

# Druckstösse in Pumpensteigleitungen

Autor(en): **Schnyder, O.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Schweizerische Bauzeitung**

Band (Jahr): **93/94 (1929)**

Heft 22

PDF erstellt am: **20.09.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-43465>

## **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern. Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

## **Haftungsausschluss**

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

INHALT: Druckstöße in Pumpensteigleitungen. — Die Siedelung Karlsruhe-Dammerstock. — Internationale Vereinigung für Brückenbau und Hochbau. — Das Aare-Kraftwerk Klingnau. — Mitteilungen: Fortsetzung der Elektrifikation der Schweizerischen Bundesbahnen. — Ausführung elektrischer Energie. Schweizer Bundesbahnen. Diskussionsversammlung des S. E. V. in Olten. Die Gesamtlänge der Eisenbahnen der Erde. Gegossene Aluminiumrahmen für Automobile. Gewerbeschulhaus und

Kunstgewerbemuseum in Zürich. Diskussionsvorträge aus der Elektrotechnik an der E. T. H. — Nekrologe: Stephan Löffler. — Preisausschreiben: Sicherheitsvorlagen für Niederdruck-Azetylenentwickler. — Wettbewerbe: Verwaltungsgebäude der Kantonalbank in Solothurn. Protestantische Kirche in Landeron. — Literatur. — Mitteilungen der Vereine: Zürcher Ingenieur- und Architekten-Verein. — Sitzungs- und Vortrags-Kalender.

**Druckstöße in Pumpensteigleitungen.**

Von O. SCHNYDER, Ingenieur der L. von Roll'schen Eisenwerke Klus.

Die Erfahrung hat gezeigt, dass in den Steigleitungen von Zentrifugalpumpen bei rascher Aenderung der Fördermenge die Betriebsicherheit der Anlagen heruntersetzende Druckschwankungen auftreten können, wie auch dass sich diese durch richtiges Eingreifen des Absperrorganes und genügendem Schwungmoment der Maschinengruppe innert mässigen Grenzen halten lassen. Es ist Sache der Theorie, wegweisend für das anzunehmende Schliess- und Oeffnungsgesetz des Absperrorganes zu wirken und über die zu erwartenden Druckschwankungen Aufschluss zu geben. In der Festschrift zu Prof. Dr. A. Stodolas 70. Geburtstag<sup>1)</sup> hat Prof. Dr. E. Hahn (Nancy) in „Etude sur les coups des béliers dans les conduites de refoulement des pompes centrifuges“ die Druckvorgänge auf Grund der Theorie von Allievi einer Analyse unterzogen. Die vorliegende Abhandlung soll hierzu, unter Berücksichtigung der neueren Arbeit von Löwy und namentlich durch Heranziehung anschaulicher graphischer Methoden, wie sie bereits Kreitner für Rohrleitungen mit freiem Auslauf durchgebildet hat, einen Beitrag liefern.

Der Berechnung der Druckstöße stehen nun folgende Beziehungen zur Verfügung:

1. Die Abhängigkeit der Arbeitshöhe  $H_P$  des Kreisrades von der Schluckmenge  $Q$  und der Drehzahl  $n$ . Es ist  $H_K = F(Q, n)$  oder wenn an Stelle von  $Q$  die Geschwindigkeit  $c_P$  am Einlauf in die Steigleitung, und der Drehzahl  $n$  die Winkelgeschwindigkeit  $\omega$  eingeführt wird:  $H_K = F(c_R, \omega)$ .

Eine Relation, die auch auf den nicht stationären Betrieb mit guter Annäherung ausgedehnt werden darf, da gewöhnlich die in der Pumpe befindliche Wassermenge gegenüber der in der Rohrleitung zu klein ist, um eine belangbare Massenwirkung zu erzeugen. Nehmen wir  $c$  und  $\omega$  im Pumpbereich positiv an, so bedecken die Werte  $c < 0, \omega < 0$  das Wirkungsfeld des Rades als Turbine,  $c < 0, \omega > 0$  das der Bremse. Das Verhalten des Rades in den beiden ersten Gebieten ist durch umfangreiche Literatur und Bremsversuche bekannt, während man zur Erfassung des dritten Bereiches, worüber veröffentlichte Versuchsergebnisse nur von W. Aebi vorliegen, auf hydrodynamische Spekulationen angewiesen ist. Abb. 1 zeigt die Charakteristik eines normalen Rades bei unveränderlicher Arbeitshöhe, Abb. 2 jene für konstante Winkelgeschwindigkeit.

