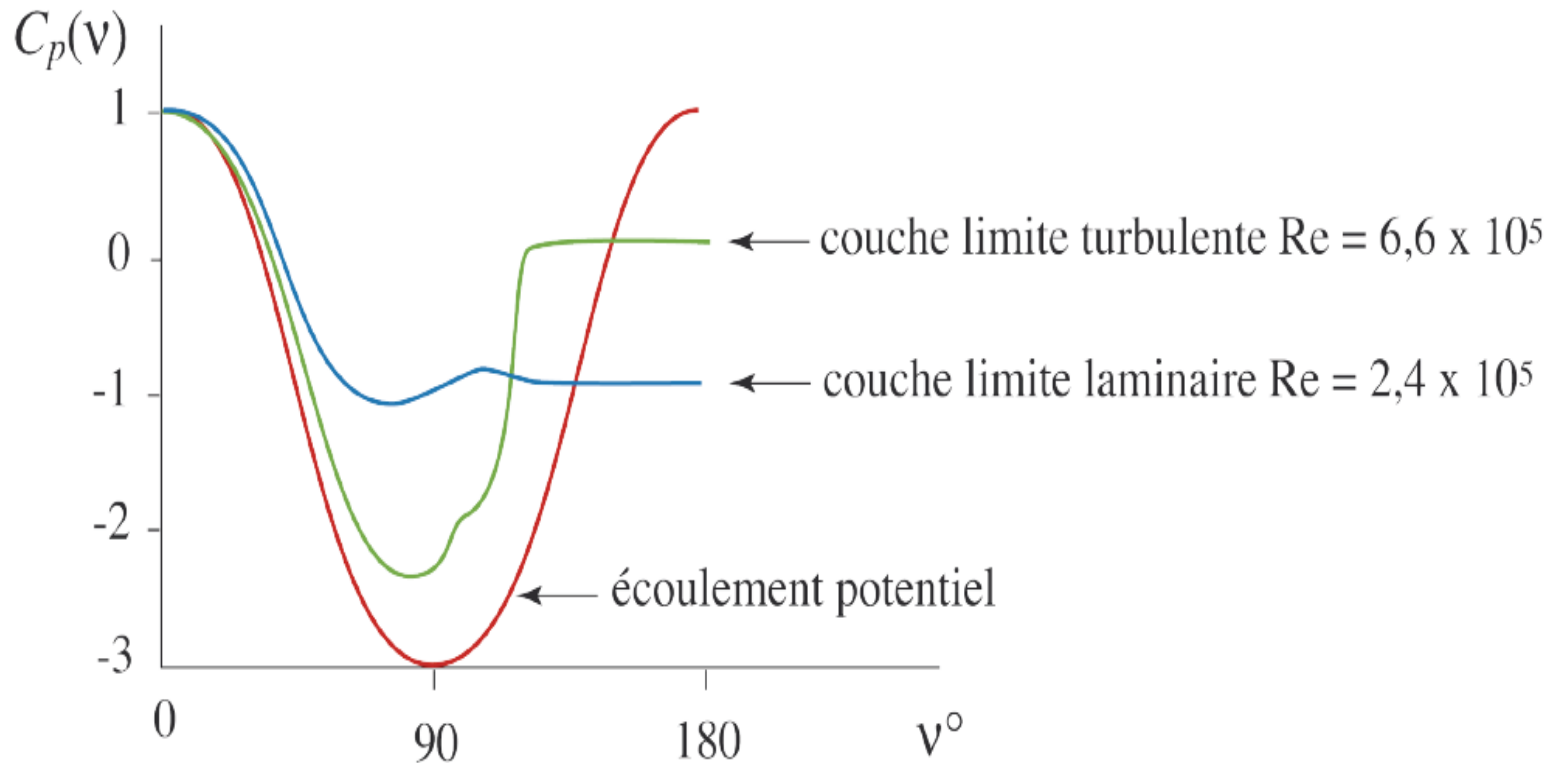
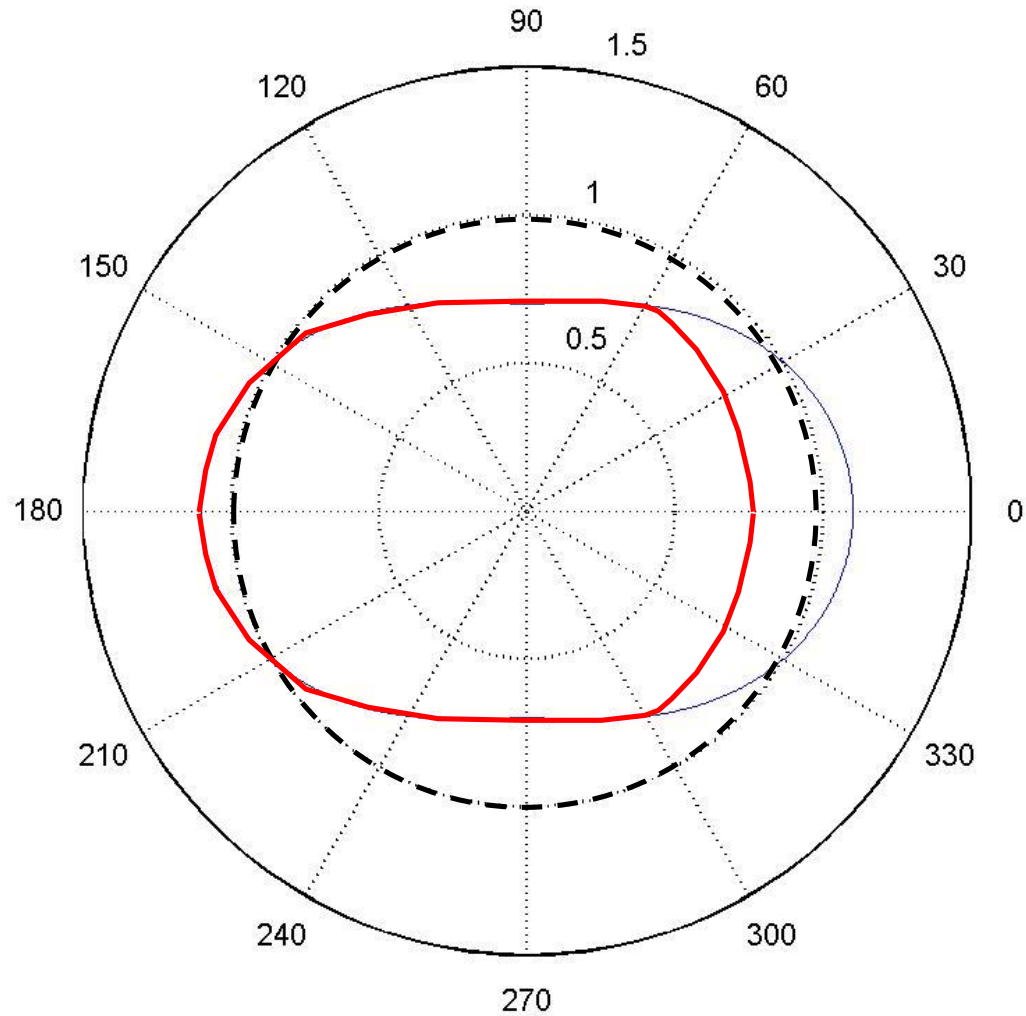


Figure 35: Coefficient de pression en fonction de l'angle

Écoulement décollé autour d'un cylindre

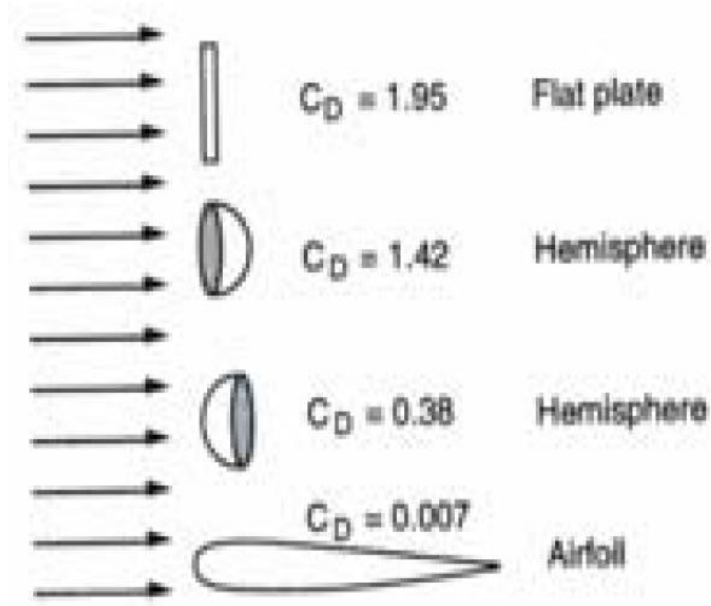
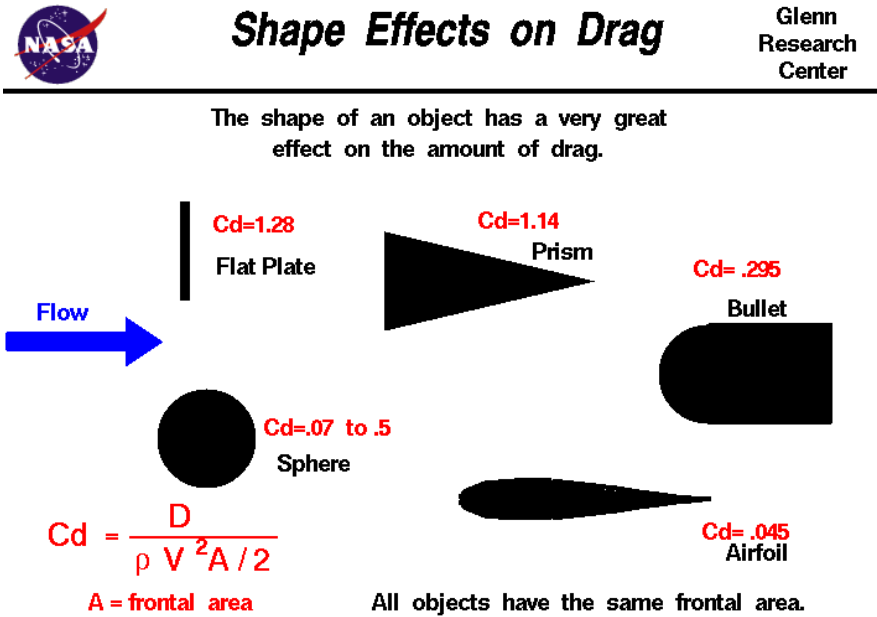
Trainée de forme



Distribution de pression avec décollement

Coefficient de trainée

$$C_X = \frac{\text{trainée}}{\frac{1}{2} \rho U^2 A}$$



Différents coefficients de trainée selon la géométrie

2. Traînée

- a. Phénoménologie écoulement derrière un obstacle
- b. Origine du décollement
- c. Origine de l'instabilité de «shedding»
- d. Origine de la crise de traînée
- e. Effet sur la trajectoire

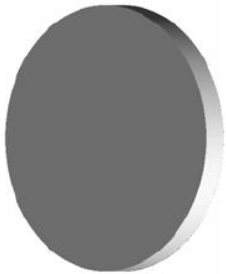
Allée de Von Karman



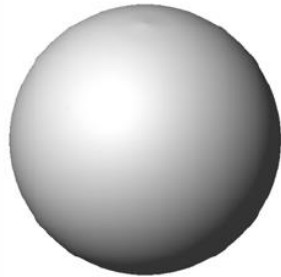
Allée de Von Karman (Perry, Chong & Lim (1982))

