Zeitschrift: Schweizerische Bauzeitung
Herausgeber: Verlags-AG der akademischen technischen Vereine
Band: 3/4 (1884)
Heft: 12

Artikel: Das Steuern der Dampfschiffe
Autor: Fliegner, Albert
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-11921

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: 12.07.2025

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

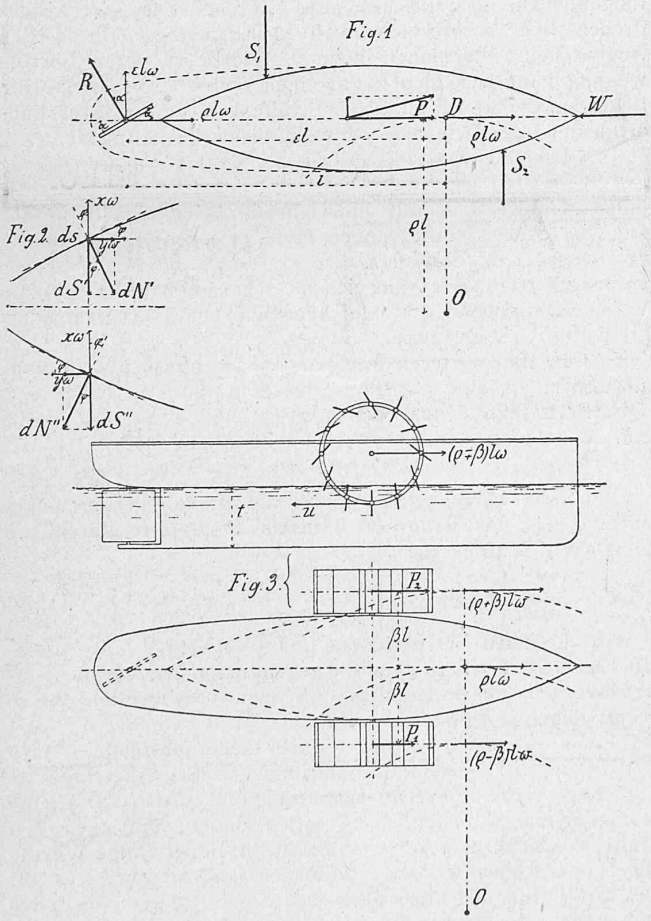
INHALT: Das Steuern der Dampfschiffe. Von Albert Fliegner, Professor der theoretischen Maschinenlehre am eidg. Polytechnikum in Zürich. — Neubau für die chemischen Laboratorien des eidgenössischen Polytechnikums zu Zürich von den Architecten Bluntschli und Lasius. — Concours pour la construction d'un pont sur le Danube et sur la Borcea près de Cernavoda. Par Maurice Koechlin. — Miscellanea: Der Perspectograph. Personalien. Neue Wasserwerke in New-York. Das amerikanische Patentbureau. Neue Eisenwerke in Italien. Lichtpausen mit schwarzen Strichen auf weissem Grunde. Hudson-Tunnel. — Necrologie: † Dr. S. H. Aronhold. — Concurrenzen: Kirche in Barmen. Entwürfe zur Einrichtung russischer Güterwagen für den Getreidetransport.

Das Steuern der Dampfschiffe.

Von *Albert Fliegner*, Professor der theoretischen Maschinenlehre am eidg. Polytechnikum in Zürich.

Die Einwirkung des Steuerruders auf den Gang der Dampfschiffe habe ich in der mir zugänglichen Literatur nur an zwei Stellen etwas eingehender untersucht gefunden. In den grossen Compendien behandelt sie nur *Weisbach* (Lehrbuch der Ingenieur- und Maschinen-Mechanik, III. Thl. Seite 748). Er berechnet die zur Drehung des Ruders nöthige Kraft und bespricht dann das Wesentliche der weiteren Einwirkung, aber ohne genauere Formelentwickelung. Der von ihm angegebene günstigste Einstellungswinkel des Ruders, d. h. derjenige, welcher die schärfste Curve zu erreichen gestattet, ist auch nur angenähert richtig. Die zweite umfangreichere Untersuchung ist von *Guibal* unter dem Titel „Marche des bateaux à vapeur en courbe" veröffentlicht (Annales des ponts et chaussées, 1883, S. 346). Da er aber von einer unrichtigen Annahme ausgeht, so sind auch seine Resultate nicht richtig.

Auf ein *im Beharrungszustande* in einer Curve fahrendes Dampfschiff wirken folgende äussere Kräfte, s. Fig. 1:



1. *Die Triebkraft P in der Längenaxe des Schiffes*, wie z. B. bei einem Schraubenschiffe. Es soll angenähert vorausgesetzt werden, P sei in der Curve genau gleich gross, wie in der Geraden. Ist dann F der Querschnitt des Hauptspantes, c_0 die Geschwindigkeit des Schiffes in der Geraden, $\varkappa$ ein Erfahrungscoefficient, so kann man bekanntlich die zur Fortbewegung des Schiffes nöthige Kraft angenähert setzen:

$$P = \varkappa F c_0^2. \qquad (1)$$

2. *Der Widerstand R welchen das unter dem Winkel α gegen die Längenaxe des Schiffes geneigte Steuerruder verursacht.* Dieser Widerstand wirkt senkrecht zur Fläche des Ruders, hat also eine senkrecht zur Schiffsaxe gerichtete Componente. Transportirt man diese nach dem Schwerpunkt und setzt sie dort mit P zusammen, so erhält man eine gegen die Längenaxe geneigte Kraft, welcher der Schiffsschwerpunkt folgen muss. Derselbe bewegt sich daher im nächsten Zeitelement *nicht* in der Längenaxe. Das beim Transport der seitlichen Componente von R entstehende Kräftepaar bringt gleichzeitig eine *Drehung* des Schiffes hervor. Da der Schwerpunkt aber seitlich ausweicht, so können sich zwei Lagen der Axe, die zwei unendlich benachbarten Zeitpunkten entsprechen, *nicht im* Schwerpunkte schneiden. Ihr Schnittpunkt muss vielmehr *vor* dem Schwerpunkte liegen, z. B. in D. Die Bewegung des Schiffes in jedem Zeitelement ist daher auch aufzufassen als ein Fortschreiten des Punktes D in der Längenaxe und eine gleichzeitige Drehung um diesen Punkt. Der Krümmungsmittelpunkt der ganzen Bewegung des Schiffes, O, muss also auf dem Perpendikel zur Längenaxe durch D liegen. Ist l die ganze Länge des Schiffes, so möge der Abstand des Punktes D vor dem Hintersteven, oder richtiger vor der Steuerruderaxe, mit εl bezeichnet werden. Ferner sei ω die Winkelgeschwindigkeit der Drehung. Dieselbe ist natürlich für das Schiff um D gleich gross, wie für den Radiusvector OD um O. Wird die Länge OD gleich ϱl gesetzt, so folgt die Tangentialgeschwindigkeit des Punktes D in seiner Bahn, d. h. in der Richtung der Längenaxe des Schiffes, zu