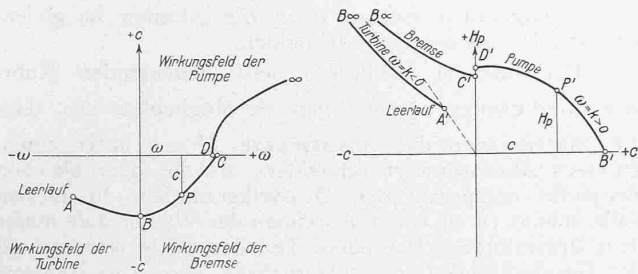


Abb. 1.

Abb. 2.

Sieht man von geringfügigen Abweichungen ab, die in mechanischen Einflüssen ihre Ursache haben, so sind die beiden Kurvenbilder einander in dem Sinne verwandt, dass jedem Punkt  $P$  der  $(H = k)$ -Kurve mit den Koordinaten  $\omega, c$ , ein Punkt  $P'$  der  $(\omega = k)$ -Kurve mit den

<sup>1)</sup> Vergl. Band 93, S. 244 (11. Mai 1929).

Koordinaten  $H_P, c'$  durch die Aehnlichkeitsbeziehungen  $H_P = H_K \frac{\omega_K^2}{\omega^2}$  und  $c' = H_K \frac{\omega_K}{\omega}$  zugeordnet ist. Wobei zu beachten bleibt, dass sich die beiden Uebertragungsgesetze nur auf gleichsinnige Drehrichtungen erstrecken.

2. Die Bewegungsgleichung der rotierenden Maschinengruppe. Bedeuten  $\Theta$  das auf die Rotationsaxe bezogene Massenträgheitsmoment,  $M_A$  das treibende,  $M_W$  das widerstehende Moment, so beträgt die zeitliche Aenderung des Dralles

$$\Theta \frac{d\omega}{dt} = M_A - M_W \dots \dots \dots (1)$$

3. Der Druckhöhenverlust  $H_W$  im Drosselorgan. Er lässt sich als Funktion der Stellung  $\psi$  und der Geschwindigkeit  $c$  ansetzen zu

$$H_W = c^2 h(\psi) \dots \dots \dots (2)$$

4. Die partiellen Differentialgleichungen für die nicht stationäre Strömung der kompressiblen Flüssigkeit in der elastischen Rohrleitung

$$\frac{\partial c_R}{\partial t} + c_R \frac{\partial c_R}{\partial x} = -g \frac{\partial H_R}{\partial x} - \lambda c_R^2$$

$$\frac{\partial c_R}{\partial x} = -\frac{g}{a^2} \frac{\partial H_R}{\partial t}$$

die bei Vernachlässigung des Reibungsausdrucks  $\lambda c^2$  und des quadratischen Gliedes  $c \frac{\partial c}{\partial x}$  bei konstanter Druck-Fortpflanzungsgeschwindigkeit  $a$ , das allgem. Integral besitzen:

$$H_R = H_0 + F\left(t - \frac{x}{a}\right) - f\left(t + \frac{x}{a}\right) \dots \dots (3)$$

$$c_R = c_0 + \frac{g}{a} F\left(t - \frac{x}{a}\right) + \frac{g}{a} f\left(t + \frac{x}{a}\right) \dots \dots (4)$$

5. Die Randbedingung am Einlauf in die Steigleitung. Sie ist je nach den Umständen verschieden. Tritt kein Abreißen der Wassersäule auf, d. h. bleibt  $H_R > 0$ , so gilt falls  $c > 0$   $H_R = H_P - H_W$   $\dots \dots \dots (5a)$  falls  $c < 0$   $H_R = H_P + H_W$   $\dots \dots \dots (5b)$  und bei vollständig abgeschlossenem Absperrorgan

$$c_R = 0 \dots \dots \dots (5c)$$

6. Die Randbedingung an der Mündung  $x = l$  der Leitung. Hier lässt sich bei genügend grossem Auslaufbecken, indem nur unbedeutende Wasserspiegelschwankungen auftreten, die Druckhöhe als konstant betrachten.

