Zeitschrift: Die Eisenbahn = Le chemin de fer

Herausgeber: A. Waldner

Band: 14/15 (1881)

Heft: 26

Inhaltsverzeichnis

INHALT: Ueber den Zapfendruck der Turbinen. Von Albert Fliegner, Professor der theoretischen Maschinenlehre am eidgen. Polytechnikum. (Fortsetzung und Schluss.) — Das neue Quaiproject für die Stadt Zürich und die Gemeinden Enge und Riesbach. — Locomotiv-Siederohr-Schweissmaschine. — Miscellanea: Durchstechung des Isthmus von Corinth; die Pumpwerke von Katatbe; Panama-Canal. — Vereinsnachrichten: Zürcherischer Ingenieur- und Architecten-Verein.

Ueber den Zapfendruck der Turbinen.

Von *Albert Fliegner*, Professor der theoretischen Maschinenlehre am eidgenössischen Polytechnikum.

(Fortsetzung u. Schluss.)

a) Vollturbinen ohne Erweiterung des Laufrades.

Es sind das die Turbinen von *Henschel (Jonval)*, bei denen also im Querschnitte in Fig. 2 $e_1 = e_2 = e$ sein müsste. Die Wandungen sind dann vertical.

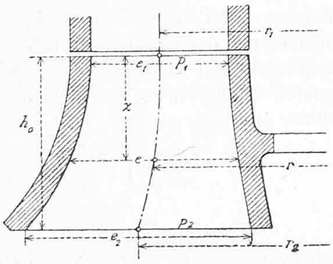

Fig. 2.

Das Integral des ersten Gliedes der Gleichung 3 ist nun einfach das *Gewicht* des im Rade befindlichen Wassers. Bezeichnet r den mittleren Radius des Kranzes, $\gamma = 1000$ das specifische Gewicht des Wassers, so ist nach der *Guldin*'schen Regel sofort:

$$\int g\, dm = 2 r \pi\, e\, h_0\, \gamma. \tag{4}$$

Nimmt man weiterhin angenähert an, dass das Wasser den Schaufeln stets genau folgt, dass sich also nirgends mit todtem Wasser angefüllte Hohlräume bilden können, so werden sich alle Wasserfäden in unter sich und mit den Schaufeln genau congruenten Bahnen bewegen. Dann muss wegen der Continuität sein:

$$u\, e\, db = Const. \tag{5}$$

Daraus folgt die verticale Geschwindigkeitscomponente

$$u \cos\varphi = \frac{Const.}{e\, db} \cos\varphi. \tag{6}$$

Nun ist $\frac{db}{\cos\varphi}$ gleich der Breite des Horizontalschnittes durch den Wasserfaden. Diese Grösse ist aber *constant*. Ebenso ändert sich die Kranzbreite e nicht. Daher ist auch $u \cos\varphi$ constant, und das Integral des zweiten Gliedes der Gleichung 3 *verschwindet* hier.

Im dritten Gliede bezeichnet df die horizontal vorausgesetzte eine Diagonalebene des Elementes. Integrirt man dieses Glied zunächst in constanter Höhe über den ganzen Umfang, so ist in derselben dp auch constant und

$$- \int\int df\, dp = - \int 2 r \pi e\, dp. \tag{7}$$

Um diese Integration leicht ausführen zu können, war das Element so vorausgesetzt worden, dass die eine Diagonalebene desselben horizontal ist. Andernfalls hätten sich die horizontal neben einander liegenden Elemente theilweise überdeckt. Diese Theile der Oberflächen hätten bei der ganzen horizontalen Schicht in Abzug gebracht werden müssen, und es wäre als Fläche, auf welche dp wirkt, doch nur der *Horizontalschnitt* durch die Wasserfäden mit im Ganzen $2 r \pi e$ übrig geblieben.