Prototype flows

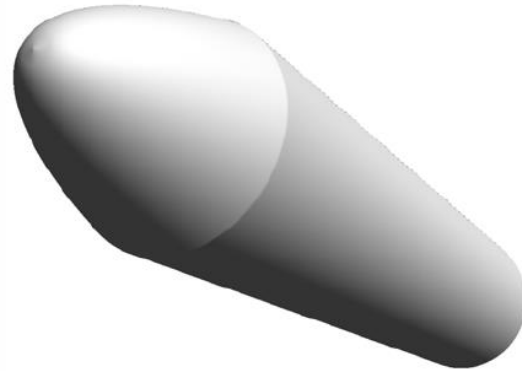
Axisymmetric wakes



Disk



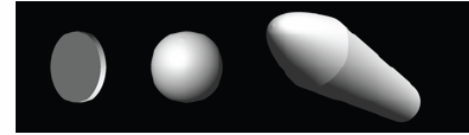
Sphere



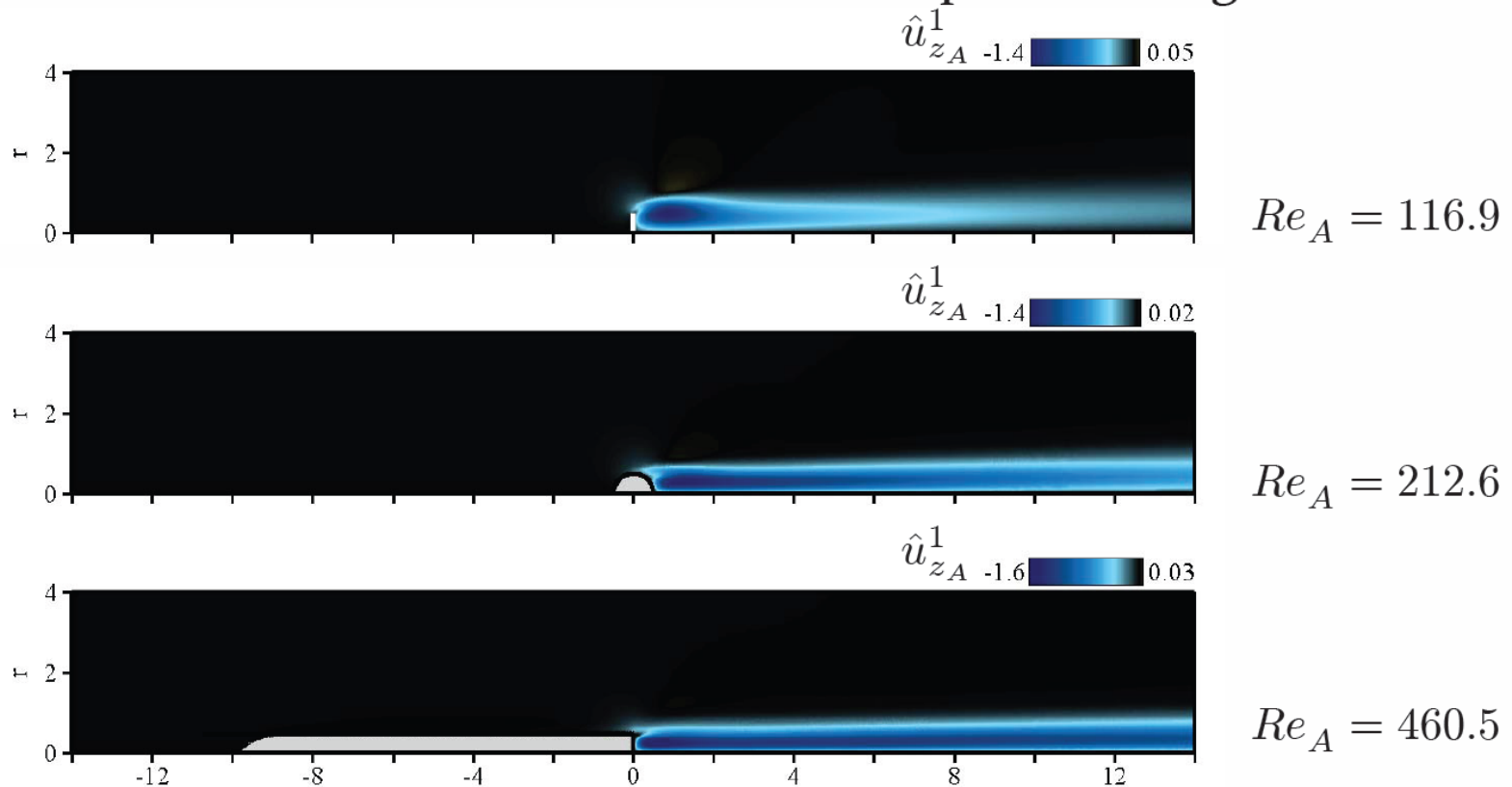
Blunt base

Meliga et al. 2008,2009,2010

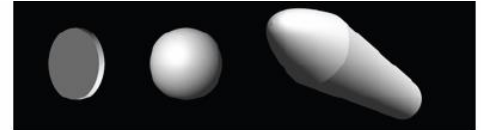
Leading global modes



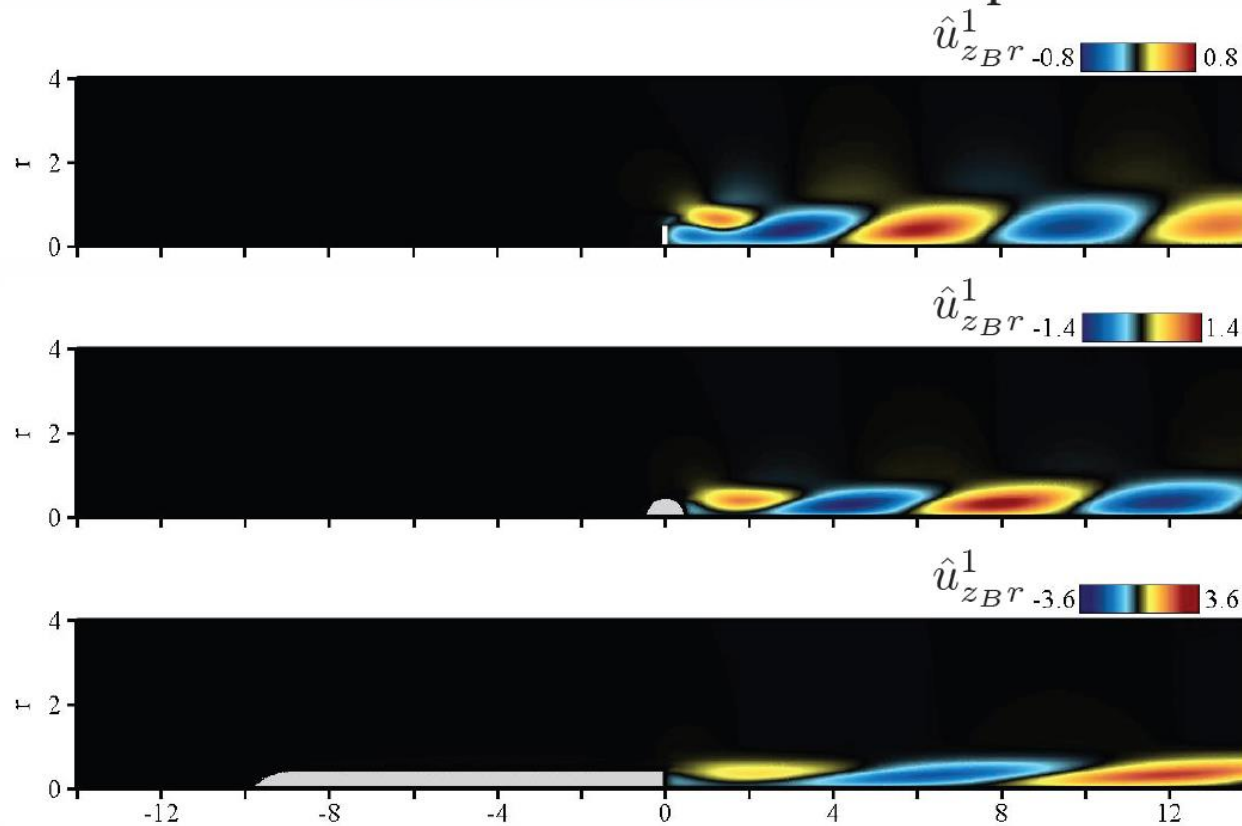
Same bifurcation sequence for all prototype flows, in the **INCOMPRESSIBLE** & compressible regimes



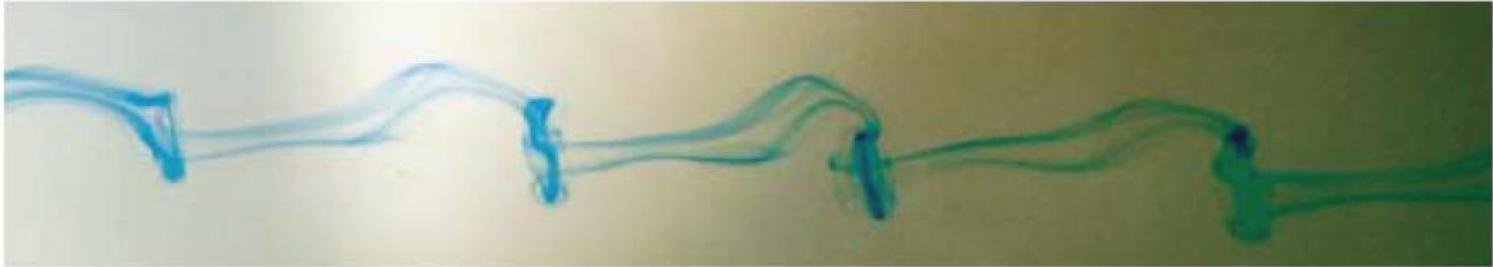
Leading global modes



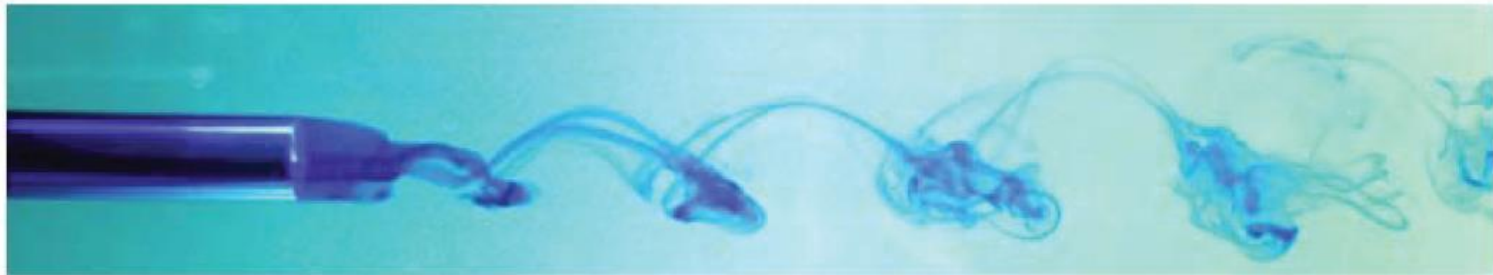
Same bifurcation sequence for all prototype flows,
in the **INCOMPRESSIBLE** & compressible regimes



How do these theoretical considerations compare with experiments



Sphere – Johnson & Patel (1999)

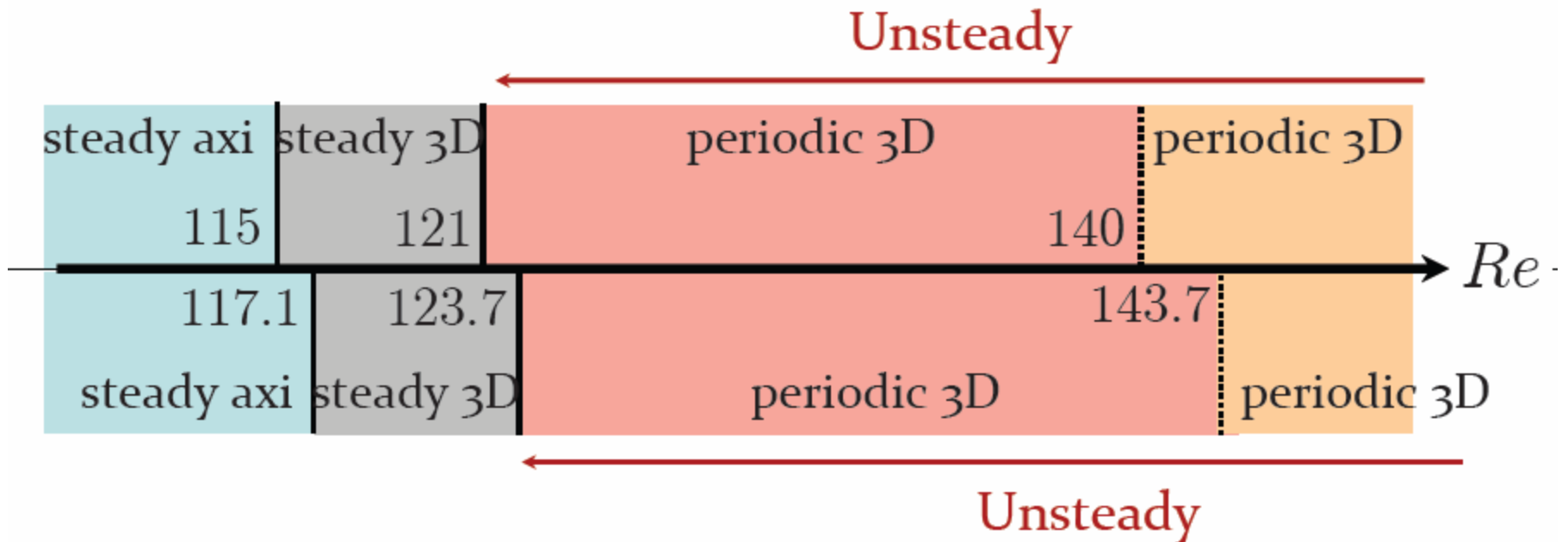


Blunt base – Siegel et al. (2008)

Remarkable predictions of successive symmetry breakings and thresholds

Direct numerical simulation of the 3D flow

Fabre et al. (2008)