$$c = \varrho l \omega. \qquad (2)$$

Das Steuerruder selbst möge, obwohl es niemals so ausgeführt wird, als *vollkommen balancirt* vorausgesetzt werden, d. h. so, dass seine Drehaxe genau durch den Schwerpunkt seiner Fläche hindurchgeht. Dann greift R in der Längenaxe des Schiffes an. Bei den wirklichen Ausführungen treten durch die stets seitliche Lage des Angriffspunktes von R noch kleine Kräftepaare auf, welche die Formeln complicirter machen, ohne aber das Schlussresultat stark zu beeinflussen. Unter der obigen angenäherten Annahme hat der Schwerpunkt des Ruders zwei Geschwindigkeiten: c in der Längenrichtung des Schiffes, und senkrecht dazu in Folge der Drehung um D noch $\varepsilon l \omega$. Ist nun f die ganze Fläche des Ruders, ζ ein Erfahrungscoefficient, so wird der Wasserdruck R gegen das Steuerruder, s. Fig. 1:

$$R = \zeta f l^2 \omega^2 (\varrho \sin\alpha - \varepsilon \cos\alpha)^2. \qquad (3)$$

3. *Widerstand des Wassers gegen die Fortbewegung des Schiffes in der Richtung seiner Längenaxe.* Da die betreffende Geschwindigkeit c ist, so wird dieser Widerstand, ähnlich wie in Gl. (1):

$$W = \varkappa F c^2. \qquad (4)$$

4. *Widerstand des Wassers gegen die Drehung des Schiffes.* Sind x und y die Coordinaten eines Oberflächenelements in Beziehung auf D, so hat dasselbe dabei die Normalgeschwindigkeit, nach Fig. 2:

$$x\omega \cos\varphi - y\omega \sin\varphi = \omega (x \cos\varphi - y \sin\varphi).$$

Ist ds die Länge des Elements, dz die Verticalprojection seiner Höhe, λ' ein Erfahrungscoefficient, so wird der Widerstand des Wassers gegen dieses Element, und zwar zunächst normal zu demselben:

$$dN' = \lambda' ds\, dz\, \omega^2 (x \cos\varphi - y \sin\varphi)^2.$$

An dem symmetrisch gegenüberliegenden Element wirkt in Folge des geringeren Druckes der nachströmenden Wassermasse eine gleichartige Kraft, nur vielleicht mit einem anderen Coefficienten λ'', also:

$$dN'' = \lambda'' ds\, dz\, \omega^2 (x \cos\varphi - y \sin\varphi)^2.$$

Die zur Längenaxe des Schiffes normalen Componenten dieser beiden Kräfte sind, wenn $\lambda' + \lambda''$ kurz gleich λ gesetzt wird, da noch $\cos\varphi\, ds = dx$ ist:

$$dS = \lambda\omega^2 (x \cos\varphi - y \sin\varphi)^2\, dx\, dz. \qquad (5)$$

Die zur Schiffslänge parallelen Componenten der dN heben sich gegenseitig auf, wenn man die Annahme gestattet, dass $\lambda' = \lambda''$ sei, was hier geschehen möge. Denkt man die Kräfte dN aber nach D transportirt, so entstehen Kräftepaare, die der Drehung des Schiffes entgegenwirken und zwar, da $\sin\varphi\, ds = dy$ ist, mit einem Moment:

$$dM = \lambda\omega^2 (x \cos\varphi - y \sin\varphi)^2 (x\, dx - y\, dy)\, dz. \qquad (6)$$

Eine genaue Integration der beiden Gleichungen (5) und (6) ist im Allgemeinen unmöglich, man müsste nach *Simpson* summiren. Für die vorliegende Untersuchung ist aber eine Annäherung zulässig, da φ stets klein ist, also auch dy/dx, ebenso y gegenüber x. Vernachlässigt man diese kleinen Grössen ganz und setzt auch $\cos\varphi = 1$, so werden die beiden Gleichungen (5) und (6) wesentlich einfacher und direct integrabel, nämlich:

$$dS = \lambda\omega^2 x^2\, dx\, dz, \qquad (7)$$
$$dM = \lambda\omega^2 x^3\, dx\, dz. \qquad (8)$$

Die Integration ist aber abhängig von der Lage des Punktes D gegenüber dem Schiffe. Fällt D in das Schiff selbst, ist also $\varepsilon < 1$, so muss von D aus nach beiden Seiten integrirt werden, also zwischen den Grenzen: hinten 0 und εl, vorn 0 und $(1 - \varepsilon) l$. Bei S sind dann beide Integrale zu subtrahiren, da die Pressungen auf beiden Seiten von D in entgegengesetztem Sinne wirken. Bei der Drehung wirken dagegen beide Momente im gleichen Sinne, die beiden Integrale von M sind also zu addiren. Für die Integration nach z kann man unbedenklich die Tauchung t auf der ganzen Länge constant setzen, dann sind die Grenzen 0 und t. Daher wird, gleich integrirt:

$$\varepsilon < 1 \begin{cases} S = {}^1/_3\, \lambda\omega^2 t\, l^3 [\varepsilon^3 - (1 - \varepsilon)^3], & (9) \\ M = {}^1/_4\, \lambda\omega^2 t\, l^4 [\varepsilon^4 + (1 - \varepsilon)^4]. & (10) \end{cases}$$