$$H_R = H_K$$

Der Zusammenhang zwischen den beiden gegenseitig verlaufenden Druckwellen  $F\left(t - \frac{x}{a}\right)$  und  $f\left(t + \frac{x}{a}\right)$  ergibt sich aus Gleichung 3

$$H_K = H_K + F\left(t - \frac{l}{a}\right) - f\left(t + \frac{l}{a}\right)$$

$$f\left(t + \frac{l}{a}\right) = F\left(t - \frac{l}{a}\right) \dots \dots \dots (6)$$

Die Reflexionswelle  $f$  besitzt den Wert der Primärwelle  $F$  in einem um die Reflexionszeit  $2l/a$  früheren Zeitpunkt. Bezeichnen wir die Aufeinanderfolge der Druckphasen

$$0 < t < 2 \frac{l}{a}, \quad 2 \frac{l}{a} < t < 4 \frac{l}{a}, \quad 2(i-1) \frac{l}{a} < t < 2 \frac{l}{a}$$

mit 1, 2 und  $i-1$  und die Druckhöhenschwankung  $H_R - H_0$  in der  $i$ -Phase mit  $H \zeta_i$ , dann schreiben sich die Gleichungen (3), (4) und (6) in der Form

$$H \zeta_i = +F_i - f_i \dots \dots \dots (7)$$

$$c_R i = c_0 + \frac{g}{a} (F_i + f_i) \dots \dots \dots (8)$$

$$f_i = +F_{(i-1)} \dots \dots \dots (9)$$

und man findet durch Elimination der Primärwelle  $F$  aus den Gl. (7) und (8) die Gleichung

$$H \zeta_i = +\frac{a}{g} (c_0 - c) - 2f_i \dots \dots \dots (10)$$

in der wir die Reflexionswelle  $f_i$  nun mittels der Rekursionsformel  $f_i = +F_i = H \zeta_{i-1} + f_{i-1}$  auf den Druckverlauf der vorangehenden Phase zurückführen:

$$H \zeta_i = + \frac{a}{g} (c_0 - c) - 2 [H \zeta_{i-1} + f_{i-1}] \quad (11a)$$

Führt man das Rekursionsverfahren für die Welle  $f$  bis zur ersten Phase durch, so erhält man das Resultat

$$H \zeta_i = - \frac{a}{g} (c_0 - c) - 2 v \sum_1^{i-1} H \zeta_v \quad (11b)$$

das besagt: Der Druckstoss in der  $i$ -Phase ist identisch mit dem Druckstoss, der sich bei plötzlicher Geschwindigkeitsänderung von  $c_0$  auf  $c$  ergeben würde, vermindert um die doppelte algebraische Summe der Druckstöße in den vorangehenden Phasen.

Die Grenzbedingung am Einlauf in die Rohrleitung erhält nun mit Gl. (11b) die Gestalt:

$$H_P(\omega, c) \mp H_W(c, \psi) = - \frac{a}{g} (c_0 - c) - 2 v \sum_1^{i-1} H \zeta_v \quad (12)$$

die dadurch bemerkenswert ist, dass in ihr die Zeit, ausser als Argument der inneren Funktionen  $\psi(t)$  und  $\omega(t)$  der Druckschwankung  $H \zeta_i$ , während einer Phase nicht selbständig auftritt. Sie erlaubt unter Elimination der Geschwindigkeit  $c$  die Gl. (1) und (11) in die Gestalt:

$$H \zeta_i = G_1 [\omega(t), \psi(t)] - 2 v \sum_1^{i-1} H \zeta_v \quad (13)$$

$$\Theta \frac{d\omega}{dt} = G_2 [\omega(t), \psi(t), M_A t] \quad (14)$$

überzuführen, womit das Problem auf die Bestimmung der Funktionen  $\omega(t)$ ,  $\psi(t)$ ,  $M_A(t)$  reduziert ist.