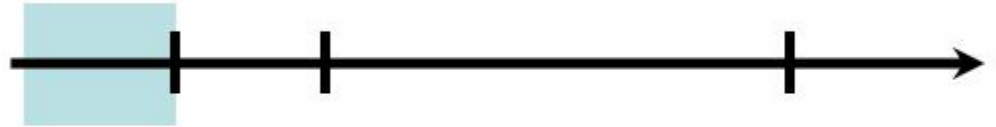


Weakly nonlinear global stability

Meliga et al. 2009

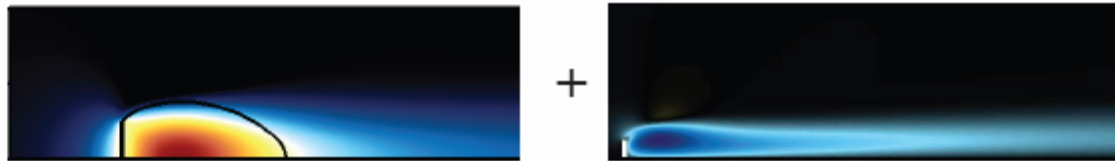
Stable solutions

- Steady axi



Stable solutions

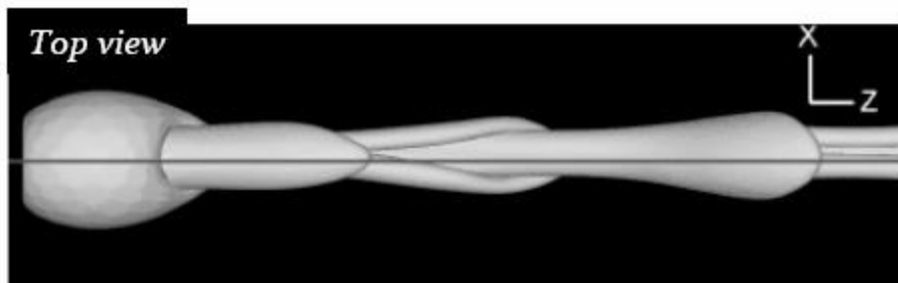
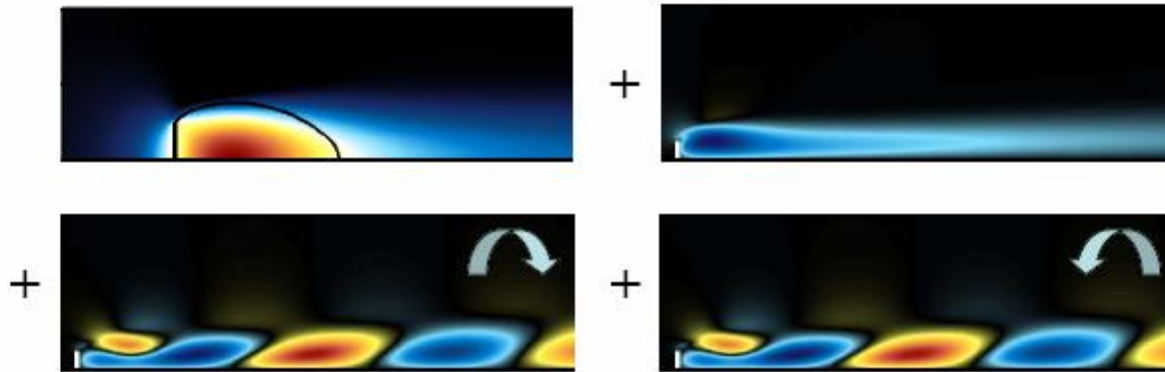
- Steady 3D + planar sym.



Numerical dye lines

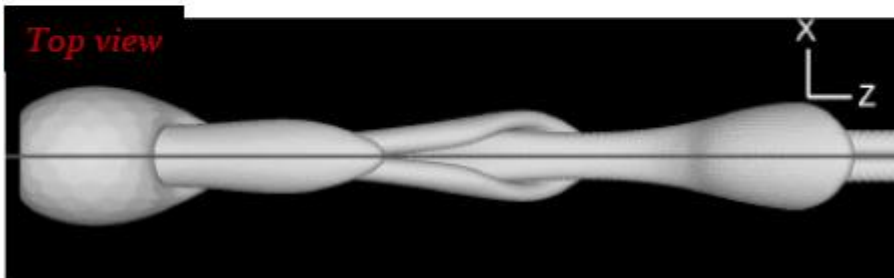
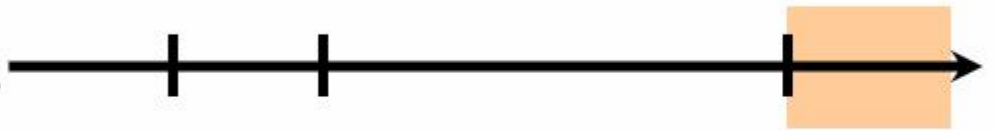
Stable solutions

- Periodic 3D, no sym.



Stable solutions

- Periodic 3D + planar sym.



2. Traînée

- a. Phénoménologie écoulement derrière un obstacle
- b. Origine du décollement
- c. Origine de l'instabilité de «shedding»
- d. Origine de la crise de traînée
- e. Effet sur la trajectoire

Trainée d'une sphère

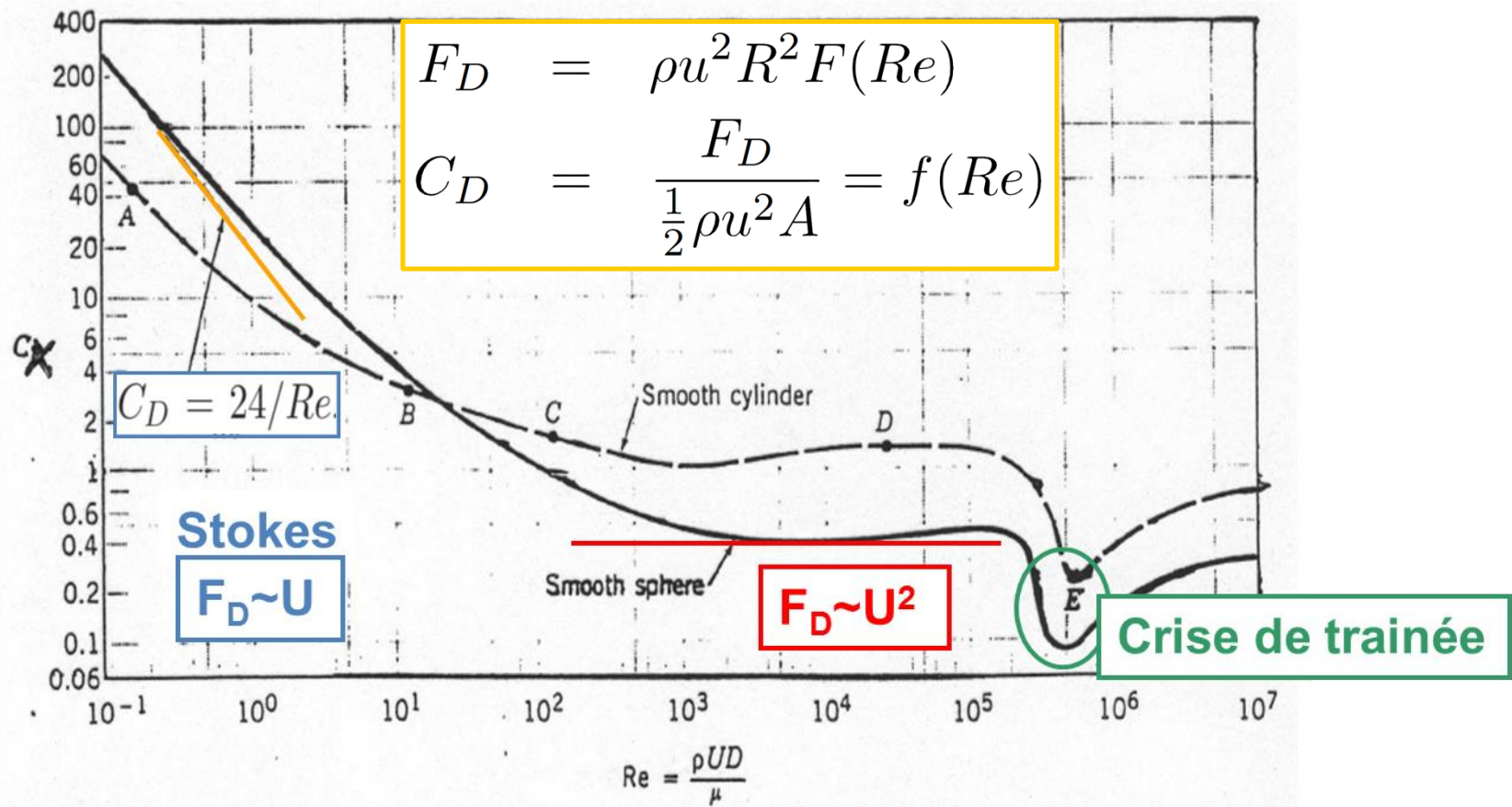


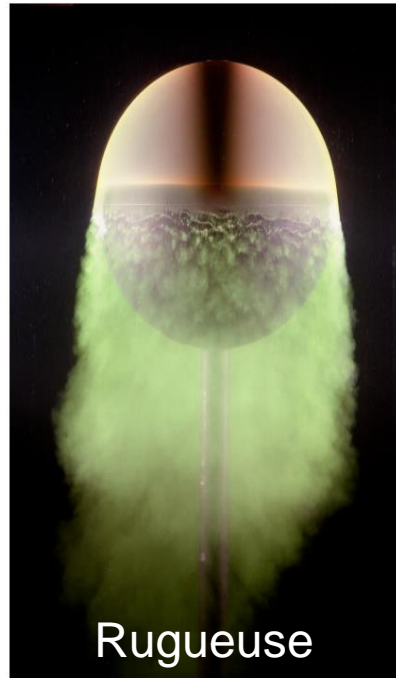
Figure 12: Trainée en fonction du nombre de Reynolds

D'après Acheson 1990

Exemple: Ecoulement réel autour d'une sphère



$$Re = 2 \times 10^5$$



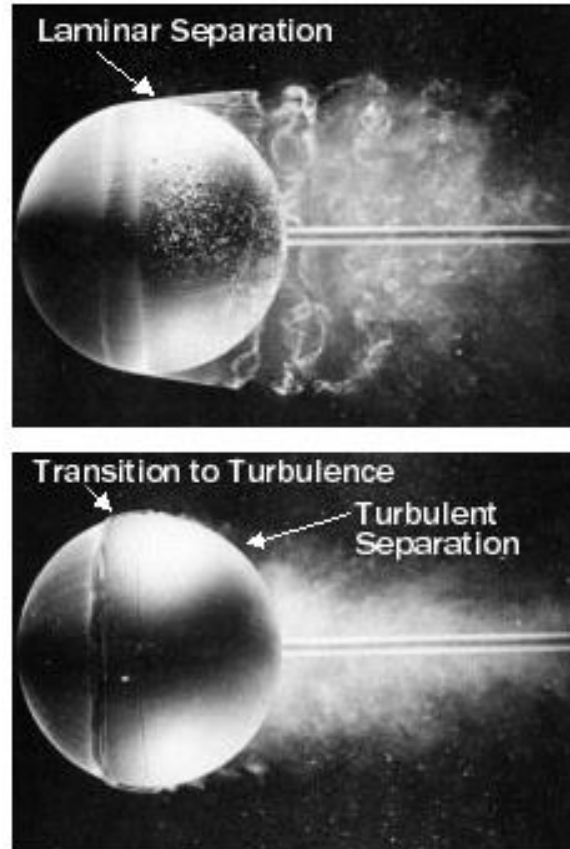
$$Re = 2 \times 10^5$$



$$Re = 3 \times 10^5$$

Ecoulement réel autour d'une sphère

Exemple: Ecoulement réel autour d'une sphère



© ONERA

Une couche limite turbulente retarde la séparation, ce qui réduit la traînée de forme

Exemple: Ecoulement réel autour d'une sphère

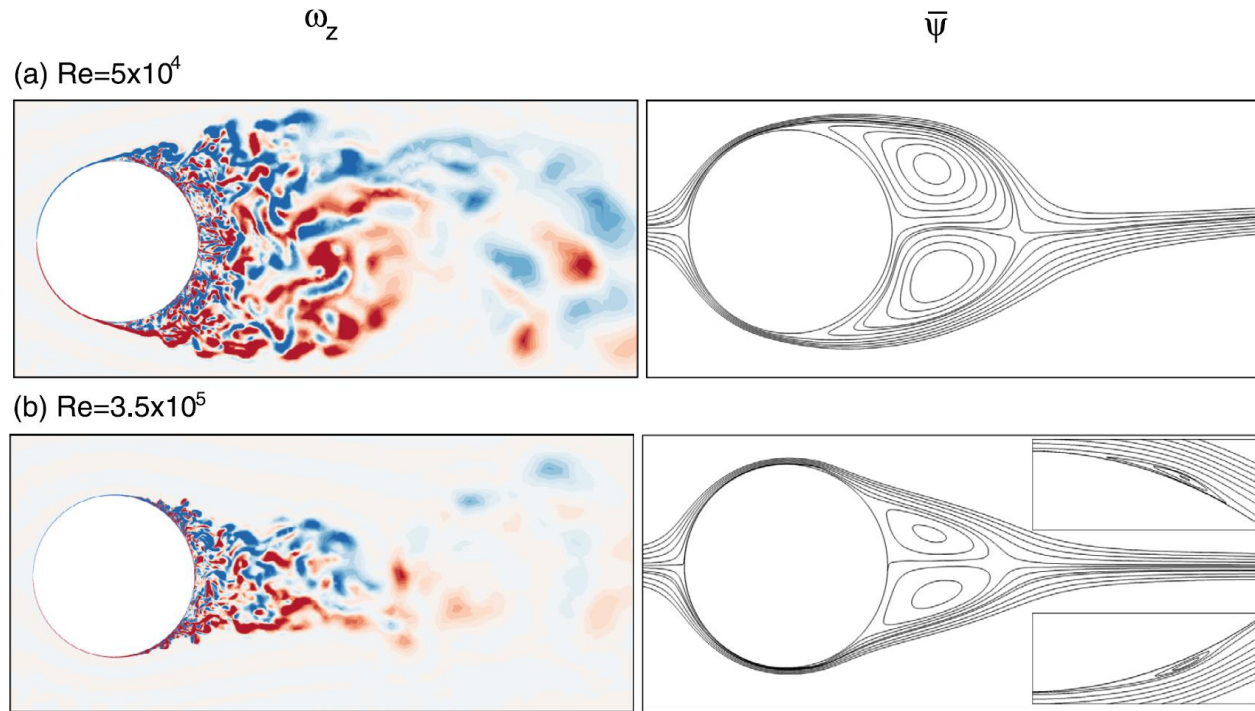
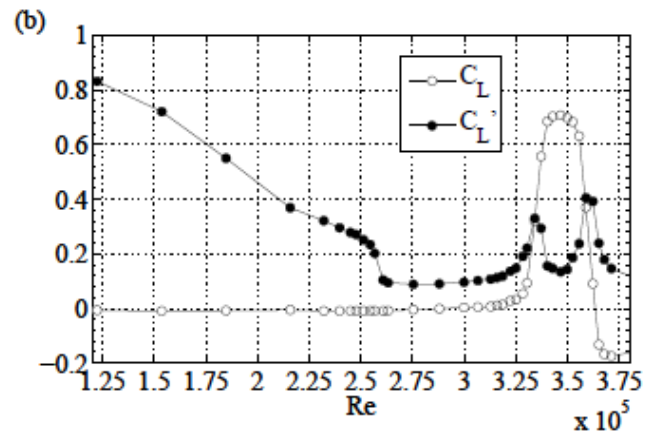
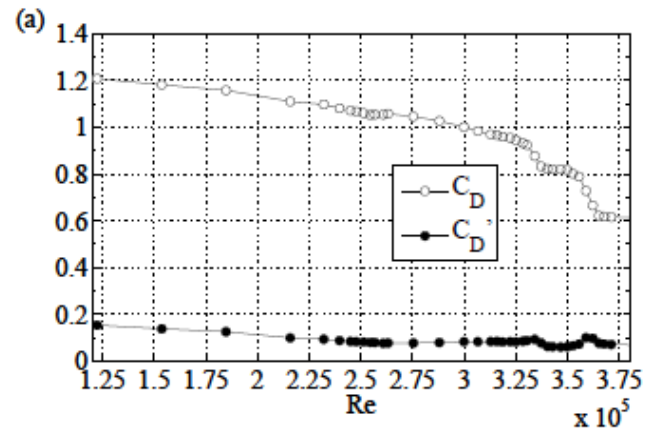