Läge dagegen D ausserhalb des Schiffes, wäre also $\varepsilon > 1$, so wären beide Ausdrücke nach x nur je einmal zu integriren, und zwar zwischen den Grenzen $(\varepsilon - 1) l$ und εl. Das gäbe:

$$\varepsilon > 1 \begin{cases} S = {}^1/_3\, \lambda\omega^2 t\, l^3 [\varepsilon^3 - (\varepsilon - 1)^3], & (9a) \\ M = {}^1/_4\, \lambda\omega^2 t\, l^4 [\varepsilon^4 - (\varepsilon - 1)^4]. & (10a) \end{cases}$$

Andere äussere Kräfte wirken nicht. Hier liegt nun der Fehler, den *Guibal* bei seinen Entwickelungen macht. Derselbe führt nämlich noch als weitere äussere Kraft ein: die im Schwerpunkte des Schiffes angreifende radial nach *auswärts* wirkende *Centrifugalkraft* der Drehung um O. Diese Kraft ist aber überhaupt gar keine äussere Kraft, sondern eine Folge des Beharrungsvermögens der Materie. Als besondere auf den Körper wirkende Kraft hat man sie höchstens einzuführen bei Untersuchungen über gezwungene Bewegung, als „Rinnenwiderstand", aber dann nach einwärts. Hier hingegen, wo keinerlei feste Bahn vorhanden ist, die das Schiff zu einer ganz bestimmten fortschreitenden Bewegung zwingen würde, ist die Centrifugalkraft ebensowenig als besondere äussere Kraft aufzuführen, wie z. B. bei den Untersuchungen über den schrägen Wurf.

Ist nun der Beharrungszustand eingetreten, so bleiben die Geschwindigkeiten der fortschreitenden und der rotirenden Bewegung des Schiffes constant, und das Schiff wird sich in einem Kreise um den festen Mittelpunkt O drehen. Die äusseren Kräfte müssen also in jedem Augenblicke unter sich im Gleichgewichte sein. Nimmt man D als Nullpunkt eines Coordinatensystems an und die Axen parallel und normal zur augenblicklichen Richtung der Längenaxe des Schiffes, so werden die drei Gleichgewichtsbedingungen:

$$P - R \sin\alpha - W = 0, \qquad (\mathrm{I})$$
$$R \cos\alpha - S = 0, \qquad (\mathrm{II})$$
$$R\varepsilon l \cos\alpha - M = 0. \qquad (\mathrm{III})$$

Als bekannt sind hier anzusehen P, α, alle Schiffsdimensionen und die Coefficienten $\varkappa, \lambda, \zeta$. Zu berechnen wäre dagegen ε, ϱ und ω oder c. Die Aufgabe ist also eindeutig lösbar.

Zunächst soll die Lage des Drehpunktes D bestimmt werden. Dazu ist aus (II) und (III)

$$R\varepsilon l \cos\alpha = S\varepsilon l = M. \qquad (11)$$

Für S und M sind verschiedene Werthe einzusetzen, jenachdem $\varepsilon \gtrless 1$ ist. Nimmt man an, es sei $\varepsilon > 1$, so gibt (11) mit (9a) und (10a)

$${}^1/_3\, \lambda\omega^2 t\, l^3 [\varepsilon^3 - (\varepsilon - 1)^3]\, \varepsilon l = {}^1/_4\, \lambda\omega^2 t\, l^4 [\varepsilon^4 - (\varepsilon - 1)^4].$$

Hier hebt sich zunächst $\lambda\omega^2 t\, l^4$ fort. Reducirt man weiter, so erhält man zur Berechnung von ε die quadratische Gleichung $6\varepsilon^2 - 8\varepsilon + 3 = 0$, welche

$$\varepsilon = \frac{2}{3} \pm \sqrt{\frac{4}{9} - \frac{1}{2}}$$

ergibt, also einen *imaginären* Werth. Daraus folgt, dass der Drehpunkt D *nicht ausserhalb* des Schiffes liegen kann.

Setzt man dagegen die Werthe aus (9) und (10), welche für $\varepsilon < 1$ gelten, in Gleichung (11) ein, und lässt gleich den gemeinschaftlichen Factor $\lambda\omega^2 t\, l^4$ fort, so erhält man zur Berechnung von ε:

$${}^1/_3\, \varepsilon [\varepsilon^3 - (1 - \varepsilon)^3] = {}^1/_4 [\varepsilon^4 + (1 - \varepsilon)^4]$$

oder reducirt die Gleichung vierten Grades:

$$2\varepsilon^4 - 6\varepsilon^2 + 8\varepsilon - 3 = 0. \qquad (12)$$

Durch Probiren findet sich fast genau $\varepsilon = 0{,}64$. Der Drehpunkt D liegt also angenähert *im vorderen Dritttheil* des Schiffes.

Guibal findet umgekehrt, dass der Drehpunkt *vor* dem Schiffe liege. Es widerspricht das aber directen Beobachtungen. Die Dampfschiffe des Zürcher-Sees wenigstens drehen sich, wovon ich mich noch unlängst durch den Augenschein überzeugen konnte, relativ zu ihrer Fortbewegung ganz entschieden um einen *innerhalb*, vor der Mitte liegenden Punkt. Und diese Schiffe besitzen in ihrer Bauart keine irgendwie aussergewöhnlichen Verhältnisse.

Gleichung (12) zeigt übrigens, dass ε *von der Stellung des Steuerruders ganz unabhängig* ist, insofern der Angriffspunct der Kraft R mit hinreichender Genauigkeit in der Längenaxe des Schiffes angenommen werden darf. Ebenso ist die specielle *Schiffsform von nur unwesentlichem Einflusse*, vorausgesetzt dass es hinreichend scharf gebaut ist, um die Vernachlässigungen der Gleichungen (7) und (8) gegenüber (5) und (6) zu gestatten.

Für die weiteren Rechnungen ist nun ε als bekannt anzusehen, als eine Constante des Schiffes.