Erfolgt die Regelung der Fördermenge durch Handbetätigung des Drosselorganes, so ist  $\psi(t)$  eine willkürliche Zeitfunktion. Findet dagegen eine automatische Regulierung durch die Frequenz des den Pumpenmotor speisenden Netzes statt, in dem Sinne, dass bei steigender Frequenz das Drosselorgan geöffnet, bei fallender geschlossen wird, so wären  $\omega(t)$  und  $\psi(t)$  in Verbindung mit den Regulatorgleichungen (worüber auf das Lehrbuch von Tolle verwiesen sei) zu bestimmen. Die Integration eines Systems von simultanen Differentialgleichungen würde dann zur Lösung des Problems führen. Im allgemeinen ist freilich die Gestalt der hier in Betracht fallenden Funktionen für eine analytische Behandlung nicht gut geeignet.

Nun ergibt sich durch Differentiation von (12) nach  $t$

$$\frac{\partial H_P}{\partial \omega} \frac{d\omega}{dt} + \frac{\partial H_P}{\partial c} \frac{dc}{dt} \mp \frac{\partial H_W}{\partial \psi} \frac{d\psi}{dt} \mp \frac{\partial H_W}{\partial c} \frac{dc}{dt} = + \frac{a}{g} \frac{dc}{dt} - 2 v \sum_1^{i-1} \frac{d}{dt} H \zeta_v \quad (15)$$

$$\text{mit} \quad \frac{d\omega}{dt} = \frac{M_A - M_W}{\Theta} \quad (16)$$

eine Formel für die zeitliche Änderung der Geschwindigkeit

$$\frac{dc}{dt} = \frac{\frac{\partial H_P}{\partial \omega} \frac{M_A - M_W}{\Theta} \mp \frac{\partial H_W}{\partial \psi} \frac{d\psi}{dt} + 2 v \sum_1^{i-1} \frac{d}{dt} H \zeta_v}{\frac{a}{g} \mp \frac{\partial H_W}{\partial c} - \frac{\partial H_P}{\partial c}} \quad (17)$$

die in Verbindung mit den Gl. (11) und (16), unter Ersetzung der Differentialquotienten  $d\omega/dt$ ,  $dc/dt$ , durch die endlichen Differenzenquotienten  $\Delta\omega/\Delta t$ ,  $\Delta c/\Delta t$  gestattet, angenähert die Druckhöhenänderung am Einlauf in die Steigleitung, ausgehend von dem Anfangszustand  $H_R = H_0$ ,  $c_R = c_0$  und  $\omega = \omega_0$ , schrittweise zu berechnen. Bei Pumpen, die mit abnehmender Fördermenge beträchtliche Stossverluste besitzen, wird, nachdem die Förderhöhe ihren Höchstwert erreicht hat,  $\frac{\partial H_P}{\partial c} > 0$ . Kann  $\frac{\partial H_P}{\partial c}$  bis zum Betrag  $\frac{a}{g} + \frac{\partial H_W}{\partial c}$  anwachsen, so wird  $\frac{dc}{dt} = \infty$ . Die Pumpe schnappt dann ab und springt in das Wirkungsfeld der Bremse über.

Der Nachteil dieser schrittweisen Berechnung liegt in dem ungenügenden Einblick, die sie in den Ablauf des Vorganges gewährt. Die Graphik lässt auch hier den Inhalt

der abgeleiteten Beziehungen anschaulich zur Darstellung bringen, und bietet eine Bestimmungsmethode der Druckschwankung, die sich der Arbeitsweise der Praxis besser anschmiegt.

Betrachten wir wiederum die Verhältnisse am Einlauf in die Steigleitung, so lassen sich einerseits sämtliche mit dem Auslauf des Wassers aus der Pumpe und des Drosselorganes verträglichen Randbedingungen  $H_R = H_P \mp c^2 \lambda(\psi)$  in einem kartesischen Koordinatensystem mit der Rohrleitungsgeschwindigkeit  $c_R$  als Abszisse und Druckhöhe  $H_R$  als Ordinate durch Kurvenscharen konstanter Winkelgeschwindigkeit  $\omega$  und Schieberöffnung  $\psi$  darstellen; andererseits liegen die mit der Bewegungsgleichung der Rohrleitung verträglichen  $H_R$  und  $c_R$  in der ersten Phase auf einer durch den Anfangszustand  $H_0$  und  $c_0$  gehenden Geraden  $H_R = H_0 - \frac{a}{g} (c_0 - c)$ , dessen Schnittpunkt auf der