Fig. 6. Flow past a cylinder with computations in three-dimensions: instantaneous spanwise component of vorticity (left) and streamlines for the time- and span-averaged flow (right) for (a) $Re = 5 \times 10^4$, (b) $Re = 3.5 \times 10^5$. The inset in the figure for $\bar{\psi}$ at $Re = 3.5 \times 10^5$ shows the LSB on the upper and lower surface of the cylinder.

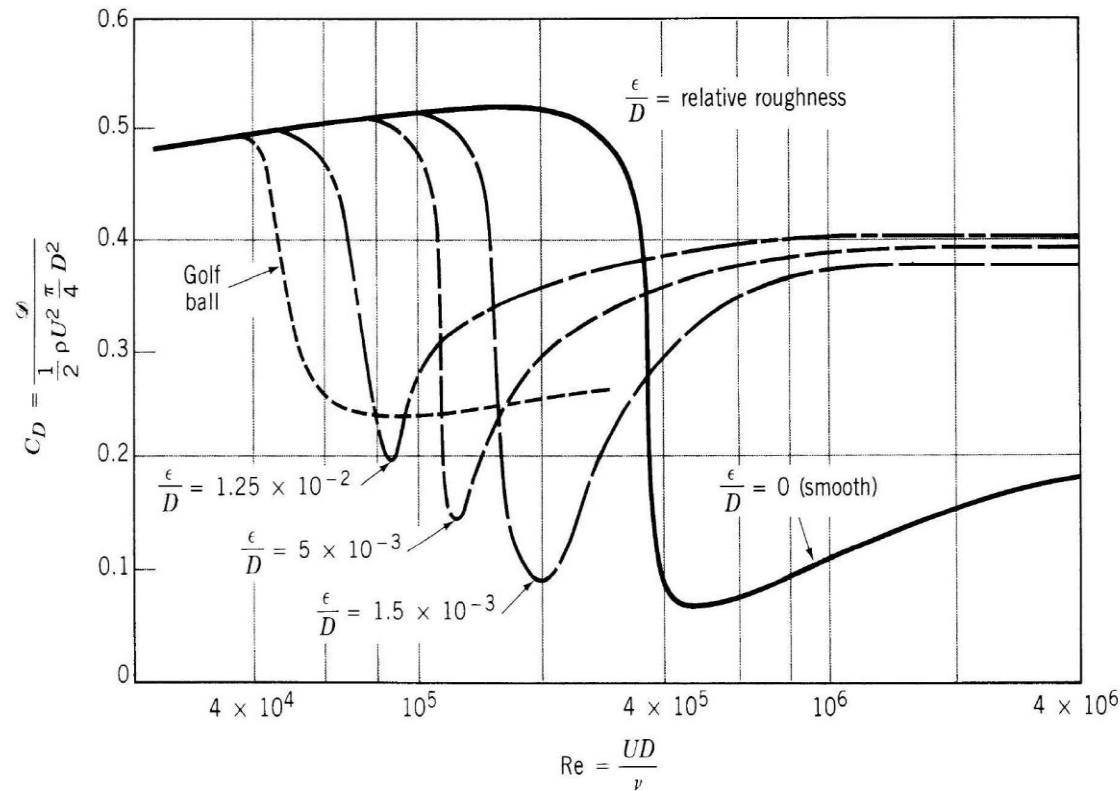
Gopra and Mittal 2016

Fluctuations de Lift pendant la crise



Cadot et a. 2015

Influence de la rugosité sur la trainée



Coefficient de trainée en fonction de la rugosité
(d'après Acheson (1990))

Balle de golf



Plumeuse
(1400)



Gutta Percha
(1850)



Gutta Martelé-main
(1870-80)



Balle moderne
(1930-?)

Sac de cuir bourré de plumes. Les pièces de cuir sont cousues, trempées, puis bourrées de plumes d'oie mouillées. Après séchage, les plumes prennent de l'expansion alors que le cuir se rétracte résultant en une masse extrêmement dure et dotée de beaucoup de ressort.

Plus économique, plus durable et plus esthétique. En revanche, elle virevolte de façon imprévisible, volant beaucoup moins loin que le vieux sac de plumes. Mais les tricheurs découvrent rapidement que plus ils `cicatrisent' la balle, plus elle vole droit et loin. Ainsi naît la Gutta martelé-main.

- 330 alvéoles, fossettes, ou dimples
- 336 (balle US)
- 75m/s
- 3500tr/mn de backspin

2. Traînée

- a. Phénoménologie écoulement derrière un obstacle
- b. Origine du décollement
- c. Origine de l'instabilité de «shedding»
- d. Origine de la crise de traînée
- e. Effet sur la trajectoire

Effet de la traînée

$$M \frac{dU}{dt} = Mg - \frac{1}{2} \rho \pi R^2 C_D U U$$

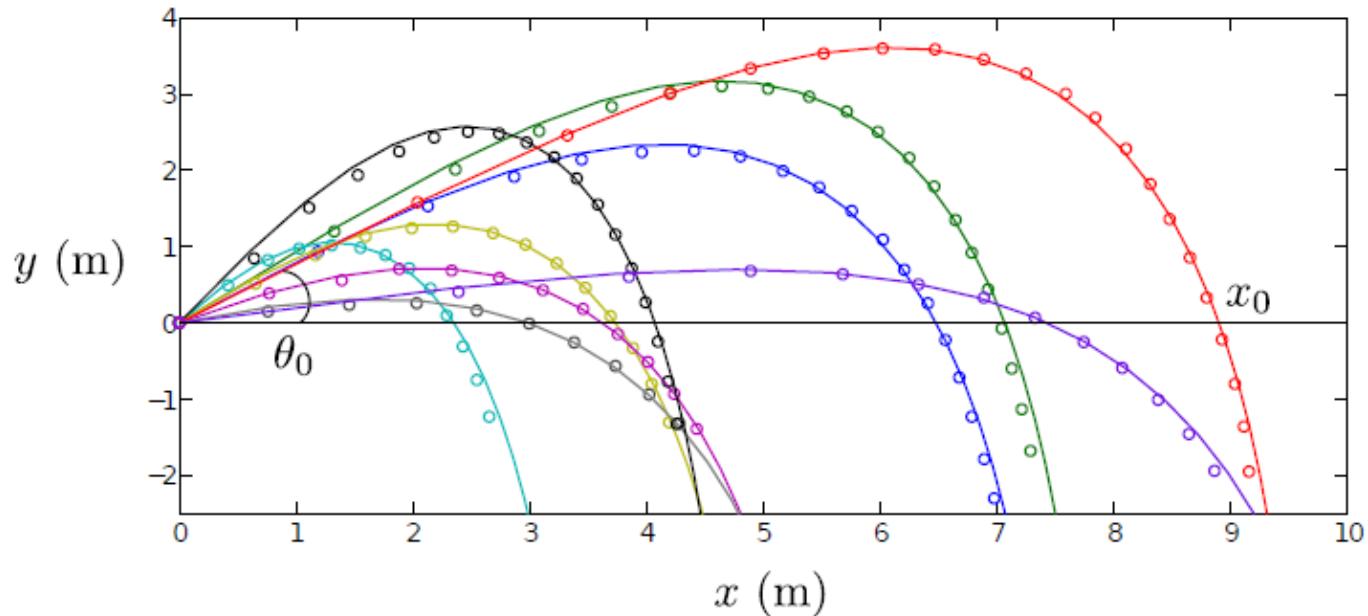
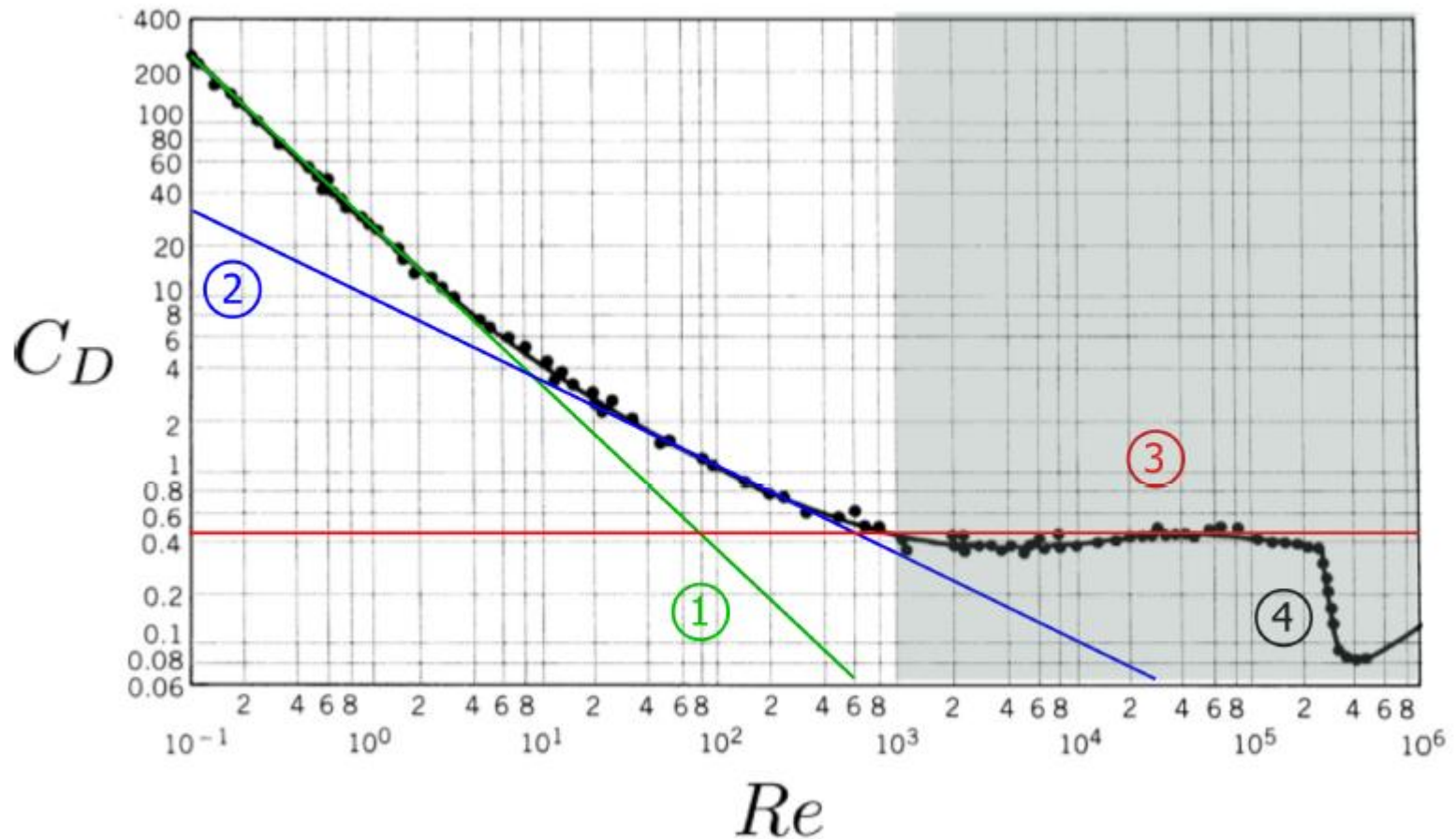


FIGURE 2.5 – Comparaison entre les trajectoires expérimentales (cercles) et la résolution de l'équation (ligne pleine) pour différentes conditions initiales : bleu : $U_0 = 19,8$ m/s, $\theta_0 = 39^\circ$, vert : $U_0 = 24,7$ m/s, $\theta_0 = 44^\circ$, cyan : $U_0 = 6,8$ m/s, $\theta_0 = 55^\circ$, jaune : $U_0 = 9,7$ m/s, $\theta_0 = 44^\circ$, violet clair : $U_0 = 9,7$ m/s, $\theta_0 = 44^\circ$, gris : $U_0 = 9,6$ m/s, $\theta_0 = 18^\circ$, noir : $U_0 = 13,4$ m/s, $\theta_0 = 58^\circ$, rouge : $U_0 = 37,6$ m/s, $\theta_0 = 38^\circ$, violet foncé : $U_0 = 32,3$ m/s, $\theta_0 = 12^\circ$. L'intervalle de temps entre chaque point expérimental est de 100 ms.