Setzt man R aus Gleichung (3) und S aus (9) in (II) ein, so hebt sich $\omega^2 l^2$ fort, und man erhält

$$\zeta f (\varrho \sin\alpha - \varepsilon \cos\alpha)^2 \cos\alpha = {}^1/_3\, \lambda t\, l [\varepsilon^3 - (1 - \varepsilon)^3].$$

Hieraus berechnet sich das Verhältniss ϱ des Krümmungshalbmessers der Bahn des Punktes D dividirt durch die Länge des Schiffes zu:

$$\varrho = \frac{1}{\sin\alpha} \left\{ \varepsilon \cos\alpha + \sqrt{\frac{\lambda t\, l}{3\zeta f \cos\alpha} [\varepsilon^3 - (1 - \varepsilon)^3]} \right\}. \qquad (13)$$

ϱ wird hiernach bei gleichem α um so kleiner, je grösser die Fläche f des Steuerruders gegenüber tl ist, ein übrigens selbstverständliches Resultat. In sehr verwickelter Weise hängt dagegen ϱ mit α zusammen. Für $\alpha = 0$ und $\alpha = \pi/2$ wird $\varrho = \infty$; dazwischen gibt es also einen günstigsten Werth von α, der ϱ zu einem Minimum macht. Seine Bestimmung auf dem Wege der Differentiation führt aber auf eine transcendente Gleichung. Es sollen daher, um auch den weiteren Verlauf von $\varrho = f(\alpha)$ zu zeigen, lieber einige Werthe direct berechnet werden. Dazu ist angenommen, es sei $\lambda = \zeta$. Ferner ist die Höhe des Steuerruders gleich der Tauchung t vorausgesetzt und seine Länge, nach einer von *Scott-Russel* gegebenen Regel, mit $0{,}3^{\,m} + 0{,}02\, l$*) eingeführt. Für die beiden angenommenen Grenzwerthe für l von 10 m und 200 m erhält man dann:

α =	0	10°	20°	30°	40°	45°	50°	55°	60°	65°	70°	75°
ϱ_{10} =	∞	10,59	5,26	3,70	2,90	2,66	2,49	2,38	2,32	2,33	2,42	3,56
ϱ_{200} =	∞	14,25	7,16	5,05	4,02	3,72	3,52	3,40	3,36	3,40	3,61	3,90

*) *Scott-Russel* gibt als additive Constante 1' engl., also eigentlich 0,3048 m.

Die stärksten Krümmungen gehen also mit einem Ruderwinkel zwischen 60^0 und 65^0 zu erreichen. *Weisbach* berechnet, wie schon erwähnt, diesen günstigsten Winkel auch, vernachlässigt dabei aber die in Folge der Drehung um D auftretende seitliche Bewegung des Ruders und findet daher den Winkel zu klein, nämlich zu nur 45^0.

Setzt man endlich die Werthe aus Gleichung (1), (3) und (4) in (I) ein und berücksichtigt Gleichung (2), so erhält man

$$\varkappa F c_0^2 - \zeta f (\sin\alpha - \frac{\varepsilon}{\varrho}\cos\alpha)^2 c^2 \sin\alpha - \varkappa F c^2 = 0,$$

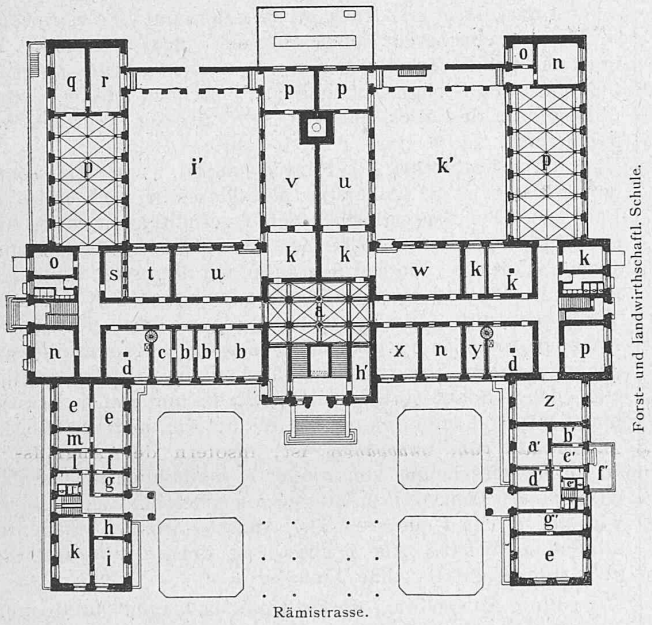
Kommt es nun bei einem Schiffe darauf an, eine Wendung *in möglichst kurzer Zeit* auszuführen, so wird eine zu bedeutende Vergrösserung von α nichts mehr nützen, denn ϱ und damit der vom Schiffe zurückzulegende Weg nimmt nur langsam ab, die Geschwindigkeit c dagegen immer rascher. Nach *Weisbach* beträgt der grösste benutzte Ausschlagswinkel nur $40^0 - 45^0$. Bei Schiffen dagegen, welche sehr enge und gekrümmte Fahrwasser zu passiren haben, in welchem Falle die Zeit ausser Frage kommt, könnte ein grösserer Ruderwinkel gelegentlich wol am Platze sein.

Neubau für die chemischen Laboratorien des eidgenössischen Polytechnikums zu Zürich.

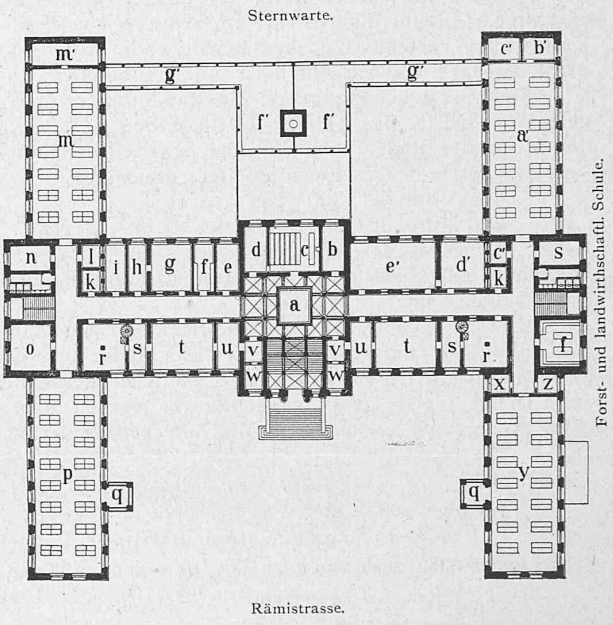
Von den HH. Architecten Prof. *Bluntschli* und *Lasius*.

