

MÉCANIQUE. — *Sur une variante du joint universel.* Note de M. L. LECORNU, présentée par M. Léauté.

« Certains constructeurs d'automobiles ont adopté un joint universel présentant une disposition très simple. L'un des arbres est terminé par un boisseau cylindrique pourvu de fentes longitudinales servant à guider des coulisseaux portés par l'extrémité de l'autre arbre. Au point de vue cinématique, le fonctionnement est le même qu'avec le croisillon ordinaire; mais le frottement s'exerce d'une façon différente. En appelant  $\varphi$  l'angle de frottement et  $A$  l'angle des deux axes, on trouve que, pour un tour, le rapport entre le travail consommé par le frottement et le travail utile est  $\frac{2}{\pi} \tan \varphi \log \tan \left( \frac{\pi}{4} + \frac{A}{2} \right)$ , expression qui, pour les petites valeurs de  $A$ , se réduit sensiblement à  $\frac{2A}{\pi} \tan \varphi$ .

» Dans ma Communication du 30 mai j'ai montré que, avec la disposition habituelle, ce rapport a pour valeur  $\frac{4Ar}{\pi R} \sin \varphi$ . Le résultat ne serait le même que si le rapport entre le rayon  $r$  des tourillons et leur distance  $R$  au centre avait pour valeur  $\frac{1}{2 \cos \varphi}$ . En pratique,  $\frac{r}{R}$  est beaucoup plus petit, et, par conséquent, l'ancienne disposition est préférable au point de vue de la perte de travail due au frottement. »

NAVIGATION AÉRIENNE. — *Sur la vitesse critique des ballons dirigeables.* Note de M. CH. RENARD, présentée par M. Maurice Levy.

« Les ballons dirigeables tels qu'on les conçoit aujourd'hui (*France, Santos-Dumont, Lebaudy*) ont une *vitesse critique* pour laquelle leur *coefficient de stabilité longitudinale s'annule* et au-dessus de laquelle ce coefficient devient *négatif*.

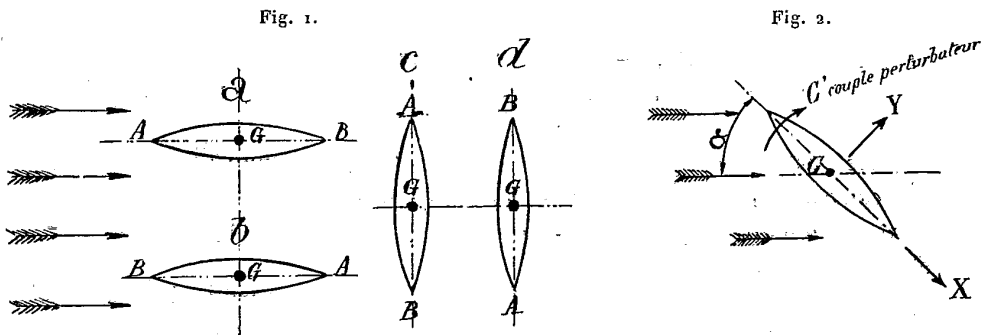
» Cette vitesse critique est relativement faible pour les ballons usuels (de 8<sup>m</sup> à 11<sup>m</sup> par seconde suivant la grosseur du ballon). Elle est inférieure à celle qui serait nécessaire pour rendre les aérostats pratiquement dirigeables, c'est-à-dire pour les mettre en état de sortir presque tous les jours avec certitude de succès. Elle est inférieure à la vitesse que les mo-

teurs légers actuels permettraient d'obtenir et il en résulte que, dans l'état actuel des choses, de nouveaux progrès dans la voie de l'allègement des moteurs ne peuvent plus contribuer en rien à augmenter la vitesse propre des ballons. La difficulté du problème de la direction des ballons a donc changé de nature.

» Elle semblait consister uniquement naguère dans la recherche des moyens d'augmenter la puissance motrice en allégeant le poids de l'unité de puissance; aujourd'hui un nouvel obstacle apparaît, celui de l'instabilité longitudinale des ballons en marche et, tant qu'il ne sera pas franchi ou tourné, les nouveaux progrès des moteurs ne feront pas avancer la question. Ces phénomènes ont été étudiés à Chalais par la méthode du tunnel et cette méthode a permis de mettre en évidence et de mesurer le couple perturbateur qui tend à écarter le ballon de sa position d'équilibre quand son axe de révolution s'écarte d'un angle  $\alpha$  de la direction du courant d'air relatif. Elle consiste à placer dans un tube horizontal de gros diamètre (tunnel), traversé par un violent courant d'air, des carènes fusiformes qu'on peut suspendre autour d'axes transversaux quelconques. Ces ballons peuvent être équilibrés ou stabilisés statiquement par des masses placées en dehors du tunnel. Un fléau de balance, calé sur l'axe transversal d'oscillation et portant des plateaux, permet de provoquer et de maintenir des inclinaisons déterminées.

» Si l'on choisit comme point de suspension le centre de gravité du volume, on observe les phénomènes suivants :

» 1° Une carène fusiforme symétrique (fig. 1) suspendue autour du



centre de gravité G du volume, et statiquement indifférente, a deux positions d'équilibre instable  $a$  et  $b$ , qui correspondent au cas où le courant d'air relatif est parallèle à l'axe de révolution et deux positions stables  $c$

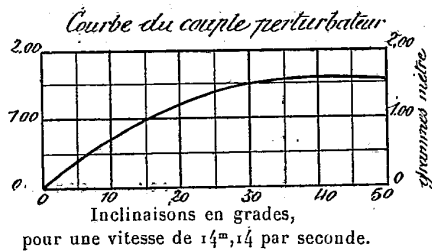
et  $d$  qui correspondent au cas où l'axe de révolution est normal au courant d'air.