Ordinatenaxe um  $-\frac{a}{g} c_0$  von  $H_0$  entfernt liegt, wobei sie in der folgenden Phase entsprechend der Gleichung

$$H \zeta_i = - \frac{a}{g} (c_0 - c) - 2 v \sum_1^{i-1} H \zeta_v$$

jeweils eine Parallelverschiebung um den doppelten Betrag des Druckstosses der vorangehenden Phase erfährt. Dieses graphische Bild ist der Ersatz für Gl. (13); es gestattet, die Druckhöhe  $H \zeta_i$  sobald  $\omega(t)$  und  $\psi(t)$ , sowie der Druckstoss der vorangehenden Phase gegeben sind, als Ordinate des Schnittpunktes der  $H_R$ -Kurve mit der Druckstossgeraden abzulesen.

Die Abb. 3, 4, 5, zeigen eine Anwendung auf die Regulierung der Fördermenge durch Drosselung in der Rohrleitung bei unveränderlicher Winkelgeschwindigkeit der Pumpe. Als Drosselorgan ist ein Schieber angenommen, der eine plötzliche Verengung des Rohrleitungsquerschnittes verursacht. Bedeutet  $\psi$  das Verhältnis des Drosselquerschnittes zur Rohrfläche, so berechnet sich die Drosselhöhe nach dem Gesetz von Carnot Boda zu

$$H_W = \frac{c_R^2}{2g} \left( \frac{1}{\psi} - 1 \right)^2$$

In Abb. 3 sind die Drosselkennlinien  $H_R = H_R(\omega, c_R) - \frac{c_R^2}{2g} \left( \frac{1}{\psi} - 1 \right)^2$  für konstante Schieberstellungen  $\psi$  dargestellt.

Abb. 5 zeigt das angenommene Schliessgesetz, wobei als Zeitmasstab die Reflexionszeit  $2l/a$  benutzt wurde, Abb. 4 der aus Abb. 3 entnommene zeitliche Verlauf der Druckhöhenschwankung. Der Zusammenhang der Druckstossgeraden mit der Druckhöhenschwankung der vorangehenden Phase lässt sich besonders anschaulich zur Darstellung bringen, wenn man die Spiegelkurve zur Druckhöhenschwankung konstruiert; die Druckstossgeraden verlaufen dann jeweils durch die Spiegelpunkte der früheren Phase.

Aus dem Kurvenbild Abb. 3 ist zu erkennen, dass der Druckverlauf vom Moment der unveränderlichen Schieberstellung an aperiodisch verläuft, solange die Neigung der Drosselkennlinien  $-\frac{\partial H_P}{\partial c} + \frac{\partial H_W}{\partial c} < \frac{a}{g}$  bleibt, denn sämtliche Stossgeraden müssen dann die  $\psi$ -Linien im gleichsinnigen Druckstossgebiet schneiden.

Bei raschem Schliessen und bedeutenden Rohrgeschwindigkeiten  $c > \frac{H_g}{a}$  liegt die Möglichkeit vor, dass die Stossgeraden die Abszissenaxe  $H = 0$  unter einem grösseren Abszissenwert schneiden, als die dem gleichen Zeitpunkt entsprechenden Drosselkennlinien. In diesem Falle kommt es zu einem Abreißen der Wassersäule hinter dem Drosselorgan. Der obere Teil der Säule wandert mit der Geschwindigkeit  $c_x$ , entsprechend dem Abszissenwert der Stossgeraden, der andere Teil mit der Geschwindigkeit  $c_y$ , entsprechend dem Abszissenwert der Drosselkennlinie der Rohrleitung entlang. Sobald  $\int_0^t (c_x - c_y) dt = 0$  wird, treffen die beiden Wassersäulen wiederum zusammen, wobei ein Druckstoss  $H_s = \frac{a}{g} (c_x - c_y)$  entsteht, der nach beiden Seiten der Rohrenden wandert, jedoch infolge der