(Für den Text vide Seite 71.)

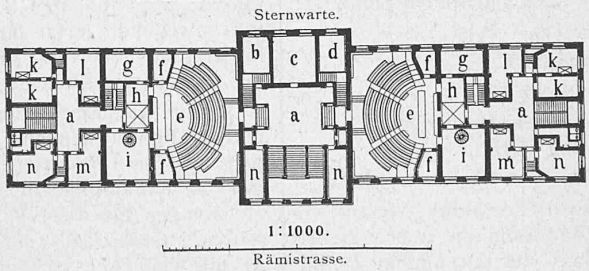
Grundriss des Erdgeschosses.



Grundriss des Hauptstockwerkes.



Grundriss des zweiten Stockes.



Legende zum Erdgeschoss.

a Vestibul. b Probiranstalt. c Probirer. d Material. e Laboratorium. f Verbrennungzimmer. g Waschzimmer und Abwart. h Professor. i Prof.-Laborator. k Disponibel. l Bureau und Probe. m Wagzimmer. n Aeltere Leute. o Gaszimmer. p Arbeitsraum. q Destillirraum. r Abdampfraum. s Dunkelzimmer. t Aeltere Leute u. gerichtliches Zimmer. u Schmelzöfen. v Pyrochemischer Raum. w Motorenraum. x Färberei. y Pharmaceut. z Photographie. a' Vorstand. b' Controlle. c' Ueberwachungslocal. d' Bureau. e' Waschraum. f' Keimlocal. g' Sammlung. h' Abwart. i' analyt. Hof. k' technischer Hof. l' Garderobe.

Legende zum zweiten Stock.

a Vestibule. b Pharmaceut. Sammlung. c Analyt. Sammlung. d Kleinerer Hörsaal. e Hörsääle. f Cabinette. g Präparatesammlungen. h Vorbereitungszimmer mit Oberlicht. i Apparatesammlungen. k 1. Assistent. l 2. Assistent. m 3. Assistent. n Disponibel.

Legende zum Hauptstockwerk.

a Vestibul. b Prof. d. Pharmacie. c Kleinerer Hörsaal. d Vorbereitungszimmer. e Eisenkammer. f Bibliothek. g Physik. Laborator. h Wagzimmer für organische Sääle. i Spühlraum (Abwart). k Garderobe. l Dunkelzimmer. m Saal f. organ. Arbeiten. m' Verbrennungszimmer. n Kanon. Zimmer. o Wagzimmer für analytische Sääle. p Saal f. analyt. Chemie. q Stinkraum. r Material v. Glas. s Wagzimmer. t Prof.-Laborat. u Prof.-Arbeitsz. v Vorzimmer. w Assistent. x Luftpumpe. y Hauptsaal II. z Glasblasen. a' Hauptsaal I. b' Optisch. Zimmer. c' Magazin. d' Pharmaceut. Sammlung. e' Pharmaceut. Laboratorium. f' Gedeckter Arbeitsraum. g' Verbindungsgang.

und hieraus folgt die Tangentialgeschwindigkeit des Punktes D zu:

$$c = c_0 \sqrt{\frac{1}{1 + \frac{\zeta f}{\varkappa F} \sin\alpha (\sin\alpha - \frac{\varepsilon}{\varrho}\cos\alpha)^2}}. \qquad (14)$$

Ein Einsetzen von ϱ würde die Formel nicht übersichtlich machen, es genügt zu beachten, dass ϱ mit zunehmendem Winkel α anfänglich zwar rasch abnimmt, in der Nähe seines Minimums aber nur noch langsam. c wird also in dieser Gegend mit zunehmendem α immer rascher abnehmen, weil die zur Längenaxe des Schiffes parallele Componente des Ruderwiderstandes zu stark wächst.

Vorstehende Untersuchung setzt allerdings voraus, dass sich die bewegende Kraft P durch das Fahren in einer Curve nicht ändert. Das ist aber nicht streng richtig; die Verhältnisse sind jedoch bei den verschiedenen Propellersystemen verschiedene.

Als *eine* Gruppe sind alle diejenigen Propellersysteme zusammenzufassen, bei denen P unmittelbar in der Längenaxe des Schiffes wirkt. Es gehören also hierher: Die einfache Schraube und die nur ausnahmsweise vorkommenden oder gar nur vorgeschlagenen Heckräder und Reactionspropeller mit *einem* am Hintersteven ausmündenden Rohre. In allen diesen Fällen wird P in Folge der Verlangsamung der Schiffsgeschwindigkeit zunächst vergrössert, abgesehen

von dem Einflusse der relativen Seitengeschwindigkeit des Wassers. Sollte die Maschine ihre alte Geschwindigkeit beibehalten, so müsste sie jetzt mehr Arbeit verrichten. Ob sie das thut oder ob sie anfängt langsamer zu gehen, hängt von etwa vorhandenen Regulirvorrichtungen ab. Es lässt sich also nicht allgemein angeben, wie sich P wirklich verhält. Die genaue Kenntniss von P ist aber auch weniger wichtig. ε und ϱ sind nämlich ganz unabhängig davon, und nur c würde dadurch beeinflusst, also die für eine Wendung nöthige *Zeit*.

