

Biblioteka Główna i OINT
Politechniki Wrocławskiej



100100375456



E 469
m

Archiwum



Nr. 1212.

ЗАПИСКИ ИМПЕРАТОРСКОЙ АКАДЕМИИ НАУКЪ.
MÉMOIRES
DE L'ACADÉMIE IMPÉRIALE DES SCIENCES DE ST.-PÉTERSBOURG.

VIII^e SÉRIE.

ПО ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОМУ ОТДѢЛЕНІЮ.

CLASSE PHYSICO-MATHÉMATIQUE.

Томъ IX. № 5.

Volume IX. № 5.

ÜBER
DEN HYDRAULISCHEN STOSS

IN

WASSERLEITUNGSRÖHREN.

VON

N. Joukowsky.

(Vorgelegt der Akademie am 13. Mai 1898).

J. Forster.

S. - ПЕТЕРБУРГЪ. 1900. ST. - PÉTERSBOURG.

Продается у комиссіонеровъ Императорской
Академіи Наукъ:

И. И. Глазунова, М. Эггера и Комп. и К. Л. Риккера
въ С.-Петербургѣ,
Н. П. Карбасникова въ С.-Петербург., Москвѣ, Варшавѣ и
Вильнѣ,
Н. Я. Оглоблина въ С.-Петербургѣ и Кіевѣ,
М. В. Клюкина въ Москвѣ,
Е. П. Распопова въ Одессѣ,
Е. Р. Шехтера въ Кишиневѣ,
П. Киммеля въ Ригѣ,
Фоссъ (Г. Гэссель) въ Лейпцигѣ.

Commissionnaires de l'Académie IMPÉRIALE des
Sciences:

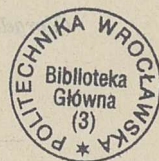
J. Glasounof, M. Eggers & Cie. et C. Ricker à St.-Péters-
bourg,
N. Karbasnikof à St.-Pétersbourg, Moscou, Varsovie et
Vilna,
N. Oglobline à St.-Pétersbourg et Kief,
M. Klukine à Moscou,
E. Raspopoff à Odessa,
E. Chechter à Kichineff,
N. Kymmel à Riga,
Voss'Sortiment (G. Haessel) à Leipzig.

Цена: 1 р. 60 к. — Prix: 4 Mark.

Напечатано по распоряжению Императорской Академіи Наукъ.
С.-Петербургъ, январь 1900 г. Непременный Секретарь Академикъ Н. Дубровинъ.



Jan. 1900



358281L/1

ТИПОГРАФІЯ ИМПЕРАТОРСКОЙ АКАДЕМІИ НАУКЪ

Вас. Остр., 9 лн., № 12.

Ueber den hydraulischen Stoss in Wasserleitungsröhren.

Von

N. Joukowsky.

(Mitgeteilt in der Sitzung der Russischen Technischen Gesellschaft am 24 April 1898).

§ 1. Einleitung.

Vorliegende Abhandlung enthält eine theoretische Bearbeitung der Resultate der Beobachtungen über die Stösse des Wassers in Wasserleitungsröhren. Diese Beobachtungen wurden in den Jahren 1897 und 1898 auf Initiative des Verwalters der Moskaischen Wasserleitung N. Simin bei der Aleksejewschen Wasserleitungsstation von den Ingenieuren K. Kareljskich, W. Oldenburger und N. Berjosowsky angestellt; die Leitung der Beobachtungen war mir anvertraut.

Angestellt wurden die Versuche mit Röhren von 2, 4 und 6 Zoll¹⁾ Durchmesser, welche Röhren im Hofe der Station auf die Oberfläche des Bodens gelegt und mit der 24 Zoll Durchmesser grossen Magistralröhre der Stadt Moskau verbunden waren. Beobachtet wurde eine Veränderung des hydrodynamischen Druckes in der Röhre und eine Fortpflanzung dieses Druckes längs der Röhre bei einer Unterbrechung des Wasserzufflusses vermittelst eines sehr raschen Schliessens des Schiebers am Ende der Röhre. Diese Versuche gaben interessante Resultate, welche, soweit mir bekannt, bis jetzt in der technischen Literatur nicht nachgewiesen sind. Es zeigte sich, dass alle Erscheinungen des hydraulischen Stosses erklärt werden durch Erzeugung und Fortpflanzung der Stosswelle in den Röhren, welche Welle durch Compression des Wassers und Ausdehnung der Röhrenwände hervorgerufen wird.

1) In unserer Arbeit sind als Längenmaasse Zoll und Fuss angewandt, da die Durchmesser der Röhren Zollen

Зап. Физ.-Мат. Отд.

§ 2. Litteratur inbetreff der betrachteten Frage.

Theoretische Untersuchungen über die Verbreitung der Veränderung des hydrodynamischen Druckes längs Röhren mit elastischen Wänden ergaben sich hauptsächlich bei der Erklärung der physiologischen (Verbreitung der Pulsschläge in den Arterien) und Schallerscheinungen.

Zur Erklärung der Versuche, welche Marey über die Verbreitung des Wasserdruckes längs Kautschuckröhren anstellte, bot Resal¹⁾ eine sehr einfache Analyse, indem er das Wasser für einen nichtzusammendrückbaren Körper annahm. Er fand, dass die Geschwindigkeit λ der Verbreitung der längs der Röhre gehenden Stosswelle durch die Formel

$$\lambda = \sqrt{\frac{E e g}{2 R \gamma}}$$

ausgedrückt wird, wo E der Modul der Elasticität des Kautschucks, e die Dicke der Röhrenwand, g die Gravitationsbeschleunigung, $2 R$ der Durchmesser der Röhre und γ die Dichtigkeit der Flüssigkeit ist.

Eine vollständigere Analyse derselben Erscheinung bei Abwesenheit von Compression des Wassers, aber mit Berücksichtigung des Einflusses der Trägheit der Röhrenwände und der Reibung der Flüssigkeit, wurde vom Professor Gromeka gemacht²⁾.

Er gab eine biquadratische Gleichung, deren Wurzeln zwei Geschwindigkeiten der Verbreitung von Wellen ausdrücken.

Eine Analyse der Erscheinung mit Berücksichtigung der Wassercompression (inbetreff der Fortpflanzung des Schalles) gab Korteweg³⁾.

Er giebt, unter anderem, folgende annähernde Formel der Geschwindigkeit des Schalles in einer elastischen Röhre, welche mit Flüssigkeit gefüllt ist:

$$\lambda = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\sqrt{\lambda_1^2 + \lambda_2^2}},$$

wo λ_1 die Geschwindigkeit des Schalles in der betrachteten Flüssigkeit, λ_2 die Geschwindigkeit der Welle in der nicht zusammendrückbaren Flüssigkeit, welche die Röhre füllt, nach der von Resal gegebenen Formel ausdrückt.

Korteweg betrachtet die Röhre als elastische Membran.

1) H. Resal. «Note sur les petits mouvements d'un fluide incompressible dans un tuyau élastique». Journal de Mathématiques pures et appliquées. 1876.

2) I. Gromeka. «Ueber die Geschwindigkeit der Fort-

pflanzung wellenförmiger Bewegung von Flüssigkeiten in elastischen Röhren». Kasan 1883 (Russisch).

3) D. Korteweg. «Over Voortplating-snelheid van golven in elastische buizen». Leiden 1878.

Die Betrachtung der Röhre als eines elastischen Körpers wurde von Lamb¹⁾ ausgeführt in seiner unlängst erschienenen Arbeit über die Verbreitung des Schalles in Röhren, die mit Flüssigkeit gefüllt sind.

Lamb leitet eine biquadratische Gleichung ab, aus welcher man 2 Geschwindigkeiten der Welle bei der betrachteten Erscheinung bestimmen kann. Dabei kommt die eine der Wurzeln der erwähnten Gleichung, bei geringer Dicke der Röhrenwand (nicht über $\frac{1}{10}$ des Radius), nahe der Geschwindigkeit, welche Korteweg giebt.

Die Aufgabe der Technik über die Verbreitung des hydraulischen Stosses längs einer Wasserleitungsröhre, welcher Stoss infolge der schnellen Unterbrechung des Herausströmens des Wassers aus der Röhre entsteht, wurde gewöhnlich nicht in Verbindung mit den oben-erwähnten theoretischen Folgerungen gebracht.

Die Ingenieure, welche sich mit dieser Aufgabe beschäftigten, achteten nicht darauf, dass bei sehr schnellem Schlusse des Schiebers das Wasser aufgehalten wird und der Stossdruck sich nur beim Schieber einstellt, und dieser Zustand des Wassers wird längs der Röhre hinübergetragen, nach dem Gesetz der Fortpflanzung wellenartiger Bewegung. Ich nehme an, dass der erwähnte Umstand deshalb ausser Acht gelassen wurde, weil die Beobachtungen nicht bei langen Röhren angestellt wurden; in kurzen Röhren hat es den Anschein, infolge der gewaltigen Geschwindigkeit der Fortpflanzung der Stosswelle (gegen 4200 Fuss), als wenn eine Hebung des Druckes gleichzeitig die ganze Röhre entlang stattfände.

Im Jahre 1890 veröffentlichte Professor Church²⁾ seine Untersuchungen über die Schwingungen des Wasserdruckes neben dem augenblicklich geschlossenen Krahn der Wasserleitungsröhre. Der Forscher vermutet, dass der stärkste Druck, welcher bei diesen Schwingungen beobachtet wird, von der Zeit und der Art des Schliessens des Krahnes abhängt. (Wir werden unten sehen, dass in dem Falle, wo die Zeit des Schliessens geringer ist, als die Zeit des doppelten Durchlaufens der Stosswelle von dem Krahn bis zur Magistrale, der stärkste Druck nur von der Geschwindigkeit der Strömung des Wassers abhängt).

Ausführlichere Untersuchungen über den hydraulischen Stoss in Wasserleitungsröhren wurden nach einem Plane des Professor Carpenter³⁾ von den Studenten des Sibley College angestellt. Man beobachtete den Stoss in einer Röhre von $1\frac{1}{2}$ Zoll Durchmesser, bei einer Geschwindigkeit des Wassers bis zu 8,6 Fuss. Die Versuche wurden, wie folgende Figur 1 zeigt, gemacht.

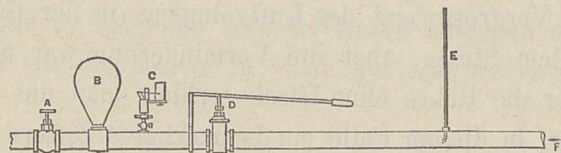


Fig. 1.

1) H. Lamb. «Ueber die Geschwindigkeit des Schalles unter Einfluss der Elasticität der Wände». Proceedings of the Manchester Soc. 1898. Einen kurzen Bericht über diese Arbeit siehe in Wiedeman's Beiblätter, Heft 9, 1898.

2) Church. Journal of the Franklin Institute. 1890.

3) Carpenter. «Some experiments on the effect of waterhammer». The Engineering Record. Vol. 30, 1894.

Das Wasser drang bei 2 Atmosphärendruck in die Röhre AF von A nach F . Die Geschwindigkeit der Strömung wurde durch den Krahn A reguliert und mit Hilfe einer Pitot'schen Röhre E bestimmt. Der Verschluss erfolgte durch den Schieber D , welcher infolge schneller Bewegung der Hand auf den Hebel verschlossen wurde. Die Veränderung des Wasserdruckes wurde bestimmt mit Hilfe des Indicators Crosby C , welcher ein Diagramm zeichnete, wobei der Zeiger, welcher in unserer schematischen Zeichnung dargestellt ist, durch einen Bleistift ersetzt wurde, welcher auf einem rotierenden Cylinder schrieb. Vor dem Schieber D war eine Luftglocke B angebracht, welche durch Drehung um die Axe der Röhre unten in eine Wasserglocke verwandelt und auch ganz abgenommen werden konnte.

Die Versuche wurden mit der Luftglocke, mit der Wasserglocke und ohne Glocke gemacht. Diesen drei Fällen entsprechen die Formen des oberen, mittleren und unteren Diagramms, welche in Figur 2 gegeben sind.

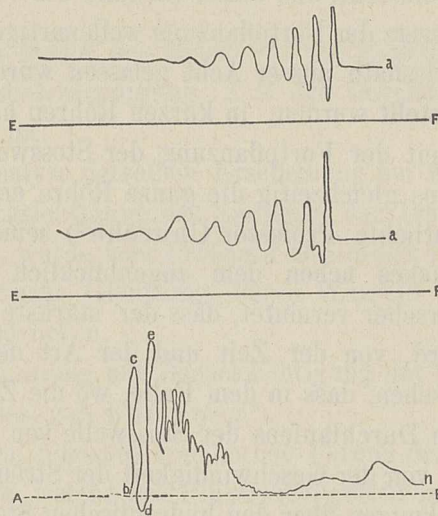


Fig. 2.

Der Anfang der ersten zwei Diagramme ist mit dem Buchstaben a bezeichnet, der Anfang des letzten mit b . Das gleichmässigste Diagramm ist das oberste, welches bei der Luftglocke sich ergab; es hat isochronische Wellen, welche allmählich mit dem Wachsen der Zeit abnehmen. Bei Vergrößerung des Luftvolumens in der Glocke verminderte sich der grösste Druck bei dem Stosse, aber die Verminderung war nicht proportional dem Volumen der Glocke. Für die Röhre ohne Glocke erhielt man das untere unregelmässige Diagramm. Der Stoss rief in diesem Falle ein bemerkbares Zittern der Röhre hervor. In dem Diagramm bemerkte man nach schneller Steigerung des Druckes bis zur Höhe bc ein Fallen desselben, welches niedriger ging, als die Linie des atmosphärischen Druckes AB , bis zum Punkte d , darauf stieg der Druck wieder rasch bis zum Punkte e , welcher meist höher war, als der Punkt c .

Carpenter giebt keine Erklärung dieser, auf den ersten Blick, rätselhaften Veränderungen des Druckes und benutzt das von ihm gefundene Material nur zur Bestimmung der grössten Drucke bei verschiedenen Geschwindigkeiten der Strömung.

Wir geben hier in verkürzter Gestalt eine Tabelle dieser Drucke für eine Röhre ohne Glocke, wobei wir die Drucke in Atmosphären ausdrücken und davon 2 Atmosphären subtrahieren, um einen Ueberschuss des Druckes gegenüber dem hydrostatischen zu gewinnen.

Geschwindigkeit v in Fussen.	Ueberschuss des Druckes P in Atmosphären.
2,91	4,3
3,35	6,1
4,20	7,7
5,05	9,7
6,02	13,3
7,07	15,7
8,60	17,3

Wir sehen, dass der Ueberschuss des Druckes annähernd 2 Atmosphären auf jeden Fuss der Geschwindigkeit ausmacht. Diese Zahl ist, wie wir unten sehen werden, kleiner als die, welche sich bei den Versuchen an der Aleksejew'schen Station ergab. Man muss voraussetzen, dass Carpenter für seine Beobachtungen Röhren mit dünneren Wänden benutzte, als wir, oder dass die Zeit des Verschlusses seines Hebelschiebers geringer war, als die Zeit, welche die Stosswelle zum Durchlaufen der doppelten Länge der Röhre DA gebrauchte, gerechnet vom Schieber bis zur Magistrale. Die letztere Annahme erscheint mir wahrscheinlich, weil alle Höhen der Wellen auf den Diagrammen fig. 2 zugespitzt sind¹⁾.

Die Versuche, welche Carpenter leitete, erscheinen, so weit mir bekannt, als die Hauptuntersuchungen über den Stoss in Wasserleitungsröhren. Die übrigen Arbeiten dieser Art beziehen sich entweder unmittelbar auf den hydraulischen Widder, oder geben annähernde theoretische Untersuchungen, wie z. B. die Untersuchung Menabrea's²⁾.

§ 3. Anwendung der Formel Korteweg's auf die Erscheinung des hydraulischen Stosses.

Wir richten die Axe ox längs der Axe der Röhre entgegen dem strömenden Wasser, dessen Geschwindigkeit wir als positiv in einer, der Axe ox entgegengesetzten Richtung annehmen (fig. 3).

1) Carpenter bestimmt aus dem Diagramm mit 0,03'' die Zeit, welche verfloss vom Punkte b , dem Anfange der Hebung des Druckes, bis zu seinem höchsten Werte im Punkte c und nimmt an, dass das die Zeit des Verschlusses sei. Ich meine, dass das die doppelte Zeit des Durch-

laufens der Stosswelle vom Schieber bis zur Magistrale ist. Die Zeit des Verschlusses hingegen ist bei ihm wahrscheinlich grösser als 0,03''.

2) Meissner. «Die Hydraulik und die hydraulischen Motoren. Jena 1870, Band I, S. 404.

Wir setzen voraus, dass infolge des schnellen Verschlusses des Schiebers beim Punkte O das Wasser neben diesem Schieber angehalten wird und dieses Anhalten sich allmählich in der Röhre fortsetzt, wobei das Wasser zusammengedrückt wird und die Wände der Röhre sich ausdehnen.

Wir scheiden in Gedanken eine Masse Wassers M aus, welche eingeschlossen ist zwischen 2 perpendicularären benachbarten Durchschnitten der Röhre A und B , und schreiben für diese Masse das Theorem über die Bewegung des Schwerpunkts:

$$\pi R^3 p - \pi R'^3 p' + 2 \pi \int p \frac{\partial R}{\partial x} R dx = - M \frac{dv}{dt},$$

wo R und R' die inneren Radien der Röhre in den Schnitten A und B , p und p' die hydrodynamischen Drucke in diesen Schnitten und v die Geschwindigkeit des Schwerpunkts der Masse M ist.

Nehmen wir nun an, dass die Schnitte A und B unendlich nahe sind und ersetzen wir die Masse durch $\pi R^2 \rho dx$, wo ρ die Dichtigkeit der Flüssigkeit ist, so finden wir, dass

$$(1) \dots\dots\dots \frac{\partial p}{\partial x} = \rho_0 \frac{dv}{dt}.$$

Hier ist v die Geschwindigkeit in dem betrachteten Schnitte der Flüssigkeit, ρ_0 die Dichtigkeit des Wassers vor dem Stosse, die wir infolge der sehr geringen Zusammendrückbarkeit des Wassers statt ρ schreiben, und der totale Differentialquotient nach der Zeit hat folgenden Ausdruck:

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} - v \frac{\partial}{\partial x}.$$

Wir bestimmen jetzt das Quantum der Flüssigkeit, welche im Laufe des Zeitelements dt in das Volumen hineinkommt, welches zwischen den Nebenschnitten A und B eingeschlossen ist, und schreiben:

$$\pi R'^2 \rho' v' - \pi R^2 \rho v - 2 \pi \int \rho \frac{\partial R}{\partial t} R dx = \frac{M}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t},$$

woraus wir, übergehend zu unendlich nahen Schnitten, erhalten:

$$(2) \dots\dots\dots \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{1}{\rho_0} \frac{d\rho}{dt} + \frac{2}{R_0} \frac{dR}{dt},$$

wo R_0 der Wert von R vor dem Stosse ist.

Wir benennen mit k den Modul der Elasticität des Wassers (das Verhältniß der Steigerung des Druckes zur Verminderung des Volumens, welches Verhältniß in Beziehung gebracht ist zur Einheit des Volumens), mit p_0 den Druck vor dem Stosse und schreiben:

$$p - p_0 = \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho}\right) k.$$

Diese Formel kann man auch infolge der geringen Veränderlichkeit der Dichtigkeit so darstellen:

$$p - p_0 = \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} k. \dots\dots\dots (3)$$

Wir stellen uns jetzt (fig. 3) einen unendlich dünnen Halbring *ab* vor, welcher die Hälfte des durch unsere Schnitte *A* und *B* abgesonderten Teiles der Röhre darstellt, und schreiben, dass

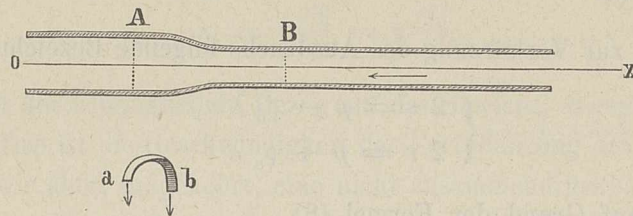


Fig. 3.

die Kräfte der Elasticität, welche sich in den Schnitten *a* und *b* dieses Halbringes entwickeln, gleich sind der Summe der Druckprojektionen auf den mittleren Radius des Halbringes:

$$2 d x e E \frac{R - R_0}{R_0} = 2 R d x (p - p_0),$$

wo *e* die Dicke der Röhrenwand und *E* der Modul der Elasticität des Röhrenmaterials ist. Infolge einer geringen Veränderbarkeit von *R* kann die notierte Gleichung auch so dargestellt werden:

$$p - p_0 = \frac{e E}{R_0^2} (R - R_0) \dots\dots\dots (4)$$

Wir bestimmen nun die Grössen ρ und *R* aus den Formeln (3) und (4) und fügen sie in die Formel (2) ein:

$$\frac{\partial v}{\partial x} = \left(\frac{1}{k} + \frac{2 R_0}{e E} \right) \frac{dp}{dt}.$$

Wenn wir zur Abkürzung annehmen, dass

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{\frac{\rho_0}{k} + \frac{2 R_0 \rho_0}{e E}}}, \dots\dots\dots (5)$$

so stellt sich unsere obige Formel in folgender einfacher Gestalt dar:

$$\lambda^2 \rho_0 \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{dp}{dt} \dots\dots\dots (6)$$

Die Formeln (1) und (6) entscheiden die Frage von der Verbreitung der Stosswelle in der Röhre. Wenn wir in diesen Formeln die totalen Differentialquotienten nach der Zeit auflösen, so haben wir:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial x} &= \rho_0 \left(\frac{\partial v}{\partial t} - v \frac{\partial v}{\partial x} \right), \\ \lambda^2 \rho_0 \frac{\partial v}{\partial x} &= \frac{dp}{dt} - v \frac{dp}{dx} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (7)$$

In Uebereinstimmung mit der Untersuchungsmethode, welche Riemann¹⁾ bietet, multiplicieren wir die erste dieser Gleichungen zuerst mit λ , sodann mit $-\lambda$, und addieren wir beide Male mit der zweiten Gleichung, so erhalten wir:

$$(8) \dots\dots\dots \begin{cases} \frac{\partial}{\partial t} (p + \rho_0 \lambda v) = (\lambda + v) \frac{\partial}{\partial x} (p + \rho_0 \lambda v), \\ \frac{\partial}{\partial t} (p - \rho_0 \lambda v) = -(\lambda - v) \frac{\partial}{\partial x} (p - \rho_0 \lambda v). \end{cases}$$

Wir führen nun zur Verkürzung des Ausdrucks folgende Bezeichnung ein:

$$(9) \dots\dots\dots \begin{cases} 2s = p - \rho_0 \lambda v, \\ 2r = p + \rho_0 \lambda v \end{cases}$$

und notieren, dass auf Grund der Formel (8)

$$(10) \dots\dots\dots \begin{cases} ds = \frac{\partial s}{\partial x} dx + \frac{\partial s}{\partial t} dt = \frac{\partial s}{\partial x} [dx - (\lambda - v) dt], \\ dr = \frac{\partial r}{\partial x} dx + \frac{\partial r}{\partial t} dt = \frac{\partial r}{\partial x} [dx + (\lambda + v) dt]. \end{cases}$$

Diese Gleichungen zeigen, dass der Wert der Function s sich längs der Röhre auf die positive Seite der Axe ox mit der Geschwindigkeit der Welle $\lambda - v$ überträgt, und der Wert der Function r auf die gerade entgegengesetzte Seite mit der Geschwindigkeit $\lambda + v$. Diese beiden Geschwindigkeiten sind unter einander nicht gleich und sind veränderlich infolge der Veränderbarkeit v ; aber in den von uns betrachteten Versuchen ist v nicht grösser als 10 Fuss, während die constante Grösse λ , wie unten gezeigt werden wird, gegen 4200 Fuss hat. Infolge dessen können wir mit einem ganz geringen Fehler sagen, dass die Werte beider Functionen s und r sich übertragen: der eine auf die positive Seite der Axe ox , der andere auf die negative, mit constanter Geschwindigkeit λ . Dieser Gedanke wird mathematisch durch folgende Formel ausgedrückt:

$$(11) \dots\dots\dots \begin{cases} s = \frac{p_0 + v_0 \lambda}{2} - \rho_0 \lambda F(x - \lambda t), \\ r = \frac{p_0 + v_0 \lambda}{2} - \rho_0 \lambda F_1(x + \lambda t), \end{cases}$$

wo F und F_1 einige willkürliche Functionen sind, aber die constanten Grössen und die Multiplikatoren hinzugefügt sind, zur Bequemlichkeit weiterer Folgerungen.

Da wir s und r kennen, so können wir auf Grund der Formel (9) v und p in jedem Punkte der Röhre und zu jeder Zeit bestimmen. Diese Functionen sind:

$$(12) \dots\dots\dots \begin{cases} v = F(x - \lambda t) - F_1(x + \lambda t), \\ p - p_0 = (v_0 - F(x - \lambda t) - F_1(x + \lambda t)) \rho_0 \lambda. \end{cases}$$

1) Riemann. «Ueber die Fortpflanzung ebener Luftwellen von endlicher Schwingungsweite». Gesammelte Werke, 1876, S. 145.

Die hierher gehörenden willkürlichen Functionen F und F_1 müssen bestimmt werden nach dem Anfangsstadium der Strömung der Flüssigkeit und nach den Grenzbedingungen an den Enden der Röhre.

Die Geschwindigkeit der Fortpflanzung der Stosswelle λ wird gegeben durch die Formel (5). Wenn die Wände der Röhre nicht ausdehnbar wären, so müssten wir $E = \infty$ annehmen, und dann erhielten wir für die Geschwindigkeit der Stosswelle die Grösse:

$$\lambda_1 = \sqrt{\frac{k}{\rho_0}} = \sqrt{\frac{kg}{\gamma}}, \dots\dots\dots (13)$$

wo γ die Dichtigkeit der Flüssigkeit in Bezug auf das Gewicht, dagegen g die Gravitationsbeschleunigung ist. Das ist die Geschwindigkeit der Fortpflanzung des Schalles in der freien Flüssigkeit. Wenn wir aber, umgekehrt, eine nicht zusammendrückbare Flüssigkeit hätten, so müsste $k = \infty$ gesetzt werden, und wir hätten dann die Formel:

$$\lambda_2 = \sqrt{\frac{e E}{2 R_0 \rho_0}} = \sqrt{\frac{e E g}{2 R_0 \gamma}}, \dots\dots\dots (14)$$

welche Resal für die Geschwindigkeit der Fortpflanzung der Druckveränderung einer Flüssigkeit längs der elastischen Röhre gegeben hat.

Bei der Voraussetzung der Zusammendrückbarkeit der Flüssigkeit und Ausdehnbarkeit der Röhrenwände erhalten wir die Formel (5), der man folgende einfache Gestalt geben kann:

$$\lambda = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\sqrt{\lambda_1^2 + \lambda_2^2}} = \lambda_1 : \left[1 + \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \dots\dots\dots (15)$$

Das ist die Formel, welche Korteweg für die Fortpflanzung des Schalles giebt; das Gesagte beweist, dass diese Formel auch auf den hydraulischen Stoss angewandt werden kann.

Für die von uns untersuchten Gusseisenröhren erhält man nach dieser Formel (15) die Geschwindigkeit der Stosswelle, wobei die Geschwindigkeit des Schalles im Wasser gleich ist

$$\lambda_1 = 4710 \text{ Fuss,}$$

welche folgende Tabelle darstellt:

$2 R_0$ in Zollen.	e in Zollen.	λ in Fussen.
2	$\frac{10}{32}$	4424
4	$\frac{11}{32}$	4228
6	$\frac{13}{32}$	4116
24	$\frac{22}{32}$	2996

Wir bemerken noch, dass die in unsere Analyse fallende Formel (4) als eine approximative erscheint, da wir bei Aufstellung derselben nicht berücksichtigen die Kräfte der Elasticität, welche sich in den der Axe der Röhre perpendicularen Schnitten unseres Halbringes entwickeln, und die Kräfte der Trägheit des Stoffes des Halbringes bei seiner Bewegung.

