

Zeitschrift: Archives des sciences physiques et naturelles
Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
Band: 9 (1927)

Artikel: Recherches aérodynamiques sur un modèle de Skieur
Autor: Straumann, R.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-740889>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 19.02.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

R. STRAUMANN (Waldenburg). — *Recherches aérodynamiques sur un modèle de Skieur.*

Les longueurs de saut atteintes ces dernières années sur les grandes pistes de saut demandent des vitesses de vol de 23 à 26 m par seconde. Ces vitesses laissent supposer que la résistance de l'air sur le corps du skieur doit être capable de modifier la trajectoire. On a en effet observé que, pour des vitesses de départ identiques, les trajectoires de divers sauteurs étaient plus ou moins longues suivant la position du corps du sauteur par rapport à sa direction de vol.

Le modèle de skieur représenté par la figure 1 a été envoyé au laboratoire aérodynamique de Göttingen pour la détermination des forces aérodynamiques agissant sur le modèle pour diverses positions du corps par rapport à la direction du vent. La figure 2 représente schématiquement les 3 séries de mesures, I, II, III, exécutées au laboratoire de Göttingen. Les forces mesurées sont représentées en grandeur et en direction.

Soient A la poussée mesurée, W la traînée, M le moment de la réaction totale par rapport au point de rotation des pieds, et e la distance du centre de poussée du même point, on peut écrire pour les forces unitaires:

$$C_a = \frac{A}{q \cdot F}; \quad C_w = \frac{W}{q \cdot F}; \quad C_m = \frac{M}{q \cdot F h};$$

$$C_p = \sqrt{C_a^2 + C_w^2}; \quad e = \frac{C_m}{C_a} \cdot h;$$

$$F = \text{surface}, \quad h = \text{hauteur du modèle}, \quad q = \frac{p}{2} \cdot V^2,$$

$$V = \text{vitesse}, \quad p = \text{densité de l'air}.$$

Résultats des mesures :

Essais I

	$\frac{A}{kg}$	$\frac{W}{kg}$	C_a	C_w	C_m	C_r	em
<i>a</i>	0,125	2,311	0,0419	0,774	—0,344	0,775	4,02
<i>b</i>	1,272	1,356	0,426	0,454	—0,469	0,623	—0,54
<i>c</i>	0,785	0,626	0,622	0,210	—0,268	0,336	—0,501
<i>d</i>	0,312	0,271	0,104	0,0905	—0,102	0,138	—0,48

Essais II

	A kg	W kg	C _a	C _w	C _m	C _r	em
a	1,128	1,676	0,378	0,561	—0,414	0,676	—0,537
b	0,920	1,418	0,308	0,475	—0,328	0,566	—0,522
c	0,815	1,332	0,273	0,446	—0,276	0,523	—0,495

Essais III

a	0,802	0,686	0,268	0,234	—0,268	0,3555	—0,490
b	0,480	0,419	0,161	0,140	—0,157	0,2132	—0,478
c	0,172	0,203	0,0576	0,068	—0,055	0,0891	—0,467

Pour déterminer la position du skieur la plus rationnelle au point de vue aérodynamique, nous construisons d'après les résultats ci-dessus les polaires correspondantes aux positions I, II, III, fig. 3. La figure 3 montre ces courbes avec les positions y relatives. On constate facilement que c'est la polaire I qui donne la plus grande valeur possible pour le rapport $C_a/C_w = \operatorname{tg} \theta$, graphiquement ce point de la courbe est donné par le contact de la tangente à la polaire menée par l'origine. On trouve ainsi, pour la position I, que l'angle d'incidence de 23° doit donner le meilleur effet aérodynamique. On constate de même que, pour la position II, l'optimum se trouve à 28° d'incidence. La position III fournit un résultat peu différent de celui de la position I.