Wesentlich andere Verhältnisse treten bei denjenigen Propellersystemen auf, bei welchen die bewegende Kraft nicht unmittelbar in der Längenaxe angreift, sondern beidseitig symmetrisch an zwei Stellen wirkt, wie bei den gewöhnlichen Raddampfern, bei den Schiffen mit Doppelschraube und bei Reactionspropellern mit zwei seitlichen Ausgussröhren. Bei der Fahrt in einer Geraden sind die beidseitigen Kraftwirkungen allerdings gleich und setzen sich zu einer einzigen Kraft in der Längenaxe des Schiffes zusammen. Beim Fahren in einer Curve werden beide Kräfte aber verschieden; ihre Resultirende fällt also *neben* die Längenaxe und ergiebt noch ein Drehmoment.

Der Untersuchung möge ein Raddampfer zu Grunde gelegt werden (S. Fig. 3). Ist für denselben βl der Abstand der Mitte des Rades von der Längenaxe des Schiffes, so sind die nöthigen Geschwindigkeiten, diejenige

der Mitte der Rad-Axe $= \varrho l \omega$,
der Mitte des inneren Rades $= (\varrho - \beta) l \omega$,
der Mitte des äusseren Rades $= (\varrho + \beta) l \omega$.

Seitliche Geschwindigkeits-Componenten kommen bei dieser Untersuchung nicht in Betracht.

Es bezeichne ferner $\frac{1}{2} A$ die Schaufelfläche auf einer Seite, u die Umfangsgeschwindigkeit der Räder und ζ einen Erfahrungscoefficienten, der wegen ähnlicher Beschaffenheit der Flächen gleich gross angenommen werden darf, wie beim Steuerruder. Dann sind die bewegenden Kräfte

am inneren Rade:

$$P_1 = \tfrac{1}{2} \zeta A [u - (\varrho - \beta) l \omega]^2, \qquad (15)$$

am äusseren Rade:

$$P_2 = \tfrac{1}{2} \zeta A [u - (\varrho + \beta) l \omega]^2. \qquad (16)$$

Beide setzen sich zusammen zu der bewegenden Kraft

$$P = \zeta A [(u - \varrho l \omega)^2 + \beta^2 l^2 \omega^2]. \qquad (17)$$

Dabei tritt aber ein Kräftepaar auf, dessen Moment in dem der Einwirkung des Steuerruders entgegengesetzten Sinne ist:

$$M_p = P_1 \beta l - P_2 \beta l = (P_1 - P_2) \beta l,$$

oder nach (15) und (16) gleich reducirt:

$$M_p = 2 \zeta A \beta^2 l^2 \omega (u - \varrho l \omega). \qquad (18)$$

Durch das Hinzukommen des Momentes M_p ändert sich nun die frühere Gleichgewichtsbedingung (III) in:

$$R \varepsilon l \cos \alpha - M - M_p = 0.^{*)} \qquad (\text{III a})$$

Die weitere Berechnung wird hierdurch wesentlich complicirter. Sie soll nur unter der Annahme durchgeführt werden, dass $\varepsilon < 1$ sei, d. h. dass der Drehpunkt D im Inneren des Schiffes liege.

Dann gilt zunächst für ϱ der Werth aus Gleichung (13) auch hier, da sich Gleichung (II) nicht geändert hat und (13) eine unmittelbare Folge von (II) allein ist. Durch Gleichsetzung der Werthe für $R \varepsilon l \cos \alpha$ aus (II) und (III a), in Berücksichtigung von (9), (10), (18) und der Reduction vor (12) erhält man dann:

$$2 \zeta A \beta^2 (u - \varrho l \omega) = \tfrac{1}{12} \lambda \omega t l^2 (2 \varepsilon^4 - 6 \varepsilon^2 + 8 \varepsilon - 3). \qquad (19)$$

(I) dagegen ergibt nach (17), (II) mit (9), (4) mit (2) und (13)

$$\zeta A (u - \varrho l \omega)^2 = \tfrac{1}{3} \lambda \omega^2 t l^3 [\varepsilon^3 - (1 - \varepsilon)^3] \cot g \alpha + \frac{\varkappa F}{\sin^2 \alpha} l^2 \omega^2 \left[\varepsilon \cos \alpha + \sqrt{\frac{\lambda t l}{3 \zeta f \cos \alpha} [\varepsilon^3 - (1 - \varepsilon)^3]} \right]^2. \qquad (20)$$

Quadrirt man jetzt Gleichung (19) und dividirt sie durch (20), so fällt auf der linken Seite $(u - \varrho l \omega)^2$, auf der rechten $l^2 \omega^2$ fort, und es bleibt zur Berechnung von ε der sehr complicirte Ausdruck übrig:

$$\frac{4 \zeta A \beta^4 = \tfrac{1}{144} \lambda^2 t^2 l^2 (2 \varepsilon^4 - 6 \varepsilon^2 + 8 \varepsilon - 3)^2}{\tfrac{1}{3} \lambda t l [\varepsilon^3 - (1 - \varepsilon)^3] \cot g \alpha + \frac{\varkappa F}{\sin^2 \alpha} \left[\varepsilon \cos \alpha + \sqrt{\frac{\lambda t l}{3 \zeta f \cos \alpha} [\varepsilon^3 - (1 - \varepsilon)^3]} \right]^2}. \qquad (21)$$

ε ginge hieraus natürlich nur auf dem Wege des Probirens zu finden. Die Rechnung soll nicht durchgeführt werden. Es genügt darauf hinzuweisen, dass hier die Lage des Drehpunktes D nicht mehr constant ist, sondern abhängig vom Winkel α des Steuerruders. Doch lässt sich über den Werth von ε feststellen, dass derselbe hier *grösser* sein muss als früher. Damit nämlich überhaupt eine fortbewegende Kraft vorhanden ist, muss $u - \varrho l \omega > 0$ werden. Es folgt das aus Gl. (17), wenn man beachtet, dass β stets sehr klein gegenüber ϱ ist. Dann muss aber nach Gl. (19) auch $2 \varepsilon^4 - 6 \varepsilon^2 + 8 \varepsilon - 3 > 0$ sein. In der Nähe von $\varepsilon = 0{,}64$ wächst nun dieser Ausdruck, wenn ε zunimmt. Es wäre sogar nicht von vornherein ausgeschlossen, dass vielleicht bei gewissen Schiffsverhältnissen $\varepsilon > 1$ werden würde, dass man also nach den Glchgn. (9^a) und (10^a) rechnen müsste. Jedenfalls könnte das aber nur bei sehr grossen Werthen von β eintreten.