Der erste Umstand darf bei den Beobachtungen über die Wasserleitungsröhren keinen bemerkbaren Einfluss zeigen, da diese Röhren aus einer grossen Zahl einzelner Teile zusammengesetzt sind, welche als elastische Ringe von endlicher Länge betrachtet werden können. Was die Kräfte der Trägheit des Röhrenstoffes betrifft, so erscheint bei der für die Beobachtungen angewandten Zeit des Verschlusses der Einfluss dieser Kräfte als völlig unbedeutend im Vergleich zu dem Effect der Kräfte der Röhrenelasticität. In der That, wenn man die Kräfte der Trägheit des Röhrenstoffes berücksichtigt, so muss die Formel (4) durch folgende ersetzt werden:

$$p - p_0 = \frac{eE}{R_0^2} (R - R_0) + e\rho_1 \frac{d^2 R}{dt^2},$$

wo ρ_1 die Dichtigkeit des Gusseisens ist. Die Zeit des Schlusses des Schiebers konnte, bei all unserem Bemühen sie möglichst zu verkürzen, nicht geringer als 0,02'' gemacht werden; daher muss man für den äussersten Wert der Beschleunigung $\frac{d^2 R}{dt^2}$ folgende Grösse halten:

$$\frac{2(R - R_0)}{(0,02)^2} = 5000 (R - R_0).$$

Indem wir diesen Ausdruck in die obige Formel einsetzen, geben wir sie auf Grund der Formel (14) so:

$$p - p_0 = 2\rho_0 (R - R_0) R_0 \left\{ \left(\frac{\lambda_2}{R_0} \right)^2 + \frac{e}{2R} \frac{\rho_1}{\rho_0} 5000 \right\}.$$

Für eine Röhre von 2 Zoll Durchmesser ist λ_2 ungefähr 12838 Fuss, so dass

$$\left(\frac{\lambda_2}{R_0} \right)^2 = (154056)^2$$

und

$$5000 \cdot \frac{e}{2R} \frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{1}{6} \cdot 7,8 \cdot 5000 = 6500.$$

Die zweite Zahl, welche den Einfluss der Trägheit ausdrückt, erscheint als völlig unbedeutend im Vergleich zur ersten. Dadurch erklärt sich der Umstand, dass bei allen unseren Versuchen die Indicatoren kein einziges Mal Drucke der Flüssigkeit zeigten, welche in der Röhre mit zwei verschiedenen Geschwindigkeiten fortgepflanzt werden, von welchen Lamb und Prof. Gromeka sprechen.

§ 4. Theoretische Bestimmung der höchsten Hebung des Druckes während des hydraulischen Stosses.

Nach dem Moment des Hebelverschlusses im Punkte O am Ende der Röhre (fig. 3) wird längs der Röhre, wie aus dem in § 2 Gesagten hervorgeht, mit der Geschwindigkeit λ sich eine Phase fortpflanzen, welche der Geschwindigkeit Null und der grössten Hebung des Druckes $p - p_0$ entspricht.

Wir nehmen an, dass die Schnitte A und B in unserer Röhre im gegebenen Moment der Zeit so gelegen sind, dass in dem Schnitte A die Geschwindigkeit der Flüssigkeit gleich Null ist und der Druck seinen grössten Wert p hat, in dem Schnitte B dagegen die Geschwindigkeit der Flüssigkeit gleich v_0 und der Druck gleich dem Drucke p_0 vor dem Stosse ist. (Zur Vereinfachung nehmen wir anfangs an, dass der Druck vor dem Stoss in der ganzen Röhre ein und dieselbe Grösse hat).

Die Flüssigkeitsmenge, welche durch den Schnitt B geflossen ist und gleich ist

$$\pi R_0^2 v_0 dt,$$

wird in dem Raume zwischen B und A deshalb Platz finden, weil während der Zeit dt der Punkt, von welchem die Deformation der Röhre und die Veränderung der Dichtigkeit ρ anfängt, sich nach rechts um die Strecke λdt vorwärts bewegen wird. Das durch diese Ursache gewonnene Volumen wird gleich sein:

$$\pi (R^2 - R_0^2) \lambda dt + \pi R_0^2 \left(\frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} \right) \lambda dt.$$

Bei der Vergleichung der beiden Volumina unter einander und mit Benutzung der Formeln (3) und (4) finden wir, dass

$$v_0 = (p - p_0) \left(\frac{2 R_0}{e E} + \frac{1}{k} \lambda \right).$$

Aus dieser Formel wird die gesuchte Grösse des durch den Stoss erfolgten Druckzuwachses $p - p_0$ gefunden, welche wir mit P bezeichnen wollen:

$$P = \frac{v_0}{\lambda \left[\frac{2 R_0}{e E} + \frac{1}{k} \right]}.$$

Auf Grund der Formel (5) lässt sich diese Gleichung so umformen:

$$P = \frac{v_0 \lambda Y}{g} \dots \dots \dots (16)$$

Wir sehen auf diese Weise, dass *der infolge des hydraulischen Stosses gekommene Druckzuwachs gerade proportional ist der beim Stoss verlorenen Geschwindigkeit des Wassers und der Geschwindigkeit der Fortpflanzung der Stosswelle in der Röhre.*

Die Formel (16) kann ebenso aus dem Theorem der lebendigen Kräfte abgeleitet werden. Die Länge der Röhre sei gleich l . Die ganze lebendige Kraft des die Röhre füllenden Wassers ist:

$$\pi R_o^2 \varrho_o l \frac{v_o^2}{2}.$$

Diese lebendige Kraft wurde verwandt auf die Arbeit der Ausdehnung der Röhre und der Compression des Wassers.

Da der Anfangsdruck p_o im Gleichgewicht mit den Drucken der Röhrenwände und der Elasticität des Wassers ist, so wird der Druckzuwachs, welcher sich von Null bis P verändert, diese Arbeit ausführen. Die Arbeit zur Ausdehnung der Röhrenwände wird nach Formel (4) sein:

$$2 \pi R_o l \int P d(R - R_o) = \frac{2\pi R_o^3}{e E} l \int P dP = \frac{\pi l R_o^3}{e E} P^2;$$

auf ähnliche Weise wird die Arbeit zur Compression des Wassers auf Grund der Formel (3) so ausgedrückt:

$$\frac{\pi R_o^2 l}{\varrho_o} \int P d(\varrho - \varrho_o) = \frac{\pi R_o^2 l}{k} \int P dP = \frac{\pi R_o^2 l}{2k} P^2.$$

Indem wir die Summe der Arbeiten der obengeschriebenen lebendigen Kraft vergleichen, finden wir:

$$\varrho_o^2 v_o^2 = \left[\frac{2R_o \varrho_o}{e E} + \frac{\varrho_o}{k} \right] P^2,$$

woraus wir auf Grund der Formel (5) sogleich die Formel (16) erhalten.

Die Grösse

$$\frac{v_o \lambda}{g},$$

welche in die Formel (16) hineinkommt, drückt die Höhe der Wassersäule aus, welche dem zu bestimmenden Drucke P entspricht. Wenn wir diese Höhe in Fussen ausdrücken und durch 34 dividieren (die mittlere Höhe des Wasserbarometers), so finden wir die Zahl der Atmosphären h , bis zu welcher der Druck auf jeden Fuss der verlorenen Geschwindigkeit anwächst. Wenn wir $g = 32$ Fuss annehmen und die Geschwindigkeit λ in Fussen ausdrücken, so bekommen wir für die Bestimmung von h die Formel:

$$(17) \dots\dots\dots h = \frac{\lambda}{1088}.$$

Nach dieser Formel stellen wir folgende theoretische Tabelle der Grössen h auf:

$2 R$ in Zollen.	h in Atmosphären.
2	4,066
4	3,886
6	3,783
24	2,754

Die ersten 3 Zahlen dieser Tabelle sind nahezu 4, so dass man auf Grund der theoretischen Betrachtungen für die Röhren von 2, 4, 6 Zoll vier Atmosphären des Druckzuwachses auf jeden Fuss der verlorenen Geschwindigkeit erwarten muss.

§ 5. Theoretische Bestimmung der Form des Stosdiagramms in den verschiedenen Punkten der Röhre.

Die Aufgabe für die Form des Diagramms, welches infolge schneller Unterbrechung des Strömens des Wassers der Bleistift des mit der Röhre in irgend einem Punkte vereinigten Indicators zeichnet, wird durch Bestimmung der willkürlichen Functionen gelöst, welche in die Formel (12) hinein kommen. Diese Bestimmung muss so gemacht werden, dass sie den gegebenen Werten v und p in allen Punkten der Röhre im Anfangsmoment der Zeit entspricht und ebenso den Bedingungen, welche v und p am Ende und Anfang der Röhre für die ganze Zeit nach Beginn des Verschlusses des Schiebers genügen müssen. Im Anfangsmoment der Zeit, die ganze Röhre entlang, hat v den constanten Wert von v_0 ; wir wollen anfangs der Einfachheit wegen annehmen, dass dabei auch die Grösse p_0 längs der ganzen Röhre constant ist und sich wenig von dem Drucke der Magistrale¹⁾, mit welcher die Röhre verbunden ist, unterscheidet; (das findet annähernd statt dann, wenn das Wasser bei wenig geöffnetem Schieber aus der Röhre fliesst). Wenn τ die Zeit des Verschlusses ist, so lässt sich die Geschwindigkeit v am Ende der Röhre, von dem Moment des Verschlusses des Schiebers an, für die Zeit τ durch eine Function der Zeit

$$v = f(t)$$

ausdrücken, welche Function von der Art des Verschliessens des Schiebers abhängt. Diese Function für die Zeit τ fällt von v_0 bis 0. Nach Verlauf der Zeit τ werden wir für jede weitere Zeit am Ende der Röhre $v = 0$ haben.

Wenn wir die Magistrale, im Verhältnis zur Röhre, mit sehr grossem Durchmesser annehmen, so werden wir beim Anfange der Röhre während der ganzen Zeit den constanten Druck $p = p_0$ haben. Zur grösseren Einfachheit werden wir statt der Grösse p die Grösse $P = p - p_0$ betrachten und betreff dieser sagen, dass sie im Anfangsmoment gleich Null ist, die ganze Röhre entlang, und gleich Null, die ganze Zeit hindurch, am Anfang der Röhre bei der Magistrale.

Wir werden annehmen, dass die Grössen v und P , welche in der Formel (12) gegeben sind, sich zusammensetzen aus der Summe der Grössen:

$$v = v_1 + v_2, \quad P = P_1 + P_2,$$

1) Im § 11 wird gezeigt werden, welchen Einfluss auf | der hydrodynamische Druck vom Anfang der Röhre zum die Form des Indicatorgramms der Umstand hat, dass | Ende derselben fällt.

wo

$$(18) \dots\dots\dots \left\{ \begin{array}{l} v_1 = F(x - \lambda t), \\ P_1 = \rho \lambda [(v_0 - F(x - \lambda t))] \end{array} \right.$$

$$(19) \dots\dots\dots \left\{ \begin{array}{l} v_2 = -F_1(x + \lambda t), \\ P_2 = -\rho \lambda F_1(x + \lambda t). \end{array} \right.$$

Die Phase der Zustände v_1 und P_1 wird sich in der Röhre nach rechts mit der Geschwindigkeit λ fortsetzen und wird von uns *rechte Welle* genannt werden; die Phase der Zustände v_2 und P_2 wird sich in der Röhre nach links mit der Geschwindigkeit λ fortsetzen und von uns *linke Welle* genannt werden. Wenn die Länge der Röhre l ist, so muss die Function F , welche die rechte Welle bestimmt, für alle Werte des Arguments von l bis $-\infty$ gefunden werden, und die Function F_1 , welche die linke Welle bestimmt, muss für alle Werte des Arguments von 0 bis $+\infty$ gefunden werden.

Wir wollen hier eine graphische Construction dieser Functionen geben, oder, was dasselbe ist, die Diagramme der rechten und linken Welle construieren. Es sei

$$cb = \frac{l}{\lambda}$$

die durch die Zeit des Durchlaufens der Stosswelle (fig. 4) ausgedrückte Länge der Röhre. Wir nehmen die Strecke cb für die Hälfte der Grundlinie des Rechtecks $abde$, dessen Höhe

$$co = v_0.$$

Wir ziehen eine Curve cf , deren Ordinaten unten von der Horizontale oe ab gemessen werden und drücken die Geschwindigkeiten des Wassers beim Schieber während der Zeit des Verschlusses aus durch:

$$v = f(t) = F(-\lambda t),$$

wobei die Abscissen t auf oe von o nach e abgemessen werden, so dass

$$of = \tau.$$

Die Curve cf teilt unser Rechteck $abde$ in 2 Figuren (1) und (2). Aus diesen Figuren werden auch die Diagramme gebildet, welche die rechte und die linke Welle darstellen. Auf der Zeichnung (4) sind mit römischen Ziffern I und II die erwähnten Figuren in dem Falle bezeichnet, wenn es nötig wurde sie auf die Ebene der Zeichnung mit der Seite zu legen, welche entgegengesetzt ist der, mit welcher sie auf der Ebene liegen, indem sie das Rechteck $abdea$ bilden. Ueber der Horizontalen, welche durch die Röhre cb geht, ist in der Figur (4) das Diagramm der rechten Welle gegeben, welches aufeinanderfolgend aus den Konturen (2), (I), (II), (1), zusammengesetzt ist; unter der erwähnten Horizon-

talen ist das Diagramm der linken Welle gegeben, welches aufeinanderfolgend aus den Conturen (2), (I), (II), (1) zusammengesetzt ist, wobei $c_1 b = c\bar{b}$ ist.

Die Grössen v in der rechten Welle werden gegeben durch die verticalen Abstände der horizontalen Linie ed von den Punkten der Linie $bcfc_2f_2$, und die Drucke P werden, übereinstimmend mit Formel (18), gegeben durch die Abstände der erwähnten Linie von der Horizontalen ab , welche Abstände mit $\rho\lambda$ multipliciert sind. Die Grössen v in der linken Welle ergeben sich durch die negativen Werte der Abstände der Punkte der Linie $cc_1f_1c_3f_3$ von der Horizontalen ab , und die Drucke P ergeben sich, übereinstimmend mit der Formel (19), aus den negativen Werten derselben Abstände, multipliciert mit $\rho\lambda$.

Es ist leicht zu sehen, dass die von uns construierten Diagramme der rechten und linken Welle allen obenerwähnten Anfangs- und Grenzbedingungen entsprechen. In der That, wenn wir voraussetzen, dass die Diagramme sich mit einer Geschwindigkeit bewegen, welche gleich ist der Einheit (die Einheit der Geschwindigkeit auf der Horizontalen cb entspricht der Geschwindigkeit λ in der Länge der Röhre), das eine nach rechts, das andere nach links, so finden wir für den Anfangsmoment der Zeit längs der ganzen Röhre cb die Geschwindigkeit $v = v_0$ und den Druck $P = 0$; ferner, wenn wir vom Moment des Verschlusses des Schiebers anfangen, so erhalten wir bei dem Schieber eine Geschwindigkeit, welche durch die Abstände der Punkte der Curve cf von der Horizontalen ed dargestellt ist, das heisst, welche sich nach dem gegebenen Gesetze $f(t)$ verändert. Nach dem vollständigen Verschlusse des Schiebers wird sich die Geschwindigkeit $v = 0$ und der Druck $P = v_0\rho\lambda$ die Röhre cb entlang fortpflanzen. In dem Moment, wo der Punkt c der rechten Welle zum Anfange b der Röhre kommt, kommt zu diesem Punkte auch der Punkt c_1 der linken Welle. Von diesem Momente an beginnt die Zusammensetzung des positiven Druckes $\rho\lambda bk$ (siehe fig. 4 unter dem Punkte b), welcher von der rechten Welle gebracht ist, mit dem negativen Drucke $-\rho\lambda bk_1$, welcher von der linken Welle gebracht ist. Da $bk = bk_1$, so wird diese Zusammensetzung für den Wert P beim Anfange der Röhre die Grösse $P = 0$ geben; dasselbe wird stets stattfinden, wenn die rechte Welle dem Punkte b den Wert $P_1 = v_0\rho\lambda$ bringen wird, und die linke den Wert $P_2 = -v_0\rho\lambda$.

Wenn der Punkt c_2 der rechten Welle zum Punkte o kommt, und der Punkt c_1 der linken Welle zum Punkte c , so beginnt am Ende der Röhre c die Zusammensetzung der positiven Geschwindigkeit ok , welche von der rechten Welle gebracht wird, mit der negativen Geschwindigkeit ck_1 , welche von der linken Welle gebracht wird (s. fig. 4 über dem Punkte c). Da in jedem Zeitmoment $ok = ck_1$, so ist die ganze Zeit beim Schieber $v = 0$; dasselbe wird stattfinden, wenn die rechte Welle zum Schieber die Geschwindigkeit v_0 , die linke die Geschwindigkeit $-v_0$ bringen wird. Fahren wir fort, auf diese Weise zu urtheilen, so überzeugen wir uns, dass wir für die ganze Zeit nach dem Stosse beim Anfange der Röhre $P = 0$ und am Ende $v = 0$ haben werden. Construieren wir jetzt ein Indicatorgramm des Druckes für irgend einen Punkt der Röhre, welcher von dem Ende der Röhre

einen Abstand von ξ hat. Es sei ci dieser Abstand, ausgedrückt durch die Zeit des Durchlaufens der Stosswelle:

$$ci = \frac{\xi}{\lambda}.$$

Wir müssten für den gewünschten Zweck zu jeder Grösse P , welche (fig. 4) auf dem Diagramme der linken Welle in einer Entfernung t rechts von i genommen ist, die Grösse P hinzufügen, welche dem Diagramm der rechten Welle im Abstände t links von i entnommen ist; aber statt dessen können wir einfach uns vorstellen, dass die Zeichnung (4) um die Verticale ii gebogen ist, und ihre linke Hälfte auf die rechte gelegt ist.

Dabei fallen die in betreff der Axe ii symmetrischen Punkte der Geraden if_3 und if_2 zusammen, wie das aus fig. (5) ersichtlich ist, wo die Conturen des Diagramms der linken und der rechten Welle durch dieselben Buchstaben gegeben sind, mit welchen sie auf fig. (4) bezeichnet waren.

Wir sehen, dass das Indicordiagramm die Gestalt der geschwärtzten Linie $cf g q n m c_3 f_3 c_4$ haben wird. Man kann eine bequeme praktische Methode der Construction solcher Diagramme für die verschiedenen Punkte der Röhre geben. Man muss ein Lineal N machen und es von oben nach der Kontur $cc_1 f_1 c_3 f_3 c_4$ der linken Welle ausschneiden; darauf muss man auf Papier die von links nach rechts gedrehte rechte Welle $cf c_2 f_2 c_4 f_4$ aufzeichnen und das Lineal an dieselbe anlegen, wie in der Figur gezeigt ist, wobei $cc = 2 \frac{\xi}{\lambda}$.

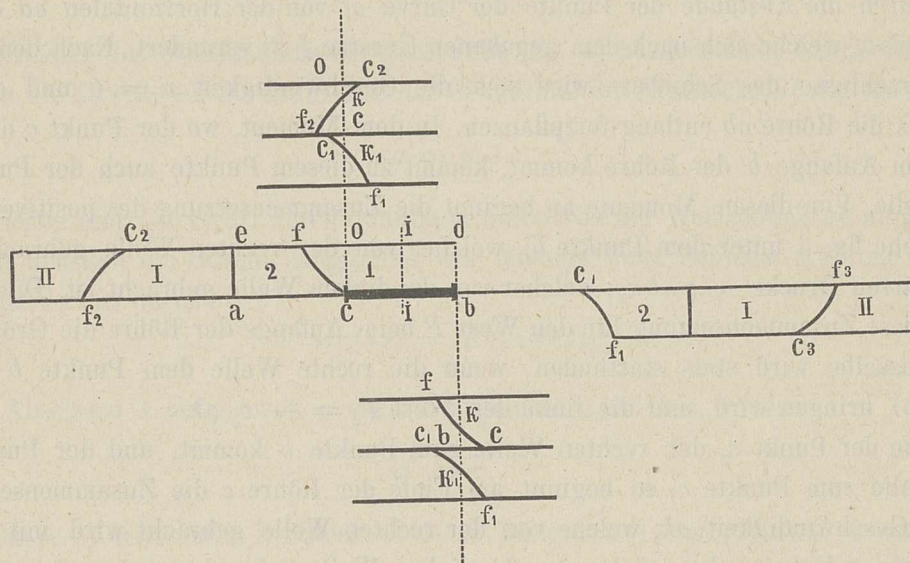


Fig. 4.

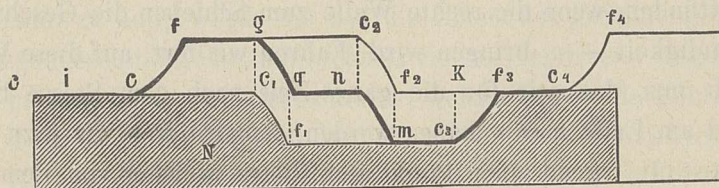


Fig. 5.

Bestimmen wir darnach die algebraische Summe $P_1 + P_2$ in den entsprechenden Punkten, so zeichnen wir sofort die Kontur

$$c f g q n m c_3 f_3 c_4,$$

welche das Indicatordiagramm darstellt.

Die Länge dieser Kontur in der Richtung der Geraden $P = 0$ wird sein:

$$c c_4 = 4 \frac{l}{\lambda},$$

d. h. sie wird die vierfache Zeit des Durchlaufens der Stosswelle durch die ganze Röhre darstellen, wobei aus der gegebenen Construction ersichtlich ist, dass im Verlaufe der Zeit das gezeichnete Diagramm sich periodisch wiederholen wird.

Nachdem wir notiert haben, dass die Projectionen der Curven $ef, c_1 f_1 \dots$ auf die Richtung cc gleich sind der Zeit des Verschlusses τ , so finden wir für die verschiedenen Teile unseres Diagramms folgende Grössen:

$$\left. \begin{aligned} cc_1 &= nk = \frac{2(l-\xi)}{\lambda}, \\ fg &= mc_3 = \frac{2(l-\xi)}{\lambda} - \tau, \\ c_1 n &= kc_4 = \frac{2\xi}{\lambda}, \\ qn &= f_3 c_4 = \frac{2\xi}{\lambda} - \tau. \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (20)$$

Aus der ersten Formel folgt, dass die Zeit, welche vom Anfange der Hebung des Druckes P bis zum Anfange des Fallens desselben verging, gleich ist der doppelten Zeit des Durchlaufens der Stosswelle durch die Strecke vom Indicator bis zur Magistrate.

Dieser Satz ist von uns zur Grundlage der Methode, um λ zu bestimmen, genommen worden, wobei die Diagramme grösstenteils beim Schieber gezeichnet wurden und λ gefunden wurde durch Teilung der doppelten Länge der Röhre durch die erwähnte Zeit. Wenn der Indicator dem Ende der Röhre soweit nahe gestellt wird, dass

$$\frac{2\xi}{\lambda} < \tau,$$

dann erhält man auf dem Diagramm nicht die Geraden qn und $f_3 c_4$ des Nullwertes P ; ebenso, wenn der Indicator soweit nahe zum Anfange der Röhre gestellt wird, dass

$$\frac{2(l-\xi)}{\lambda} < \tau,$$

erhält man nicht die Geraden fg und mc_3 des grössten positiven und negativen P .

Auf diese Weise können in dem betrachteten Problem drei Formen der in fig. 6 dargestellten Diagramme existieren.

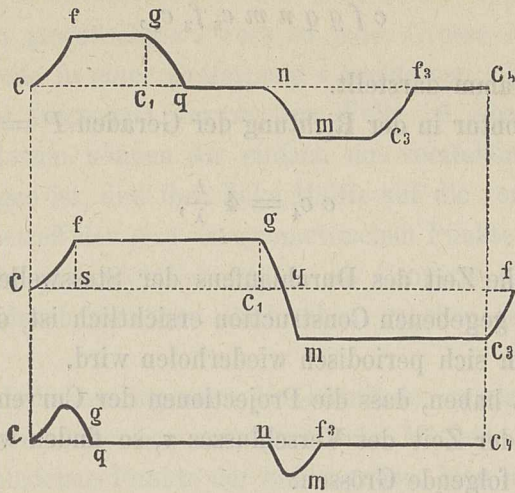


Fig. 6.

Die Diagramme, welche beim Schieber gezeichnet wurden, haben immer die zweite Form, wobei man die Aufmerksamkeit darauf lenken muss, dass in diesem Falle das erste Diagramm nicht ganz ähnlich den folgenden sich periodisch wiederholenden Diagrammen ist, da die Projection auf die Gerade $P = 0$ der Curve cf gleich τ ist, und die Projectionen auf diese Gerade gq , mq , $c_3 f_3$ gleich $\frac{\tau}{2}$ sind; in den folgenden Diagrammen aber sind die Projectionen aller vier erwähnten Seiten $\frac{\tau}{2}$. Auf dem dritten Diagramm vermindern sich die Erhebung und die Vertiefung mit der Annäherung zum Anfange der Röhre, und unmittelbar beim Anfange muss uns der Indicator die Gerade $P = 0$ geben.

§ 6. Anordnung der Beobachtungen über den hydraulischen Stoss bei der Aleksejew'schen Wasserleitung.