Si m est la masse du système et $Q = m \cdot g$ le poids du système, les équations du mouvement peuvent s'écrire:

$$m \cdot \frac{d^2 y}{dt^2} = f_1(\omega) \left[\left(\frac{dy}{dt} \right)^2 + \left(\frac{dx}{dt} \right)^2 \right] - Q,$$

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = - f_2(\omega) \left[\left(\frac{dy}{dt} \right)^2 + \left(\frac{dx}{dt} \right)^2 \right].$$

$f_1(\omega)$ et $f_2(\omega)$ se déduisent des résultats d'essais. On peut démontrer que $f_1(\omega)$ et $f_2(\omega)$ ainsi que la vitesse de vol:

$$v = \sqrt{\left(\frac{dx}{dt} \right)^2 + \left(\frac{dy}{dt} \right)^2}$$

peuvent être considérés comme étant constants dans les limites

d'intérêt pratique, c'est à dire jusqu'à 80 m de longueur de la trajectoire. Les équations du mouvement se réduisent alors à la forme:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -q, \quad m \frac{d^2 y}{dt^2} = b - Q.$$

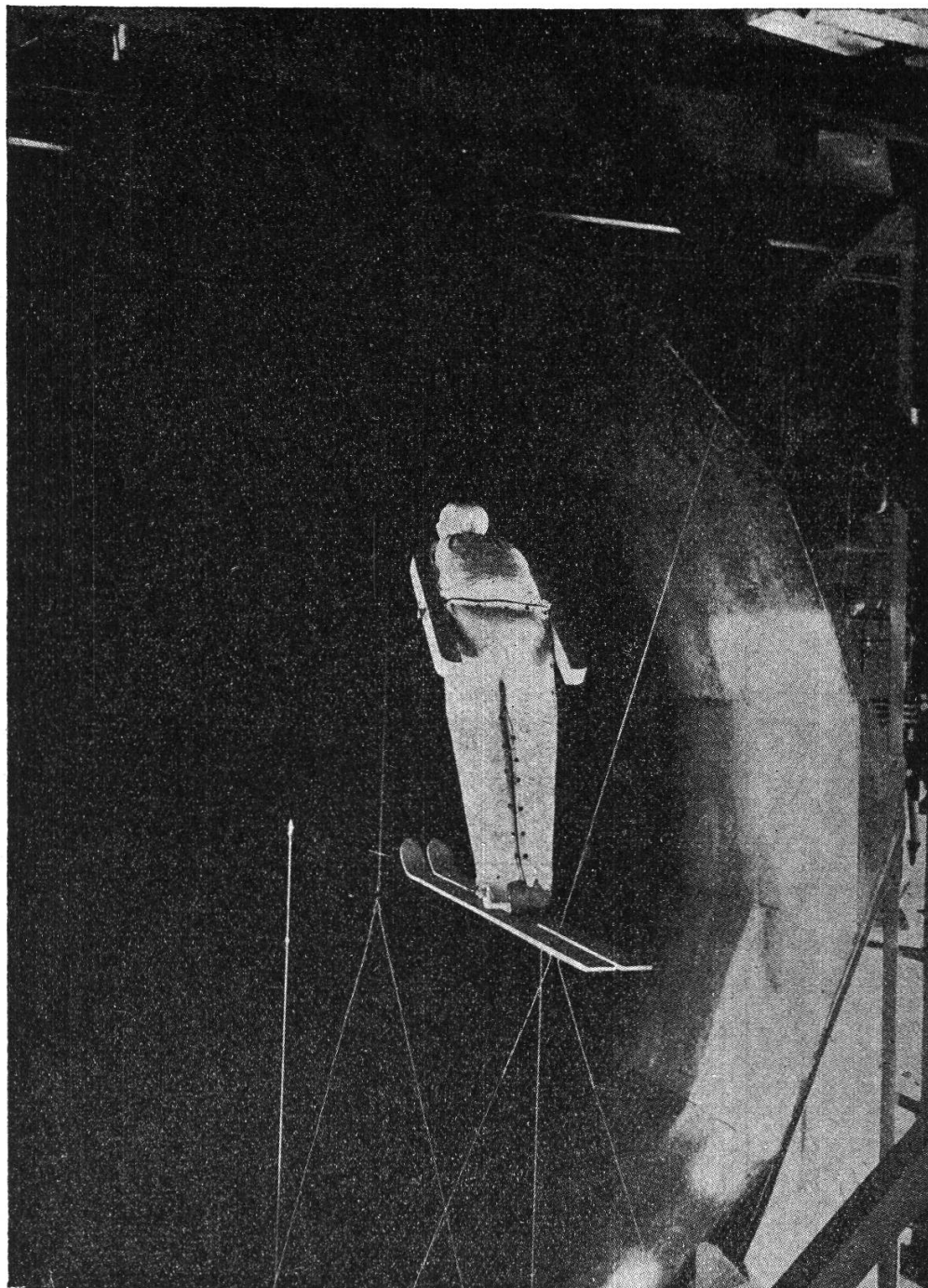


Fig. 1.