La traînée est “constante” pour les vitesses des balles de sport ($10^3 < Re < 10^6$)



Effet de la traînée

$$M \frac{dU}{dt} = Mg - \frac{1}{2} \rho \pi R^2 C_D U U$$

$$U_\infty U_\infty = \mathcal{L} g \text{ où } \mathcal{L} = 2M / \rho \pi R^2 C_D$$

Vitesse limite

Longueur
aérodynamique

$$\underbrace{\bar{U} \frac{d\bar{U}}{d\bar{s}}}_{\text{Accélération}} = - \underbrace{\left(\frac{U_\infty}{U_0} \right)^2}_{\text{Gravité}} \mathbf{e}_y - \underbrace{\bar{U} \bar{U}}_{\text{Traînée aéro}}$$

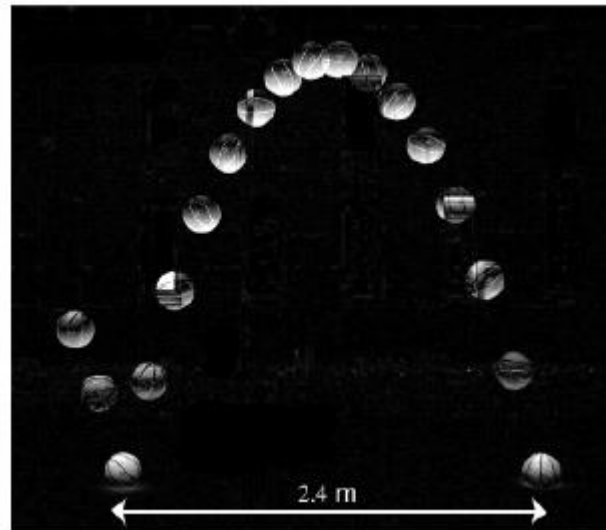
Accélération

Gravité

Traînée aéro

Lancers lents : $U_0 \ll U_\infty$

$$\underbrace{\overline{U} \frac{d\overline{U}}{d\overline{s}}}_{\text{Accélération}} = - \underbrace{\left(\frac{U_\infty}{U_0} \right)^2}_{\text{Gravité}} \mathbf{e}_y - \underbrace{\overline{U} \overline{U}}_{\text{Traînée aéro}}$$

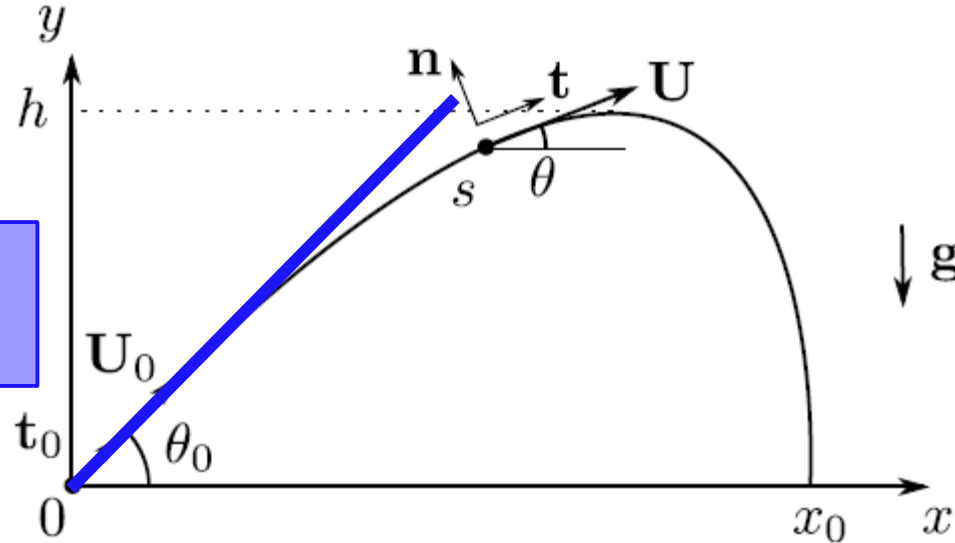


Cas classique de la parabole

Lancers rapides : $U_0 \gg U_\infty$

$$\underbrace{\bar{U} \frac{d\bar{U}}{d\bar{s}}}_{\text{Accélération}} = - \underbrace{\left(\frac{U_\infty}{U_0} \right)^2}_{\text{Gravité}} \mathbf{e}_y - \underbrace{\bar{U} \bar{U}}_{\text{Traînée aéro}}$$

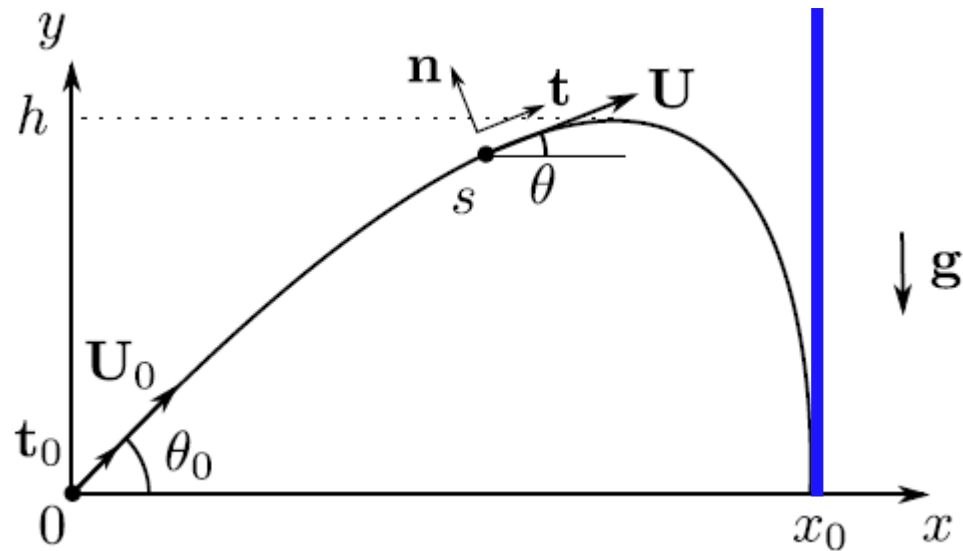
$$\bar{U}(\bar{s}) = e^{-\bar{s}} t_0$$



Première phase en décélération rectiligne

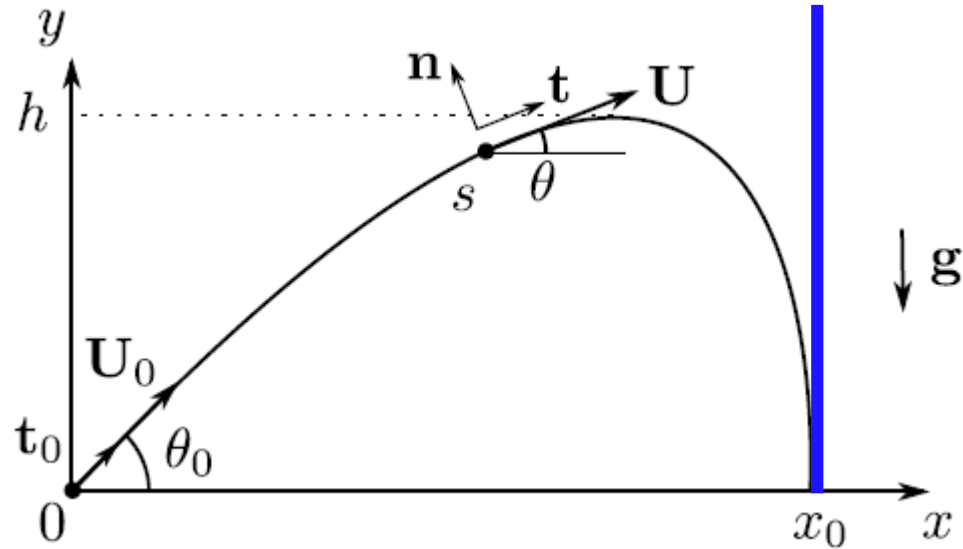
Lancers rapides : $U_0 \gg U_\infty$

$$\underbrace{\bar{U} \frac{d\bar{U}}{d\bar{s}}}_{\text{Accélération}} = - \underbrace{\left(\frac{U_\infty}{U_0} \right)^2}_{\text{Gravité}} e_y - \underbrace{\bar{U} \bar{U}}_{\text{Traînée aéro}}$$



Deuxième phase en chute verticale à U_∞

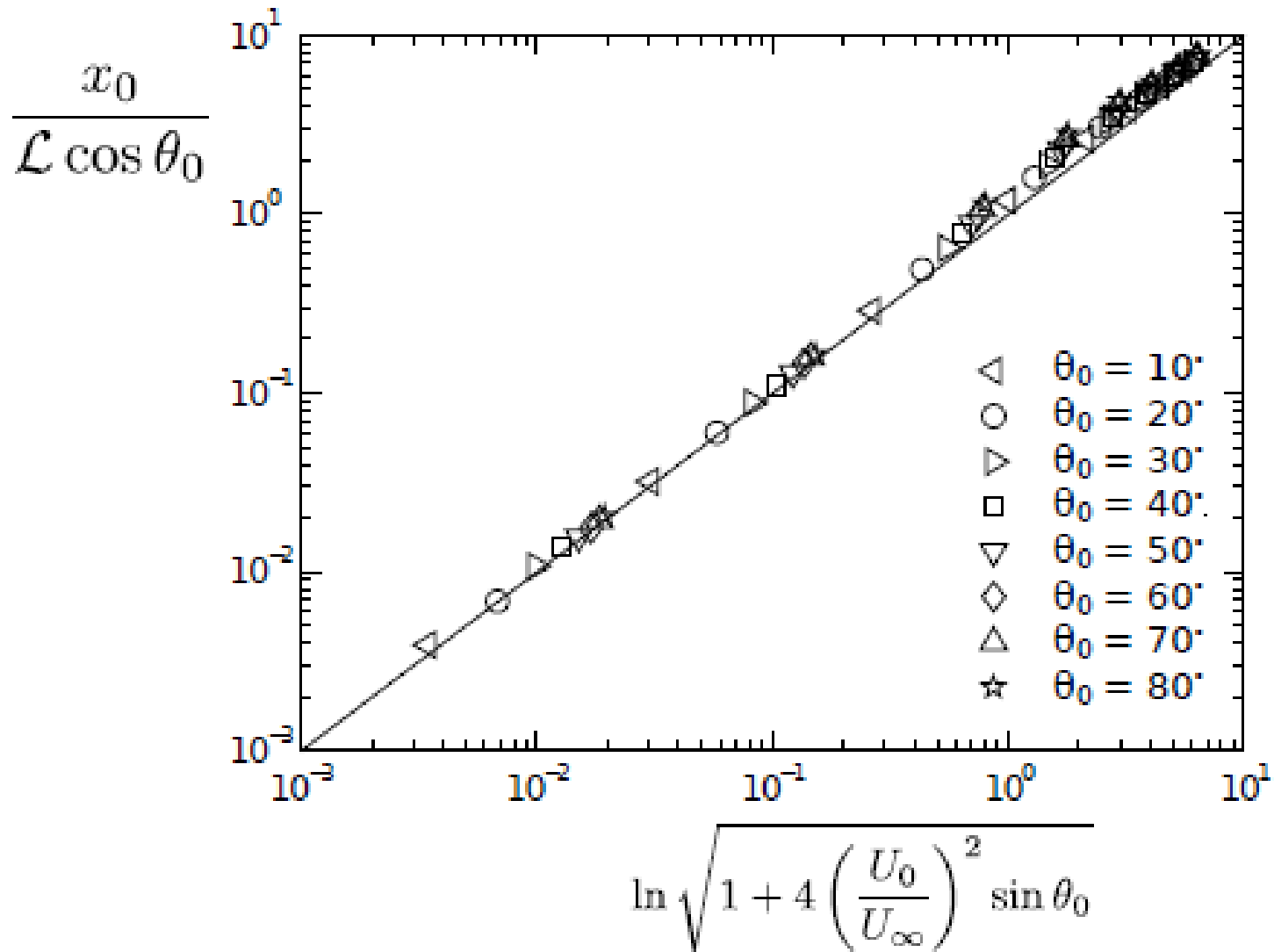
Formule approchée de la portée



$$x_0 \approx \frac{\mathcal{L} \cos \theta_0}{2} \ln \left(1 + 4 \left(\frac{U_0}{U_\infty} \right)^2 \sin \theta_0 \right)$$