Drei Systeme von Röhren mit den Durchmessern von 4, 6, 2 Zoll, von denen das erste eine Länge von 1050 Fuss, das zweite eine Länge von 1066 Fuss, das dritte von 2494 Fuss hatte, waren auf dem Hofe der Aleksejew'schen Wasserstation so gelegt, wie es fig. (7) zeigt. Die Röhren von 4 und 6 Zoll fingen beim Brunnen F der Hauptmagistrale von 24 Zoll Durchmesser an und hatten einen Schieber beim Brunnen G ; sie waren gelegt, wie Figur 7 zeigt, wo die innere, nicht geschwärzte Röhre, eine Röhre von 4 Zoll, die äussere, durch einen schwarzen Strich bezeichnete, eine von 6 Zoll ist. Die Röhre von 2 Zoll schloss sich an die Magistrale von 24 Zoll beim Brunnen G an und, nachdem sie um den Zaun des Hofes der Wasserstation, welcher durch die punktierte Grenzlinie darge-

stellt ist, gegangen war, kehrte sie zu dem Auslassschieber zurück, welcher in der Nähe desselben Brunnens *G* sich befand. Das Auslassende für alle 3 Röhren war ein gemeinsames, so dass ein und derselbe Schieber zum Verschlusse einer beliebigen dieser Röhren

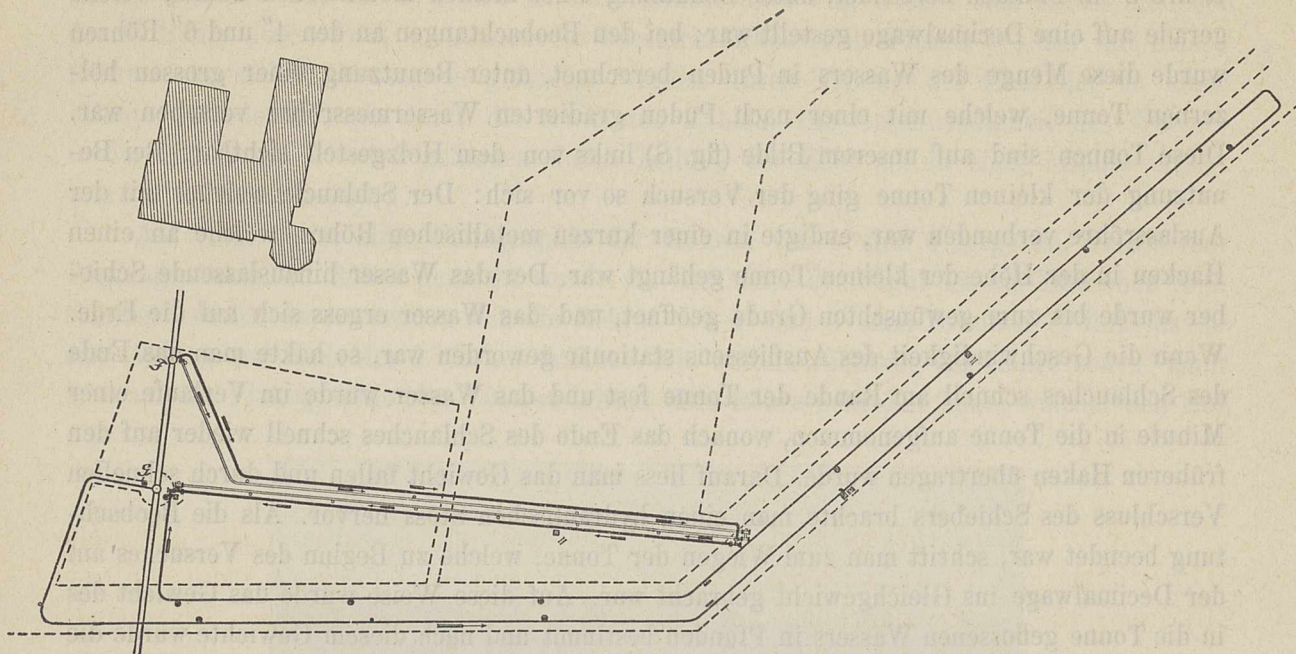


Fig. 7.

bei ihrer respectiven Vereinigung mit der Auslassröhre dienen konnte. Ueber dem Schieber erhob sich (fig. 8) ein Holzgestell, welches dazu diente, mit Hilfe eines über einen Block geworfenen Drahttaues eine Last zu heben. Diese Last fiel bei allen unseren Versuchen aus

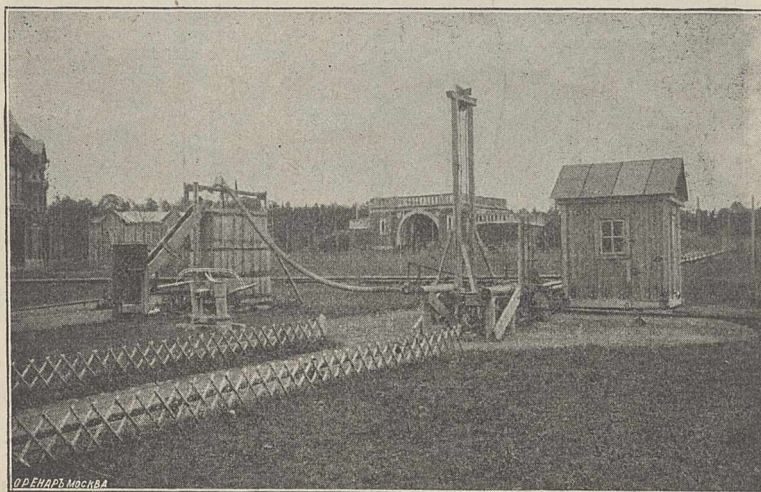


Fig. 8.

ein und derselben Höhe und, indem sie mittelst des Drahttaues an dem Hebel des Schiebers zog, verschloss sie den Schieber im Verlauf einer Zeit von 0,03".

Die Menge des herausfliessenden Wassers wurde bei unseren Beobachtungen an der Röhre 2" in Pfunden berechnet, unter Benutzung einer kleinen metallischen Tonne, welche gerade auf eine Decimalwage gestellt war; bei den Beobachtungen an den 4" und 6" Röhren wurde diese Menge des Wassers in Pudern berechnet, unter Benutzung einer grossen hölzernen Tonne, welche mit einer nach Pudern gradierten Wassermessröhre versehen war. Diese Tonnen sind auf unserem Bilde (fig. 8) links von dem Holzgestell sichtbar. Bei Benutzung der kleinen Tonne ging der Versuch so vor sich: Der Schlauch, welcher mit der Auslassröhre verbunden war, endigte in einer kurzen metallischen Röhre, welche an einen Hacken in der Höhe der kleinen Tonne gehängt war. Der das Wasser hinauslassende Schieber wurde bis zum gewünschten Grade geöffnet, und das Wasser ergoss sich auf die Erde. Wenn die Geschwindigkeit des Ausfliessens stationär geworden war, so hakte man das Ende des Schlauches schnell am Rande der Tonne fest und das Wasser wurde im Verlaufe einer Minute in die Tonne aufgenommen, wonach das Ende des Schlauches schnell wieder auf den früheren Haken übertragen wurde. Darauf liess man das Gewicht fallen und durch schnellen Verschluss des Schiebers brachte man einen hydraulischen Stoss hervor. Als die Beobachtung beendet war, schritt man zum Wiegen der Tonne, welche zu Beginn des Versuches auf der Decimalwage ins Gleichgewicht gebracht war. Auf diese Weise wurde das Gewicht des in die Tonne geflossenen Wassers in Pfunden bestimmt und nach diesem Gewichte wurde die Geschwindigkeit der Bewegung des Wassers in der Röhre von 2" bestimmt.

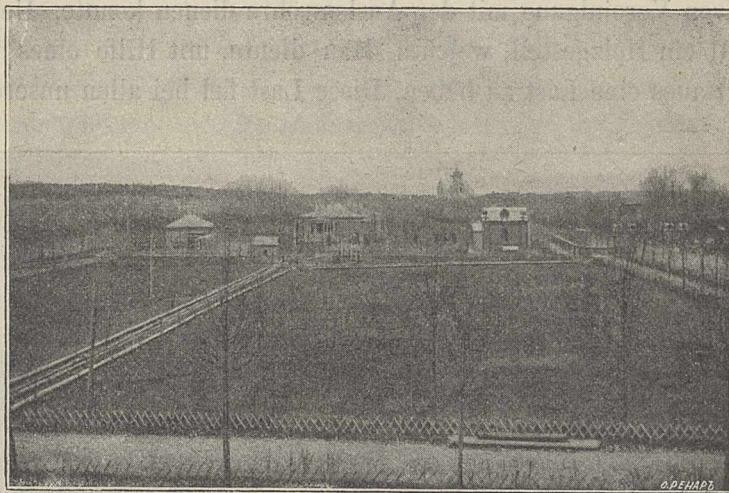


Fig. 9.

Bei Benutzung der grossen Tonne wurde der Versuch so angestellt: Das Ende des Schlauches wurde über der grossen Tonne unbeweglich befestigt; der Schieber wurde bis zum gewünschten Grade geöffnet und man wartete, bis das Fliessen des Wassers stationär

wurde; darauf wurde bei fortgesetztem Fliessen des Wassers bestimmt, umwieviel sich das Wasser in der Wassermesserröhre in einer Minute hebe. Nachdem diese Beobachtung gemacht war, wurde ein hydraulischer Stoss ausgeführt. Da auf jeden Fuss Geschwindigkeit (in der Secunde) aus der 4" Röhre in einer Minute 9,05 Pud Wasser sich ergoss, und bei der 6" Röhre 20,35 Pud, so können die Geschwindigkeiten in Fussen bei den mit diesen Röhren angestellten Versuchen gefunden werden durch Teilung der Zahl der in einer Minute gefundenen Pude durch die erwähnten Zahlen. Die Geschwindigkeit des Wassers in der Röhre von 2" wird gefunden durch Teilung der Zahl der in einer Minute ergossenen Pfunde durch 90,51.

Auf (Fig. 9) ist eine Photographie der Röhren von 4" und 6" gegeben, welche vom Biegungspunkte der Röhre gemacht wurde. In der Mitte der Figur ist ein Häuschen № 1 sichtbar; rechts davon wenden sich die Röhren von 4" und 6" zum Brunnen *F*, links davon sind Anfang und Ende der 2" Röhre sichtbar. Die weitere Richtung der Röhre von 2" kann man auf der Photographie (fig. 10) betrachten. Die Röhre geht den Zaun, welcher den Hof

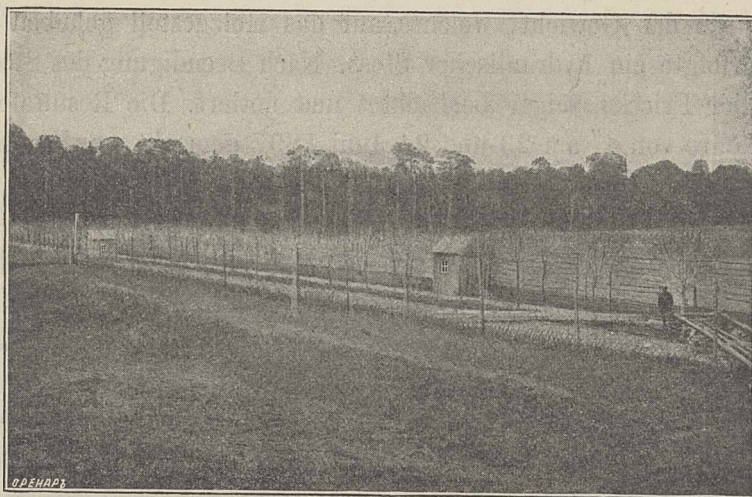


Fig. 10.

der Station begrenzt, entlang vorwärts und an dieser Röhre waren die transportierbaren Häuschen № II und III (fig. 7) aufgestellt, von welchen das erste auf der Photographie links sichtbar ist. Der Mensch, welcher auf der Photographie dargestellt ist, steht an der Biegung der Röhren von 4" und 6".

§ 7. Bestimmung der grössten Drucke an verschiedenen Punkten der Röhre mit Hilfe von Manometern.

Die ersten Versuche auf der Aleksejew'schen Station waren darauf gerichtet, zu zeigen, dass der Maximaldruck beim hydraulischen Stosse in allen Punkten der Röhre ein

und derselbe ist und sich vom Schieber bis zur Magistrale mit einer gewissen constanten Geschwindigkeit fortpflanzt. Die Versuche wurden anfangs mit einem System von Röhren von 4", später aber mit Röhren von 2" gemacht. Längs der Linie der Röhre von 4" waren 11 Burdon'sche Manometer aufgestellt, welche mit Friktionszeigern zur Notierung der grössten Bezeichnungen der Manometer versehen waren. Die Manometer № 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7 waren auf der rechten Hälfte der Röhre angebracht (vom Schieber aus gesehen), in Abständen von 70 Fuss von einander, wobei der Manometer № 1 unmittelbar am Schieber stand. Die Manometer № 8, 9, 10, 11 waren auf der linken Hälfte der Röhre in Abständen von 140 Fuss aufgestellt, wobei der Manometer № 11 etwa 7 Fuss vom Anfange der Röhre entfernt war. Auf Fig. 8 sind die erwähnten Manometer durch kleine Kreise dargestellt. Anfangs, vor Oeffnung des Schiebers, bewegten sich alle Friktionszeiger zu den Zeigern der Manometer, welche den Druck der Hauptmagistrale anzeigten, welcher Druck gleich 4,5 Atmosphären war (oberhalb des Atmosphärendruckes). Darauf wurde der Schieber bis zum gewünschten Grade geöffnet und es erfolgte ein Hinausfliessen des Wassers, dessen Geschwindigkeit mit Hilfe der grossen Tonne bestimmt wurde. Nachdem diese Bestimmung gemacht war, wurde das Gewicht, welches auf das Holzgestell gehoben war, hinuntergelassen und es erfolgte ein hydraulischer Stoss. Nach Beendigung des Stosses wurden die Bezeichnungen aller Frictionszeiger beobachtet und notiert. Die Resultate der Versuche, welche mit der Röhre von 4" am 23 und 24 Juni 1897 gemacht wurden, sind in folgender Tabelle niedergelegt.

Beobachtungen vom 23 und 24 Juni 1897 über die grössten Drucke bei hydraulischem Stosse in der Röhre von 4" mittelst Manometer.

Nummer der Beobachtung.	Geschw. des Wassers in Fussen.	Bezeichnungen der Manometer in Atmosphären.											Mittlerer Wert aus 10 Manometern.	Mittlerer Wert von P.	P = 4 v.
		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11			
1	7,0	40	37	48	37	36	48	38	38	45	38	8	40,5	36,0	28,0
2	7,0	40	40	53	38	42	48	38	38	47	38	8	42,2	37,7	28,0
3	4,7	28	28	29	26	26	38	27	30	27	27	7	28,6	24,1	18,8
4	6,4	28	26	25	25	25	34	27	27	28	26	7	27,1	22,6	25,6
5	2,8	18	15	15	15	15	18	16	17	17	16	5,5	16,2	11,7	11,2
6	2,6	18	14	14	12	13	18	15	15	15	14	5,5	14,8	10,3	10,4
7	9,9	50	50	68	50	52	50	37	44	53	34	7	48,8	44,3	39,6
8	3,5	29	27	29	25	25	37	25	27	27	26	7	27,7	23,2	14
9	4,0	22	23	23	20	22	29	21	24	23	22	6	22,9	18,4	16
10	4,0	25	23	22	20	23	27	21	23	23	22	6	22,9	18,4	16

Betrachten wir aus dieser Tabelle die Drucke in verschiedenen Punkten der Röhre, so sehen wir, dass sie annähernd constant sind. Die Bezeichnungen des Manometer № 10, der vom Anfang der Röhre 147 Fuss entfernt war, fällt bei einigen Beobachtungen fast zusammen mit der Bezeichnung des Manometer № 1, welcher beim Schieber stand. Auf

diese Weise wird der Stoss ohne Abschwächung die ganze Röhre entlang weitergegeben. Der Manometer 11, welcher fast am Ende der Röhre steht, zeigt, wie das auch aus § 5 folgt, einen Druck, welcher dem Druck der Magistrale sich nähert; deshalb benutzten wir bei Zusammenstellung des mittleren Druckes diese Bezeichnung nicht.

Ein gewisses Schwanken in den Bezeichnungen der Burdon'schen Manometer kann erklärt werden durch die Nichtgeeignetheit dieser Apparate zur Bestimmung eines Stossdruckes (Einfluss der Trägheit der sich auseinanderbiegenden Manometerröhre) und durch den Umstand, dass bei grossen Geschwindigkeiten des Wassers der Frictionszeiger den Maximaldruck nicht der ersten Welle, sondern bisweilen der zweiten anzeigt (s. § 9). Diese Umstände nun müssen darauf Einfluss haben, dass die Grösse P , welche aus der mittleren Bezeichnung der Manometer bestimmt ist und in der vorletzten Columne gegeben ist, sich viel grösser erweist, als die theoretische Grösse $P = 4 v$.

Bei den Versuchen mit der Röhre 2'' waren die Linie der Röhre entlang elf Manometer aufgestellt. Die Manometer № 1, 2, 3, 4, 5, 6 an der linken Hälfte der Röhre (vom Schieber aus gesehen), wobei der Manometer № 1 unmittelbar am Schieber stand, während die Manometer № 7, 8, 9, 10, 11 an der rechten Hälfte (am Zaune) aufgestellt waren, wobei der Manometer № 11 unmittelbar am Anfange der Röhre stand. Auf Fig. 7 sind mit schwarzen Punkten die Orte bezeichnet, an welche man die Manometer anschrauben konnte; beginnend beim Schieber gingen die Manometer № 1, 2, 3 in Abständen von 140 Fuss von einander, darauf die Manometer № 5 und 6 in Abständen von 280 Fuss. Der letzte schwarze Punkt auf der linken Hälfte der Röhre war von keinem Manometer eingenommen, dagegen der erste Punkt auf der rechten Hälfte vom Manometer № 7, hinter diesem waren die Manometer № 8, 9, 10, 11 in Abständen von 280, 420, 280 Fuss, mit Auslassung je eines Punktes, aufgestellt.

In der folgenden Tabelle sind gegeben die Resultate der Versuche über den grössten Druck bei hydraulischen Stössen in einer Röhre von 2'', welche am 1 und 23 September 1897 angestellt wurden.

Beobachtungen vom 1 und 23 September 1897 über die grössten Drucke bei hydraulischen Stössen in einer Röhre von 2'' mit Hilfe von Manometern.

№ der Beobachtung.	Geschwindigkeit in Fussen.	Notierungen der Manometer in Atmosphären.										Mittel aus 10 Manometern.	Mittelwert von P .	$P = 4 v$.	
		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10				11
1	4,4	27	23	25	24	30	30	33	32	30	28	5	28,2	23,7	17,6
2	4,4	30	24	25	22	34	30	32	30	32	30	5	28,9	24,4	17,6
3	3,3	20	18	18	20	25	23	28	30	22	24	5	22,8	18,3	13,2
4	3,2	20	18	18	20	20	26	30	32	23	24	5	23,1	18,6	12,3
5	4,5	30	30	20	23	23	20	27	25	35	29	5	26,2	21,7	18,0
6	4,4	25	30	20	25	35	25	27	26	27	30	5	27,0	22,5	17,6
7	4,4	29	30	20	25	35	20	27	26	27	30	5	26,9	22,4	17,6

Aus dieser Tabelle sehen wir auch, dass die Bezeichnung des Manometers ohne Verlust die ganze Linie entlang weiter gegeben wird, wobei bei einigen Beobachtungen die Bezeichnung des Manometers № 10 sogar grösser ist, als die des Manometers № 1. Eine volle Uebereinstimmung in den Bezeichnungen bemerken wir auch hier nicht, aus der oben erwähnten Ursache, dabei übersteigt die mittlere Grösse P , welche aus den Beobachtungen resultierte, noch mehr die theoretische Grösse $4v$, als in den Beobachtungen mit der Röhre von 4".

§ 8. Bestimmung der Geschwindigkeit der Fortpflanzung der Stosswelle λ mit Hilfe des Marey'schen Chronographen.

In Uebereinstimmung mit der in § 5 dargelegten Theorie kann die Geschwindigkeit der Fortpflanzung der Stosswelle in der Röhre durch Ausmessungen des Stosdiagramms bestimmt werden. Um aber mit möglicher Vollständigkeit die von mir dargelegte Theorie zu rechtfertigen, hielt ich es für nützlich, mich anfangs mit unmittelbarer Bestimmung der Zeit zu beschäftigen, während welcher die Stosswelle zwischen zwei Punkten der Röhre hindurchläuft. Dazu wurden, wie in den Photographieen Fig. 11 gezeigt ist, an zwei

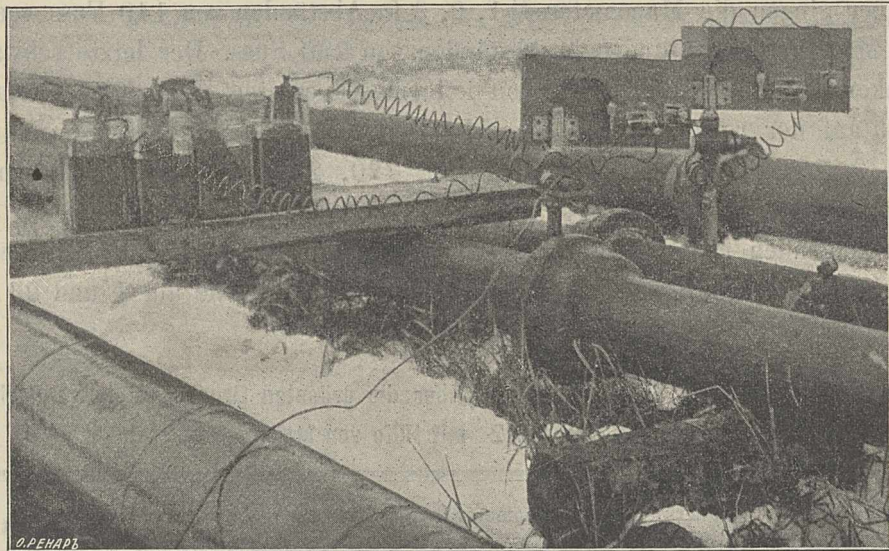


Fig. 11.

Punkten der 4" Röhre, welche von einander um 700 Fuss entfernt waren, zwei manometrische bogenförmige Röhrchen hineingeschraubt, welche sich bei Vergrösserung des Druckes auseinander bogen und zwei kupferne Stäbchen in Bewegung setzten, die infolge dessen den elektrischen Strom schlossen. Dabei wurde das verschobene Stäbchen durch Reibung an einer besonderen Feder gehalten und ging nicht zurück. Die Wirkung des Stäbchens

des ersten Manometers verschloss einen Strom, welcher in das Maschinengebäude der Wasserstation, wo der Chronograph Marey stand, gelenkt wurde. Dieser Strom hob den Anker des Chronographen, welcher Anker die Feder bewegte, die auf einem von Rauch geschwärzten Papier des sich drehenden Cylinders zeichnete. Die verschobene Feder kehrte auf den früheren Platz in dem Moment zurück, wo die Stosswelle zum zweiten Manometer lief und dieser bewirkte, nachdem er das Stäbchen in Bewegung gesetzt hatte, einen Kurzschluss des Stromes, welcher in die Maschinenabteilung der Wasserstation geleitet wurde.

Auf diese Weise zeichnete die Feder des Chronographen eine Zacke, deren Länge, ausgedrückt durch Zeit, die Zeit gab, welche die Stosswelle zum Durchlaufen von 700 Fuss nötig hatte. Die Zeit, welche der Länge der Zacke entspricht, wurde bestimmt in Hundertsteln einer Secunde mit Hilfe von Zeichnungen, welche eine zweite Feder auf denselben Cylinder schrieb. Diese Feder wurde in Bewegung gebracht durch einen besonderen, nicht starken, Strom, der von dem Kammerton, der 100 Schwingungen in der Secunde macht, in regelmässigen Pausen unterbrochen wurde.

In Fig. (12) ist die Photographie des von uns gebrauchten Chronographen und des Kammertones gegeben. Ein Halbsecundenpendel, sichtbar auf dieser Photographie, unter-

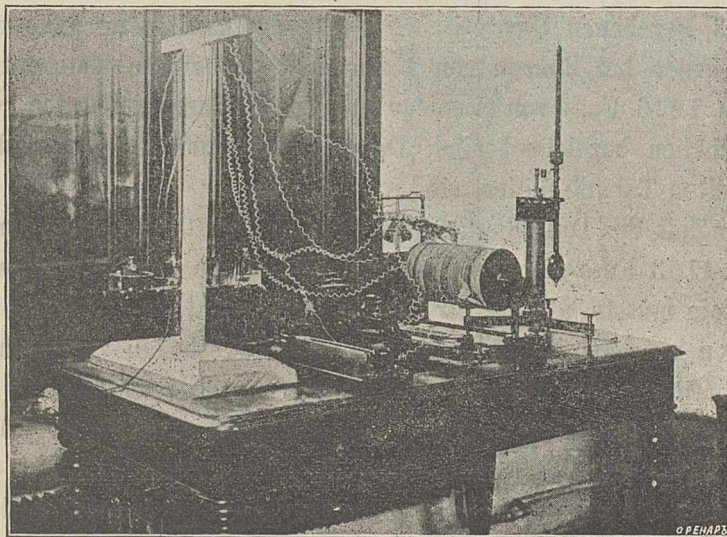


Fig. 12.

brach und verschloss den besonderen Strom, welcher in die Beobachtungshäuschen mit Crosby-Indicatoren geleitet war, worüber in § 10 gehandelt werden wird.

Leider ergaben sich bei der geschilderten Methode der Bestimmung von λ nicht völlig constante Zahlen, was, nach meiner Meinung, abhing von dem Einflusse des in dem Electromagneten übrig gebliebenen Magnetismus und von der Abhängigkeit des Moments des Abspringens des Ankers von der ihn abziehenden Feder. Die hier beigebrachte Tabelle giebt die Resultate der Beobachtungen vom 22. und 24. Juni 1897.

Beobachtungen vom 22. und 24. Juni 1897 zur Bestimmung von λ in einer Röhre von 4" mit Hilfe eines Chronographen.

Nummer des Versuches.	Geschwindigkeit des Wassers in Fussen.	Zeit des Durchlaufens von 700 Fuss in 1 Secunde.
1	10,8	0,170"
2	4,6	0,160
3	3,1	0,140
4	3,5	0,180
5	4,0	0,140
6	3,9	0,160
7	4,1	0,165
8	7,1	0,190
9	9,1	0,180

Beobachtungen vom 23. September 1897 zur Bestimmung von λ in einer Röhre von 2" mit Hilfe eines Chronographen.

Nummer des Versuches.	Geschwindigkeit des Wassers in Fussen.	Zeit des Durchlaufens von 1246 Fuss.
1	3,07	0,306"
2	1,80	0,302
3	1,80	0,297
4	0,80	0,297
5	1,54	0,300

Aus dieser Tabelle schliessen wir im Durchschnitt, dass die Zeit, in welcher die Stoss-
welle 700 Fuss durchläuft, gleich 0,165" ist. Dieser Zeit entspricht die Geschwindigkeit

$$\lambda = 4242 \text{ Fuss,}$$

welche der in § 3 gegebenen theoretischen Geschwindigkeit sehr nahe kommt. Aehnliche Beobachtungen wurden bei Röhren von 2" gemacht, wobei die manometrischen Apparate in Abständen von 1246 Fuss von einander aufgestellt waren an Orten, welche in fig. (7) mit kleinen Strichchen bezeichnet sind. Dabei erhielt man die Zeiten des Durchlaufens, welche in der zweiten Tabelle notiert sind.

Als mittlere Zeit des Durchlaufens ergibt sich hier 0,300", was uns eine Geschwindigkeit von $\lambda = 4153$ Fuss giebt, die geringer ist, als die theoretische, welche, wie in § 3 gezeigt, grösser sein musste, als die für die Röhre von 4".

Im Folgenden werden nach anderen, genaueren Methoden zahlreiche Beobachtungen über die Geschwindigkeit der Welle in der Röhre 2" gegeben werden.

Diese Beobachtungen werden zeigen, dass die Geschwindigkeit λ für die Röhre von 2" etwas grösser ist, als die Geschwindigkeit λ für eine Röhre von 4".

Ich meine, dass die von uns angewandte chronographische Methode etwas grössere Zeiten des Durchlaufens gegenüber den wirklichen gab, weil auf die Abziehung des Ankers des Chronographen durch die Elasticität des Federchens, infolge des übrig gebliebenen Magnetismus, mehr Zeit erfordert wurde, als bei seiner Anziehung.

§ 9. Die mit Hilfe der Indicatoren Krosby an verschiedenen Punkten der Röhre gezeichneten Stossdiagramme.

Die Indicatoren Krosby waren bei unseren Versuchen in besonderen Häuschen untergebracht, von welchen das Häuschen № 1 sich immer am Ende der Röhre beim Schieber neben dem Brunnen G (fig. 7), die zwei anderen, № II und III längs den zu prüfenden

Röhren, gewöhnlich in Abständen von $\frac{1}{3}$ und $\frac{2}{3}$ ihrer Länge vom Ende der Röhre, befanden. Auf Fig. (7) ist die Stellung der Häuschen № II und III an der Röhre von 2'' und des Häuschens № II an den Röhren von 4'' und 6'' sichtbar. Wir fügen hier (Fig. 13) eine Photographie der inneren Einrichtung des Häuschens bei.