Da bei den zunächst untersuchten Turbinen r und e auf der ganzen Radhöhe constant sind, so wird das Integral des dritten Gliedes der Gleichung 3 mit den Bezeichnungen der Fig. 1 und 2

$$- \int\int df\, dp = 2 r \pi e\, (p_1 - p_2). \tag{8}$$

Gleichung 4 und 8 zusammengefasst geben für den Zapfendruck

$$Z = 2 r \pi\, e\, \gamma \left(h_0 + \frac{p_1 - p_2}{\gamma}\right). \tag{9}$$

Für in freier Luft laufende *Henschel*'sche Turbinen ist nun $p_1 - p_2$ der *Spaltüberdruck*, während bei tauchendem Spalte dieser Ueberdruck, in Wassersäule gemessen, gleich der Klammer in Gleichung 9 ist. Der Zapfendruck ergiebt sich demnach als das Gewicht eines Wassercylinders, dessen Basis gleich der Fläche des Laufradkranzes, dessen Höhe gleich dem Spaltüberdrucke ist. Bei in freier Luft laufenden Turbinen tritt noch die Höhe des Laufrades dazu.

Bei allen diesen Turbinen ist nun, unabhängig von der Aufstellung:

$$h_0 + \frac{p_1 - p_2}{\gamma} = h - (1 + \zeta)\, \frac{c^2}{2g}, \tag{10}$$

wobei h das ganze Gefälle, c die Austrittsgeschwindigkeit aus dem Leitrade, ζ den auf c reducirten Widerstandscoefficienten für die Zu- und Ableitung des Wassers bezeichnet. c selbst lässt sich nach *Redtenbacher* *) für diese Turbinen mit den Bezeichnungen der Fig. 1 setzen:

$$c = \sqrt{gh\, \frac{\cos \alpha_1}{\sin \alpha \sin (\alpha + \alpha_1)}}. \tag{11}$$

Damit schreibt sich der Wasserdruck auf den Zapfen einer *Henschel*'schen (*Jonval*'schen) Turbine auch:

$$Z = 2 r \pi e h \gamma \left[1 - (1 + \zeta)\, \frac{\cos \alpha_1}{2 \sin \alpha \sin (\alpha + \alpha_1)}\right]. \tag{12}$$

b) Vollturbinen mit erweitertem Laufrade.

Bei diesen Turbinen lassen sich die zur Berechnung des Zapfendruckes nöthigen Integrale im Allgemeinen nicht geschlossen darstellen. Auch wenn das Gesetz, nach welchem die Erweiterung verläuft, möglichst bequem gewählt wird, sind Annäherungen nöthig. Um nicht zu umständliche Formelrechnungen vornehmen zu müssen, soll nur der besondere Fall untersucht werden, in welchem die Erweiterung nach einer Parabel erfolgt, eine Annahme, die sich bei den nie bedeutenden Erweiterungen solcher Turbinen genügend an die Wirklichkeit anschliesst. Dann ist (siehe Fig. 2)

$$e = e_1 + \mu z^2 \text{ mit } \mu = \frac{e_2 - e_1}{h_0^2}. \tag{13}$$

Unter dieser Annahme wird das erste Glied der Gleichung 3 zunächst für einen *symmetrisch erweiterten* Kranz, bei welchem r auf der ganzen Radhöhe constant ist:

$$\int g\, dm = 2 r \pi \gamma \int e\, dz\, {}^{**}) = 2 r \pi \gamma\, h_0\, \frac{2\, e_1 + e_2}{3}. \tag{14}$$

Das zweite Glied der Gleichung 3 verschwindet hier nicht mehr. Nimmt man in demselben den Nenner dt zu dm, so bedeutet der Quotient $\frac{dm}{dt}$ die in jeder Secunde an der untersuchten Stelle durch-

---

*) Theorie und Bau der Turbinen, 2. Aufl., S. 100, Gl. 4.

**) In Fig. 1 steht anstatt dz irrthümlich d_z.