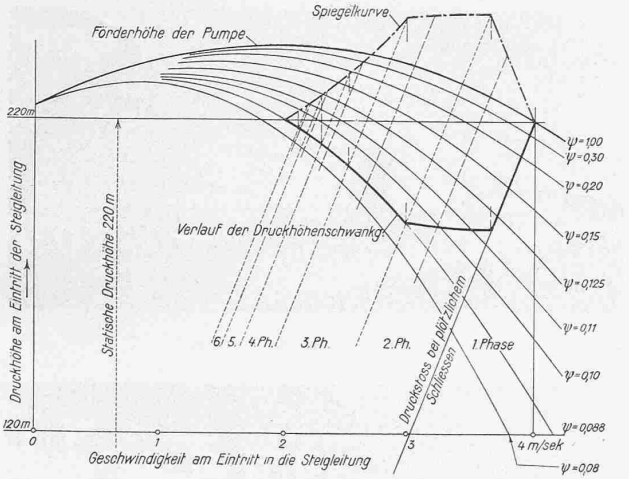


Abb. 3. Bestimmung der Druckschwankungen am Eintritt der Steigleitung bei Drosselung der Fördermenge.

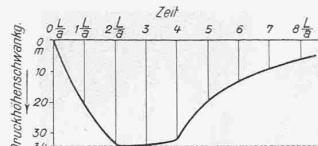


Abb. 4. Zeitlicher Verlauf der Druckhöhenchwankung.

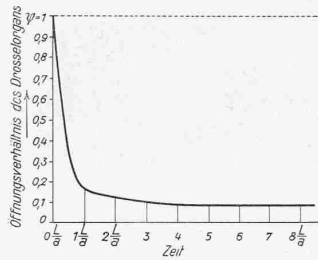


Abb. 5. Zeitlicher Schliessvorgang des Drosselorgans.

Nähe des Einlaufes rasch auf den durch die Randbedingung  $H_P + H_W = H_R$  vorgeschriebenen Betrag abklingt. Abb. 6 zeigt den Vorgang beim Abreissen der Wassersäule. Dabei kennzeichnet  $\psi_0$  die Drossellinie am Anfang,  $\psi_1$  jene am Ende des Reguliervorganges. Wird insbesondere der Schieber ganz geschlossen, so fällt die Drosselkennlinie mit der Ordinatenaxe zusammen. Beträgt die Rückströmgeschwindigkeit gegen die Schieberwand  $c_s$ , so erfolgt ein Druckschlag von  $H = 0$  auf  $H = 2H_0 + \frac{a c_s}{g}$ .

Man sollte daher bei Reguliervorgängen, die unter Abreissen der Wassersäule stattfinden, die Leitung erst schliessen, nachdem die Reflexionsdrücke die Gelegenheit hatten, ins Freie zu entweichen.

Ausser dem Abreissen der Wassersäule liegt noch die Möglichkeit vor, dass die Pumpe nicht mehr weiter gegen die von dem Auslauf herabwandernde Ueberdruckwelle zu fördern vermag, und das Wasser rückwärts in den Saugraum strömt. Graphisch kommt dies dann zum Ausdruck, wenn die Stossgeraden die Drosselkennlinie im Gebiet der Bremse schneidet (Abb. 7). Die Umkehrung der Fliessrichtung kann dabei stetig, eigentümlicherweise aber auch unetig erfolgen sobald  $\frac{a}{g} + \frac{\partial H_W}{\partial c} > \frac{a}{g}$  wird.

Weit gefährlicher als die Druckstösse beim Aendern der Fördermenge erweisen sich im Betrieb jene, die beim plötzlichen Abschalten der Pumpe und selbsttätigen Abschluss der Rohrleitung auftreten. Besonders ist dies der Fall, wenn ein zu kleines Schwungmoment ein rasches Abfallen der Drehzahl bedingt und eine bedeutende Druckverminderung am Einlauf der Steig-

derseits mit dem Drosselorgan und der Rohrleitung verträglichen Randbedingungen:

$$H_i = H_0 + c^2 \lambda (\psi) - \frac{a}{g} (c_0 - c) - 2v \sum_{i=1}^{i-1} H \zeta_v$$
 durch Kurvenscharen konstanter Schieberstellung  $\psi$  darzustellen, d. h. der Druckhöhenverlust im Drosselorgan jeweils über den Stossgeraden, und nicht wie früher in Abb. 3 über die Förderhöhe der Pumpe abzutragen. Dabei empfiehlt es sich, da das Glied  $\sum_{i=1}^{i-1} v H \zeta_v$  nur schrittweise aus den Druck-

stössen der vorangehenden Phasen bestimmbar ist, für den praktischen Gebrauch sämtliche  $\psi$ -Kurven nach Abb. 8 über der nämlichen Stossgeraden, auf einem durchsichtigen Blatt, einzuzichnen und diese Gerade mit ihrem Kurvennetz dann jeweils über die augenblickliche Stossgerade zu legen. Da  $\psi(t)$  gegeben ist, wird einzig die rechnerische Bestimmung von  $\omega(t)$  zu erledigen, um aus der graphischen Darstellung als Koordinaten des Schnittpunktes zweier gleichen Zeiten entsprechenden  $\omega$ - und  $\psi$ -Kurven die augenblickliche Förderhöhe  $H_P$  und Fördergeschwindigkeit  $c_R$  ablesen zu können.

Hierzu verwenden wir Gl. (1)  $\Theta \frac{d\omega}{dt} = -M_W$ , die wir durch Einführung der Anlaufzeit  $T_A = \frac{\Theta \omega_m}{M_m}$ , wobei  $M_m$  und  $\omega_m$  das Drehmoment bzw. die Winkelgeschwindigkeit vor dem Abschalten bedeuten, in die Gestalt umformen:

$$\frac{d\omega}{\omega_m} = - \frac{M_W}{M_m} \frac{dt}{T_A}$$

Hat man in der Pumpencharakteristik die Kurven gleichen Drehmomentes ebenfalls eingezeichnet, so lässt sich hieraus für jeden Betriebszustand der Momentenwert entnehmen und durch Differenzenrechnung die Aenderung der Winkelgeschwindigkeit leicht ermitteln. (Schluss folgt.)

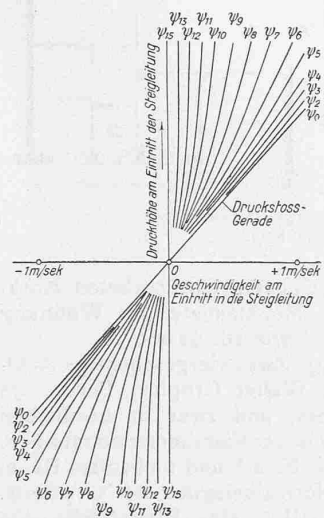


Abb. 8. Darstellung des Druckhöhenverlustes im Drosselorgan in Funktion der Durchflussgeschwindigkeit der Schieberstellung durch Kennlinien gleicher Schieberstellung  $\psi$ , aufgetragen über der Stossgeraden.

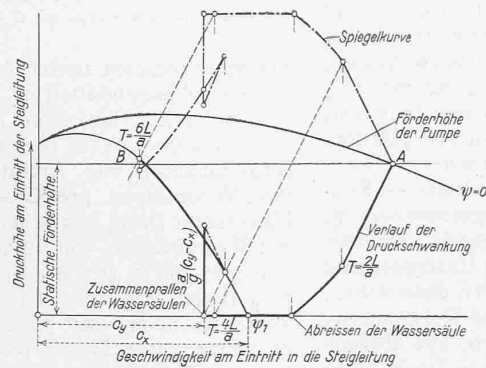


Abb. 6. Druckschwankung unter Abreissen der Wassersäule bei Drosselung der Fördermenge.

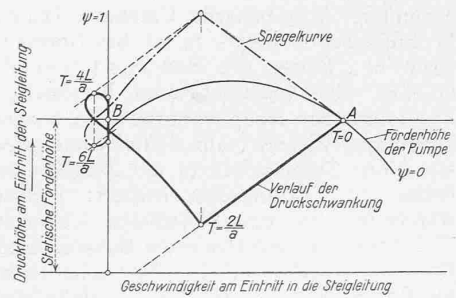


Abb. 7. Druckschwankung bei totaler Abdrosselung der Fördermenge und Abschneiden der Pumpe.