Auf dieser Photographie ist der Indicator Krosby mit dem etwas gehobenen Hebel des Bleistifts zu sehen. Der Cylinder des Indicators ist durch eine eiserne Röhre, welche durch die Wand des Häuschens geht, mit der Wasserleitungsröhre verbunden. Der Bleistift zeichnete, nachdem er auf den Papierstreifen des sich drehenden Cylinders gesenkt war, auf dem Papierstreifen bei Veränderung des Druckes in der Röhre ein Diagramm des Druckes. Der Cylinder drehte sich vermittelt eines Mechanismus, welcher durch eine Last in Bewegung gesetzt wurde, und bewegte sich ziemlich gleichmässig, obgleich kein Regulator mit demselben verbunden war. Auf das Band wurden übertragen die Notierungen der Halbsecunden durch Schläge der Spitze (die Spitze schlug auf das geschwärzte unbewegliche Papier, welches infolge des Schlages sich an das Band anschmiegte und auf demselben den Punkt

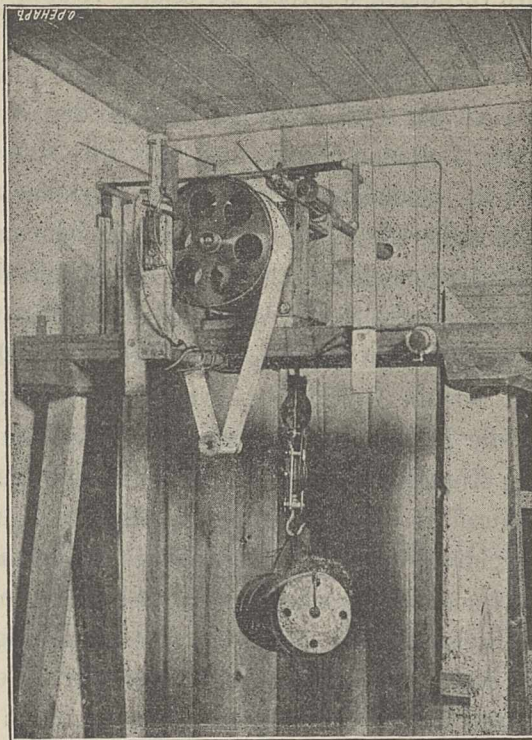


Fig. 13.

hervorrief), welche Spitze in Bewegung gebracht wurde durch einen Electromagneten, dessen Strom durch ein Halbsecundenpendel registriert wurde, das in der Maschinenabteilung der Wasserstation stand (fig. 12). Die Bänder waren so angebracht, wie es fig. (13) zeigt. Sie hatten eine grössere Länge als der Umkreis des Cylinders und wurden in gespanntem Zustande gehalten vermittelt eines schweren kupfernen kleinen Cylinders, welcher an den Enden Ränder hatte; dieser Cylinder wurde auf den unteren Teil des Bandes gelegt. Dieser, vom Ingenieur W. Oldenburger verfertigte, Apparat erwies sich als sehr praktisch und gestattete ohne jeden Aufenthalt das beschriebene Band durch ein neues zu ersetzen. Bei unseren ersten Beobachtungen ergaben sich Erhebungen der Diagramme mit scharfen Zickzacken; aber später zeigte sich die Möglichkeit, diese Zickzacke zu vermindern und fast völlig aufzuheben durch Anwendung sehr harter Federn im Indicator (wir benutzten Federn, welche auf $\frac{3}{4}$ mm. des Vorrückens des Bleistifts einen Druck von einer Atmosphäre gaben) und infolge einer geringen Oeffnung des Krahnens, welcher den Indicator mit der Röhre verband, die zu der untersuchten Wasserleitungsröhre hinging.

Wir wollen hier die von uns angewandte Methode zur Gewinnung des Diagramms beschreiben. Der Beobachter im Häuschen № I gab den zwei Beobachtern in den Häuschen II und III ein electricisches Signal, zur Zeichnung der Linie des Atmosphärendruckes. Dabei schloss man den Krahn, welcher den Cylinder des Indicators mit der Wasserleitungsröhre verbindet, während der andere Krahn, welcher diesen Cylinder mit der Luft verbindet, geöffnet wurde; den Cylinder setzte man in Gang; der Bleistift wurde auf das Papier gesenkt und zeichnete auf demselben die gewünschte Gerade. Darauf wurde der Bleistift gehoben, der Luftkrahn geschlossen, der Wasserleitungskrahn geöffnet, der Bleistift wurde auf den Cylinder gesenkt und es wurde eine gerade Linie des hydrostatischen Druckes gezeichnet. Nachdem diese Geraden gezeichnet waren, gab der Beobachter aus dem Häuschen № I den Personen, welche beim Schieber und bei der Messtonne standen, das Kommando, damit der Schieber geöffnet und die Menge des herausfliessenden Wassers gemessen werde, wie in § 6 erklärt ist. Während dieser Messung zeichneten der Beobachter des Häuschens № I und, auf ein von ihm gegebenes electricisches Signal, die Beobachter in den zwei anderen Häuschen die Gerade des dynamischen Druckes. Nachdem der Beobachter des Häuschens № I die Nachricht erhalten hatte, dass die Menge des Wassers gemessen sei, machte er einen Kontakt, welcher die Hebel in Bewegung brachte, die nun zu gleicher Zeit in allen 3 Häuschen die Halbsecunden anschlugen, und gab das Kommando zum Herablassen des Gewichtes. Von diesem Zeitpunkte an zeichneten die Bleistifte der Indicatoren in allen 3 Häuschen die Stosssdiagramme, und diese Zeichnung wurde beendet mittelst Aufhebens des Bleistifts und Sistierens der Notierungen der Secunde erst dann, als der grösste Teil des Bandes schon bezeichnet war. Wenn die Geschwindigkeit v der Bewegung des Wassers in der Röhre nicht gross ist, dann zeigt uns das Stosssdiagramm über der Linie des dynamischen Druckes (welcher mit dem statischen fast zusammenfällt) eine Reihe von Hebungen und Senkungen, wie das in fig. (14) dargestellt ist, welche die Photographieen

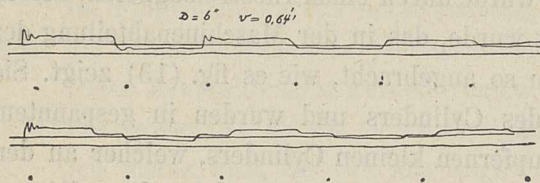


Fig. 14.

des Stosssdiagramms giebt, welche Photographieen von der 6'' Röhre bei einer Geschwindigkeit $v = 0,64'$ genommen wurden, wobei der Druck $P = 3$ Atm. war. Das erste Diagramm wurde in dem Häuschen № I gezeichnet, das zweite in dem Häuschen № II.

Unter jedem der Diagramme sind die Notierungen in Halbsecunden gesetzt. Diese Notierungen wurden durch die Stösse der Spitze über den Diagrammen gemacht und sodann, der Anschaulichkeit wegen, von mir unter die hier abgedruckten Figuren übertragen. Auf dieselbe Weise sind die Halbsecunden auf allen Photographieen, welche unten gebracht werden, verzeichnet. Wenn wir die wirklichen Diagramme fig. (14) mit den zwei theoretischen Diagrammen im oberen Teile fig. (6) vergleichen, so bemerken wir bei diesen, wie bei jenen, völlige Aehnlichkeit. Für das Häuschen № I ist das Diagramm gebildet durch Erhebung und Vertiefung; für das Häuschen № II durch Erhebung und Strich (wir werden so die

Gerade nennen, welche nach der Erhebung und nach der Vertiefung folgt), Vertiefung und Strich. Dabei wiederholt sich die erwähnte Conture periodisch. Auf unseren Diagrammen erhielten wir ungefähr 12 volle Wellen mit allmählicher Verminderung der Höhe der Erhebungen und Vertiefungen, welche Verminderung dadurch hervorgerufen wird, dass einige Teile der Energie infolge der Reibung und infolge des Ueberganges in die Magistrale verloren gehen.

Wenn der Stossdruck P den Druck in der Magistrale (bei unseren Versuchen ist der Druck in der Magistrale 4,5) um mehr als eine Atmosphäre übertrifft, dann würde, übereinstimmend mit der Theorie § 5, die geschilderte Vertiefung des Diagramms dem negativen Drucke in der Röhre entsprechen. Die Beobachtungen zeigen, dass in diesem Falle die erste Erhebung für das Diagramm im Häuschen № I und die erste Erhebung mit dem ersten Striche für die Diagramme in den Häuschen № II und III völlig übereinstimmend mit der Theorie gezeichnet werden; was aber die Vertiefung betrifft, so senkt sich die Tiefe derselben niedriger, als die Atmosphärische-Gerade, aber nicht mehr, als um eine Atmosphäre (gewöhnlich weniger).

Auf Figur (15) sind die Photographieen der Stossdiagramme gegeben, welche in den Häuschen № II und III von der Röhre 2" bei einer Geschwindigkeit des Ausfliessens $v = 1,8$ und einem Stossdrucke $P = 7$ Atm. genommen wurden.

Wir sehen, dass das erste Diagramm nur aus Erhebung besteht, das zweite aus Erhebung und einem kurzen Striche, das dritte aus kurzer Erhebung und langem Striche.

Die durch Zeit ausgedrückten Abstände vom Anfange der Erhebung der Curve eines jeden Diagramms bis zum Anfange des Fallens der Curve müssen gleich sein den doppelten Zeiten des Durchlaufens der Stoss-welle von dem betrachteten Häuschen bis zum Anfange der Röhre (bis zur Magistrale). Diese Abstände befanden sich bei unseren Versuchen in dem Verhältnis 3 : 2 : 1; in demselben Verhältnis befinden sich die

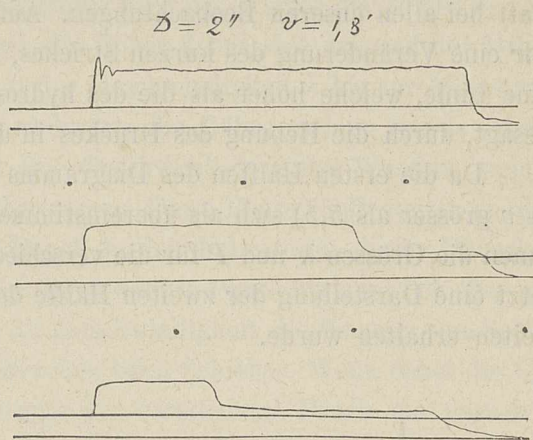


Fig. 15.

(fig. 15) bestimmten, obenerwähnten Zeiten des Durchlaufens. Wir sehen auf fig. (15), dass der Strich, welcher in den Bestand des Diagramms hineinkommt, nicht mit der Geraden des hydrostatischen Druckes zusammenfällt, sondern ein wenig höher als diese ist. Das kommt daher, weil der Stoss bei seinem Uebergange in die Magistrale das Wasser in letzterer anhält und den hydrostatischen Druck der Magistrale ein wenig hebt.

Auf Figur (16) sind die Photographieen der Diagramme gegeben, welche in den Häuschen № I und II bei einer Geschwindigkeit des Ausfliessens von $v = 5,6$ und einem Stoss-

drucke von 25 Atm. genommen wurden. Wir sehen, dass es nach diesen Diagrammen bequem ist, die Zeit zu messen, welche verfloss vom Anfange der Hebung des Druckes bis zum Anfange des Fallens desselben, und auch die Grösse der Stosswelle P , welche wir nach

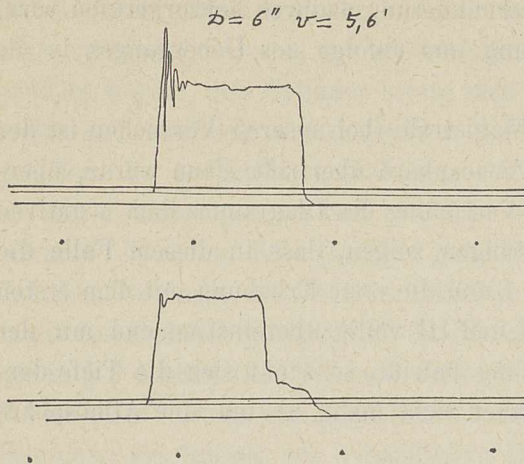


Fig. 16.

dem Abstände des horizontalen Teiles der Erhebung von der dynamischen Geraden (die mittleren Geraden auf den Figur) bestimmen. Was die Zickzacke anlangt, welche die Erhebung anfangen, so entstehen sie, nach meiner Meinung, durch den Stoss des Wassers in dem Röhrrchen, welches den Indicator Krosby mit der Wasserleitungsröhre verbindet.

Dabei erklärt sich der Umstand, dass diese Zickzacke einen Druck zeigen, der bisweilen um 2 Mal grösser ist als P , durch den Effekt der am Ende geschlossenen Röhre, von dem in § 13 gesprochen werden wird. Wir sahen, dass das Diagramm des Häuschens № II, welches im unteren Teile der Figur (16) dargestellt ist, uns fast dieselbe Grösse P giebt, wie das Diagramm des Häuschens № I. Dieser Umstand fand statt bei allen unseren Beobachtungen. Auf dem Diagramm des Häuschens № II bemerken wir eine Veränderung des kurzen Striches, welcher nach der Erhebung folgen sollte, durch eine Linie, welche höher als die des hydrostatischen Druckes gelegen ist. Das kommt, wie gesagt, durch die Hebung des Druckes in der Magistrale.

Da die ersten Hälften des Diagramms bei geringen und bei grossen Geschwindigkeiten ($4 v$ grösser als $5,5$) sich als übereinstimmend mit der Theorie erweisen, so kann man nach ihnen die Grössen λ und P für die verschiedenen Geschwindigkeiten bestimmen. Wir geben jetzt eine Darstellung der zweiten Hälfte des Diagramms, welches bei grossen Geschwindigkeiten erhalten wurde.

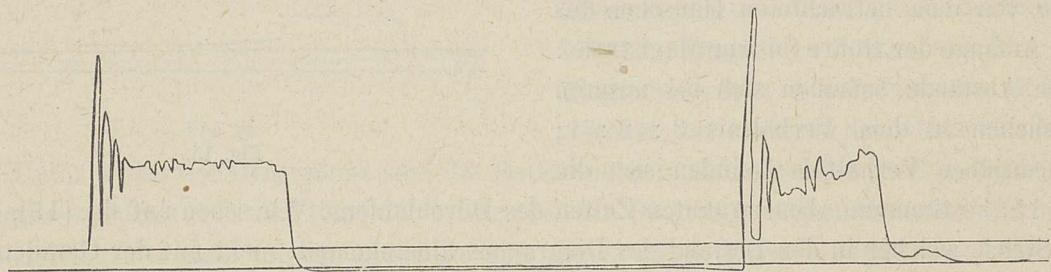


Fig. 17.

Auf Figur (17), welche in dem Häuschen № I von einer Röhre $6''$ bei einer Geschwindigkeit von $3,8$ Fuss gezeichnet wurde, wobei der Stossdruck etwa $15,3$ Atm. war, ist die

Vertiefung bedeutend ausgedehnt und fällt niedriger, als die Gerade des Atmosphärendruckes. Die Erhebung, welche auf diese Vertiefung folgt, begann mit einem scharfen Zickzack, welcher den Zickzack übertrifft, der dem Anfang der ersten Erhebung entspricht. Für denselben Versuch auf dem Diagramm des Häuschens № II (auf fig. (18) dar-

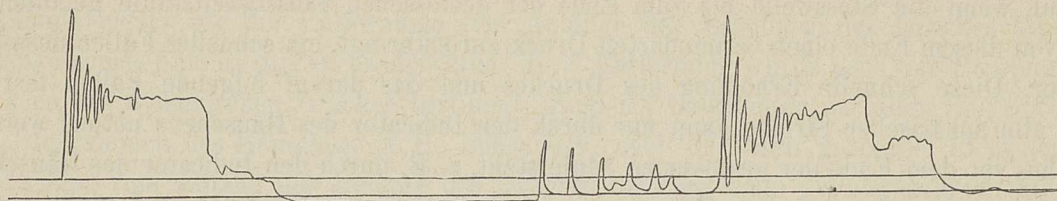


Fig. 18.

gestellt) dehnt sich die Vertiefung auch aus, aber an der Stelle, wo der zweite Strich des statischen Druckes erfolgen sollte, erscheinen separate Spitzen. Solche Spitzen wurden im Raume des verminderten Druckes niemals von uns auf den Diagrammen des Häuschens № I, beim Schieber, beobachtet. Ich will jetzt darlegen, wie ich mir die Erklärung der Form der zweiten Hälfte des Diagramms bei grossen Geschwindigkeiten des Ausfliessens vorstelle. Anfangend von dem Moment des Schlusses des Schiebers wird das Wasser der Röhre beständig angehalten, wobei es zusammengedrückt wird, die Röhre dehnt sich aus und der Druck wird um P vergrössert. Wenn dieser Zustand mit der Geschwindigkeit λ bis zur Magistrale läuft, so wird von letzterer ein Magistraldruck rückwärts die Röhre entlang (etwas erhöht durch den Stoss in der Magistrale selbst) und eine Geschwindigkeit des Wassers, welche in der Richtung zur Magistrale gerichtet ist, übertragen. Diese Phase läuft zuerst an den Häuschen II und III vorbei, infolge dessen der Druck in den Indicatoren dieser Häuschen bis zum Drucke der Magistrale fällt. Wenn aber die erwähnte Phase bis zum Schieber gelangt, so entsteht momentan infolge dessen, dass die Geschwindigkeit des Wassers vom Schieber aus gerichtet ist, eine Herabminderung des Druckes beim Schieber. Wenn dabei die Geschwindigkeit v so gross ist, dass nach der Theorie der verminderte Druck ein negativer sein müsste, so entsteht eine Zerreissung der Wassermasse. Die Wassersäule wird vom Schieber, vor welchem sich ein geringer verdünnter Raum bildet, abgerissen. Aehnliche Zerreibungen können sich auch in anderen Teilen einer flüssigen Säule bilden, auf welche Teile der verminderte Druck sich verbreitete.

Diese sich gebildet habenden verdünnten Räume füllen sich mit Wasserdämpfen und verdünnter Luft, wobei es möglich ist, dass eine gewisse Menge von Luft durch den Schieber und die Kolben der Indicatoren eindringt.

Die vom Schieber abgerissene Flüssigkeitsmasse bewahrt eine gewisse Geschwindigkeit in der Richtung vom Schieber zur Magistrale, und der verminderte Druck überträgt sich weiter, längs der nicht zerrissenen Flüssigkeitssäule, mit einer Geschwindigkeit λ , zur Ma-

gistrale hin; von letzterer wird ein Druck der Magistrale und eine Bewegung der Flüssigkeit in der Richtung zum Schieber rückwärts übertragen. Möglich ist dabei ein Zusammenstoss zwischen den Flüssigkeitssäulen, welche sich zum Schieber hin und vom Schieber fort bewegen. Ein solcher Zusammenstoss ruft auch eine schnelle Hebung des Druckes und darauf, wenn die Stosswelle bis zum Ende der gestossenen Flüssigkeitssäule gelaufen ist und von diesem Ende einen verminderten Druck zurückbringt, ein schnelles Fallen desselben hervor. Diese schnelle Erhöhung des Druckes und das darauf folgende Fallen fast bis zum atmosphärischen Striche kann nur durch den Indicator des Häuschens notiert werden, welches vor dem Ende der gestossenen Säule steht, z. B. durch den Indicator des Häuschens № II, aber sie kann auf dem Diagramme des Indicators im Häuschen № I nicht notiert werden. Die Zahl der Spitzen an der Stelle des Striches des Nulldruckes hängt vom Character der Zerreiſung der Flüssigkeitssäule ab; zuweilen beobachteten wir eine oder zwei Spitzen. Der Umstand, dass die Wassersäule vom Schieber abgerissen ist, verlängert die Dauer des verminderten Druckes und macht den zweiten Stoss stärker als den ersten, weil er mit der Geschwindigkeit erfolgt, mit welcher die Flüssigkeitssäule in den verdünnten Raum hineinstrebt. In Abhängigkeit von den sich gebildet habenden Zerreiſungen der Flüssigkeit wird sich die Form des weiteren Theiles des Diagramms complicieren, aber die erste Hälfte der Welle wird auf den Diagrammen bei allen von uns beobachteten Geschwindigkeiten immer gleichförmig bleiben und, wie erwähnt, völlig übereinstimmend sein mit der § 5 dargelegten Theorie der Erscheinung. Dieser Teil des Diagramms war es, der uns zur Bestimmung von λ und P diente. Hier ist noch eine Vorsicht zu erwähnen, welche man bei den Beobachtungen der Erscheinung des hydraulischen Stosses im Auge haben muss. Als wir uns an unsere Versuche in der Aleksejewschen Wasserstation machten, liessen wir anfangs in die zu prüfenden Röhren das Wasser aus der Magistrale während der Arbeit der Druckpumpen im Maschinengebäude. An diesen Pumpen befinden sich zur Minderung der Stösse bei ihrer Arbeit kleine, die Luft einsaugende, Oeffnungen. Die eingesogene Luft wird in die Magistrale getrieben und vermischt sich mit dem Wasser. Wasser von dieser Art, welches kleine Luftbläschen enthält, gab uns bei den Stössen in unseren Röhren eine geringere Geschwindigkeit der Fortpflanzung der Stosswelle (ungefähr 3500 Fuss) und einen schwächeren Stoss, welcher bezeichnet ist durch unbeständige und undeutliche Diagramme.

Um die Erscheinung in ihrer Reinheit zu beobachten, entschlossen wir uns, die Arbeit der Pumpen, welche die Stadt Moskau versorgen, zu sistieren, nachdem wir vorläufig die Behälter der Krestowskischen Türme gefüllt hatten, um uns des von diesen Türmen aus fliessenden Wassers zu bedienen. Dieses Wasser zeigte keine Anwesenheit von Luftmassen, und die Erscheinungen des hydraulischen Stosses konnten mit voller Genauigkeit beobachtet werden.

§ 10. Bestimmung von λ und P aus den Diagrammen der Indicatoren bei unseren Beobachtungen mit Röhren von 4" und 6".

Die Zeit t , welche dem Durchlaufen der Stosswelle durch die doppelte Länge der Röhre entspricht, wurde von uns vorherrschend nach den Diagrammen des Häuschens № I bestimmt, indem wir die Entfernung vom Anfange der Erhebung des Druckes bis zum Anfange seines Fallens in Zeit ausdrückten; diese Entfernung wurde nach der Richtung der Geraden des dynamischen Druckes bestimmt. Zugleich bestimmten wir diese Zeit noch aus den Diagrammen des Häuschens № II, indem wir, nach der oben gezeigten Richtung, die Entfernung vom Anfang der Hebung des Druckes bis zum Ende des sogenannten Striches in Zeit ausdrückten. Ausserdem drückten wir auch die Länge vieler Wellen in Zeit aus und teilten die Zeit durch die doppelte Zahl der Wellen. Die Zeit des Verschlusses τ kann, übereinstimmend mit dem in § 5 Gesagten, entweder mit Hilfe der Entfernung $cs = \tau$ des Diagramms des Häuschens № I, welches in fig. (6) dargestellt ist, oder mit Hilfe der Entfernung $c_1 q = \frac{\tau}{2}$, welche in demselben Diagramm gegeben ist, ausgedrückt werden.

Da das Diagramm gewöhnlich mit einem Zickzack (siehe fig. 16) anfang, so wandten wir die zweite Methode der Bestimmung an. Der Stossdruck bei den Versuchen mit Röhren von 4" und 6" wurde von uns nach der Höhe des Kammes der Erhebung, über der Geraden des dynamischen Druckes, bestimmt. (Der Parallelismus des Kammes mit dieser Geraden ist, wie wir im folgenden § sehen werden, nur ein annähernder). Dieser Druck wurde von uns gleichzeitig in den Häuschen № I und II bestimmt und ergab sich aus beiden Diagrammen als genügend ähnlich.

Wir bringen eine Tabelle der Beobachtungen, welche am 20. November 1897 bei der Röhre 6", deren Länge, wie in § 6 gesagt, 1066 Fuss war, angestellt wurden.

Beobachtungen, angestellt am 20. November 1897 mittelst Indicatoren, über die hydraulischen Stösse in der Röhre von 6".

Nummer der Beobachtung.	Geschwindigkeit des Wassers in Fussen.	Die Zeit t'' aus dem Häuschen № I.	Die Zeit t'' aus dem Häuschen № II.	Die Zeit t'' vermittelt vieler Wellen.	Die Zeit τ'' .	P in Atm. aus dem Häuschen № I.	P in Atm. aus dem Häuschen № II.	$P = 4 v$.
1	3,3	0,52	—	0,52	0,03	15,7	15,7	13,2
2	1,9	0,52	0,52	0,52	0,03	7,3	7,1	7,6
3	0,6	0,52	0,52	0,52	0,04	3,0	3,0	2,4
4	1,4	0,51	0,52	0,52	0,04	6,0	6,1	5,6
5	3,0	0,52	—	0,52	0,03	12,1	11,44	12,0
6	4,0	0,51	0,51	0,52	0,03	15,6	15,2	16,0
7	5,6	0,52	0,52	0,51	0,04	25,2	25,2	22,4
8	7,5	0,51	—	0,53	0,04	29,0	29,0	30
9	7,5	0,51	Es erfolgte ein Zerspring. d. Röhre.			11,7	11,3	30

Die Zeit des Durchlaufens der doppelten Länge der Röhre, d. h. 2132 Fuss, ergibt sich auf Grund der Daten dieser Tabelle als zwischen den Zahlen 0,52" und 0,51" liegend.

Da die erste Zahl sich weit öfter wiederholt und fast allen Bestimmungen aus vielen Wellen entspricht (die Bestimmungen wurden gemacht, nachdem wir die Zahl der Wellen von 5 bis 8 genommen hatten), so muss man sie auch zur Bestimmung von λ annehmen.

Nach dieser Zeit finden wir: $\lambda = 4100$ Fuss. Eine Zahl, die mit der theoretischen nahe zusammenfällt.

Was die Zeit des Verschlusses anlangt, so ergibt sie sich in unseren Versuchen als zwischen $0,03''$ und $0,04''$.

Die über denselben Verschluss mit Hilfe electricischer Contacte und des Chronographen früher gemachten Beobachtungen gaben uns:

N ^o des Versuches.	Zeit τ .
1	0,003
2	0,003
3	0,002
4	0,003
5	0,025

Leider wurde bei diesen Versuchen nicht die Geschwindigkeit des hinausfliessenden Wassers bestimmt und man darf aus ihnen keine Schlüsse ziehen auf die Veränderung der Zeit des Verschlusses bei Vergrösserung der Oeffnung des Schiebers. Die Grösse des Stossdruckes P , wie aus den Säulen 7, 8, 9 zu ersehen ist, lässt sich annähernd ausdrücken durch die Formel $P = 4 v$.

Nehmen wir die in § 4 gegebene Formel $P = 3,78 v$, so würden wir die Grössen der Stossdrucke als etwas kleiner im Vergleich zu den wirklichen finden.

Gehen wir nun über zu den Beobachtungen des hydraulischen Stosses in der Röhre von $4''$, welche eine Länge von 1050 Fuss hatte.

Diese Beobachtungen wurden in derselben Ordnung vorgenommen, wie die oben beschriebenen Beobachtungen mit der Röhre $6''$.

Wir geben hier die ihnen entsprechende Tabelle.

Beobachtungen vom 4. November 1897 über die hydraulischen Drucke in einer Röhre von $4''$, vorgenommen mit Hilfe von Indicatoren.

Nummer der Beobachtung.	Geschwindigkeit des Wassers in Fussen.	Die Zeit t'' aus dem Häuschen N ^o I.	Die Zeit t'' aus dem Häuschen N ^o II.	Die Zeit t'' vermitteltst vieler Wellen.	Die Zeit τ'' .	P in Atm. aus dem Häuschen N ^o I.	P in Atm. aus dem Häuschen N ^o II.	$P = 4 v$.
1	3,3	0,49	0,51	—	0,04''	13,3	13,3	13,2
2	1,9	0,50	0,50	—	0,04	7,8	7,8	7,6
3	4,1	0,49	0,50	—	0,03	15,8	15,9	16,4
4	9,2	0,49	0,50	—	0,04	35,0	35,9	36,8
5	2,9	0,49	0,50	—	0,05	11,3	11,3	11,6
6	0,5	0,50	0,50	0,50	0,04	2,0	2,5	2,0
7	1,1	0,50	0,49	0,51	0,04	4,4	4,3	4,4

Hier ist die Zeit t des Durchlaufens der Stosswelle durch die doppelte Länge der Röhre zwischen 0,49" und 051", wobei die Zahl 0,50 das Uebergewicht hat, welche Zahl wir deshalb als die Zeit des Durchlaufens von 2100 Fuss annehmen. Das giebt uns für die Röhre 4"

$$\lambda = 4200 \text{ Fuss,}$$

was der in § 3 ausgerechneten Grösse nahe kommt.

Die Grössen des Stossdruckes, nach der Formel $P = 4 v$ ausgedrückt, genügen den wirklichen Beobachtungen sehr gut, obgleich auch die dem § 4 näher kommende Formel $P = 3,9 v$ vollständig genügende Resultate giebt.