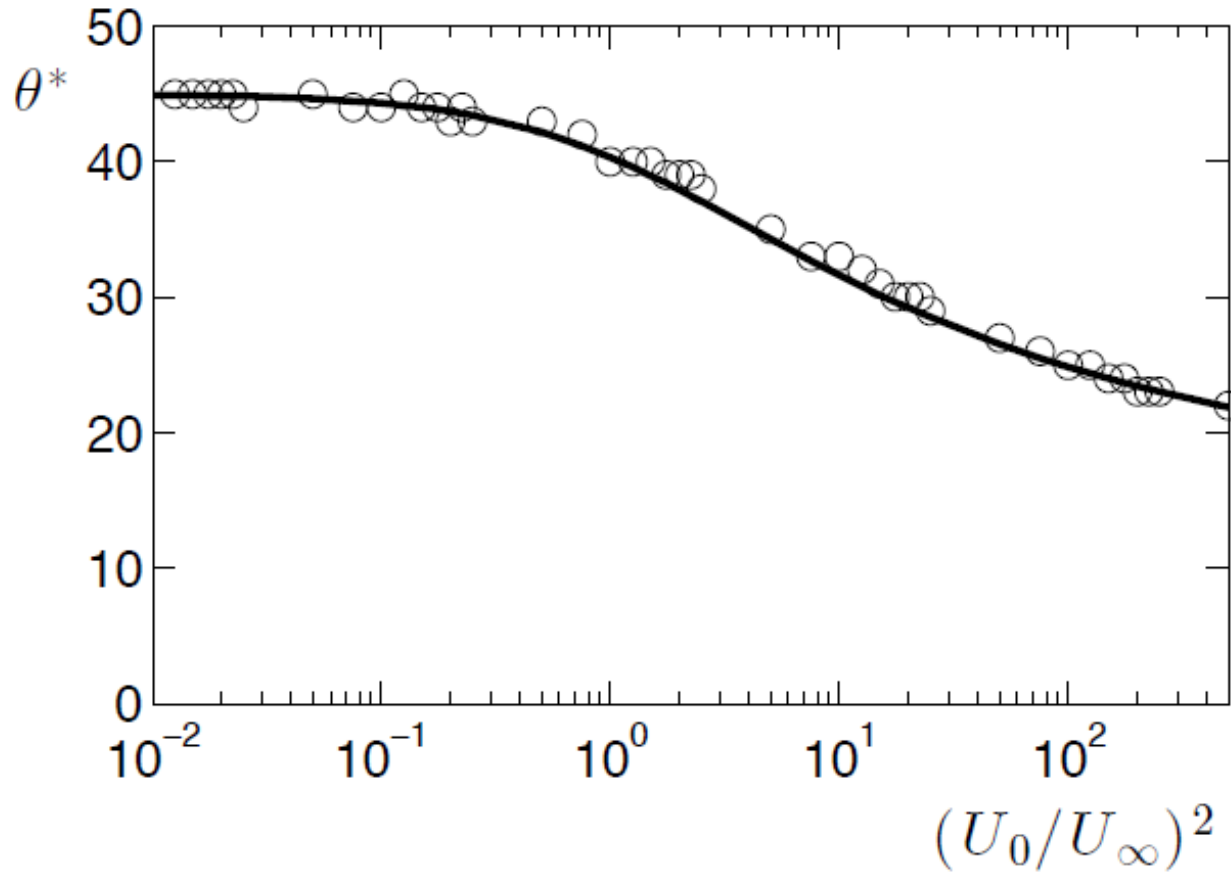
Darbois-Textier, Cohen, Clanet et Quéré (2013)

Formule approchée de la portée



L'effet "mur aérodynamique" vient du log!

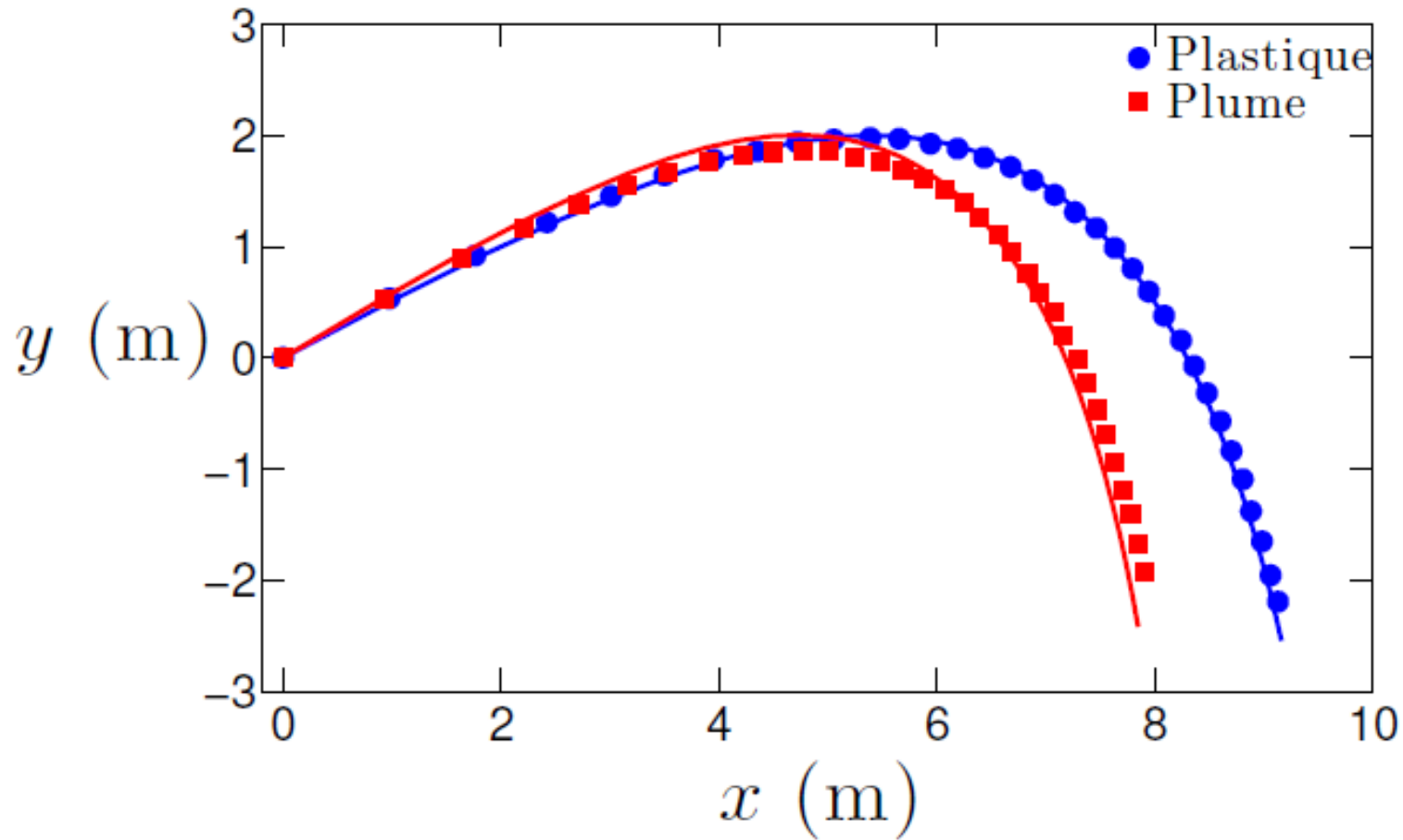
Angle optimal de tir



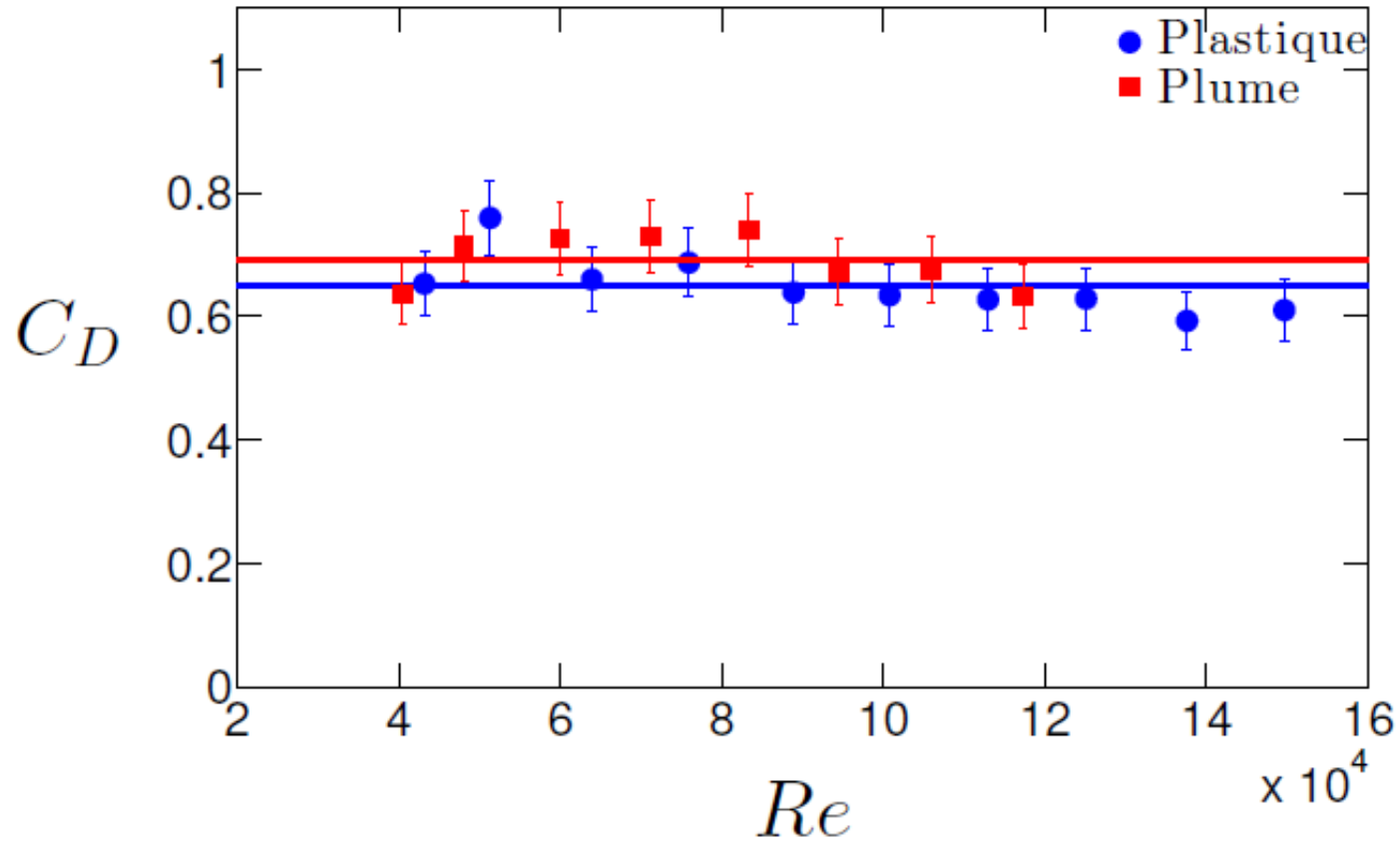
3. Projectiles non sphériques

Volant de badminton

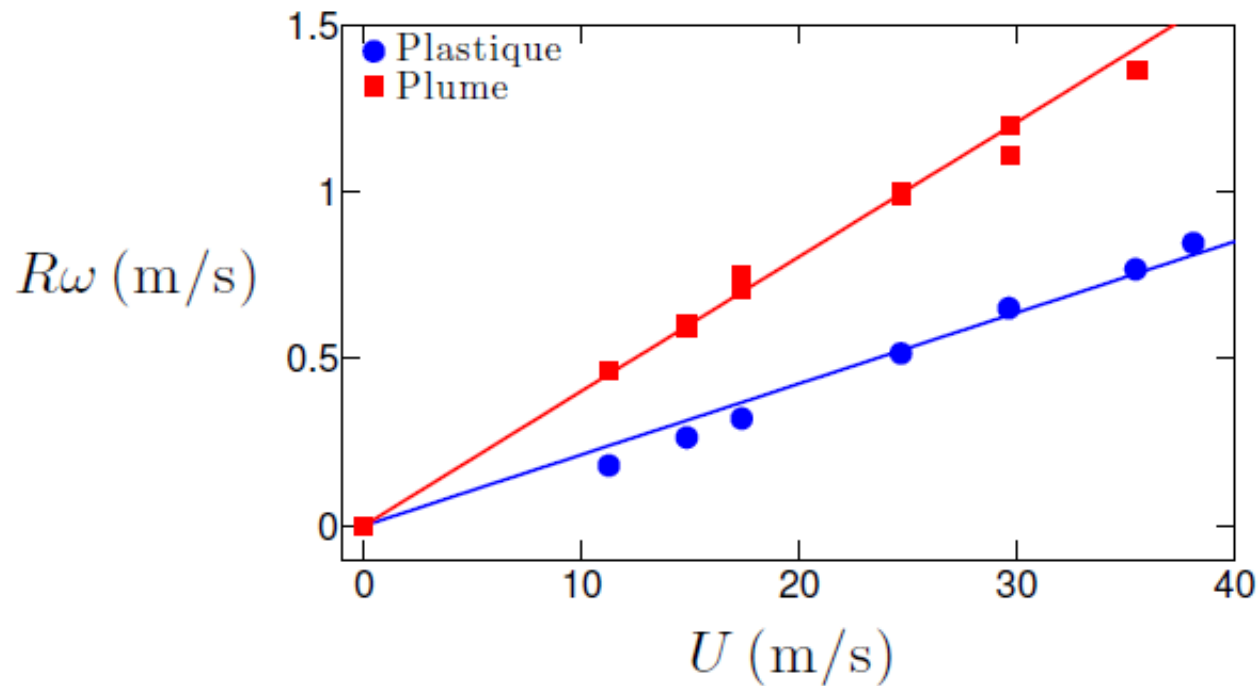
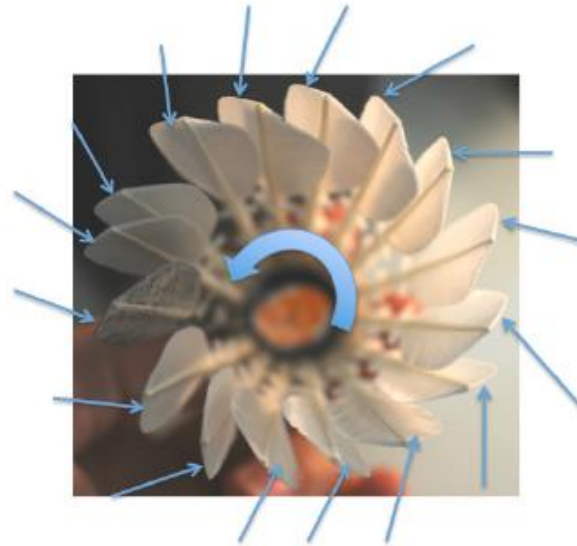
Différence entre volant en plume et volant en plastique