Ist ε bestimmt, so folgt ϱ aus Gl. (13). Da aber ε hier grösser ist als früher, so muss dasselbe auch mit ϱ der Fall sein. Bei sonst gleichen Schiffsverhältnissen würde also ein Raddampfer keine so kleinen Kreise beschreiben können, als ein Schiff mit einfacher Schraube, vorausgesetzt, die beiden Räder des Raddampfers sind, wie gewöhnlich, auf derselben Welle befestigt. Macht man dagegen beide Räder von einander unabhängig, so dass man sie in gegenseitig entgegengesetztem Sinne drehen kann, dann wird es möglich, ein solches Schiff auf derselben Stelle um seinen Schwerpunkt zu drehen. Analoges gilt für die anderen hierher gehörigen Propellersysteme.

Die Berechnung von c oder ω schliesslich müsste nach Gl. (17) erfolgen. Dazu müsste aber bekannt sein, ob und wie sich u mit P ändert. Die Aufgabe ist also auch nicht allgemein lösbar. Auf ε und ϱ ist diese Unbestimmtheit aber hier ebenfalls ohne Einfluss.

Eine Anwendung dieser Untersuchungen auf Ketten-, Tau- und Segelschiffe müsste zu viel complicirteren Formeln führen, weil bei der Bewegung solcher Schiffe in Curven die bewegende Kraft ihre Richtung gegenüber dem Schiffe im Allgemeinen stetig ändert. ε und ϱ würden dann, auch bei fest eingestelltem Steuerruder, nicht mehr constant sein.

Um die Einwirkung des Steuerruders auf ein Schiff vollständig zu kennen, müsste eigentlich noch *der Uebergang aus einem Beharrungszustande in einen anderen* untersucht werden, namentlich die dazu nöthige *Zeit*. Die Differentialgleichungen für diese Bewegung lassen sich auch leicht aufstellen. *Guibal* gibt sie am Schlusse seiner oben citirten Arbeit, wenigstens schematisch, an. Die gesuchten Grössen würden in ihnen aber in einer Weise vorkommen, welche keine directe Integration gestattet. Verwickelter wird die Aufgabe noch dadurch, dass das Steuerruder nicht plötzlich auf einen anderen Winkel eingestellt, sondern mehr oder weniger allmälig in seine neue Lage gedreht wird. Nun ist aber die Winkelgeschwindigkeit der Drehbewegung des Schiffes nie gross, die ihr entsprechende im Schiffe angehäufte mechanische Arbeit, trotz seines grossen Trägheitsmomentes, auch nicht bedeutend, so dass also der Trägheitswiderstand gegen die Drehung auch keine beträchtliche Kraft beansprucht. Der Widerstand des Wassers beginnt aber erst zu wachsen, nachdem die Drehgeschwindigkeit schon zugenommen hat. Es ist daher zu erwarten, dass die Aenderung der Winkelgeschwindigkeit des Schiffes mit der Aenderung in der Einstellung des Steuerruders angenähert gleichen Schritt halten wird, und dass man daher, wenn das Ruder seine neue Ruhelage erreicht hat, auch annehmen darf, dass der neue Beharrungszustand des Schiffes gleichzeitig hinreichend genau eingetreten sei. Die *Zeit*

*) Eine ähnliche Erweiterung der Gleichung (III) würde eintreten, wenn man die richtige Lage des Angriffspunktes von R *neben* der Längenaxe berücksichtigen würde. Das dadurch hinzukommende Drehmoment ist aber gegenüber den anderen sehr klein.

für den Uebergang aus einem Beharrungszustande in einen anderen muss also angenähert der Zeit gleich sein, welche das Ruder zu seiner Umstellung erfordert. Die letztere ist aber abhängig von der ganzen Anordnung der Steuer-Vorrichtung.

Zürich, Januar 1884.

Neubau für die chemischen Laboratorien des eidgenössischen Polytechnikums zu Zürich

von den Architecten *Bluntschli* und *Lasius.*

(Zu den Zeichnungen auf Seite 69.)

In Band II Nr. 24 unserer Zeitschrift gaben wir einen Bericht über den projectirten Bau für die chemischen Laboratorien des eidgen. Polytechnikums, dem wir nun heute die von den Architecten Bluntschli und Lasius entworfenen Grundrisse des Gebäudes folgen lassen. Bei dieser Gelegenheit müssen wir einen Irrthum in dem angeführten Artikel berichtigen, der sich auf die Situation des Baues bezieht. Der Bauplatz liegt nämlich an der verlängerten Rämistrasse nördlich von der forst- und landwirthschaftlichen Schule, westlich und unterhalb der Sternwarte. Der Bau soll ohne Verzug in Angriff genommen werden, sobald die nöthigen Vorbereitungen an Planmaterial und Bedingungen für die öffentlichen Vergebungen von den Architecten getroffen sein werden. Im Uebrigen verweisen wir auf unsern frühern Text.

Concours pour la construction d'un pont sur le Danube et sur la Borcea près de Cernavoda.

Dans le numéro du 24 janvier nous avons exposé les points sur lesquels nous n'étions pas d'accord avec M. Gaedertz au sujet des projets présentés. Dans celui du 23 février M. Gaedertz répond à son tour à notre note. Nous n'avons pas l'intention d'engager une polémique qui finirait par devenir fatiguante pour les lecteurs, et nous comprenons très-bien que sur bien des points les avis peuvent être partagés. Si nous revenons aujourd'hui sur la question, c'est uniquement pour expliquer avec plus de détails quelques remarques qui ont été mal interprêtées par M. Gaedertz, et pour mettre, à côté de ses calculs relatifs aux dilatations dues à la température, nos résultats qui sont tout à fait différents.

En premier lieu, nous dirons que nous sommes très étonnés du reproche qu'on nous fait en nous disant que nous avons une trop haute idée de notre jugement, lorsque nous parlons de la profondeur à donner aux fondations. Nous ferons remarquer, que mettant précisément, à ce sujet, notre propre jugement de côté, nous ne nous appuyons uniquement que sur celui des constructeurs qui dans le monde entier ont fait le plus de fondations de ce genre.