§ 11. Bestimmung von λ und P aus den Diagrammen der Indicatoren bei den Beobachtungen mit der Röhre von 2".

Die Länge der Röhre von 2" war von uns mit 2494 Fuss genommen, infolge dessen ergab sich bei grossen Geschwindigkeiten des Ausfliessens längs der Röhre ein ziemlich bedeutender Verlust des Wasserandranges, welcher Verlust dadurch bemerkt wurde, dass die Gerade des dynamischen Druckes in den Häuschen N^o III, II, I sich immer mehr von der Geraden des hydrostatischen Druckes entfernte. Der Umstand, dass auf der Ausdehnung der ganzen Röhre der hydrodynamische Druck fortgesetzt fiel, zeigte sich bei grösseren Geschwindigkeiten (mehr als 3 Fuss) in der Form der Stossdiagramme. Die Erhebungen der Diagramme hatten keinen Kamm mehr, der fast parallel der dynamischen Geraden war, sondern dieser Kamm ging sich erhöhend, wie fig. (19) zeigt, welche die Photographie des Stossdiagramms bei dem Häuschen N^o I bei einer Geschwindigkeit des Wassers von 3,67 Fuss giebt.

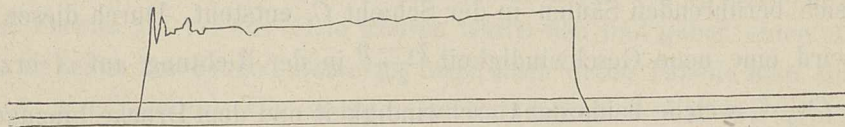


Fig. 19.

Die Zeit t des Durchlaufens der Stosswelle durch die doppelte Länge der Röhre wird hier, wie in allen Fällen, durch die in Zeit ausgedrückte Entfernung, gerechnet nach der dynamischen Geraden, vom Anfange der Erhebung des Druckes bis zum Anfange des Fallens gemessen werden; was aber die Bestimmung von P anlangt, so muss man, um sie richtig zu machen, tiefer in die Theorie der zu untersuchenden Erscheinung eindringen.

Betrachten wir zuerst einen idealen Fall von hydraulischem Stosse. Stellen wir uns (fig. 20) eine Röhre AB gefüllt mit Wasser vor und durch die Schieber $C, C_1, C_2, C_3 \dots$

in einige Teile AC, CC_1, \dots geteilt, in welchen das Wasser sich unter verschiedenen Drucken befindet.

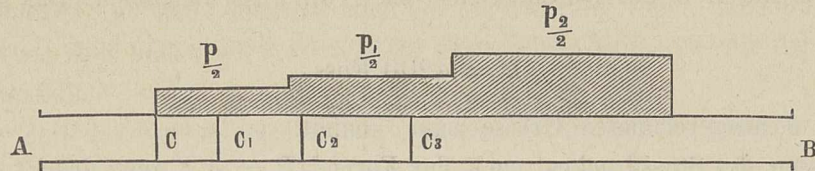


Fig. 20.

Setzen wir voraus, dass diese Drucke nach der rechten Seite wachsend gehen, und messen wir sie durch den Ueberschuss über den Druck in dem Teile CA (dessen Druck wir $= 0$ setzen); bezeichnen wir sie der Reihe nach mit den Buchstaben p, p_1, p_2, \dots . Angenommen der Schieber C wird jetzt schnell geöffnet und es erfolgt ein hydraulischer Stoss zwischen den sich berührenden Wassersäulen unter verschiedenen Drucken. Durch diesen Stoss werden die Wasserteilchen bei dem Schnitte C in der Richtung zum Ende A hin die Geschwindigkeit v erhalten. Infolge der Bildung dieser Geschwindigkeit, entsprechend § 4, fällt der Druck rechts von C um vh , und der Druck links von C wächst um dieselbe Grösse. Wir werden also haben:

$$p - vh = vh,$$

$$v = \frac{p}{2h}.$$

Die durch den Druck $\frac{p}{2}$ und die Geschwindigkeit $\frac{p}{2h}$ charakterisierte Phase läuft rechts und links von der Schicht C mit der Geschwindigkeit λ . Setzen wir voraus, dass in dem Moment, wo diese Phase zum Schieber C_1 läuft, letzterer geöffnet wird und ein Stoss zwischen zwei sich berührenden Säulen in der Schicht C_1 entsteht. Durch diesen Stoss in der Schicht C_1 wird eine neue Geschwindigkeit $\frac{p_1 - p}{2h}$ in der Richtung auf A erzeugt und ein neuer Druck $\frac{p_1 - p}{2}$, welche beide der Geschwindigkeit und dem Drucke hinzugefügt werden, welche von C kommen, so dass die vollen Drucke $\frac{p_1}{2}$ und die vollen Geschwindigkeiten $\frac{p_1}{2h}$ sind. Die Phase, welche durch den Druck $\frac{p_1}{2}$ und durch die Geschwindigkeit nach links $\frac{p_1}{2h}$ charakterisiert war, wird sich mit der Geschwindigkeit λ nach rechts und nach links vom Schnitte C_1 bewegen. Wenn diese Phase bis zum Schieber C_2 gelangt, so wird letzterer momentan geöffnet u. s. w.

Der Zustand der Flüssigkeit, welche sich links von dem letzten geöffneten Schieber befindet, kann auf Grund des Gesagten so geschildert werden: Wir ziehen über der Röhre eine stufenförmige Conture, deren Stufenhöhe den Hälften der Drucke in den entsprechenden Röhrenteilen gleich ist, während die Stufenlängen den doppelten Längen der Röhrenteile gleich sind. Sodann denken wir uns, dass die gezeichnete Conture mit der Geschwindigkeit

λ nach links läuft, während das Stosswellenende sich mit derselben Geschwindigkeit λ nach rechts bewegt. Dann werden die Ordinaten der Conture die Drucke in allen Punkten der Röhre, welche links vom laufenden Stosswellenende liegen, ausdrücken und die Grössen dieser Ordinaten, dividiert durch h , werden die Geschwindigkeiten der Flüssigkeit an den entsprechenden Orten geben. Die Zahl der Schieber können wir als unendlich gross annehmen und den ununterbrochen sich verändernden Druck der Flüssigkeit betrachten, welcher seine Wirkung nur dann auszuüben beginnt, wenn die Stosswelle zum gegebenen Orte läuft.

Mit einem ähnlichen idealen Falle fällt nahe zusammen das von uns betrachtete Problem über den Stoss des Wassers in einer Röhre, in welcher unter Hinausfliessen mit ziemlich bedeutender Geschwindigkeit (etwa 3 und 4 Fuss) der Andrang längs der Röhre scharf fällt. Beginnend mit dem Momente des Verschlusses des Schiebers wird das Wasser in der Röhre beständig angehalten und dadurch werden die Andränge frei, welche früher mit der Reibungskraft des fliessenden Wassers im Gleichgewicht standen. Diese freigewordenen Andränge werden in der Röhre ganz ebenso weitergetragen, wie es beim vorhergehenden Problem erklärt wurde, und die ganze Ungenauigkeit des Raisonnements besteht nur darin, dass die Reibung in der Röhre für Geschwindigkeiten, welche in ihr nach dem Stosse übrig blieben, nicht beachtet wurde. Da diese Geschwindigkeiten, im Vergleich mit der Geschwindigkeit des Ausfliessens des Wassers, nicht gross sind (z. B. der frei gewordene Andrang von 3 Atm. giebt nach § 4 eine Geschwindigkeit von 0,75 Fuss), so kann die erwähnte Ungenauigkeit zugelassen werden. Betrachten wir nun, welchen Einfluss die freigewordenen Andränge auf das Stossdiagramm ausüben. Der Druck in der Magistrale war bei uns um 4,5 Atm. höher, als der atmosphärische Druck, und am Ende der Röhre, bei einer Geschwindigkeit von 3,5 Fuss z. B., war dieser Druck um 1 Atm. höher. Der ganze Verlust des Andranges von 3,5 Atm., verteilt auf die Länge der Röhre von 2492 Fuss, giebt ungefähr 0,01 Atm. Verlust auf 7 Fuss. (Die Röhren waren neu und gaben einen etwas geringeren Verlust, als nach Darçy und Bazeine folgt, nach deren Tabelle man einen Verlust von etwa 0,014 Atm.¹⁾ hätte). Die grösste Geschwindigkeit, welche wir erhielten, unter Verlust des ganzen Andranges, war 4,5 bis 4,3 Fuss. Benennen wir den Verlust des Andranges auf die Einheit der Länge der Röhre mit a und construiren wir die Conture (fig. 21) ozz' , deren Ordinate y bei der vom Punkte o subtrahierten Abscisse x durch die Gleichung

$$y = \frac{a}{4} x$$

ausgedrückt wird.

Diese Conture bewegt sich nach dem Obengesagten mit der Geschwindigkeit λ nach links, aber das Wellenende zz' der Stosswelle bewegt sich nach rechts mit derselben Geschwindigkeit λ .

1) Nach den Tabellen von Bichelé.

Da beim Herankommen zum geschlossenen Schieber *A* die Phase, ausgedrückt durch die Ordinaten der Conture *zz'*, eine Geschwindigkeit $\frac{AE}{h}$ mitbringt, welche zum Schieber gerichtet ist, so wird beim Schieber eine neue Welle erzeugt, welche nach rechts geht und beim Schieber eine eben solche Geschwindigkeit des Wassers erzeugt, mit der Richtung zur Magistrale.

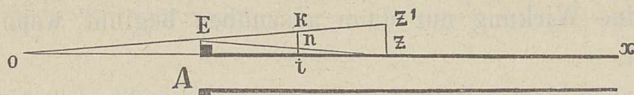


Fig. 21.

Man kann leicht sehen, dass das die Welle *AEz* ist, welche den Reflex der Welle *AEo* darstellt.

Der Stossdruck *P* in jedem Schnitte *i*, subtrahiert von dem dynamischen Drucke am Ende der Röhre, wird sich jetzt aus dem Stossdrucke *vh* und den Summen der Drucke *ik* und *in* zusammensetzen.

Auf diese Weise finden wir:

$$P = vh + (\xi + \eta) \frac{a}{4} + (\xi - \eta) \frac{a}{4},$$

wo ξ die Entfernung des Stosswellenendes vom Schieber und η die Entfernung des betrachteten Schnittes vom Schieber darstellt.

Unsere Formel erhält die Gestalt:

$$(21) \dots\dots\dots P = vh + \frac{a\xi}{2}$$

und zeigt, dass die ganze Veränderung, welche in die Form der Erhebung des Stosssdiagramms durch Verlust des Andranges beim Fließen des Wassers in der Röhre vor dem Stosse hineingetragen wurde, darin besteht, dass mit dem Kamme des Stosssdiagramms eine entsprechende Linie der verlorenen Drucke sich vereinigt, in welcher Linie der Massstab der Abscissen verdoppelt und durch Zeit ausgedrückt ist.

Wenn wir die Gerade, welche die Erhebung des Diagramms (fig. 19) des Häuschens № I begrenzt, ohne auf die Zickzacke Rücksicht zu nehmen, verlängern (nach links) und durch den so gefundenen Anfang des geneigten Kammes eine Linie ziehen, welche der dynamischen Geraden parallel ist, (die dynamische Gerade auf unserer Fig. (19) ist die mittlere Gerade), so geben die Entfernungen der Punkte des Kammes von dieser Parallelen uns die entsprechenden Andränge, welche auf die Reibung beim Ausfließen des Wassers vor dem Stosse verloren gingen. Auf der beigefügten Photographie ist zu sehen, dass die Entfernung des Endes des Kammes von der erwähnten Parallelen dem Abstände zwischen der hydrostatischen und hydrodynamischen Geraden fast gleich ist.

Das stimmt völlig überein mit Formel (21), welche auf Häuschen № I angewandt, wenn $\xi = 2l$ ist,

$$P = vh + la$$

gibt.

Da wir bei derselben Voraussetzung bei $\xi = 0$ haben:

$$P = vh,$$

so lässt sich folgende Regel bei der Bestimmung vh nach dem Diagramm im Häuschen № I aufstellen:

Die Grösse vh auf dem Diagramme beim Schieber wird durch die Höhe des Anfangs der Erhebung über der dynamischen Geraden (mit Auslassung der Zickzacke), oder durch die Höhe des Endes der Erhebung über der Geraden des hydrostatischen Druckes bestimmt.

Wenn wir die Formel (21) auf das Diagramm anwenden, welches bei irgend einem Schnitte in der Entfernung η vom Schieber gezeichnet wurde, so müssen wir, um die Höhe des Anfanges der Erhebung zu finden $\xi = \eta$ setzen, was

$$P = vh + \frac{a\eta}{2}$$

gibt.

Um aber die Höhe des Endes der ersten Erhebung zu finden, muss man $\xi = \eta + 2(l - \eta)$ setzen, was

$$P = vh + al - \frac{a\eta}{2}$$

gibt.

Beide Höhen werden von der dynamischen Geraden des Häuschens № I aus gerechnet. Wenn wir die erste Höhe von der dynamischen Geraden aus für den Schnitt i rechnen, so finden wir

$$P = vh - \frac{a\eta}{2},$$

und wenn wir die zweite Höhe von der hydrostatischen Geraden abrechnen, so erhalten wir:

$$P = vh - \frac{a\eta}{2}.$$

Somit ist die Grösse vh auf den Diagrammen, die in irgend einem Einschnitte gezeichnet wurden, gleich der Höhe des Anfanges der Erhebung über der dynamischen, oder der Höhe des Endes der Erhebung über der hydrostatischen Geraden, mit Hinzufügung von

$$\frac{a\eta}{2}.$$

In der folgenden Tabelle sind die Beobachtungen über die hydraulischen Stösse in der Röhre 2" niedergelegt, welche am 23. September 1897 gemacht wurden.

Beobachtungen vom 23. September 1897 über die hydraulischen Stösse in der Röhre 2'', vorgenommen mit Hilfe von Indicatoren.

N ^o des Versuches.	Geschw. in der Röhre in Fussen.	Zeit t'' aus dem Häuschen N ^o I.	Zeit t'' aus dem Häuschen N ^o II.	Zeit t'' aus dem Häuschen N ^o III.	Dopp. Zeit des Durchl. vom Häus. N ^o II bis zur Magistrale.	Dopp. Zeit des Durchl. vom Häus. III bis zur Magistrale.	Zeit τ'' .	P in Atm. aus dem Häuschen N ^o I.	P in Atm. aus dem Häuschen N ^o II.	P in Atm. aus dem Häuschen N ^o III.	$P = 4v$.
1	4,52	1,16	1,15	1,15	0,77	0,38	0,08	18,5	18,0	18,0	18,1
2	4,30	1,13	1,15	1,15	0,78	0,39	0,06	17,8	17,5	16,7	17,2
3	4,16	1,14	1,13	1,13	0,78	0,40	0,06	17,0	16,6	16,0	16,6
4	3,67	1,15	1,13	1,13	0,76	0,37	0,06	15,1	15,0	14,5	14,7
5	3,67	1,14	1,13	1,14	0,75	0,40	0,05	14,5	14,4	14,6	14,7
6	3,66	1,14	1,13	1,13	0,76	0,39	0,06	14,6	14,6	15,0	14,6
7	1,79	1,14	1,14	1,13	0,76	0,39	0,05	6,3	5,9	6,3	7,2
8	1,76	1,14	1,14	1,13	0,76	0,39	0,06	7,3	7,3	7,2	7,0
9	0,64	1,14	1,15	1,14	0,75	0,39	0,06	2,8	2,8	2,5	2,6
10	1,52	1,14	—	1,15	—	0,39	0,05	6,3	6,3	6,3	6,1
11	1,52	1,13	1,13	1,13	0,75	0,38	0,06	6,3	6,3	6,1	6,1
12	4,23	1,14	1,13	1,13	0,76	0,39	0,07	17,3	16,7	16,1	16,9

Die Diagramme wurden in den 3 Häuschen I, II, III (fig. 7) gezeichnet, welche vom Anfange der Röhre in Abständen von 2494, 1640 und 822 Fuss aufgestellt waren, deren Verhältniss etwa wie 3 : 2 : 1 war. Die Zeit t'' des doppelten Durchlaufens seitens der Stosswelle durch die doppelte Entfernung der ganzen Röhre wurde aus allen 3 Diagrammen so bestimmt, wie § 10 erklärt; die Grösse des Stossdruckes $P = vh$ wurde aus den Höhen des Endes der Erhebungen über der statischen Geraden bestimmt und wurde für die Diagramme der Häuschen N^o II und III durch Hinzufügung von $\frac{an}{2}$ korrigiert. Da das Häuschen N^o II um $\frac{2}{3}$ der Länge der Röhre vom Anfang abstand und das Häuschen N^o III um $\frac{1}{3}$, so führte das dazu, dass im Häuschen N^o II die Höhe des Endes der Erhebung über der Geraden, welche niedriger als die statische um $\frac{1}{4}$ ihrer Entfernung von der dynamischen Geraden lag, gemessen und in dem Häuschen N^o III die Entfernung von der dynamischen Geraden gemessen wurde.

Dabei kamen die aus den Höhen des Endes der Erhebungen gefundenen Grössen nahe denen, welche sich aus den Höhen des Anfangs der Kämme ergaben. Die Zeit des Verschlusses wurde nach dem Ende der ersten Erhebung auf den Diagrammen N^o II bestimmt. Der Druck in der Magistrale war 4,5 Atm. Die mittlere Zeit des Durchlaufens der doppelten Länge der Röhre, d. h. 4988 Fuss, ist 1,14''. Dieser Zeit entspricht die Geschwindigkeit der Stosswelle

$$\lambda = 4375 \text{ Fuss.}$$

Wenn wir die Zahlen der sechsten oder siebenten Säule benutzen wollten, welche die Zeit des Durchlaufens der Stosswelle durch die Entfernungen 3280 und 1644 Fuss geben, so müssten wir die mittleren Grössen dieser Zahlen 0,76'' und 0,39'' nehmen. Das gäbe uns etwas geringere Werte der Geschwindigkeit der Stosswelle:

$$\lambda = 4316 \text{ und } \lambda = 4215 \text{ Fuss.}$$

Was den Stossdruck betrifft, so stimmt er gut mit Formel § 4 überein. Die Zeit τ'' war bei diesen Versuchen grösser als früher, infolge einer Veränderung des Schiebers.

§ 12. Bestimmung von λ und P aus den Diagrammen des Indicators bei Beobachtungen mit der Röhre von 24".

Die Röhre von 24", betreff deren wir unsere Beobachtungen anstellten, war die Hauptmagistrale der Stadt Moskau, welche von der Aleksejewschen Station bis zu den Krestowskischen Türmen ging. Sie hatte eine Länge von 7007 Fuss, in der Strecke vom Orte des Stosses beim Brunnen G (fig. 22) bis zu den Krestowskischen Türmen; der Abstand vom

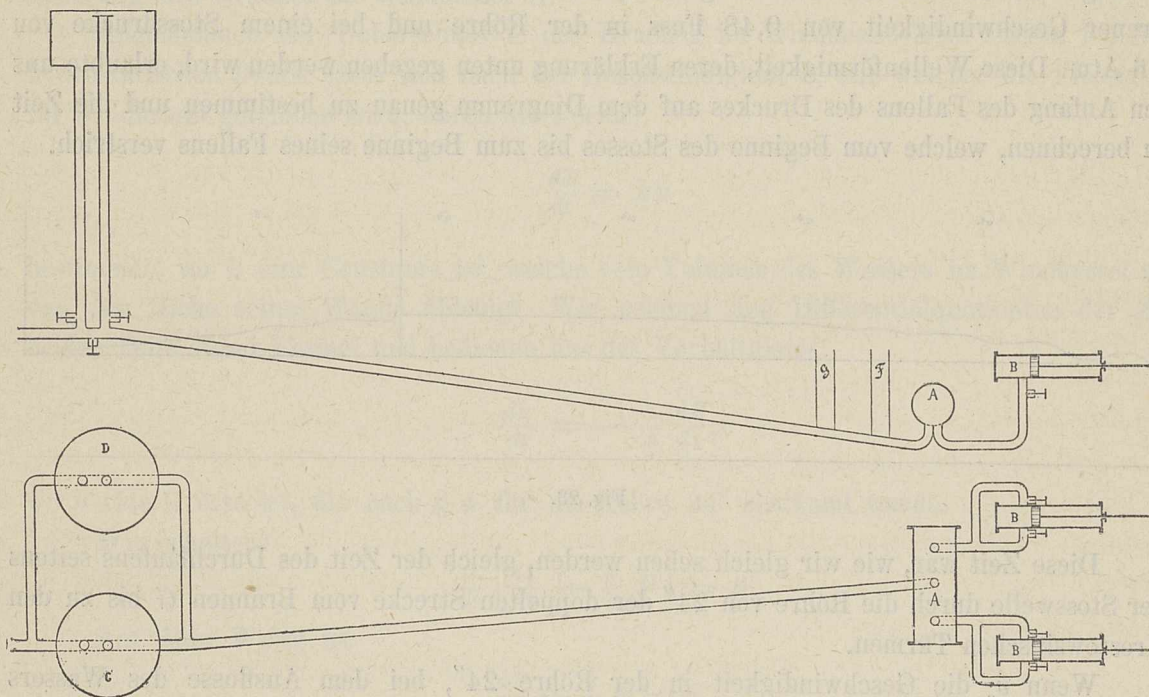


Fig. 22.

Brunnen G bis zum Windkessel betrug 210 Fuss. Bei der Beobachtung waren die Pumpen durch einen Schieber von der Röhre getrennt und der ganze Windkessel A war mit Wasser gefüllt (es wurde darauf geachtet, dass gar keine Luft in demselben zurückblieb). Das Wasser wurde aus dem Brunnen G vermittelst desselben Schiebers hinausgelassen, welchen wir bei dem Stosse in den 6" Röhren anwandten.

Der Indicator war mit der Magistrale durch den Brunnen G verbunden und war in dem Häuschen № I untergebracht; auf den Indicator stellte man verhältnissmässig schwache Federn (8 mm. — eine Atmosphäre) und auf seinem rotierenden Cylinder war ein verlängertes Papierband (fig. 13) angebracht. Als Pendel zur Uebertragung der Notierungen auf

dem Bande wurde bei diesen Versuchen nicht ein Halbsecunden- sondern ein Secundenpendel angewandt.

Nach Verlauf einiger Zeit, seit dem Moment des Fallens des Gewichtes und des Schlusses des Schiebers, lief die Stosswelle bis zum Windkessel, in welchem die Compression des Wassers und Erweiterung der Wände stattfand, und der Druck nach der Röhre 24'' wurde beständig fortgepflanzt, längs welcher Röhre ein beständiges Anhalten des Wassers erfolgte. Unter solcher Stossbedingung wurde kein schnelles Heben des Druckes in dem Diagramme beobachtet, wie bei unseren früheren Versuchen, und die Form des Diagramms war infolge des Effects des Windkessels eine solche, wie wenn der Schieber langsam geschlossen würde. Dabei hatte der Anfang des Diagramms eine wellenartige Form, wie das auf Figur 23 zu sehen ist. Diese Figur zeigt in verkleinerter Form das Diagramm bei verlorener Geschwindigkeit von 0,48 Fuss in der Röhre und bei einem Stossdrucke von 1,6 Atm. Diese Wellenförmigkeit, deren Erklärung unten gegeben werden wird, erlaubte uns den Anfang des Fallens des Druckes auf dem Diagramm genau zu bestimmen und die Zeit zu berechnen, welche vom Beginne des Stosses bis zum Beginne seines Fallens verstrich.

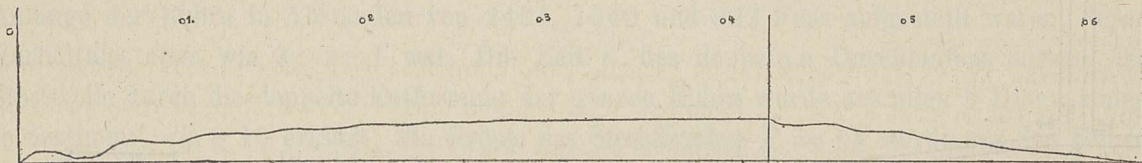


Fig. 23.

Diese Zeit war, wie wir gleich sehen werden, gleich der Zeit des Durchlaufens seitens der Stosswelle durch die Röhre von 24'' der doppelten Strecke vom Brunnen *G* bis zu den Krestowskischen Türmen.

Wenn v_0 die Geschwindigkeit in der Röhre 24'', bei dem Ausflusse des Wassers vom Ventil aus, so laufen im Moment des Schlusses des Schiebers vom Orte des Stosses zwei Wellen mit Stossdruck

$$P = h \frac{v_0}{2}$$

die eine nach links, zu den Krestowskischen Türmen hin, die andere nach rechts zum Windkessel *A*. Die linke Welle (Fig. 22) trägt die Geschwindigkeit $\frac{v_0}{2}$ nach links; diese Geschwindigkeit vereinigt sich mit der Geschwindigkeit rechts v_0 und es bleibt so eine Geschwindigkeit $\frac{v_0}{2}$ übrig; die rechte Welle trägt die Geschwindigkeit $\frac{v_0}{2}$ nach rechts. Nachdem die rechte Welle bis zum Windkessel *A* gelaufen ist, wird sie vom Windkessel reflectiert und trägt zurück zum Indicator den Druck des Windkessels *A*, welcher noch nicht Zeit

gefunden hatte zu wachsen. Auf diese Weise zeigte der Indicator in unseren Beobachtungen anfangs eine Hebung des Druckes, darauf sein Fallen, wobei vom Anfange des Stosses bis zum Anfange des ersten Fallens des Druckes an Zeit ungefähr 0,18" verfloss.

Im Windkessel A beginnt die Flüssigkeit zu fliessen nicht mit der Geschwindigkeit $\frac{v_0}{2}$, sondern mit der Geschwindigkeit v_0 , weil ausser der früheren Geschwindigkeit $\frac{v_0}{2}$ am Anfange der Röhre (bei dem Windkessel), infolge des Fallens des Druckes, noch eine Geschwindigkeit $\frac{v_0}{2}$ erzeugt wird, welche zum Windkessel gerichtet ist. Darnach haben wir zur Erklärung des weiteren Ganges der Erscheinung ein solches Problem zu lösen: Längs der Röhre 24" fliesst das Wasser mit einer Geschwindigkeit v_0 zu dem Windkessel, welcher denselben Druck, wie die Röhre hat; es ist zu bestimmen der Gang der Veränderung des Druckes im Windkessel A .

Angenommen der Ueberschuss P des Druckes im Windkessel über dessen früheren hydrostatischen Druck lässt sich nach der Geschwindigkeit v , mit welcher die Flüssigkeit im Windkessel getrieben wird, durch die Formel

$$\frac{dP}{dt} = kv$$

bestimmen, wo k eine Constante ist, welche vom Volumen des Wassers im Windkessel und von der Dicke seiner Wände abhängt. Wir nehmen den Differentialquotienten der Zeit beider Teile dieser Formel und bedienen uns des Verhältnisses:

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{1}{h} \frac{dP}{dt},$$

wo h eine Grösse ist, die nach § 4 für die Röhre 24" bestimmt wurde.