Par intégration, on en déduit l'équation de la trajectoire:

$$x = V_0 \cdot \sqrt{\frac{2m}{Q-A}} \cdot y - \frac{W}{Q-A} \cdot y \cdot$$

où V_0 est la vitesse initiale.

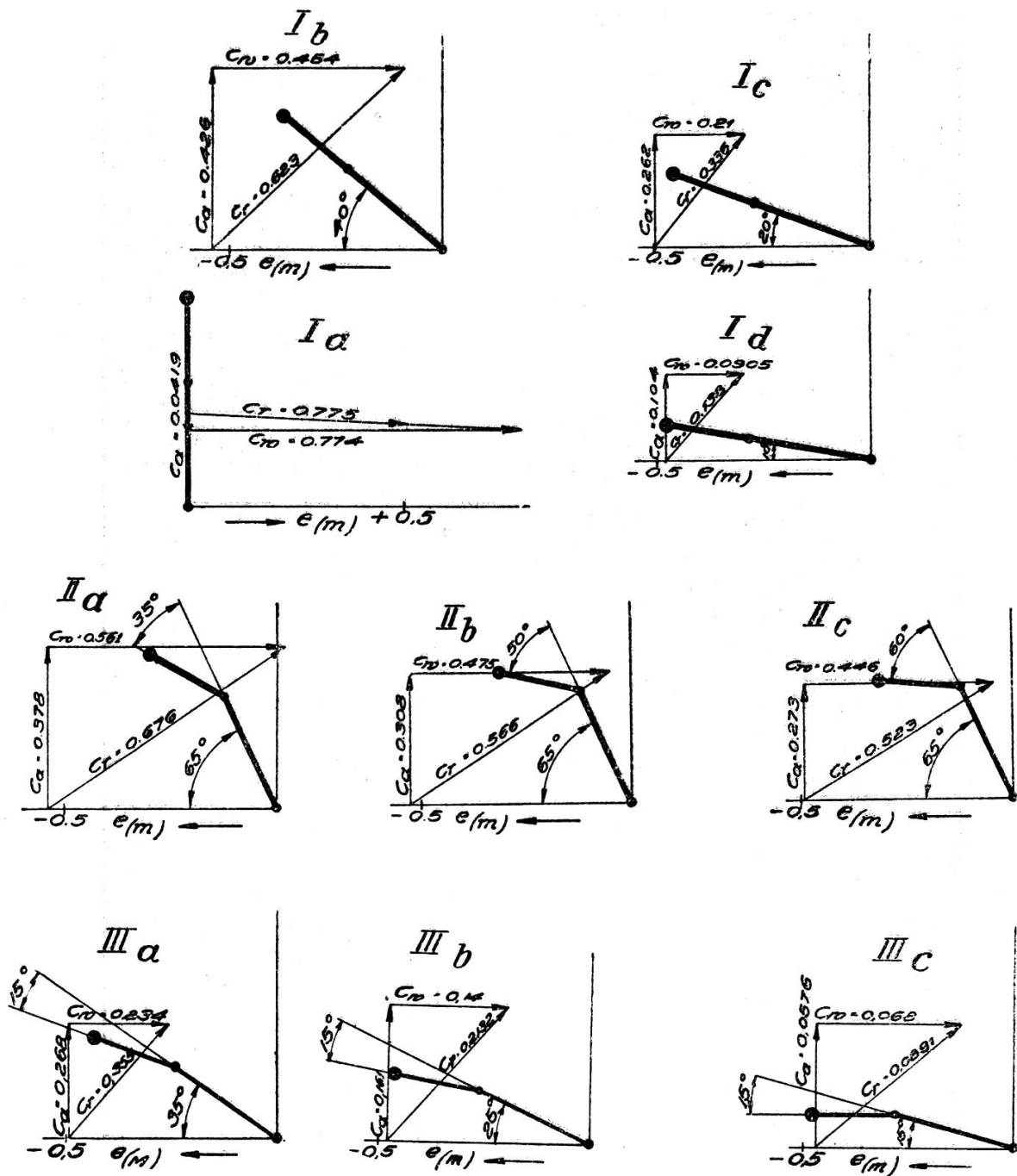


Fig. 2.