» 2° Si l'on cherche à maintenir le ballon dans une position intermédiaire (*fig. 2*) (axe de révolution incliné de  $\alpha$  sur le courant d'air); on ne le peut qu'en introduisant un couple *redresseur*, fonction de  $\alpha$  et proportionnel au carré de la vitesse de l'air. Ce phénomène met donc en évidence l'existence d'un *couple perturbateur*  $C'$  de la forme  $KV^2 f(\alpha)$ .

» La fonction  $f(\alpha)$  s'annule pour  $\alpha = 0$  et  $\alpha = 100^\circ$  et passe par un maximum, pour une valeur de  $\alpha$  voisine de  $50^\circ$ .

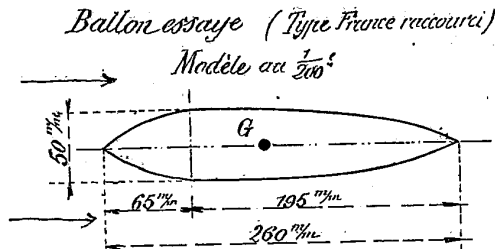
» Nous donnons (*fig. 3*) la forme graphique de cette fonction entre  $\alpha = 0$  et  $\alpha = 50^\circ$  pour une carène du type *France* un peu raccourci (*fig. 4*) et une vitesse de l'air voisine de  $14^m$  par seconde.

Fig. 3.



pour une vitesse de  $14^m, 14$  par seconde.

Fig. 4.



» Si l'on se borne aux petits angles (jusqu'à  $20^\circ$ ), le couple perturbateur  $C'$  est donné par la formule approchée

$$(1) \quad C' = 0,145 \sin \alpha ad^3 V^2,$$

dans laquelle  $C'$  est en kilogrammètres,  $a$  est le poids du mètre cube d'air en kilogrammes,  $d$  le diamètre du ballon en mètres et  $V$  la vitesse relative en mètres par seconde.

» D'autre part, le couple stabilisateur  $C$  dû au poids suspendu au ballon est, dans ce type et en ne tenant pas compte des déformations du ballon et de la suspension, sensiblement représenté par la formule

$$(2) \quad C = 1,73 \sin \alpha ad^3.$$

Posons  $1,73 ad^3 = \mu$  et  $0,145 ad^3 V^2 = \lambda$ , on aura

$$C = \mu \sin \alpha, \quad C' = \lambda \sin \alpha,$$

et le couple de rappel du ballon  $C_1 = C - C' = \mu \left(1 - \frac{\lambda}{\mu}\right) \sin \alpha = \mu' \sin \alpha$ ;  $\mu'$  est le

coefficient de stabilité au repos,  $\mu'$  le coefficient de stabilité en marche;

$$(3) \quad \mu' = \mu \left( 1 - \frac{\lambda}{\mu} \right),$$

il est donc moindre que  $\mu$  et s'annulera quand  $\lambda$  deviendra égal à  $\mu$ .

» Or  $\mu$  est indépendant de la vitesse, tandis que  $\lambda$  est proportionnel à  $V^2$ .

» Il y aura donc une *vitesse critique*  $\psi$  pour laquelle on aura  $\mu' = 0$ .

» Elle est donnée par la relation  $0,145\psi^2 = 1,73d$ , d'où

$$(4) \quad \psi = 3,454\sqrt{d}.$$

» Pour des ballons semblables, elle croît comme la racine carrée du diamètre.

» Le Tableau suivant donne, pour les trois ballons qui ont été *effectivement dirigés*, les valeurs de la vitesse critique  $\psi$ , de la puissance critique  $\Delta$ , de la puissance qu'ils pourraient emporter  $D$ , étant donnée la légèreté actuelle des moteurs, et de la vitesse  $V_m$  qu'ils pourraient atteindre si le ballon conservait sa stabilité à toutes les allures :

Désignation du ballon.	$d.$	Puissance critique		$D.$	$V_m.$	Dates.
		Vitesse critique. $\psi.$	en chevaux. $\Delta.$			
<i>France</i> .....	<sup>m</sup> 8,40	<sup>m</sup> 10,00	<sup>chx</sup> 24,2	<sup>chx</sup> 60	<sup>m</sup> 13,50	1884 et 1885
<i>Santos n° 6</i> ...	6,00	8,50	7,5	22	12,10	1901
<i>Lebaudy</i> .....	9,80	10,80	41,3	95	14,20	1902 et 1903

» En pratique, le ballon devient *ingouvernable* bien au-dessous de la vitesse critique  $\psi$ .

» Après avoir signalé le mal, il faut évidemment indiquer le remède. C'est ce que nous nous proposons de faire prochainement. »

ÉLECTRICITÉ. — *Sur les rayons cathodiques*. Note de M. P. VILLARD, présentée par M. Mascart.

« En 1858 Plücker avait observé que dans une ampoule à gaz raréfié placée dans un champ magnétique intense la lumière négative se dispose suivant un tube de force ayant pour base la cathode. Récemment M. A. Broca (1) a nettement établi que dans un champ puissant il se produit

(1) *Comptes rendus*, t. CXXVI, 1898, p. 736 et 823.