Wir erhalten:

$$\frac{d}{dt} \left[\frac{dP}{dt} + \frac{k}{h} P \right] = 0.$$

Auf diese Weise ist

$$\frac{dP}{dt} + \frac{k}{h} P = C.$$

Im Anfangsmoment ist

$$P = 0, \frac{dP}{dt} = kv_0;$$

daher ist die Constante $C = kv_0$ und

$$\frac{dP}{hv_0 - P} = \frac{k}{h} dt.$$

Integrieren wir diese Gleichung, so finden wir:

$$v_0 h - P = C_1 e^{-\frac{k}{h} t}.$$

Da, wenn $P = 0$, auch $t = 0$, so ist

$$C_1 = v_0 h$$

und

$$(22) \dots\dots\dots P = v_0 h \left[1 - e^{-\frac{k}{h} t} \right].$$

Die Drucke P , welche sich im Windkessel A bilden, müssen sich mit der Geschwindigkeit der Welle in unserer Röhre von 24'' fortsetzen und von dem am Brunnen G befindlichen Indicator aufgenommen werden, welcher auf diese Weise nach dem erwähnten Fallen des Druckes den sich immer vergrößernden Druck anzeigen wird, der sich rasch $v_0 h$ nähert. Dieses Anzeigen wird so lange sich fortsetzen, bis zum Brunnen G die Welle läuft, welche von den Reservoirs der Krestowskischen Türme reflectiert wurde, bei welchen ein constanter Druck infolge geöffneter Reservoirs unterhalten wird¹⁾. Der Moment des Ankommens dieser Welle kennzeichnet sich durch Beginn des Fallens des Druckes auf dem Diagramme. Die Zeit, welche verlief vom Anfange des Stosses bis zum Anfange seines Fallens (wir zählen nicht das erste Fallen des Druckes von dem Effecte des Windkessels), wird gleich sein der Zeit, in welcher die Stosswelle vom Brunnen G zu den Krestowskischen Türmen ging und sodann zum Brunnen G zurückkehrte, d. h. eine Strecke von 14014 Fuss machte.

Da die Curven, welche den Druck P bezeichnen, auf unseren Diagrammen vor Beginn des Fallens fast parallel gingen der Geraden des hydrostatischen Druckes, so kann man annehmen, dass die von ihnen gezeigte Maximalhöhe nahe kommt $v_0 h$. Es wäre natürlich wünschenswert Versuche über den Stoss mit Röhren von grossen Durchmessern zu machen, welche nicht compliciert sind durch Vereinigung mit dem Windkessel, aber bei unseren Beobachtungen begegnete uns eine praktische Schwierigkeit — den Windkessel von der Hauptmagistrale der Stadt Moskau abzutrennen. Die in fig. 22 gezeigte Erhebung wechselte im weiteren Teile des Diagramms mit einer Vertiefung und auf diese Weise erhielt man auf dem Bande bis zu 5 Wellen, aber diese Erhebungen und Vertiefungen waren infolge des Effects des Windkessels nicht völlig identisch, was sich auf Grund der oben dargelegten Theorie erklären lässt. Jedenfalls war zur Bestimmung der Grössen λ und P die erste Erhebung völlig ausreichend. Weiter wird eine Tabelle der am 25. Juli 1898 gemachten Beobachtungen geboten.

1) Wir gebrauchen den Ausdruck «reflectierte Welle» | neue Welle, welche an den Grenzen erzeugt wird, nennen in weiterem Sinne, als gewöhnlich angenommen: jede | wir eine «von den Grenzen reflectierte Welle».

Beobachtungen vom 25. Juli 1898 über die hydraulischen Drucke in der Röhre von 24", vermittelt Indicatoren angestellt.

Nummer des Versuches.	Geschwindigkeit in der Röhre in Fussen.	Zeit des doppelten Durchlaufens bis zu den Krest. Türmen.	Länge der ersten Erhebung in Zeit.	Länge der ersten Vertiefung in Zeit.	Zeit des doppelten Durchlaufens bis zum Brunnen.	Beobachteter Druck in Atmosphären.	$P = 3 v$.
1	0,18	—	6,44"	7,02"	—	0,45	0,54
2	0,56	4,24	6,43	7,00	0,19"	1,81	1,68
3	0,55	4,39	6,30	6,85	0,16	1,66	1,65
4	0,54	4,20	6,24	6,96	0,20	1,77	1,62
5	0,55	4,18	6,20	6,89	0,18	1,80	1,65
6	0,41	4,20	6,40	7,00	0,18	1,23	1,23
7	0,40	4,18	6,32	6,70	0,16	1,27	1,20
8	0,16	—	6,24	1,18	—	0,42	0,48
9	0,16	—	6,44	6,68	—	0,42	0,48
10	0,09	—	6,70	6,60	—	0,29	0,27

In dieser Tabelle ist die Geschwindigkeit des Wassers bis zu Hundertsteln eines Fusses gegeben, welche man erhielt, wenn man die Minutenquantität des Wassers in Puden durch 325,76 teilte. Die Grösse h , welche nach § 4 sein müsste 2,7, nehmen wir gleich 3. (Diese Zahl entspricht dem beobachteten $\lambda = 3313$ Fuss).

Das Mittel aus den Zeiten, die in der dritten Columne dieser Tabelle verzeichnet stehen, ist 4,23". Teilen wir durch diese Zahl die Entfernung 14014 Fuss, so haben wir

$$\lambda = 3313 \text{ Fuss.}$$

Diese Geschwindigkeit geht weiter, als die in § 3 gegebene. Verweilt man aber bei den Zahlen der sechsten Columne, welche für die Zeit des Durchlaufens vom Brunnen G bis zum Windkessel, d. h. 420 Fuss, die mittlere Grösse 0,18" geben, so erhalten wir die Geschwindigkeit der Welle

$$\lambda = 2333 \text{ Fuss.}$$

Aber die Genauigkeit dieses letzteren Resultates ist nicht gross, da der Moment des Anfanges des Fallens der ersten Erhebung auf dem Diagramme schwierig auszumessen war, (fig. 23). Was die Formel $P = 3 v$ betrifft, die von uns zur Bestimmung der Stosswelle angewandt war, so ist sie, wie ein Vergleich der 7. und 8. Columne zeigt, ziemlich genügend.

§ 13. Anwachsen der Grösse des hydraulischen Stosses beim Uebergange der Stosswelle in Röhren mit geschlossenem Ende.

Nach Feststellung der Grunddaten über den hydraulischen Stoss in Wasserleitungsröhren verschiedener Durchmesser gingen wir über zur Untersuchung der Umstände, welche die Kraft des Stosses erhöhen können. Ein besonders bedeutendes Anwachsen der Kraft des

hydraulischen Stosses entsteht beim Uebergange der Stosswelle von Röhren mit grossem Durchmesser in Röhren mit kleinem Durchmesser und zeigt sich in den Röhren kleiner Durchmesser, die am Ende geschlossen sind. Unsere Beobachtungen wurden angestellt beim Uebergange einer Stosswelle, welche sich in einer Röhre von 4" gebildet hatte, auf eine Röhre von 2". Zu diesem Zwecke war ein Teil der Röhre 2" abgenommen und nur ein Zweig derselben von 517 Fuss übrig gelassen, welcher vom beständigen Häuschen № I (fig. 7) zum Häuschen № II ging. Dieser Zweig war neben dem Häuschen № I mit dem Ende der 4" Röhre, welche in ihrem früheren Zustande gelassen war, verbunden und vereinigte sich mit dem Auslassschieber und dem Indicator des Häuschens № I, wobei das Röhrchen, welches zum Indicator ging, an der Röhre 4" befestigt war, etwas weiter, als der Punkt ihrer Vereinigung mit dem Zweige der Röhre von 2". Das Ende des Zweiges von 2" wurde mit dem Indicator des Häuschens № II verbunden und endigte in einen Hahn. Aus diesem Hahne wurde vor Beginn des Versuches das Wasser herausgelassen, um sich zu überzeugen, dass in der Röhre 2" keine Luft sei. Dann wurde der Hahn geschlossen und der Zweig wandte sich in die Röhre mit geschlossenem Ende. Es erfolgte auf gewöhnliche Weise ein Herausfliessen des Wassers aus der Röhre 4" durch das Ventil unter Bestimmung der Menge des hinausfliessenden Wassers und Notierung der hydrodynamischen Geraden in den Häuschen № I und II (am Ende der Röhre 2"); darauf wurde das Gewicht hinabgelassen, welches den Verschluss des Schiebers hervorrief und die Stossdiagramme in den erwähnten Häuschen wurden gezeichnet.

Wir wollen versuchen zuerst theoretisch die Form dieser Diagramme zu bestimmen. P sei der Stossdruck, der in der Röhre 4" sich im Moment des Verschlusses des Schiebers bildete. Dieser Druck wird auf die Röhre 2" übertragen und wird sich in derselben mit der Wellengeschwindigkeit λ' fortpflanzen, zugleich mit der in Röhre 2" sich gebildet habenden Geschwindigkeit u des Fliessens des Wassers, welche ihre Richtung zum geschlossenen Ende der Röhre nahm, wobei auf Grund von § 4

$$u = \frac{P}{\rho \lambda'}.$$

Da infolge dieser Strömung aus der Röhre 4" in die Röhre 2" in der ersteren eine Geschwindigkeit in der Richtung zum Schieber hin bleiben wird von

$$\frac{P}{\rho \lambda'} \frac{r^2}{R^2},$$

wo $r = 1$ und $R = 2$, so muss der Stossdruck in der Röhre 4" nur die Geschwindigkeit

$$v = \frac{P}{\rho \lambda'} \frac{r^2}{R^2}$$

vernichten, wo v die Geschwindigkeit des Wassers in der Röhre 4", während des Ausfliessens.

Benennen wir mit λ die Geschwindigkeit der Welle in der Röhre 4'', so können wir jetzt nach § 4 schreiben, dass

$$P = v \rho \lambda - P \frac{\lambda}{\lambda'} \frac{r^2}{R^2},$$

woher

$$P = v \rho \lambda \frac{1}{1 - \frac{\lambda}{\lambda'} \frac{r^2}{R^2}} \dots \dots \dots (23)$$

Auf diese Weise vermindert die Vereinigung der Röhre mit geschlossenem Ende mit der Röhre 4'' den Stossdruck in der Röhre 4''.

Diese Verminderung wird infolge der Nähe λ und λ' unter einander für unseren Fall ($\frac{r^2}{R^2} = \frac{1}{4}$) einen Verlust von $\frac{1}{5}$ des ganzen Stossdruckes bilden, so dass, wenn wir $\rho \lambda = 4$ Atm. nehmen, wir haben werden:

$$P = \frac{16}{5} v. \dots \dots \dots (24)$$

Im Moment, wo die Stosswelle zum Ende der Röhre 2'' kommt, muss die Geschwindigkeit u vernichtet werden, welche nach deren geschlossenem Ende gerichtet war. Dies wird eine neue Stosswelle entwickeln, gleich P , welche sich mit dem früheren Drucke P vereinigt, und der Manometer im Häuschen № II wird einen Druck

$$P_1 = 2 P \dots \dots \dots (25)$$

anzeigen.

Die Phase mit dem Drucke $2 P$ und mit der Geschwindigkeit Null wird längs der Röhre 2'' zurück laufen und zum Ende der Röhre 4'' früher gelangen, als die Stosswelle, welche von der Magistrale reflectiert wurde, längs der Röhre 4'' zum Schieber kommt. Es entsteht eine Hebung des Druckes am Ende der Röhre 4'' bis zur Grösse P' , die zwischen P und $2 P$ liegt. Diese Grösse P' ist zu bestimmen. Von dem Fallen des Druckes beim Anfange der Röhre 2'' auf $2 P - P'$ wird in demselben eine Geschwindigkeit erzeugt, die ihre Richtung zur Röhre 4'' hat und gleich ist

$$\frac{2 P - P'}{\rho \lambda'}$$

Diese Geschwindigkeit wird in der Röhre 4'' in der Richtung zur Magistrale eine Geschwindigkeit geben von

$$\frac{2 P - P'}{\rho \lambda'} \left(\frac{r}{R} \right)^2, \dots \dots \dots (26)$$

aber da in der Röhre eine Geschwindigkeit von

$$\frac{P}{\rho \lambda'} \left(\frac{r}{R} \right)^2 \dots \dots \dots (27)$$

vorhanden war, welche zum Schieber gerichtet war, so muss die Ergänzungskraft des Stosses $P' - P$ zu dieser Geschwindigkeit in der Richtung zur Magistrale hin eine Geschwindigkeit

$$\frac{3P - P'}{\rho\lambda'} \left(\frac{r}{R} \right)^2$$

hinzufügen.

Wir erhalten eine Relation,

$$P' - P = \frac{\lambda}{\lambda'} (3P - P') \left(\frac{r}{R} \right)^2,$$

woraus folgt, dass

$$(26) \dots\dots\dots P' = \frac{P \left[3 \frac{\lambda}{\lambda'} \left(\frac{r}{R} \right)^2 + 1 \right]}{1 + \frac{\lambda}{\lambda'} \left(\frac{r}{R} \right)^2}.$$

Für den betrachteten Fall kann man auch schreiben:

$$(27) \dots\dots\dots P' = \frac{7}{5} P.$$

Auf Grund der Formel (26) ist die Geschwindigkeit in der Röhre 2''

$$\frac{2P - P'}{\rho\lambda'} = \frac{P \left[1 - \frac{\lambda}{\lambda'} \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right]}{\rho\lambda' \left[1 + \frac{\lambda}{\lambda'} \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right]}.$$

Die Phase, welche diese zur Röhre 4'' gerichtete Geschwindigkeit und den Druck P' trägt, läuft durch die Röhre 2'' und, nachdem sie das geschlossene Ende erreicht hat, bringt sie, so zu sagen, einen negativen Stoss hervor. Um die obenerwähnte Geschwindigkeit zu vernichten, welche vom geschlossenen Ende gerichtet ist, muss sich bei diesem Ende ein ergänzender negativer Stossdruck

$$- \frac{P \left[1 - \frac{\lambda}{\lambda'} \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right]}{1 + \frac{\lambda}{\lambda'} \left(\frac{r}{R} \right)^2},$$

entwickeln, welcher nach seiner Vereinigung mit dem hinzugebrachten positiven Drucke P' , den Indicator beim Häuschen № II zwingen wird, den Druck zu zeigen:

$$(28) \dots\dots\dots \frac{4P \frac{\lambda}{\lambda'} \left(\frac{r}{R} \right)^2}{1 + \frac{\lambda}{\lambda'} \left(\frac{r}{R} \right)^2},$$

was für unseren Fall giebt:

$$(29) \dots\dots\dots P_1' = \frac{4}{5} P.$$

Da bei unseren Beobachtungen die Länge der Röhre 2'' mit geschlossenem Ende gleich 517 Fuss war und die Länge der Röhre 4'' vom Schieber bis zur Magistrale 1050 Fuss, so vermochte die Stosswelle längs der Röhre 2'' vier Mal früher zu laufen, als beim Schieber der Röhre 4'' der negative Stoss infolge der von der Magistrale gegebenen negativen Geschwindigkeit erfolgte. Als dieser Stoss eintrat, so erfolgte ein Fallen des Druckes beim Schieber bis zum Nullstrich; dieses Fallen setzte sich in der Röhre 2'' fort und rief nach Verlauf der Zeit, in welcher die Stosswelle die Länge dieser Röhre durchlief, ein ähnliches Fallen des Druckes beim geschlossenen Ende hervor.

Auf Grund des Gesagten hatte jedes der Stossdiagramme in den Häuschen № I und II die Form zweier Stufen von fast gleicher Länge (nach der Zeit). Die Stufen auf dem Diagramm № I gingen sich erhebend und hatten übereinstimmend mit Formel (27) die Höhe P und $\frac{5}{7} P$; die Stufen im Diagramm № II gingen sich senkend und hatten übereinstimmend mit den Formeln (25) und (29) folgende Höhe:

$$2 P \text{ und } \frac{4}{5} P.$$

Auf Fig. (24) sind die Photographieen solcher Diagramme gegeben, bei einer Geschwindigkeit in der Röhre 4'' von 5,9 Fuss, wobei das rechte Diagramm dem Häuschen № II, das linke dem Häuschen № I entspricht.

Wir sehen, dass die Form dieser Diagramme völlig mit der dargelegten Theorie übereinstimmt, dabei hat die Höhe der ersten Stufe, gerechnet von der dynamischen Geraden, auf dem

rechten Diagramme 36 Atmosphären und ist genau zweimal grösser, als die grösste Höhe der ersten Stufe des linken Diagramms, welches gleich 18 Atm. ist.

Auf Fig. (25) sind die Diagramme gegeben, welche bei einer Geschwindigkeit von 9,4 Fuss in der Röhre 4'' beobachtet wurden. Hier ist der Druck in der Röhre mit geschlossenem Ende von 56 Atm. des rechten Diagramms auch um zweimal grösser, als der Druck von 28 Atm. des linken Diagramms, aber es giebt keine zweiten Stufen. Das kam daher, weil in dem Moment, wo

die Stosswelle mit doppeltem Drucke von der Röhre mit geschlossenem Ende zur Röhre 4'' kam, ein Platzen in dem Teile der Röhre vorkam, welcher die Röhre 4'' mit dem Schieber verbindet, wobei ein grosses Stück der Röhre herausgerissen wurde.

$$v = 5,8892$$

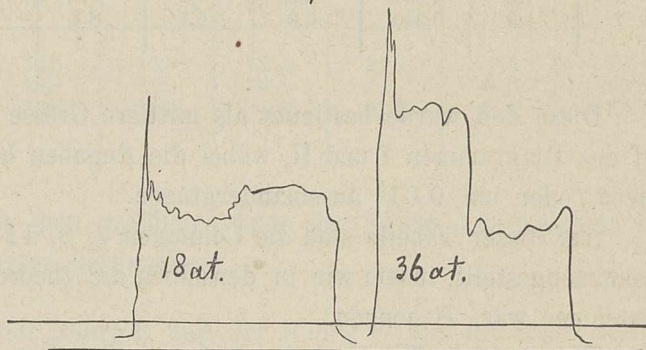


Fig. 24.

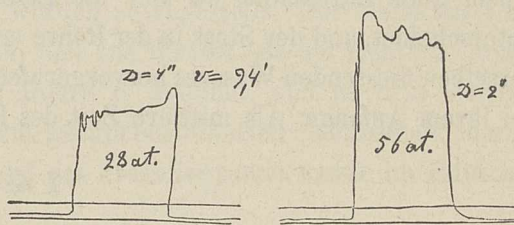


Fig. 25.

Weiter unten folgt eine Tabelle unserer Beobachtungen der Stösse in der Röhre 4'', welche mit einer Röhre mit geschlossenem Ende von 2'' vereinigt war; die Beobachtungen wurden am 4. November 1897 gemacht. In dieser Tabelle ist, unter anderem, auch notiert die Zeit des doppelten Durchlaufens der Stosswelle durch die Länge der Röhre mit geschlossenem Ende, d. h. 1034 Fuss.

Beobachtungen vom 4. November 1897 über die Uebertragung der Stosswelle aus Röhre 4'' auf die Röhre mit geschlossenem Ende 2''.

N ^o des Versuches.	Geschw. v in der Röhre 4'' in Fussen.	Dopp. Zeit d. Durchl. der Röhre mit geschlossenem Ende.	Druck P aus dem Häuschen N ^o I.	$P = \frac{16}{5}v$.	Druck P' aus dem Häuschen N ^o I.	$P' = \frac{7}{5}P$.	Druck P' aus dem Häuschen N ^o II.	$P_1 = 2P$.	Druck P_1' aus dem Häuschen N ^o II.	$P_1' = \frac{4}{5}P$.
1	8,6	0,240''	27,5	27,5	38,6	38,5	54,6	55,0	23,3	22,0
2	7,3	0,235	23,5	23,4	32,0	32,8	46,6	46,8	20,0	18,7
3	5,7	0,246	18,6	18,2	25,3	25,5	37,3	36,4	16,0	14,6
4	9,8	0,240	30,7	31,4	42,7	43,9	60,6	62,8	26,6	25,1
5	10,2	0,250	33,3	32,6	44,0	45,6	61,3	65,2	26,6	26,1
6	1,6	0,230	5,3	5,1	7,0	7,1	10,6	10,2	4,1	4,1
7	1,9	0,240	5,9	6,1	8,3	8,5	12,0	12,2	4,7	4,9

Diese Zeit wurde bestimmt als mittlere Grösse zwischen der Breite der ersten Stufen auf den Diagrammen I und II, wobei die Angaben beider Diagramme entweder gleichartig waren, oder um 0,01'' auseinandergingen.

Auf dieser Tabelle sind die Columnen 7, 9, 11 nach den Formeln (27), (25) und (29) zusammengestellt, indem wir in denselben die theoretische Grösse, welche aus Columnne (5) genommen war, P nennen.

Wenn wir die Tabelle betrachten, so sehen wir, dass die in diesem § dargelegte Theorie durch die Beobachtungen völlig genügend bestätigt wird. Wir halten es für interessant, die Zeit zu bestimmen, in welcher die Stosswelle die doppelte Länge der Röhre mit geschlossenem Ende durchläuft, da hier die Erscheinung sich ein wenig von der vorhergehenden unterscheidet, und der Stoss in der Röhre mit geschlossenem Ende nicht durch Anhalten des in derselben fliessenden Wassers hervorgerufen wird, sondern durch schnelles Steigen des Druckes bei ihrem Anfange. Als mittlere Zeit des Durchlaufens ergibt sich 0,24'', was uns

$$\lambda = 4308 \text{ Fuss}$$

gibt. Diese Zahl kommt nahe den in § 11 gefundenen.

Ausser den Beobachtungen über den Uebergang der Stosswelle aus der Röhre 4'' auf die Röhre mit geschlossenem Ende 2'', waren von uns auch analoge Beobachtungen gemacht, nachdem die obenerwähnte Röhre mit geschlossenem Ende 2'' mit der Röhre 6'' vereinigt war, welche ohne Veränderung gelassen war, wie in Fig. (7) gezeigt (die äussere

geschwärtzte Röhre von 1066 Fuss). Die Formeln (23), (26), (25) und (28) geben für den Fall $\left(\frac{r}{R}\right)^2 = \frac{1}{9}$:

$$\left. \begin{aligned} P &= 0,9 \rho \lambda v = 3,6 v, \\ P' &= \frac{6}{5} P, \\ P_1 &= 2 P, \\ P_1' &= \frac{2}{5} P. \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(30)$$

Wir geben hier die Resultate dreier Beobachtungen, welche am 8. Dezember 1897 gemacht wurden.

Beobachtungen vom 8. Dezember 1897 über die Uebertragung einer Stosswelle aus Röhre 6'' auf eine Röhre mit geschlossenem Ende 2''.

N ^o des Versuches.	Geschw. v in der Röhre 6'' in Fussen.	Druck P im Häuschen N ^o I.	$P = 3,6 v$.	Druck P' aus dem Häuschen N ^o I.	$P' = \frac{6}{5} P$.	Druck P_1 aus dem Häuschen N ^o II.	$P_1 = 2 P$.	Druck P_1' aus dem Häuschen N ^o II.	$P_1' = \frac{2}{5} P$.
1	3,0	9,7	10,8	12,3	12,9	20,2	21,6	5,5	4,3
2	5,0	16,5	18,0	20,3	21,6	33,3	36	8,5	7,2
3	8,0	27,5	28,8	32,6	34,6	52,6	57,6	14,3	11,5

§ 14. Reflectierung der Stosswelle von dem geöffneten Ende der Röhre, aus welchem das Wasser herausfließt.

Wir benutzten die Vereinigung der Röhre 2'' mit der Röhre 6'', um die Reflectierung der Stosswelle von dem Strahl des fließenden Wassers zu untersuchen. Diese Versuche boten ein Interesse als Bestätigung des Gedankens, dass der Stoss sich in fließendem Wasser nach denselben Gesetzen fortpflanzt, wie in ruhigem Wasser, und nur nach den verlorenen Geschwindigkeiten bestimmt wird. Die Versuche wurden so angestellt: Der Hahn am Ende der Röhre mit geschlossenem Ende wurde geöffnet, und das Wasser aus der Röhre 2'' ergoss sich; darauf wurde der Schieber am Ende der Röhre 6'' geöffnet, und es liess sich die Menge des Wassers bestimmen, welche unter dem geöffneten Schieber herausfloss; darauf erfolgte ein schneller Verschluss des Schiebers, und das Stossdiagramm wurde im Häuschen N^o I gezeichnet.

Wir wollen theoretisch bestimmen, wie ein solches Diagramm aussehen muss. Im Moment des Schlusses des Schiebers am Anfang der Röhre 2'' entwickelt sich der Druck P , welcher nach Formel (23) bestimmbar ist, wo die Geschwindigkeit v in der Röhre 6'' nur nach der Geschwindigkeit des Wassers gefunden wird, welches unter dem Schieber herausfließt; die Geschwindigkeit dagegen, welche durch das Herausfließen des Wassers in die

Röhre 2'' entsteht, bleibt in der Röhre 6'' ohne Veränderung und zeigt keinen Einfluss auf den Stoss.

Von dem Moment des Schlusses des Schiebers bei Röhre 2'' läuft ein Stossdruck P und eine Ergänzungsgeschwindigkeit

$$\frac{P}{\rho\lambda'},$$

gerichtet zum Ende der Röhre 2''.

Wenn diese Welle bis zum offenen Ende der Röhre gelangt, so läuft von letzterem zur Röhre 6'' eine Phase, welche bestimmt ist durch den Druck 0 und die Geschwindigkeit

$$2 \frac{P}{\rho\lambda'},$$

welche nach dem Ende der Röhre 2'' gerichtet ist.

Gelangt diese Welle zur Röhre 6'', so erhöht sich in ihr der Druck plötzlich bis zu P' . Infolge der Hebung des Druckes auf P' wird am Anfange der Röhre 2'' eine Geschwindigkeit

$$\frac{P'}{\rho\lambda'}$$

erzeugt, so dass die neue Stossgeschwindigkeit, welche am Anfange der Röhre 2'' in der Richtung zum Ende derselben hin (wir nehmen nicht die frühere Geschwindigkeit $\frac{P}{\rho\lambda'}$) erzeugt wird,

$$\frac{P + P'}{\rho\lambda'}$$

sein wird.

Diese Geschwindigkeit entwickelt am Anfange der Röhre 6'' in der Richtung zum Schieber die Geschwindigkeit

$$\frac{(P + P') r^2}{\rho\lambda' R^2},$$

was eine Verminderung des Druckes um

$$\frac{\lambda r^2}{\lambda' R^2} (P + P')$$

hervorrufft.

Auf diese Weise ist

$$P - \frac{\lambda}{\lambda'} \frac{r^2}{R^2} (P + P') = P',$$

woher

$$(31) \dots\dots\dots P' = \frac{P}{1 + \frac{\lambda}{\lambda'} \frac{r^2}{R^2}} \left(1 - \frac{\lambda}{\lambda'} \frac{r^2}{R^2} \right).$$

In Anwendung auf unseren Fall, wo annähernd $\lambda = \lambda'$ und $\frac{r^2}{R^2} = \frac{1}{9}$, werden wir haben:

$$P = 0,9 \rho\lambda v = 3,6 v.$$

$$P' = 0,8 P.$$

Wir bringen jetzt die Resultate von drei Beobachtungen, welche am 3. Dezember 1897 angestellt wurden.

Beobachtungen vom 3. Dezember 1897 über das Reflectiren des aus der Röhre 6'' in die Röhre 2'' (mit offenem Ende) gebrachten Stosses.

Nummer des Versuches.	Geschw. in Röhre 6'' entsprechend dem Fliessen in die Tonne.	Druck P auf Diagramm I.	$P = 3,6 v$.	Druck P' nach Diagramm I.	$P' = 0,8 P$.
1	5,7	21,7	20,5	19,5	16,4
2	8,0	27,1	28,8	24,0	23,0
3	7,4	26,3	26,6	23,5	21,3

§ 15. Ueber die gefahrlose Zeit des Schliessens der Wasserauslasshähne.

Da der hydraulische Stoss durch schnelle Unterbrechung der Geschwindigkeit des Fliessens des Wassers in den Röhren hervorgerufen wird, so kann er geschwächt und fast ganz vernichtet werden durch Vorrichtungen, welche nur ein langsames Verschliessen der Hähne, Schieber und verschiedener Ventile zulassen. Bestimmen wir die Zeit t dieses Verschlusses mit der Bedingung, dass der Stossdruck die gegebene Grösse P nicht übertreffe. Nehmen wir der Einfachheit wegen an, dass während der Zeit des Verschliessens des Hahnes die Quantität des herausfliessenden Wassers sich proportional der Zeit vermindert, so finden wir, dass die Geschwindigkeit in der Röhre v sich um

$$\frac{v}{t} \frac{2l}{\lambda}$$

in der Zeit vermindern wird, wo die Stosswelle, welche von der Magistrale oder überhaupt von der Stelle, wo ein constanter Druck sich befindet, reflectiert wurde, zum Hahne zurück kehren und ihm diesen constanten Druck bringen wird; dabei ist l die Länge der Röhre bis zur Magistrale, λ die Geschwindigkeit der Stosswelle. Dieser eben notierten Verminderung der Geschwindigkeit entspricht die Hebung des Druckes um die Grösse:

$$P = \frac{v}{t} \frac{2l}{\lambda} h,$$

wo h nach § 4 bestimmt wird.