The graph plots C_a against C_w for various angles. The curves are labeled with angles: 10°, 15°, 20°, 25°, 30°, 35°. A dashed line represents the 100-124° angle. A legend on the right shows three types of curves labeled I, II, and III.

où Z représente le nombre d'électrons par cm^3 . Pour les rayons X , cette déviation est de l'ordre de grandeur 10^{-6} . Il en résulte

qu'il est très difficile d'effectuer des mesures avec des prismes car, même lorsque l'angle réfringent est près de 180° , la déviation par rapport au rayon primaire n'est que de quelques secondes d'arc.

Comme n est plus petit que 1, on peut appliquer à la détermination de l'indice de réfraction des rayons X, la méthode de la réflexion totale ¹. Si θ est l'angle limite avec lequel il y a encore tout juste réflexion totale, on aura la relation:

$$\delta = \frac{1}{2} \sin^2 \theta ,$$

θ deviendra donc de l'ordre de grandeur 10^{-3} , c'est-à-dire qu'on pourra parfaitement le mesurer.

L'appareil qui permet de photographier cet angle limite est construit de la façon suivante: à l'aide d'un cristal de spath d'Islande, on isole la longueur d'onde désirée d'un spectre; le rayon lumineux passe par l'axe de rotation d'un miroir métallique qui, pendant la durée de l'éclairage, oscille autour de la position limite déterminée au préalable d'une façon approximative. Cette opération se fait dans les deux positions du miroir, de manière que la photographie devienne symétrique et que le noircissement de la plaque ait la largeur suivante:

$$d = 2 R \operatorname{tg} (2\theta) ,$$

où R représente la distance du miroir à la plaque. Les mesures ont été faites entre les longueurs d'onde de 0,4 à 2,4 Å. Si on porte $\operatorname{tg} (2\theta)$ comme fonction de la longueur d'onde, on aura une droite dans la région de la dispersion normale (absence d'arête d'absorption). Pour le verre et l'argent, on aura les valeurs suivantes pour le commencement et la fin de cette droite:

Longueur d'onde			$\operatorname{tg} (2\theta)$	
C_2	k_α	2,285 Å	verre {	argent {
Ag	k_α	0,558 Å		
			0,0103	0,0218
			0,0029	0,0052

Ces valeurs expérimentales concordent remarquablement bien avec celles qui découlent de la formule de Lorentz.

¹ A.-P. COMPTON. *Phys. Review*, 20, p. 84 (1922).

Dans la région des arêtes d'absorption, on devrait obtenir une dispersion anormale déjà à des distances relativement grandes des deux côtés de l'arête d'absorption, ceci aussi bien d'après la théorie de Lorentz que d'après celle, plus récente, de Kallman et Mark ¹, dans laquelle on remplace le résonnateur par un système d'oscillateurs supplémentaires répartis d'une façon continue, système tiré de l'allure des coefficients d'absorption. Pour vérifier ceci, nous avons fait, pour le cuivre aussi bien que pour le nickel, des mesures qui étaient écartées de l'arête des deux côtés de $10 \cdot 10^{-11}$ cm seulement. L'allure de δ est des deux côtés parfaitement normale jusqu'à cette distance, quoique, d'un côté de l'arête ($\lambda < \lambda_k$), δ soit un peu plus grand que de l'autre ($\bar{\lambda}$). Nous ne savons pas encore comment se fait le passage par l'endroit de l'arête même, mais en tout cas le domaine de la dispersion anormale est beaucoup plus restreint que ne l'auraient fait supposer les théories actuelles.

M. WEHRLI (Bâle). — *Théorie de la chute cathodique et l'arc électrique.*

L'auteur indique un système de 10 équations qui sont valables pour tout le domaine des décharges spontanées, continues. En partageant le domaine de la chute cathodique en deux parties, comme suit, la loi d'énergie fournit les relations suivantes:

à la surface de cathodes:

$$IU + \bar{I}^+ U_k = \mp W_1 + W_2 + g_1 W_3 - \bar{I}^+ V_j + I\varphi, \quad (1)$$

devant la cathode, dans l'espace rempli de gaz:

$$\bar{I}^- U_k = \pm W_1 + g_2 W_3 + (\bar{I}^+ - I_d^+) V_j + I_d^- U_d^- - I_d^+ U_d^+ \quad (2)$$

pour les deux parties réunies:

$$I(U + U_k) = W_2 + W_3 - I_d^+ V_j + I\varphi + I_d^- U_d^- - I_d^+ U_d^+. \quad (3)$$

Dans ces formules, on a les symboles suivants: I l'intensité totale du courant, U la chute de tension le long de la cathode,

¹ *Annalen d. Physik*, 82, p. 585 (1927).