Si ces constructeurs ne partagent pas l'avis des ingénieurs éminents qui constituaient la commission, et dont la grande valeur ne sera certainement contestée par personne, et en dernier lieu par nous, ce n'est pas parcequ'ils ne pensent pas que des fondations descendant à plus de 30 *m* de profondeur et s'appuyant sur le rocher, ne seraient pas préférables à celles qu'ils ont projetées; mais c'est parcequ'ils ne les croient pas nécessaires, et ils craignent les difficultés considérables et les dangers qu'elles entraînent.

On a atteint, comme on le sait, ces grandes profondeurs dans quelques cas bien rares, notamment au pont de Brooklyn, mais cela a été fait au prix de grandes difficultés et d'un grand nombre de victimes.

Pour ce qui est de la résistance des membrures au flambage, le calcul de M. Gaedertz montre, quoiqu'il soit un peu plus défavorable que le notre, que la section est suffisante pour résister au flambage. La seule différence entre ces calculs c'est que notre formule est une formule entièrement théorique, tandis que l'autre est la formule empirique de Rankine.

Quant à la forme de la section ⊤⊤ que M. Gaedertz préfère à celle en ⊤, les constructeurs ne l'emploient que lorsque la seconde est insuffisante, dans ce sens qu'elle conduit à un trop grand nombre de semelles supplémentaires. Dans le cas du projet G. Eiffel où le métal choisi était l'acier et où les travées étaient plus petites que dans les autres projets, l'emploi de la première section était inutile et aurait donné lieu, en beaucoup de points, à un excès de matière.

Ce que nous avons dit au sujet de la dilatation des piles (et qui nous semblait ne pouvoir donner lieu à aucune mauvaise interprétation) n'a pas du tout été compris. Nous n'avons pas parlé de la dilatation des arcs dans une travée, mais de celle de la partie métallique voisine d'une pile et située entre *les 2 appuis d'une même pile;* on reconnaîtra alors que la dilatation ne peut se faire sans donner lieu aux mêmes inconvénients que les piles, et même à des inconvénients plus grands, puisque l'écartement des appuis est plus grand dans les arcs que dans les piles.

Enfin, le sujet sur lequel nous nous étendrons un peu plus, c'est la question de la dilatation d'un tablier continu sur les piles, et nous examinerons d'abord quelle doit être la position des appuis fixes. Considérons à cet effet un tablier à 7 travées égales et désignons par:

$\pm\Theta$ les variations de longueur du tablier dans une travée sous l'influence des plus grands écarts de température,
R la résistance au frottement des appuis sur une pile,
R' la même résistance sur les culées,
d le déplacement du centre de gravité du tablier.

Nous avons résumé dans le tableau suivant, pour les différentes positions que l'on peut donner à l'appui fixe, le déplacement l du tablier sur les appuis, la valeur de d, et enfin la poussée horizontale p du tablier sur les appuis.

		Culée	Pile 1	Pile 2	Pile 3	Pile 4	Pile 5	Pile 6	Culée
Appui fixe sur la culée	$l =$	0	$\pm\Theta$	$\pm 2\Theta$	$\pm 3\Theta$	$\pm 4\Theta$	$\pm 5\Theta$	$\pm 6\Theta$	$\underline{\pm 7\Theta}$
	$d = \pm 3{,}5\,\Theta$								
	$p =$	$\underline{-(R'+6R)}$	R	R	R	R	R	R	R'
Appui fixe sur la pile 1	$l =$	$\mp\Theta$	0	$\pm\Theta$	$\pm 2\Theta$	$\pm 3\Theta$	$\pm 4\Theta$	$\pm 5\Theta$	$\underline{\pm 6\Theta}$
	$d = \pm 2{,}5\,\Theta$								
	$p =$	$-R'$	$\underline{-5R}$	R	R	R	R	R	R'
Appui fixe sur la pile 2	$l =$	$\mp 2\Theta$	$\mp\Theta$	0	$\pm\Theta$	$\pm 2\Theta$	$\pm 3\Theta$	$\pm 4\Theta$	$\underline{\pm 5\Theta}$
	$d = \pm 1{,}5\,\Theta$								
	$p =$	$-R'$	$-R$	$\underline{-3R}$	R	R	R	R	R'
Appui fixe sur la pile 3	$l =$	$\mp 3\Theta$	$\mp 2\Theta$	$\mp\Theta$	0	$\pm\Theta$	$\pm 2\Theta$	$\pm 3\Theta$	$\underline{\pm 4\Theta}$
	$d = \pm 0{,}5\,\Theta$								
	$p =$	$-R'$	$-R$	$-R$	$-R$	R	R	R	R'

On voit d'après ce tableau que la position de l'appui fixe sur la pile 3 est celui pour lequel l, p et d sont minimums, c'est donc la position la plus avantageuse. Pour généraliser la règle, on peut dire que les appuis fixes doivent se placer le plus près possible du milieu de la travée.

Nous remarquerons en passant, que dans le cas d'un nombre pair de travées d est nul ainsi que l et p pour la pile du milieu.

Si l'on suit la règle précédente il n'y a donc aucune raison pour renforcer la pile portant l'appui fixe, comme le demande M. Gaedertz.

Appliquons maintenant nos résultats au tablier du projet de la Maison G. Eiffel. Nous supposerons, comme cela doit toujours se faire, que les rouleaux de dilatation sont disposés de manière que, pour la température moyenne, ils soient amenés au milieu de la pile; il suffit pour cela, à la pose du tablier et des rouleaux, de tenir compte de la température du moment. Nous ferons le calcul pour la variation de température de $\pm 30^0$ généralement admise, et pour un coefficient de dilatation de 0,000012. Le déplacement maximum sur une pile sera alors (voir le tableau)

$$l = \pm 3\,\Theta = \pm 3 \times 0{,}000012 \times 100 \times 30 = \pm 0{,}108$$

au lieu de 0,700 donnés par M. Gaedertz.