Aus der gegebenen Formel erhalten wir:

$$t = \frac{vh}{P} \frac{2l}{\lambda} \dots \dots \dots (32)$$

Hier ist vh der Stossdruck bei momentanem Schlusse des Hahnes, P — das grösstzulässige Anwachsen des Druckes gegen den hydrodynamischen und $\frac{2l}{\lambda}$ die Zeit des dop-

pelten Durchlaufens der Röhre seitens der Stosswelle. Angenommen z. B., dass beim 12-ten Versuche mit der Röhre 2'', der in Tabelle § 11 dargelegt ist, wir bei derselben Geschwindigkeit von 4,23 Fuss einen Stossdruck nicht von 17,3 Atm., sondern nur von 1 Atm. wünschten, dann müssten wir den Verschluss machen in der Zeit:

$$t = \frac{17,3}{1} \cdot 1,14 = 19,72''.$$

Die Formel (32) zeigt, dass die Zeit des Verschlusses, bei welcher der Stoss die gegebene Grösse hat, proportional der Geschwindigkeit v und der Länge der Röhre wächst. Wenn die Zeit des Verschlusses grösser ist, als die Zeit des doppelten Durchlaufens der Röhrenlänge seitens der Stosswelle, so findet die Formel (32) nicht mehr statt und man erhält einen Maximalstoss.

§ 16. Die Windkessel.

Wir sahen bei Untersuchung des Stosses in der Röhre 24'' den Effect des mit Wasser gefüllten Kessels, welcher am Anfange der Röhre aufgestellt war. Dieser Effect war analog der Verlangsamung der Zeit des Verschlusses. Auf ähnliche Weise wirkt auch der Windkessel. Wir beschäftigten uns mit der Erforschung der Wirkung der Windkessel, welche unmittelbar auf der Linie der Röhren, längs welcher der Stoss sich fortpflanzt, aufgestellt waren. Die Windkessel von geringen und grossen Dimensionen waren auf unserer Röhre von 2'' (s. Fig. 7) in einer Entfernung von 1070 Fuss aufgestellt (auf der linken Seite der Röhre, vom Schieber gerechnet, nahe der Biegungsstelle derselben), so dass sie zwischen den Häuschen №№ II und III zu stehen kamen. Der Stoss erfolgte nach unserer gewöhnlichen Methode. Die Diagramme wurden in allen 3 Häuschen gezeichnet, aber für unseren Zweck waren nur die Diagramme I und III nötig. Für den Windkessel mit geringem Luftvolumen (ungefähr 60 Cubikzoll) hatten diese Diagramme die in Fig. (26) und (27) gegebene Form, welche der Geschwindigkeit des Ausfliessens von 4,4 Fuss entspricht.

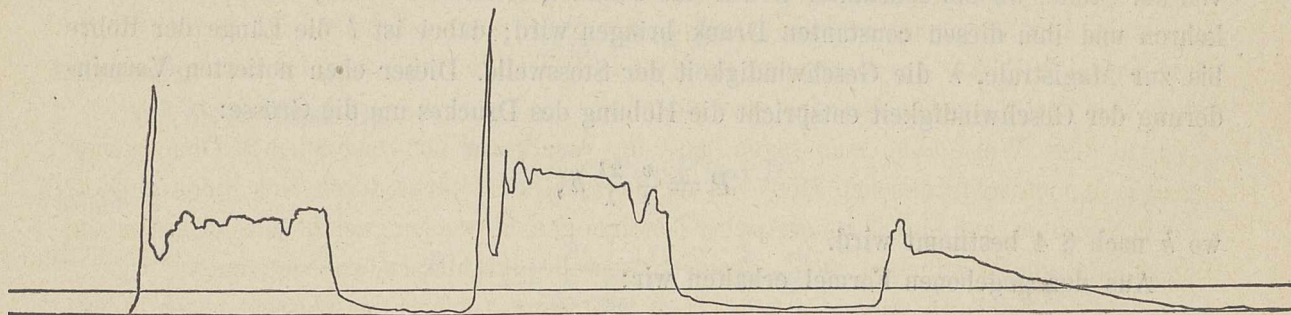


Fig. 26.

Wir sehen, dass die Wirkung des Windkessels der erwähnten Dimensionen die Höhe der ersten Erhebung des Diagrammes, welches im Häuschen № I gezeichnet wurde, (welche

Höhe gleich 17,3 Atm. ist und mit der theoretischen $4v = 17,6$ Atm. genügend übereinstimmt) nicht vermindert. Was die Höhe der zweiten Erhebung anlangt, so wächst diese, dank dem Effect des Windkessels, fast um 1,3 Mal im Vergleich zu der Höhe der ersten Erhebung. Die dritte und folgenden Erhebungen nehmen stark ab.

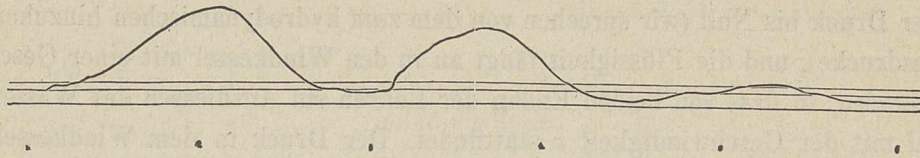


Fig. 27.

Auf dem Diagramm, welches im Häuschen № III gezeichnet wurde, haben wir eine unbedeutende Abnahme des grössten Stosses bis zu 14,6 Atm., dabei runden sich die Erhebungen und nehmen schnell ab.

Wir sehen, dass der Windkessel der gezeigten Dimensionen, welcher auf der Linie der Röhre aufgestellt war, sich als wirkungslos zur Schwächung des Uebertragens des Stosses erweist. Einen ganz anderen Effect erhält man bei Vergrösserung der Dimensionen des Windkessels. Auf Fig. (28) ist das Diagramm im Häuschen № I bei einem Luftvolumen von 548

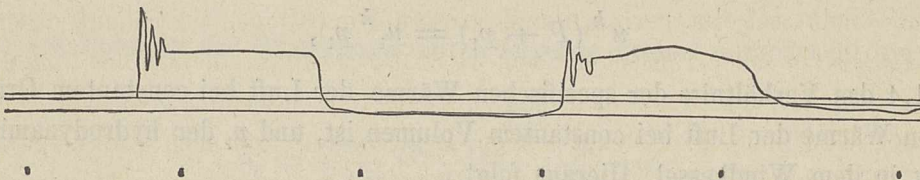


Fig. 28.

Cub. Zoll und einer Geschwindigkeit des Wassers von 1,8 Fuss gegeben. Dieses Diagramm ist sehr ähnlich dem gewöhnlichen Stossdiagramm bei Reflectierung des Stosses von der Magistrale. Der Stossdruck ist hier 7,1 Atm., genügend übereinstimmend mit dem theoretischen $4v = 7,2$. Was das Diagramm im Häuschen № III betrifft, so zeigt es eine Gerade, welche mit der statischen Geraden zusammenfällt.

Auf diese Weise kann man sagen, dass der Windkessel der genommenen Dimensionen durchaus keinen hydraulischen Stoss von der betrachteten Stärke durch sich hindurchlässt.

Wir wollen auf einige theoretische Erwägungen hinweisen, welche uns erlauben die Dimensionen der Windkessel, welche keine Stosswelle durchlassen, zu bestimmen.

Es sei u_1 das Luftvolumen in dem Windkessel beim Ausfluss des Wassers in der Röhre vor dem Stosse, u sein veränderlicher Wert im Verlaufe des hydraulischen Stosses. Beim Ausfliessen der Flüssigkeit geht das Wasser aus der Magistrale durch die Röhre 2" von dem einen Ende in den Windkessel mit der Geschwindigkeit v , und von dem anderen Ende geht es aus demselben mit der gleichen Geschwindigkeit. Das wird sich auch noch einige Zeit nach

dem Fallen des Stossgewichts fortsetzen, bis die Stosswelle zum Windkessel gelaufen sein wird, was bei unseren Versuchen $\frac{1}{4}$ " ausmacht. Von diesem Momente an fällt bei der Öffnung der Röhre, welche die Phase

$$P = P_0 \text{ und } v = 0$$

brachte, der Druck bis Null (wir sprechen von dem zum hydrodynamischen hinzukommenden Ergänzungsdrucke), und die Flüssigkeit fängt an in den Windkessel mit einer Geschwindigkeit v zu fliessen, so dass von beiden Enden der Röhren ein Ausfliessen des Wassers in den Windkessel mit der Geschwindigkeit v stattfindet. Der Druck in dem Windkessel beginnt infolge der Verminderung des Volumens zu wachsen, und dieses Wachsen pflanzt sich nach dem Gesetze der Uebertragung der Welle längs beiden Enden der Röhren fort. Dabei erzeugt das Wachsen des Druckes bis zur Grösse P eine Verminderung der Geschwindigkeit des in den Windkessel fliessenden Wassers bis $\frac{P}{h}$.

Diese Erwägung erlaubt uns die Gleichung zu schreiben:

$$(33) \dots\dots\dots - du = 2 \left(v - \frac{P}{h} \right) \frac{\pi d^2}{4} dt.$$

Da infolge der Schnelligkeit des Stosses der Prozess der Veränderung der Luft in dem Windkessel als adiabatisch angenommen werden muss, so ist

$$u^k (P + p_1) = u_1^k p_1,$$

wo $k = 1,4$ das Verhältniss der specifischen Wärme der Luft bei constantem Drucke zur specifischen Wärme der Luft bei constantem Volumen ist, und p_1 der hydrodynamische Anfangsdruck in dem Windkessel. Hieraus folgt

$$du = - \frac{1}{k} \frac{u_1 p_1^{\frac{1}{k}}}{(P + p_1)^{\frac{k+1}{k}}} dP,$$

so dass

$$k \frac{\pi d^2}{2} \frac{dt}{p_1^{\frac{1}{k}} h} = u_1 \frac{dP}{(p_1 + P)^{\frac{k+1}{k}} (P_0 - P)}.$$

Wir ersetzen hier $h v$ durch P_0 .

Zu grösserer Bequemlichkeit nehmen wir an:

$$(34) \dots\dots\dots z = \frac{p_1 + P}{p_1 + P_0}, \quad P = z (p_1 + P_0) - p_1$$

und schreiben unsere Formel so:

$$\frac{k \pi d^2}{2} \left(\frac{p_1 + P_0}{p_1} \right)^{\frac{k+1}{k}} \left(\frac{p_1}{P_0} \right) v dt = u_1 \frac{dz}{z \frac{k+1}{k} (1-z)},$$

woher wir nach Vollendung der Integration haben:

$$\frac{k\pi d^2}{2} \left(\frac{p_1 + P_0}{p_1}\right)^{\frac{k+1}{k}} \left(\frac{p_1}{P_0}\right) vt = u_1 \int_{z_1}^z \frac{dz}{z^{\frac{k+1}{k}} (1-z)},$$

wo

$$z_1 = \frac{p_1}{p_1 + P_0}.$$

Setzen wir zur Verkürzung des Ausdrucks:

$$\psi(z) = \int_{z_1}^z \frac{dz}{z^{\frac{k+1}{k}} (1-z)} \dots \dots \dots (35)$$

und führen wir statt u_1 die Grösse des Volumens des Windkessels u_0 ein, bei einem hydrostatischen Drucke p_0 , nachdem wir

$$u_1 = \frac{p_0 u_0}{p_1} \text{ gesetzt haben;}$$

dann wird das Volumen des Windkessels durch folgende Formel ausgedrückt werden:

$$u_0 = \frac{k\pi d^2}{2\psi(z)} \left(\frac{p_1 + P_0}{p_1}\right)^{\frac{k+1}{k}} \frac{p_1^2}{P_0 p_0} vt \dots \dots \dots (36)$$

In dieser Formel muss man als t die Zeit annehmen, in welcher die vom Schieber oder der Magistrale reflectierte Stosswelle zurück zum Windkessel kehrt (die kleinere von diesen Zeiten).

In unseren Versuchen ist diese Zeit $\frac{1}{2}''$. Die Grösse z wird nach dem grössten Stosse bestimmt, welchen wir durch den Windkessel zulassen.

Wenn die Rede ist von dem unbedeutenden Stossdrucke, welchen man durch den Windkessel hindurchlassen darf, so wird in der Formel (35) die Differenz der integralen Grenzen $z - z_1$ sehr klein sein, und man kann setzen:

$$\psi(z) = \frac{z - z_1}{z_1^{\frac{k+1}{k}} (1 - z_1)} = \left(\frac{P_0 + p_1}{p_1}\right)^{\frac{k+1}{k}} \frac{P_0}{p_0}.$$

Wir erhalten zur Bestimmung des gesuchten Volumens folgende Formel:

$$u_0 = \frac{k\pi d^2}{2} vt \frac{p_1^2}{p_0 P_0} \dots \dots \dots (37)$$

Diese einfache Formel hat eigentlich das Hauptinteresse in praktischer Hinsicht, da die Windkessel zu dem Zwecke aufgestellt werden, um P möglichst klein zu bekommen.

Zur Benutzung der Formel (36) müsste man Tabellen für die Function ψ ausrechnen; aber wir benutzten bei ihrer Anwendung zwei Grenzen, innerhalb derer die Function ψ eingeschlossen ist. Da nach Formel (34) $z < 1$, so erhalten wir, wenn wir in der Integrale (Formel 35) $k = 1$ setzen, die Grösse $\psi_1 > \psi$; setzen wir aber $k = 2$, so finden wir die Grösse $\psi_2 < \psi$. Diese Functionen ψ_1 und ψ_2 sind:

$$(38) \dots \dots \dots \begin{cases} \psi_1 = \frac{1}{z_1} - \frac{1}{z} + \lg \left(\frac{1}{z_1} - 1 \right) - \lg \left(\frac{1}{z} - 1 \right), \\ \psi_2 = 2 \left(\frac{1}{y_1} - \frac{1}{y} \right) + \lg \left[\frac{\frac{1}{y_1} - 1}{\frac{1}{y_1} + 1} \right] - \lg \left[\frac{\frac{1}{y} - 1}{\frac{1}{y} + 1} \right], \end{cases}$$

wo \lg das Zeichen des Neper'schen Logarithmus und $y = \sqrt{z}$ ist.

Wir bringen hier die Tabelle von 6 Beobachtungen, welche von uns am 9. October 1897 mit Windkesseln gemacht wurden.

Beobachtungen vom 9. October 1897 über den hydraulischen Stoss in der Röhre 2'', welcher durch den Windkessel hindurchging.

№ des Versuches.	Geschw. v in Fussen.	Zeit t des doppelten Durchl. bis zum Windk.	P_0 nach dem Diagram. № I.	$P_0 = 4 v.$	Hydrostatischer Druck $p_0.$	Hydrodynamischer Druck $p_1.$	P max. in dem Windk.	u_0 in Cubikzollen.	u_0 in Cubikzollen nach der Formel.	Verhältniss des Druckes in der ersten und zweiten Erhebung d. Diagram. № I.	Verhältn. d. Breite der Erhebung und der Vertiefung d. Diagram. № I.
1, 2, 3	4,4	0,50	17,3	17,6	5,4	2,7	14,6	60	55—69	1,3	1,5
4	3,7	0,50	14,8	14,8	5,3	2,5	13,4	40	41—66	1,5	2,0
5	3,9	0,50	15,7	15,6	5,4	3,1	0,7	548	523	1,1	0,4
6	1,8	0,50	7,1	7,2	5,4	4,6	0,7	548	532	1,1	0,4

Hier ist in der ersten horizontalen Reihe der Tabelle das Mittel dreier Beobachtungen gegeben, welche bei ein und derselben Geschwindigkeit des Ausfliessens 4,4 Fuss und bei ein und demselben Luftvolumen (60 Cub. zoll) gemacht wurden. Die Zahlen p_1 der 6. Columne wurden von uns nach dem Diagramm № II bestimmt, welches nahe bei dem Windkessel gezeichnet wurde (leider wurde das Diagramm des Druckes in dem Windkessel selbst nicht gezeichnet, wie das zur Benutzung unserer Formeln nötig gewesen wäre).

Die ersten zwei theoretischen Luftvolumina, in Columne (10) verzeichnet, wurden nach Formel (36) berechnet, mit zwei begrenzten Werten ψ aus den Formeln (38), und die Volumina für die Versuche 5 und 6, in welchen die obere Grenze $z—z_1$ eine nicht bedeutende Grösse ist, wurden nach Formel (37) berechnet. Wir sehen, dass die theoretischen Volumina

ziemlich nahe kommen den wirklich gefundenen, und deshalb empfehlen wir zur Anwendung in der Praxis unsere Formel (37).

Die Columne (11) giebt für das Diagramm № I das Verhältnis der Höhe der zweiten Erhebung zur Höhe der ersten. Wir sehen, dass dieses Verhältnis grösser ist als die Einheit und bei geringen Dimensionen des Windkessels und grossen Geschwindigkeiten bis zu 1,5 geht.

Eine Erklärung für diesen Umstand finden wir in dem, am Ende des § 9, über das Zerreißen der Flüssigkeitsmasse Gesagten. Nach der Trennung der Flüssigkeitssäule vom Schieber wird diese Säule zum Schieber zurückgeworfen unter der Wirkung des erhöhten Druckes im Windkessel und erzeugt einen zweiten Stoss, stärker als der erste. Aufmerksamkeit verdient auch der Umstand, dass die Verhältnisse der Länge der ersten Erhebung zur Länge der ersten Vertiefung, welche in der 12. Columne unserer Tabelle gegeben sind, für einen Windkessel von geringen Dimensionen bedeutend grösser sind als die Einheit, während für Windkessel grosser Dimensionen diese Verhältnisse kleiner als die Einheit sind.

Die Ursache der Verminderung der Länge der Vertiefung bei geringen Dimensionen des Windkessels kann erklärt werden bei Betrachtung der rechten und linken Welle, welche die Stosserscheinungen in dem betrachteten Falle charakterisieren.

Analog mit Figur (4) werden wir für unseren Fall die Figur (29) haben.

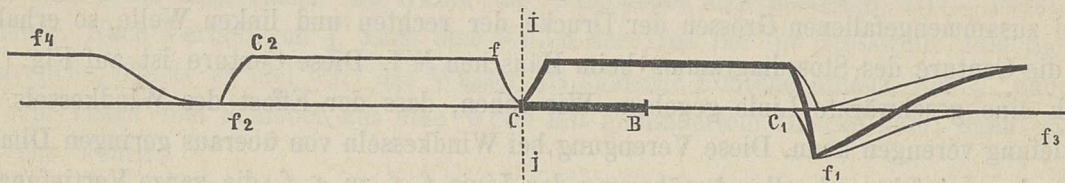


Fig. 29.

Auf dieser Figur wird cB sein die durch die Zeit des Durchlaufens der Stosswelle ausgedrückte Länge der Röhre vom Schieber bis zum Windkessel, d. h.

$$cB = \frac{l}{\lambda}.$$

Der Teil der rechten Welle cf_2 wird construiert nach dem Gesetze des Verschlusses des Schiebers, wobei

$$fc_2 = \frac{2l}{\lambda} - \tau.$$

Wenn der Punkt c der rechten Welle zum Windkessel B kommt, so wird in letzterer der Ueberschuss P des Druckes über der hydrodynamischen anfangs 0 sein und sodann beginnt P zu wachsen. Wir nehmen an, dass für die Zeit τ dieses Wachsen nicht gross ist und begrenzen den Anfang der linken Welle durch die Curve $c_1 f_1$, symmetrisch der Curve cf . Dann wird die Bedingung bei dem Windkessel darin bestehen, dass der positive Druck, welcher zum Punkt B durch die rechte Welle gebracht wird, zusammen mit dem negativen Drucke,

welcher in diesen Punkt durch die linke Welle gebracht wird, die Grösse P gebe, welche nach dem Werte z aus Formel (36) bestimmt wird. Um diese Bedingung zu erfüllen, muss man die linke Welle durch die Conture $f_1 f_3$ begrenzen, deren Entfernungen von der Horizontalen-Geraden, welche durch den Punkt f_1 gezogen ist, die entsprechenden Grössen $\frac{1}{\rho\lambda} P$ geben.

Diese Conture bei dem Windkessel von geringen Dimensionen wird sich schnell der Fortsetzung der Geraden cB nähern. Verlängern wir diese Conture auf die Strecke

$$c_1 f_3 = \frac{2l}{\lambda} + \tau.$$

Wenn der Punkt c_1 der linken Welle zum Schieber c geht, dann geht zu diesem Punkte auch der Punkt c_2 der rechten Welle. Damit die Geschwindigkeit v beim Schieber gleich Null werde, ist es notwendig, dass die Conture $c_2 f_2 f_4$ der rechten Welle gleichartig sei mit der Conture $c_1 f_1 f_3$ der linken Welle. Wenn wir auf diese Weise weiter schliessen und gleichzeitig unsere Aufmerksamkeit auf das Gesetz der Veränderung des Druckes in dem Windkessel richten, so können wir die weiteren Conturen der linken und rechten Welle zeichnen. Aber für unseren Zweck genügt das Gesagte. Drehen wir, wie § 5 erklärt wurde, die rechte Welle um die Verticale ii , welche durch den Schieber geht, und addieren wir die dabei zusammengefallenen Grössen der Drucke der rechten und linken Welle, so erhalten wir die Conture des Stosssdiagramms beim Häuschen № I. Diese Conture ist auf Fig. (29) durch eine geschwärzte Linie gegeben. Wir sehen, dass der Effect des Windkessels die Vertiefung verengen kann. Diese Verengung bei Windkesseln von überaus geringen Dimensionen kann, infolge schneller Annäherung der Linie $f_1 f_2$ zu $c_1 f_3$, die ganze Vertiefung in eine enge Spalte verwandeln, wie auf dem Diagramm Fig. (31) gezeichnet ist und im § 18 erklärt werden wird.

Wir untersuchten den Effect der Windkessel, welche auf der Linie der Röhre aufgestellt waren, aber die von uns beigebrachten Formeln (36) und (37) können Anwendung finden auch auf die Berechnung der Windkessel, welche bei dem Absperrungsschieber aufgestellt waren, wobei wir nur in diesen 2 Formeln $\frac{k\pi d^2}{2}$ mit $\frac{k\pi d^2}{4}$ zu vertauschen brauchten.

Das wäre deshalb zu machen, weil das Wasser in dem Windkessel von einem Endpunkte aus sich ergiesst und in der Ausgangsformel (33) man den Multiplicator 2 nicht zu schreiben braucht. Dabei sind, bei denselben Bedingungen, die Dimensionen des am Ende der Röhre aufgestellten Windkessels um 2 Mal geringer, als die Dimensionen des auf der Linie der Röhre aufgestellten Windkessels. Die Windkessel von erforderlichen Dimensionen können den hinter denselben (in der Richtung der Fortpflanzung der Stosswelle) folgenden Teil der Röhre vor dem hydraulischen Stosse bewahren; diese erforderlichen Dimensionen sind ziemlich gross. Wenn wir z. B. beim Versuche (8) mit der Röhre 6'', welcher in der Tabelle § 10 dargelegt ist, einen Stoss von 29 Atm. bis auf 1 Atm. führen wollten, so fänden

wir nach Formel (37) für den beim Schieber aufgestellten Windkessel, wenn wir annähernd ($p_0 = p_1 = 5,4$) annehmen, das Volumen:

$$u_0 = 9810 \text{ Cub. Zoll} = 5,68 \text{ Cub. Fuss.}$$

Aber die Hauptunbequemlichkeit bei der Anwendung von Windkessel in der Praxis besteht darin, dass es schwer ist ein constantes Volumen von Luft in dem Windkessel zu conservieren. Bei den oben beschriebenen Beobachtungen vom 9. October 1897 bemerkten wir, dass die Volumina 60 und 40, vor dem Versuche, sich nach dem Versuche in 50 und 37 verwandelten. Diese Veränderlichkeit der Volumina zwingt uns, mechanische Vorrichtungen anzuwenden, um das Volumen an Luft zu vervollständigen, welches durch das Wasser während der Stösse absorbiert wird; dieser Umstand erschwert die Anwendung der Windkessel und lässt den Gebrauch von Sicherheitsventilen ratsam erscheinen.

§ 17. Die Sicherheitsventile.

Wir stellen Versuche mit Sicherheitsventilen an auf derselben Linie der Röhre 2", von welcher wir im vorigen § sprachen. Konische Ventile mit einer Feder wurden fast an derselben Stelle angebracht, wo früher die Windkessel sich befanden, 1077 Fuss vom Schieber. Nach Verlauf von $\frac{1}{4}$ " nach dem Fallen der Last lief die Stosswelle zum Sicherheitsventile, öffnete es und warf das Wasser als konische Fontäne hinaus, was $\frac{1}{2}$ " dauerte, bis zum Ventil vom Schieber aus eine Welle mit gemindertem Drucke kam; dann schloss sich das Ventil.

Solch ein Schliessen und Oeffnen des Ventils wiederholte sich periodisch einige Mal infolge der wiederholten Reflectierungen der Stosswelle vom Schieber und von den geöffneten Ventilen aus, bis die Stosswelle so weit abgeschwächt war, dass das Ventil sich zu öffnen aufhörte. Die Stossdiagramme wurden im Häuschen № I beim Schieber und im Häuschen № III hinter dem Sicherheitsventile gezeichnet. Aehnliche Diagramme für die Geschwindigkeit in der Röhre $v = 3,81$ Fuss sind in Figur (30) gezeigt.

Das obere Diagramm entspricht dem Häuschen № I und giebt in der ersten Erhebung ein Stossdruck 15,3 (nahe der theoretischen Grösse $4v = 15,2$); das untere Diagramm entspricht dem Häuschen № III und giebt den Druck der ersten Erhebung mit 3,1 Atm. höher, als der hydrostatische ist, entsprechend der Elasticität der Feder des Sicherheitsventils.

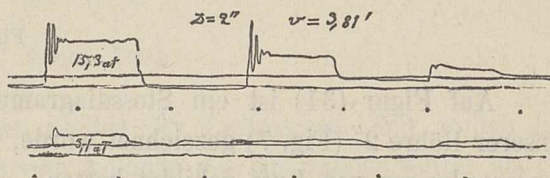


Fig. 30.

Wir bringen jetzt die Resultate von 6 Beobachtungen, die am 9. October mit Sicherheitsventilen angestellt wurden.

Beobachtungen vom 9. October 1897 betreff der Sicherheitsventile an der Röhre 2''.

№ des Versuches.	Geschwindigkeit v in Fussen.	Doppelte Zeit des Durchlaufens bis zum Ventil.	Druck P nach dem Diagramm № I.	$P = 4 v$.	Druck über der Hydrostatischen, nach Diagramm № III.	Verhältniss der Höhen der I-ten und II-ten Erhebung im Diagramm № I.
1	4,39	0,50''	17,3	17,6	3,5	1,4
2	4,39	0,50	17,3	17,6	3,5	1,5
3	3,79	0,50	15,5	15,2	3,1	1,5
4	3,81	0,50	15,5	15,2	3,6	1,5
5	3,81	0,50	15,3	15,2	3,1	1,5
6	2,58	0,49	10,3	10,3	3,5	1,4

Die Zahlen der vierten Columne geben die Stossdrucke vor dem Sicherheitsventile, völlig übereinstimmend mit der Formel $4 v$; was aber den Druck hinter dem Sicherheitsventile betrifft, so ist er bei den Versuchen 1 und 6 gleichartig bei den verschiedenen Geschwindigkeiten und hängt nur von der Kraft der Ventulfeder ab. Die Columne (7), welche das Verhältniss der Höhen der ersten und zweiten Erhebung des Diagramms № I giebt, zeugt von der schnellen Verminderung des Stossdruckes. Als Resultat der Versuche kann der Satz aufgestellt werden:

Das Sicherheitsventil lässt durch sich hindurch nur eine solche Kraft des Stosses, welche gleich ist der Elasticität der Feder.