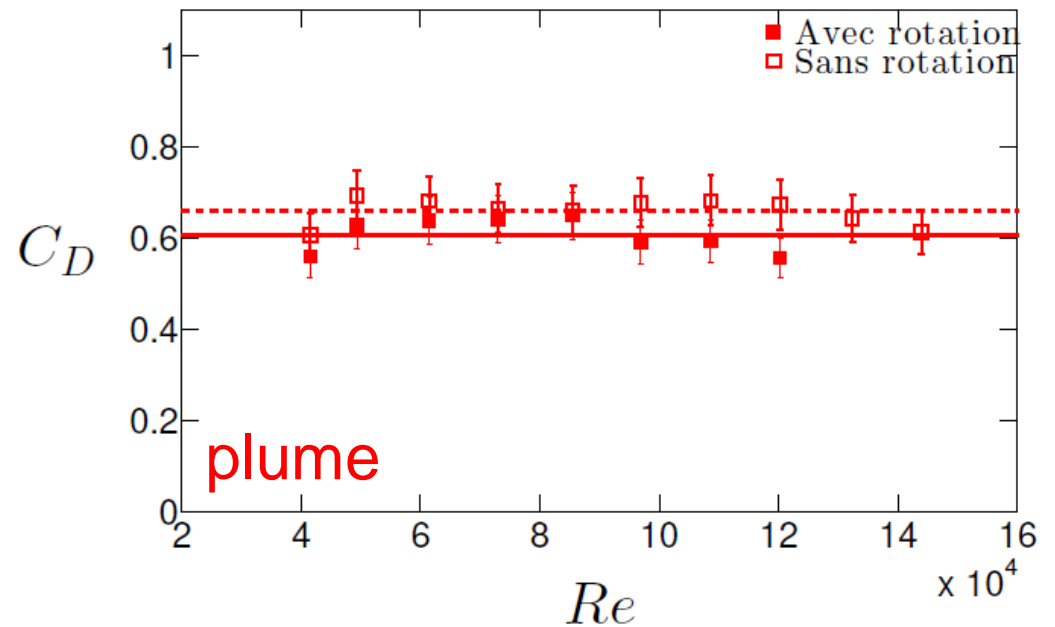
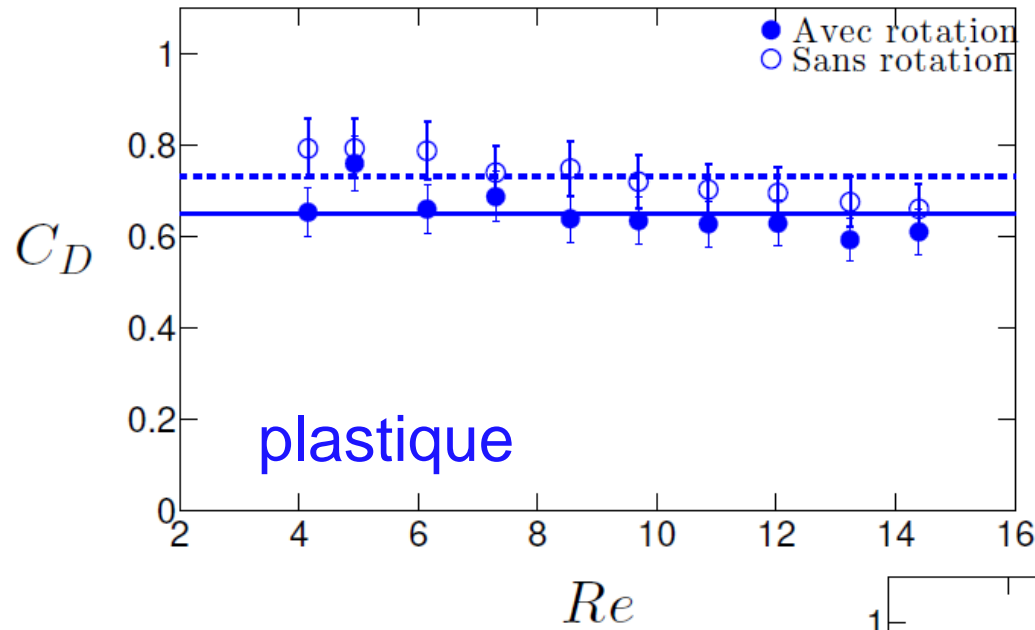
Les coefficients de traînée sont comparables



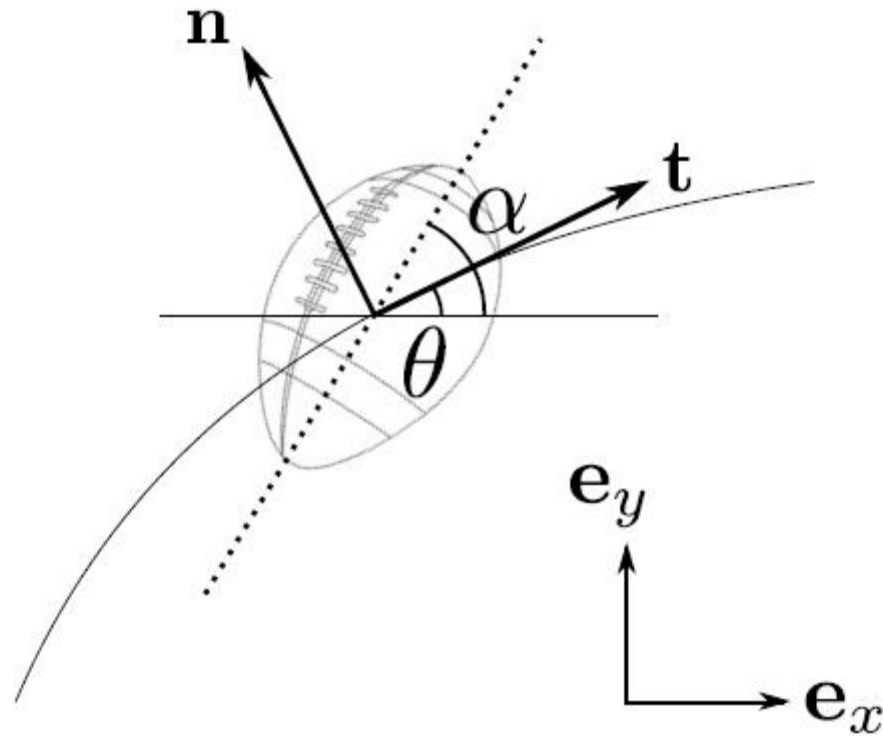
Le volant est en rotation!



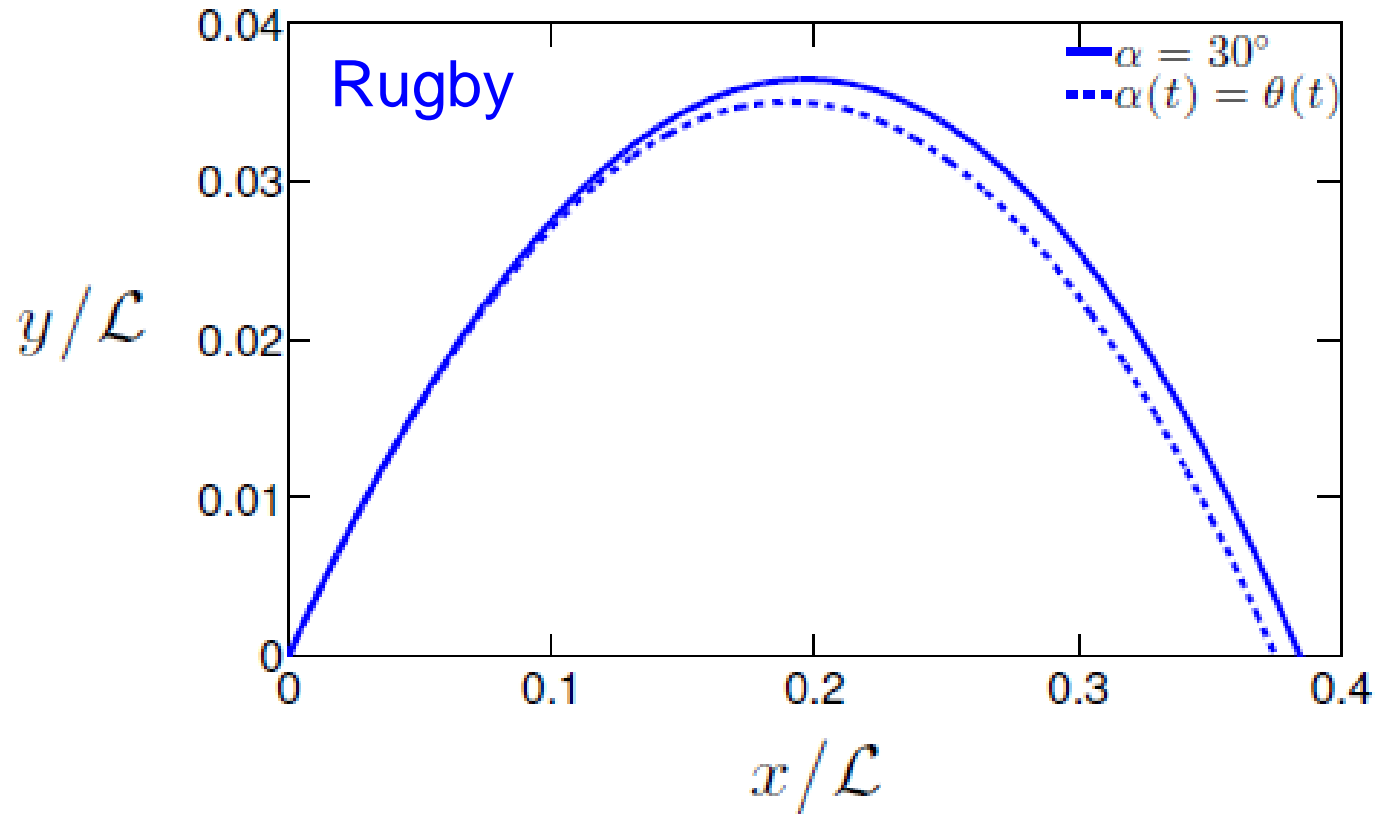
La rotation diminue la traînée



L'effet gyroscopique qui en découle force le volant à maintenir un angle de vol constant



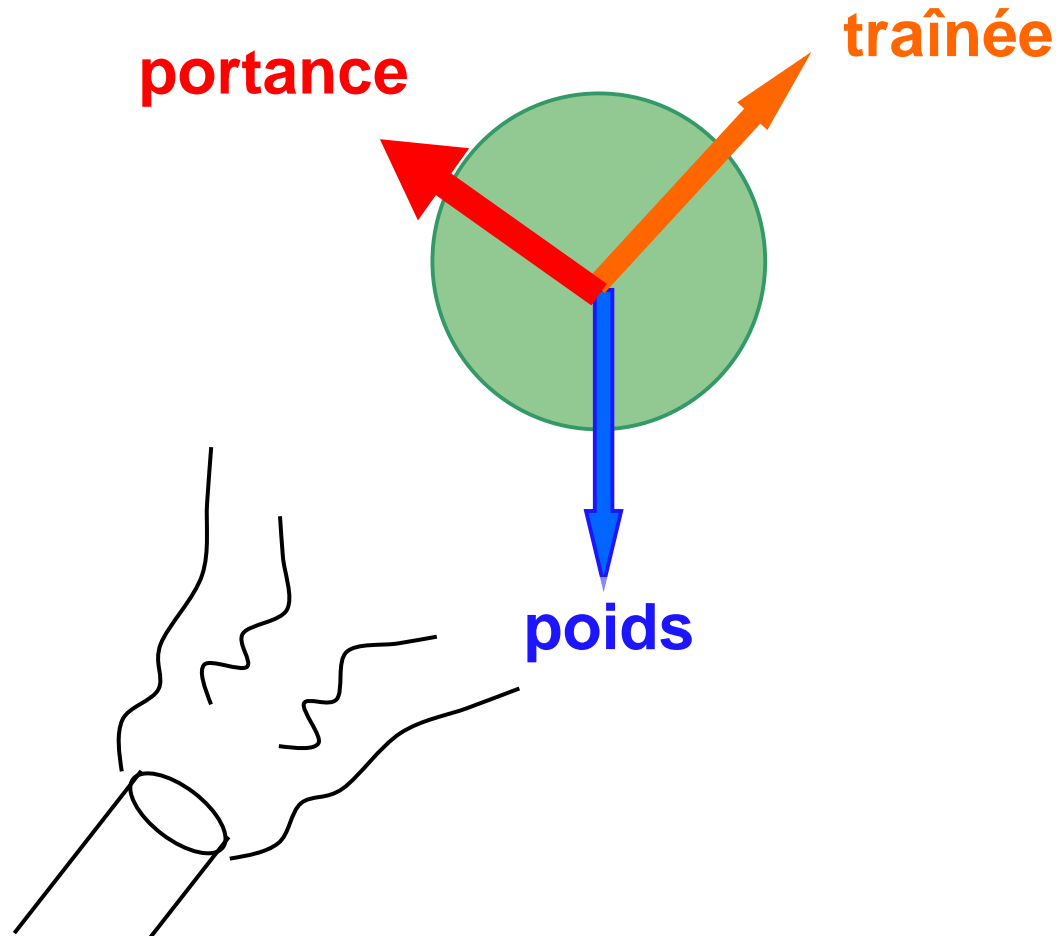
L'effet gyroscopique qui en découle force le volant à maintenir un angle de vol constant



Ce qui a des conséquences sur la traînée instantanée et donc la trajectoire

4. Critique de l'expérience

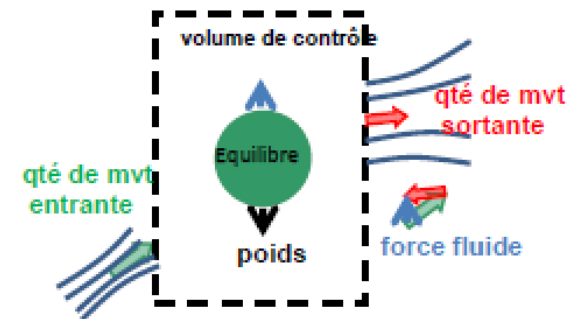
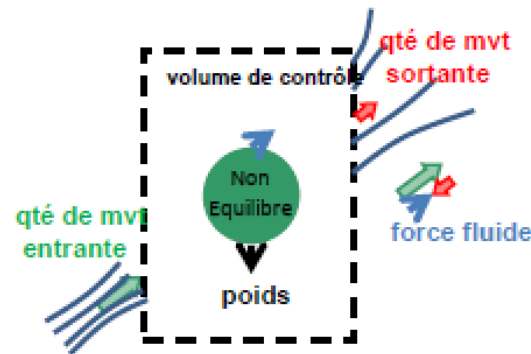
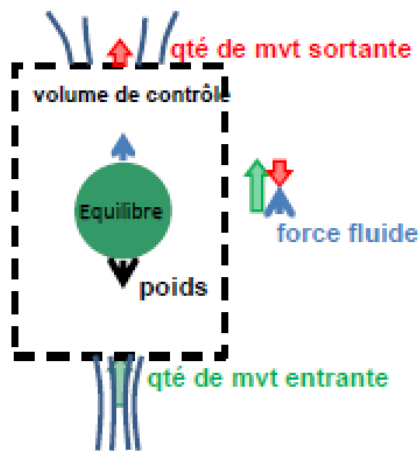
Une balle qui flotte sans tourner!



L'origine de la force est débattue

Mais pourquoi peut-elle aussi flotter sans tourner

Parcequ'elle défléchit de la quantité de mouvement vers le bas!

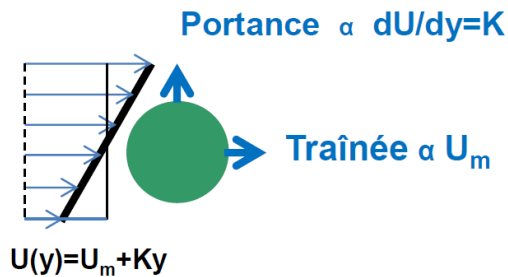


Mais pourquoi?

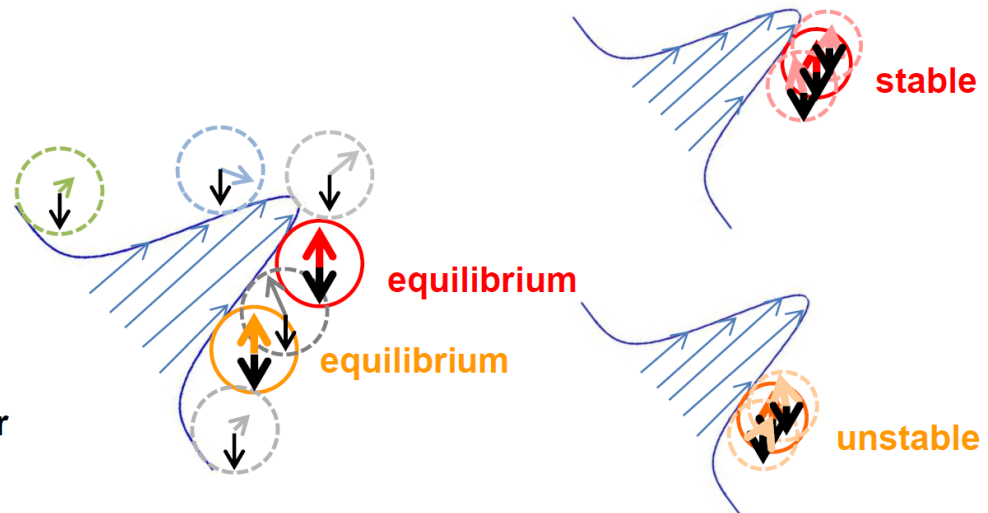
Mais pourquoi peut-elle aussi flotter sans tourner

Une interprétation possible:

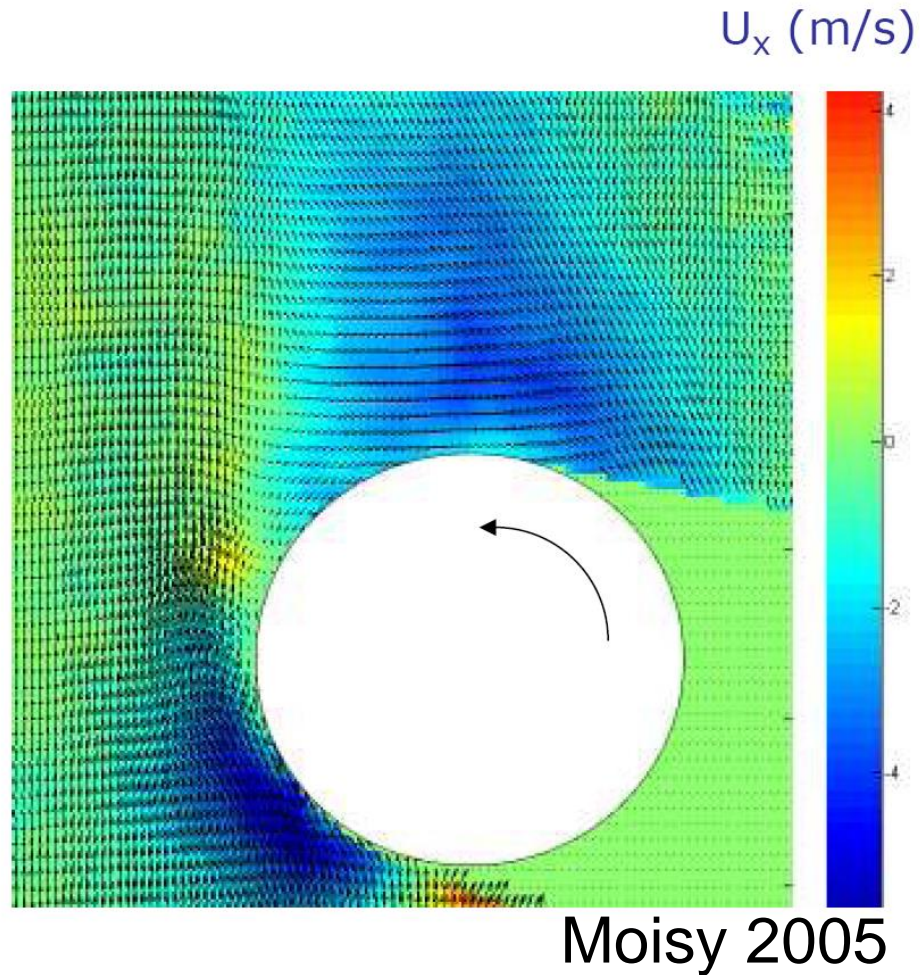
On peut démontrer que le cisaillement crée de la portance



En fait la balle n'a pas besoin de tourner pour ressentir une force de portance. Il suffit que l'écoulement soit cisailé.

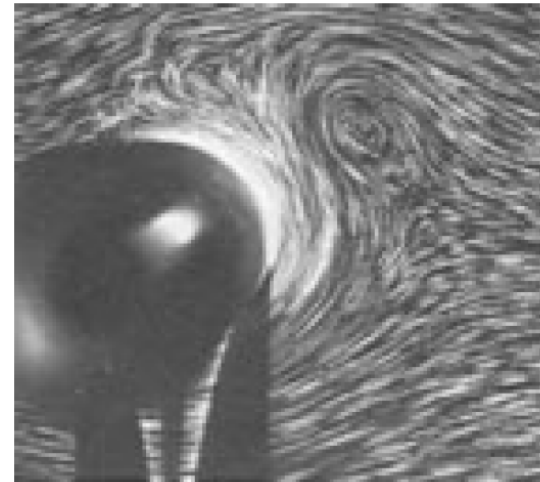
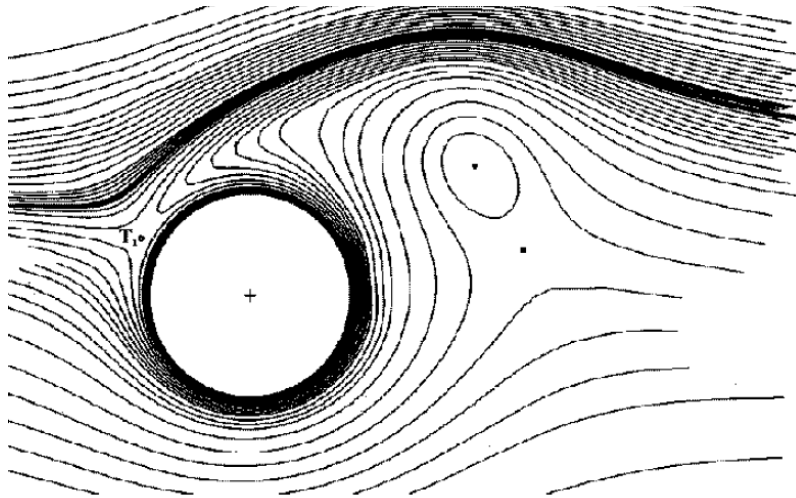


Pourquoi elle tourne?



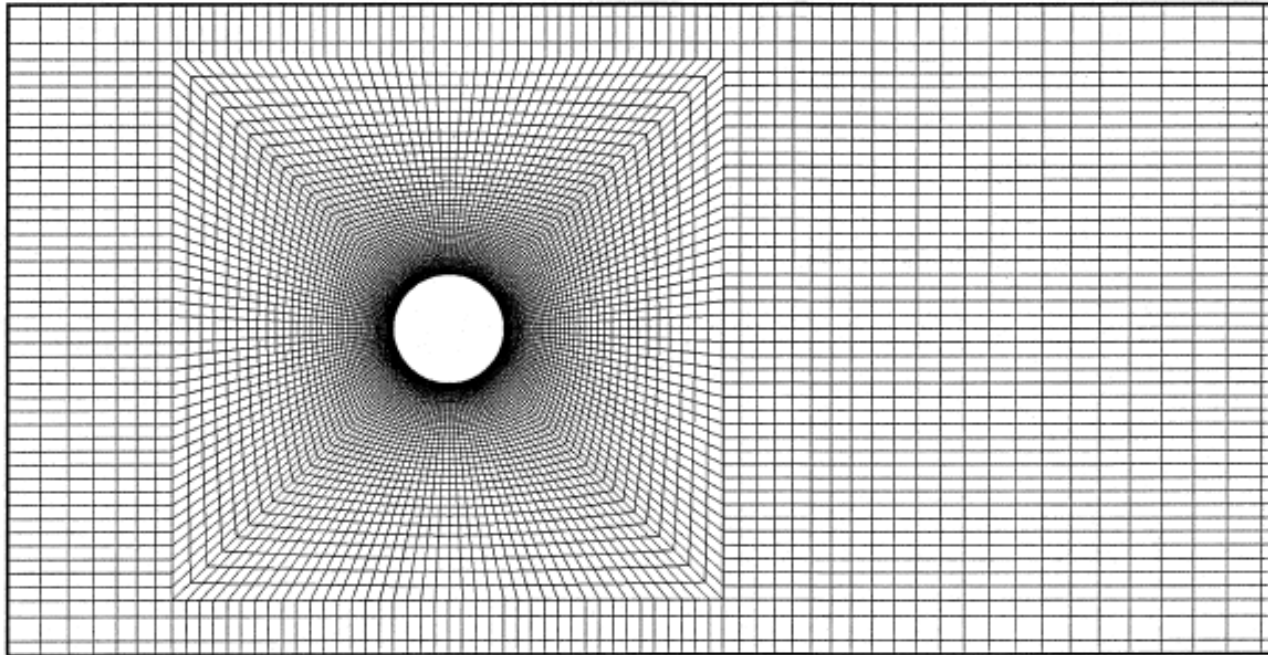
Traitement d'images \Rightarrow mesures précises

Peut-on utiliser la simulation numérique?



Pas encore! Les calculs les plus précis sont limités à $Re \sim 1000$

Peut-on utiliser la simulation numérique?



Plusieurs millions de degrés de liberté
Plusieurs centaines d'heure de calcul...