Natürlich war ein solches Resultat auch zu erwarten.

§ 18. Aufsuchen von Stellen auf der Linie der Röhre, in welchen eine Ansammlung von Luft erfolgte.

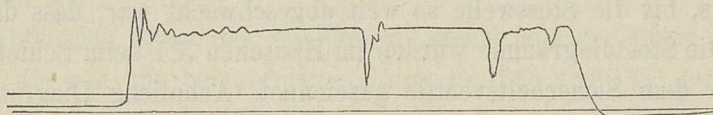


Fig. 31.

Auf Figur (31) ist ein Stossdiagramm dargestellt, welches im Häuschen № I von unserer Röhre 2'' (Fig. 7) gezeichnet wurde, wenn sich an einigen Stellen der Röhre geringe Ansammlungen von Luft gebildet hatten.

Eine solche Gestalt erhielten die Diagramme einer ganzen Serie unserer Versuche, welche am 1. September 1897 mit der Röhre 2'' zum Zwecke der Rechtfertigung der Formel § 4 angestellt wurden. Diese Versuche wurden für ungeeignet erkannt, da die Diagramme durch 3 Spalten durchschnitten waren, welche mit bewunderungswürdiger Beständigkeit an ein und denselben Stellen erschienen.

Bei Besichtigung der Linie der Röhre zeigte es sich, dass Ansammlungen von Luft sich in Entfernungen von 1357, 2066 und 2351 Fuss vom Schieber gebildet hatten. Diese Ansammlungen bildeten sich in den Röhren, welche von den von der Röhre abgenommenen Manometern übrig geblieben waren. Indem wir berücksichtigen, dass, nach dem am Ende des § 15 Gesagten, solche Spalten infolge der Anwesenheit kleiner Luftmassen sich zeigen, wollen wir uns bemühen, die erwähnte Serie von Diagrammen zur Aufsuchung der Stellen dieser Luftmassen in der Röhre zu verwenden. Da die Spalte im Diagramm № I sich in dem Moment bildet, wo die Stosswelle zur Luftmasse läuft, so geben die in Zeit ausgedrückten Entfernungen der Spalten des Diagramms von seinem Anfange — die doppelte Zeit des Durchlaufens der Stosswelle bis zur gesuchten Luftmasse.

Wir bringen hier eine Tabelle, welche nach 7 in dem Häuschen № I gezeichneten Diagrammen zusammengestellt ist.

Bestimmung der Stellen der Luftansammlung in der Röhre 2'' nach den am 1. September angestellten Beobachtungen.

№ des Versuches.	Geschwindigkeit des Wassers v in Fussen.	In Zeit ausgedrückte Entfernung von der ersten Spalte.	In Zeit ausgedrückte Entfernung von der zweiten Spalte.	In Zeit ausgedrückte Entfernung von der dritten Spalte.
1	4,42	0,64''	1,00''	1,15''
2	4,42	0,65	1,00	1,13
3	4,37	0,64	1,00	1,14
4	4,34	0,65	1,00	1,14
5	3,29	0,64	1,00	1,14
6	3,17	0,63	0,96	1,13
7	3,18	0,65	0,99	1,15

Die mittlere Grösse der doppelten Zeit des Durchlaufens der Stosswelle bis zu den zu suchenden Luftmassen wird sein: 0,64''; 0,99''; 1,14''. Nehmen für unseren Fall $\lambda = 4200$ Fuss (das zeigte die directe Beobachtung der Geschwindigkeit λ im gegebenen Falle), so finden wir für die gesuchten Luftmassen die Entfernungen:

$$1344, 2079, 2394 \text{ Fuss,}$$

welche ziemlich nahe kommen den wirklichen Stellen der Luftmassen. Wir wollen hier bemerken, dass auf Fig. (31) die erste Spalte vom Anfange des Diagramms weiter als vom Ende entfernt ist. Dieser Umstand gestattet uns keinen Zweifel, dass sich in der Röhre drei Luftmassen befinden. Wenn die zweite Spalte 2 Mal weiter als die erste vom Anfange des Diagramms entfernt wäre, so könnte sie als Effect der Welle erscheinen, welche von der ersten Luftmasse zurückgeworfen und dann vom Schieber reflectiert wurde.

§ 19. Bestimmung der Stelle des Lecks in der Wasserleitungsröhre mit Hilfe des Stossdiagramms.

Wie das Stossdiagramm uns gestattet die Stelle der Luftansammlung in der Röhre zu finden, so kann es auch die Stelle des Lecks angeben, welches sich in der Röhre gebildet hat, und eine Methode, diese Stelle zu finden, kann eine wichtige praktische Bedeutung gewinnen. Zur Erklärung der angeregten Frage waren von uns am 25. September Beobachtungen angestellt worden. Auf der Linie der Röhre 2'' wurden einige Oeffnungen gemacht (auf Fig. (7) durch Punkte angedeutet), von denen je eine geöffnet wurde und Wasserfontänen bildete. Der Schieber der Röhre mit solchen Fontänen wurde geöffnet, die Menge des aus der Röhre hervorströmenden Wassers bestimmt und darauf wurde ein hydraulischer Stoss hervorgebracht. Die Stossdiagramme wurden in den Häuschen №№ I, II, III gezeichnet, obgleich zur Bestimmung der Stelle der Fontäne das eine Diagramm im Häuschen № I genügend gewesen wäre.

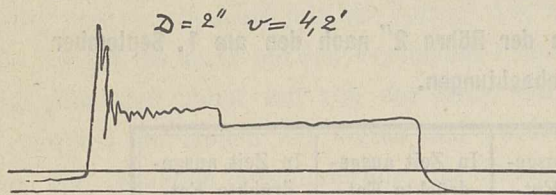


Fig. 32.

Figur (32) giebt die Photographie eines solchen Diagramms bei einer Geschwindigkeit des Wasserfließens von 4,2 Fuss und bei einer dünnen Fontäne, welche aus der Röhre in einer Entfernung von 949 Fuss vom Schieber heraussprang.

Wir sehen, durch ein wie deutliches Fallen der Höhe des Diagramms der Ort der Fontäne bezeichnet wird.

Wenn wir die Zeit, welche vom Anfang der Hebung des Druckes verfloss, mit 0,44'' bestimmen und die Hälfte dieser Zahl mit λ multiplicieren, so finden wir, wenn $\lambda = 4200$ Fuss, eine Entfernung von 924 Fuss, was der Wirklichkeit ziemlich nahe kommt.

Wir wollen auf einige theoretische Erwägungen hinweisen, welche mit unserer Frage in Beziehung stehen.

Wenn die Stosswelle, welche sich infolge der Aufhebung der Geschwindigkeit vermittelst raschen Schlusses des Absperrungsschiebers bildete, zur Oeffnung der Fontäne gelangt, so wird der Stossdruck $P = v h$ bis zur Grösse P' fallen. Dabei werden sich Geschwindigkeiten entwickeln: in dem Teile der Röhre zwischen Fontäne und Schieber die Geschwindigkeit

$$\frac{P - P'}{h}$$

in der Richtung zur Fontäne, und in dem Teile der Röhre zwischen Fontäne und Magistrale die Geschwindigkeit $\frac{P'}{h}$ in der Richtung zur Magistrale, welche Geschwindigkeit sich mit der in der Röhre in der Richtung zur Fontäne vorhandenen v $+$ w verbinden und eine Geschwindigkeit

$$v + w - \frac{P'}{h} = w + \frac{P - P'}{h}$$

in der Richtung zur Fontäne geben wird.

Die ganze Secundenmenge des Wassers, welche dabei durch die Oeffnung der Fontäne hinausgeworfen werden muss, wird sein:

$$Q = \frac{\pi d^2}{4} \left(w + 2 \frac{P - P'}{h} \right).$$

Die Secundenmenge des Wassers, welches vor dem Stosse aus der Fontäne sich ergoss, war:

$$\frac{\pi d'^2}{4} w = \mu \frac{\pi d'^2}{4} \sqrt{\frac{2pg}{\gamma}},$$

wo d und d' die Durchmesser der Röhre und der Oeffnung der Fontäne, μ der Coefficient des Ausfliessens aus der Fontäne und p der Druck vor dem Stosse sind. Die Phase mit dem Drucke P' und der Geschwindigkeit

$$\frac{P - P'}{h}$$

wird sich zum Schieber fortplanzen und dort einen negativen Stoss mit dem Drucke P_1 bilden, welcher sich nach der Formel

$$P_1 = P' - \frac{P - P'}{h} h = 2P' - P = P - 2(P - P')$$

bestimmen lässt, so dass

$$2P' = P + P_1$$

und

$$P > P' > P_1.$$

Die oben gegebene Grösse Q kann jetzt durch folgenden Ausdruck dargestellt werden:

$$Q = \frac{\pi d^2}{4} \left[w + \frac{P - P_1}{h} \right];$$

andererseits ist

$$Q = \mu \frac{\pi d'^2}{4} \sqrt{\frac{2(P' + p)}{\gamma}} g = \mu \frac{\pi d'^2}{4} \sqrt{\frac{2P - (P - P_1) + 2p}{\gamma}} g.$$

Vergleichen wir die Grössen Q , so erhalten wir die Gleichung zur Bestimmung von $P - P_1$:

$$\left[\frac{P - P_1}{h} \right]^2 + \left(\frac{P - P_1}{h} \right) \left\{ 2 \mu \left(\frac{d'}{d} \right)^2 \sqrt{\frac{2pg}{\gamma}} + \mu^2 h \left(\frac{d'}{d} \right)^4 \frac{g}{\gamma} \right\} - 2 \mu^2 \left(\frac{d'}{d} \right)^4 \frac{Pg}{\gamma} = 0, \quad (39)$$

wo w durch p ausgedrückt ist.

Wenn das Verhältniss $\frac{d'}{d}$ sehr gering ist und P gross im Vergleich mit p , so kann statt der Gleichung (39) folgende annähernde Gleichung benutzt werden:

$$P - P_1 = 93,3 \mu \left(\frac{d'}{d} \right)^2 \sqrt{P}, \quad \dots \dots \dots (40)$$

wo P und P_1 in Atmosphären ausgedrückt sind.

Vorausgesetzt, dass s die Entfernung der Fontäne vom Schieber und dass der ganze Teil des Bruches $\frac{l}{s} = n$ ist, so werden wir n Reflexe der Stosswelle vom Schieber aus haben, bevor die Stosswelle, welche von der Magistrale reflectiert wurde, bis zum Schieber gelangt (sich durch den Effect der Fontäne in der Gestalt verändernd).

Wir benennen mit $P_2, P_3, P_4 \dots$ die Stossdrucke beim Schieber beim zweiten, dritten u. s. w. Reflex, und mit P'', P''' den zweiten, dritten u. s. w. Stossdruck bei der Fontäne.

Auf Grund der Betrachtung, mit deren Hilfe wir die Relation $2 P' = P + P_1$ ableiteten, können wir eine Reihe von Relationen erhalten:

$$(41) \dots\dots\dots \left\{ \begin{array}{l} 2 P' = P + P_1, \\ 2 P'' = P_1 + P_2, \\ 2 P''' = P_2 + P_3, \\ 2 P'''' = P_3 + P_4, \end{array} \right.$$

woraus folgt, dass

$$(42) \dots\dots\dots \left\{ \begin{array}{l} P_1 = P - 2 (P - P'), \\ P_2 = P - 2 (P' - P''), \\ P_3 = P_1 - 2 (P'' - P'''), \\ P_4 = P_2 - 2 (P''' - P'''). \end{array} \right.$$

Wir wollen die Reihenfolge zeigen, in welcher die Grössen der Drucke:

$$P, P_1, P_2 \dots\dots\dots P', P'', P''' \dots\dots$$

geordnet sind.

Wenn der vom Schieber reflectierte Druck P_1 bis zur Fontäne gelangt ist, bei welcher der stärkere Druck P' stattfindet, so verwandelt sich der Druck bei der Fontäne in P'' , wobei $P'' < P'$.

Aus dem Teile der Röhre, welcher zur Magistrale geht, beginnt eine neue Quantität Wassers

$$\frac{\pi d^2}{4} \frac{P' - P''}{h}$$

sich zur Fontäne zu ergiessen, und von der Fontäne wird sich in die Röhre, welche zum Schieber geht, eine Quantität Wassers

$$\frac{\pi d^2}{4} \frac{P'' - P_1}{h} \text{ entfernen;}$$

während früher zur Fontäne eine Quantität Wassers

$$\frac{\pi d^2}{4} \frac{P - P'}{h} \text{ hinzukam.}$$

Auf diese Weise wird die Secundenquantität des Wassers Q_1 , welche sich jetzt durch die Fontäne ergiesst, nach Q durch folgende Gleichung bestimmt:

$$Q_1 = Q + \frac{\pi d^2}{4h} [2(P' - P'') + P_1 - P],$$

welche Quantität nach Formel (42) sein wird:

$$Q_1 = Q + \frac{\pi d^2}{4h} (P_1 - P_2).$$

Da infolge von $P'' < P'$ man haben muss $Q_1 < Q$, so ist $P_2 > P_1$.

Mit dieser Ungleichheit verbinden sich nach den Formeln (42) und (41) noch folgende:

$$\begin{aligned} P_2 &< P, \\ P_2 &> P''. \end{aligned}$$

Wenn nach dem zweiten Reflex vom Schieber der Druck P_2 zur Fontäne gelangt, so wird der bei ihr befindliche Druck P'' in P''' übergehen, wobei

$$P''' > P''.$$

In den Teil der Röhre, welcher zur Magistrale geht, wird sich von der Fontäne eine neue Quantität Wassers

$$\frac{\pi d^2}{4} \left(\frac{P''' - P''}{h} \right) \text{ ergiessen,}$$

und aus dem Teile der Röhre, der zum Schieber geht, wird sich zur Fontäne ergiessen:

$$\frac{\pi d^2}{4} \left(\frac{P_2 - P'''}{h} \right),$$

da früher von der Fontäne sich

$$\frac{\pi d^2}{4} \frac{P'' - P_1}{h} \text{ entfernte.}$$

Die Secundenquantität des aus der Fontäne geworfenen Wassers wird sich vergrössern und in Q_2 verwandeln, wo

$$Q_2 = Q_1 + \frac{\pi d^2}{4h} [2(P'' - P''') + P_2 - P_1]$$

oder (nach Formel (42))

$$Q_2 = Q_1 + \frac{\pi d^2}{4h} [P_2 - P_3].$$

Da $Q_2 > Q_1$, so ist $P_3 < P_2$.

Hierzu können nach Formel (42) und (41) noch folgende Ungleichheiten gefügt werden:

$$\begin{aligned} P_3 &> P_1, \\ P_3 &< P'''. \end{aligned}$$

Fahren wir fort auf ähnliche Weise zu urteilen, so kommen wir zu dem Schlusse, dass die Differenzen:

$$\begin{aligned} P - P_1, & P_1 - P_2, & P_2 - P_3, & P_3 - P_4, & \dots \\ P' - P'', & P'' - P''', & P''' - P'''' & \dots \end{aligned}$$

zeichenveränderliche Reihen von constant abnehmenden Gliedern darstellen.

Die Secundenvolumina, die sich durch die Fontäne in den aufeinanderfolgenden Zeitintervallen ergiessen, können auf Grund des Gesagten in folgender Form dargestellt werden:

$$(43) \dots \dots \dots \begin{cases} Q = \frac{\pi d^2}{4} \left(w + \frac{P - P_1}{h} \right), \\ Q_1 = \frac{\pi d^2}{4} \left(w + \frac{P - P_2}{h} \right), \\ Q_2 = \frac{\pi d^2}{4} \left(w + \frac{P - P_3}{h} \right), \\ \dots \dots \dots \end{cases}$$

Diese Grössen zeigen uns, dass die Geschwindigkeit der Fontäne sich abwechselnd vergrössert und vermindert.

Unter Benutzung von Formel (43) können wir zur Bestimmung $P - P_i$ Gleichungen aufstellen, welche analog sind (39) und (40).

Wenn n Reflexe vom Schieber entstehen, so geht die Stosswelle, welche von der Magistrale reflectiert wurde, früher zu der Fontäne, als die Welle, welche vom Schieber reflectiert wurde. Diese Welle bringt zum Ende der Röhre bei der Fontäne den Ergänzungsdruck $- P'$ und die Ergänzungsgeschwindigkeit

$$\frac{P'}{h},$$

welche zur Magistrale gerichtet ist. Bei der Fontäne entwickelt sich der Druck $P^{(n+1)}$ und zu der Quantität Q_{n-1} des durch die Fontäne hinausgeworfenen Wassers wird hinzugefügt:

$$\frac{\pi d^2}{4} \left[-\frac{P'}{h} + \frac{P^{(n)} - P' - P^{(n+1)}}{h} + \frac{P^{(n)} - P^{(n+1)}}{h} \right] = \frac{\pi d^2}{4h} [2P^{(n)} - 2P' - 2P^{(n+1)}].$$

Auf diese Weise werden wir haben:

$$Q_n = \frac{\pi d^2}{4} \left[w + \frac{P - 2P' + 2P^{(n)} - P_{n-2} - 2P^{(n+1)}}{h} \right] = \frac{\pi d^2}{4} \left[w + \frac{-P_1 + P_{n-1} - 2P^{(n+1)}}{h} \right].$$

Diese Formel zeigt, dass $P^{(n+1)}$ entweder negativ ist, oder der Ungleichheit

$$2P^{(n+1)} < P_{n-1} - P_1 \text{ genügt.}$$

Die Veränderung des Druckes bei der Fontäne wird sich zum Schieber fortpflanzen, zu welchem die Welle läuft, welche den Ergänzungsdruck $P^{(n+1)} - P^{(n)}$ und die Ergänzungsgeschwindigkeit

$$\frac{P^{(n)} - P^{(n+1)}}{h}$$

trägt, welche zur Fontäne gerichtet ist.

Diese Welle bringt am Schieber einen negativen Stoss hervor, bei welchem sich ein Druck

$$P_{n+1} = 2 P^{(n+1)} - 2 P^{(n)} + P_n$$

entwickeln müsste.

Dieser Druck muss nach der obenbeigebrachten Ungleichheit selbst der Ungleichheit genügen:

$$P_{n+1} < P_{n-1} - P_1 - 2 P^{(n)} + P_n$$

oder, nach Formel (41)

$$P_{n+1} < - P_1.$$

Auf diese Weise wird sich beim Schieber ein negativer Stossdruck entwickeln, und die Erhebung des Diagramms wird mit einem scharfen Uebergange in eine Vertiefung endigen. Die Länge der ganzen Erhebung für Häuschen № I wird sein $\frac{2l}{\lambda}$.

Die Erhebung wird bestehen aus $n+1$ Stufen, von welchen die ersten n die Längen $\frac{2s}{\lambda}$ haben.

Diese Stufen haben die Höhen P, P_1, \dots , deren Differenzen $P - P_1, P_1 - P_2, \dots$ sich allmählich verringernd und stets die Zeichen wechselnd gehen. Wenn $n = 1$, d. h. die Fontäne näher zur Magistrale als zum Schieber ist, dann wird das Diagramm aus zwei Stufen bestehen und die in Figur (32) dargestellte Form haben.

Auf Figur (33) ist eine Darstellung des Diagramms von 3 Stufen gegeben für den Fall, dass die Fontäne 952 Fuss vom Schieber entfernt ist ($n = 2$).

Hier ist die doppelte Zeit des Durchlaufens der Stosswelle bis zur Fontäne = 0,46'' und giebt eine theoretische Entfernung von 966 Fuss.

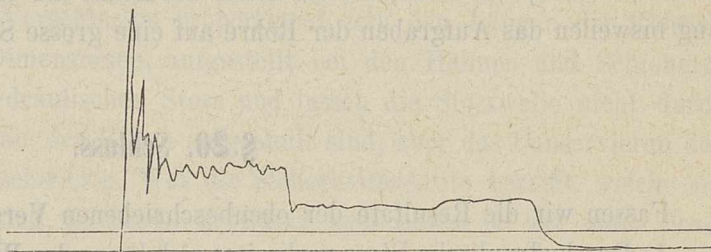


Fig. 33.

Die Diagramme der Häuschen № II und III geben, je nachdem, ob die Fontäne sich zwischen Häuschen und Schieber oder zwischen Häuschen und Magistrale befindet, entweder die Stufen der Höhe P, P', P_1, P'', \dots oder die Stufen der Höhe $P', P'', P''' \dots$.

Wir bestimmten $\frac{d'}{a}$ nicht, weil die Veränderung der Oeffnung der Fontäne infolge grösseren oder geringeren Oeffnens des Hahnes eintrat, welcher die Fontäne herausliess. Alle unsere Aufmerksamkeit bei den Beobachtungen war concentrirt auf die Bestimmung der Stelle der Fontäne nach dem Stosstdiagramm.

Ich bringe hier eine Tabelle der Versuche, welche am 25. Sept. 1897 gemacht wurden.

Versuche vom 25. September 1897 zur Bestimmung der Stelle des Leckes in der Röhre 2'', welche eine Länge von 2494 Fuss hatte.

Nummer des Versuches.	Nummer des Loches.	Geschwindigkeit des Wassers in Fussen	Zeit des doppelten Durchlaufens vom Schieber zur Fontäne nach dem Diagramm des Häuschens № I.	Theoretische Entfernung der Fontäne vom Schieber in Fussen.	Wirkliche Entfernung der Fontäne vom Schieber in Fussen.
1	3	3,92	0,20'	420	396
2	4 (a)	3,86	0,25	525	538
3	4 (a)	4,18	0,26	546	538
4	6	3,61	0,46	966	949
5	6	3,60	0,44	924	949
6	7 (a)	3,87	0,66	1386	1357
7	7 (a)	4,42	0,66	1386	1357
8	8 (a)	3,87	0,86	1806	1754
9	8 (a)	4,42	0,2	1722	1754
10	10	4,13	1,02	2142	2205

Wir nahmen hier zur Bestimmung der Entfernungen die Geschwindigkeit der Stoss-welle $\lambda = 4200$ Fuss, obgleich eine solche Geschwindigkeit der Welle nur im Anfange der Beobachtung stattfand. Später aber, nachdem das Wasser von Luftteilchen frei geworden war, ergab sich eine Geschwindigkeit von $\lambda = 4333$ Fuss. Bei letzterer Geschwindigkeit der Welle müsste man die theoretische Entfernung um 1,03 Mal grösser nehmen.

Ich vermute, dass bei sorgfältigerem Messen der Zeit die von uns gezeigte Methode ein Hilfsmittel geben kann, um die Stelle des Lecks der Röhre zu bestimmen, deren Auffindung bisweilen das Aufgraben der Röhre auf eine grosse Strecke nötig macht.

§ 20. Schluss.

Fassen wir die Resultate der obenbeschriebenen Versuche zusammen.

1) Der hydraulische Stoss verbreitet sich längs der Wasserleitungsröhre mit constanter Geschwindigkeit, deren Grösse, soweit bemerkt, nicht von der Kraft des Stosses abhängt. Diese Geschwindigkeit hängt von dem Material der Röhre und dem Verhältnis der Dicke ihrer Wände zum Durchmesser der Röhre ab. Da bei gewöhnlichen Gusseisen-Wasserleitungsröhren das erwähnte Verhältnis sich mit der Vergrösserung der Dimensionen der Röhre ein wenig vermindert, so ist die Geschwindigkeit der Fortpflanzung der Stoss-welle für Röhren von grossen Durchmessern etwas geringer, als für Röhren von mittleren Durchmessern. Für Röhren mittlerer Durchmesser (von 2 bis 6 Zoll) beträgt diese Geschwindigkeit ungefähr 4200 Fuss, für Röhren grosser Durchmesser (24 Zoll) ungefähr 3290. Die Geschwindigkeit der Stoss-welle bleibt ein und dieselbe, mag der Stoss nun erfolgen durch Anhalten des Strömens des Wassers in der Röhre oder durch sehr schnelles Aufheben des Druckes am Anfange der Röhre.

2) Der hydraulische Stoss pflanzt sich in der Röhre mit gleichförmiger Kraft fort. Seine Grösse ist proportional der beim Stosse verlorenen Geschwindigkeit des Strömens des Wassers und der Geschwindigkeit der Fortpflanzung der Stosswelle in der Röhre. Für gewöhnliche Gusseisenwasserleitungsröhren mittleren Durchmessers (von 2 bis 6 Zoll) haben wir auf jeden Fuss verlорener Geschwindigkeit eine Kraft des Stosses von ungefähr 4 Atmosphären, für eine Röhre von 24" ungefähr 3 Atmosphären.

3) Die Erscheinung des periodischen Schwingens des Stossandranges in der Wasserleitungsröhre erklärt sich vollständig durch die Reflectierungen der Stosswelle von dem Ende und Anfange der Röhre (von dem Schieber und der Magistrale).

4) Das Transitströmen des Wassers hat keinen merklichen Einfluss auf den Stoss und letzterer wird nur nach den verlorenen Geschwindigkeiten bestimmt. In dem Falle, wenn die Stosswelle durch die Röhre hindurch geht, aus welcher das Wasser hinausfliesst, wird die Stosswelle vom Anfange des Wasserstrahles ebenso reflectiert, wie sie von dem Wasserbehälter bei beständigem Drucke reflectiert wird.

5) Ein gefährliches Anwachsen des Stossdruckes entsteht beim Uebergange der Stosswelle aus Röhren grossen Durchmessers in Röhren kleineren Durchmessers. Dabei wird die Kraft des Stossdruckes, wenn er das geschlossene Ende der Röhre erreicht hat, verdoppelt. Eine solche Verdoppelung kann sich einige Mal wiederholen, so dass der Druck unter ungunstigen Bedingungen zu grossen Dimensionen anwachsen kann.

6) Als einfachstes Mittel zum Schutze der Wasserleitung vor hydraulischen Stössen erscheinen Vorrichtungen zu langsamem Verschlusse der Hähne und Schieber.

Dabei muss die Dauer des Verschlusses proportional sein den Längen der Röhren. Windkessel von entsprechenden Dimensionen, aufgestellt bei den Hähnen und Schiebern, vernichten fast vollständig den hydraulischen Stoss und lassen die Stosswelle nicht durch sich hindurch, wenn sie auf der Linie der Röhre aufgestellt sind, aber das Conservieren der Luft in den Windkesseln ist sehr schwierig. Was die Sicherheitsventile betrifft, welche auf der Linie der Röhren aufgestellt sind, so lassen sie durch sich hindurch nur einen Stoss von der Kraft, welche der Elasticität ihrer Feder entspricht.

7) Nach dem Stossdiagramm, welches der betrachteten Röhre entspricht, lässt sich die Stelle der Ansammlung von Luftmassen in der Röhre und die Grösse dieser Massen bestimmen. Das Stossdiagramm kann dienen zur Bestimmung der Stelle des Lecks in der Röhre und kann überhaupt Nachricht über den Zustand der Röhre geben.



Berichtigungen und Erklärungen.

Seite.	Statt:	lies:
1	Wasserzuflusses	Wasserausflusses
3, 28	Krahn	Hahn
4	Luftglocke	Windkessel
11	Hebelverschlusses	Schieberverschlusses
21	9,05	9,04
	90,51	90,41
30	Stosswelle <i>P</i>	Stossdrucke <i>P</i>
34	0,003	0,03
	0,003	0,03
	0,002	0,02
	0,003	0,03
—	fig.	Fig.
37	vom Punkte <i>o</i> subtrahierten	vom Punkte <i>o</i> abgemessenen
40	siebenten Säule	siebenten Columne (Spalte)
45	325,76	325,5
64	Aufhebung	Vernichtung

Wir nennen Röhrenende den Teil, aus welchem das Wasser herausfließt, und Röhrenanfang den Teil, welcher mit der Magistrale vereinigt ist.

Der von uns angewandte Absperrungsmechanismus war ein besonderer Schieberapparat (Schiebeventil), welcher in der Abhandlung kurz Schieber genannt wird.





BIBLIOTEKA GŁÓWNA

3582814/1