

# Anhang I.

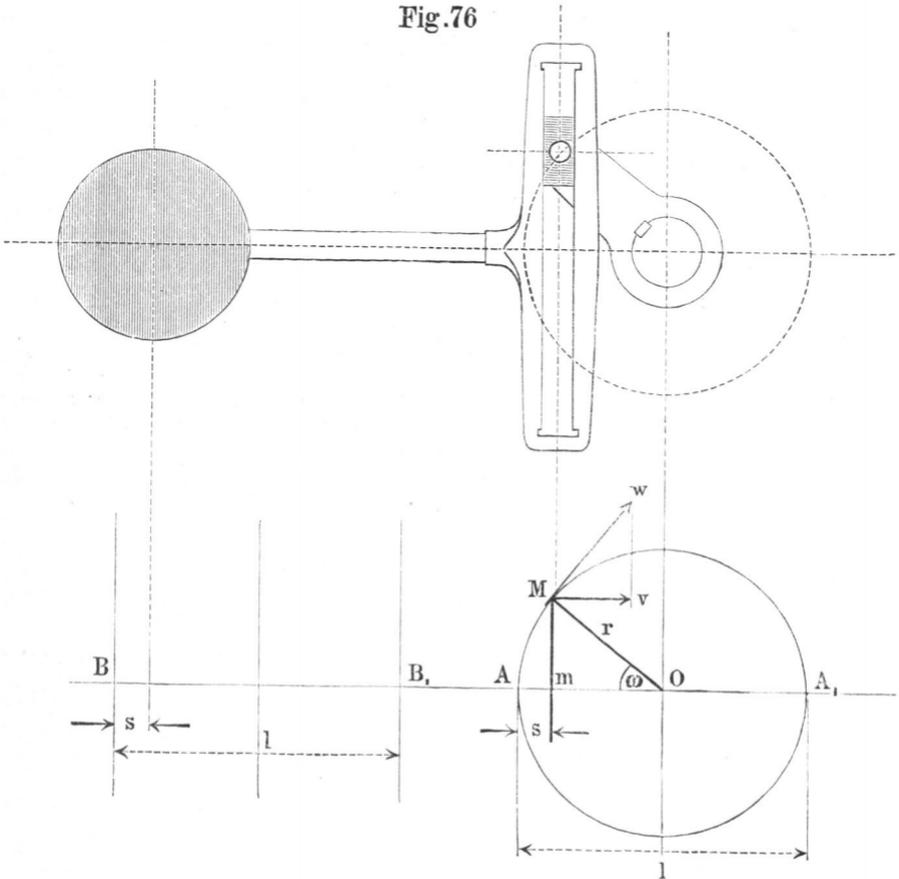
## Größe der Massendrückes.

### 1. Schubstange unendlich lang.

Laut beistehender Fig. 76 beträgt  $s$  die vom Kolben durchlaufene Weglänge bei der Kurbelerhebung von  $\omega$  Graden:

$$s = r(1 - \cos \omega) \dots \dots \dots (1)$$

Fig.76



In der Zeit  $dt$  erhebt sich  $\omega$  um  $d\omega$ , und der Kurbelzapfen, dessen constante Umfangsgeschwindigkeit mit  $w$  bezeichnet wurde, durchläuft die Bogenlänge

$$w \cdot dt = r \cdot d\omega.$$

Aus dieser Gleichung ergibt sich

$$\frac{d\omega}{dt} = \frac{w}{r} \dots \dots \dots (a)$$

Nun ist die Horizontalgeschwindigkeit der Masse

$$\begin{aligned} v &= \frac{ds}{dt} = \frac{d[r(1 - \cos \omega)]}{dt} \\ &= r \sin \omega \frac{d\omega}{dt}. \end{aligned}$$

Den Werth aus Gleichung (a) hier eingeführt, gibt:

$$v = r \cdot \sin \omega \cdot \frac{w}{r} = w \sin \omega \dots \dots \dots (b)$$

Die beschleunigende Kraft per Masseneinheit ist daher:

$$\begin{aligned} g_1 &= \frac{dv}{dt} = \frac{d(w \cdot \sin \omega)}{dt} \\ &= w \cdot \cos \omega \frac{d\omega}{dt} \\ &= \frac{w^2}{r} \cdot \cos \omega \dots \dots \dots (c) \end{aligned}$$

Für die Masse vom Gewichte  $P$  heiße diese Kraft  $Q$ . Sie ist  $\frac{P}{g}$  mal so groß, wie für die Masseneinheit, d. i.

$$Q = \frac{P}{g} \cdot \frac{w^2}{r} \cdot \cos \omega \dots \dots \dots (2)$$

In dem Werthe  $\frac{P \cdot w^2}{g \cdot r}$  erkennen wir, unabhängig von allem Früheren, den Betrag  $F$  der Fliehkraft einer Masse vom Gewichte  $P$ , wenn dieselbe im Kurbelzapfen concentrirt und mit dessen Geschwindigkeit rotiren würde. Man kann daher schreiben:

$$Q = F \cdot \cos \omega.$$

Auf die Flächeneinheit des Kolbens entfällt daher ein für die Massenbeschleunigung nöthiger Druck  $q$

$$q = \frac{F}{f} \cos \omega.$$

2. Schubstange endlich lang.

Der Weg  $s$ , welchen der Kreuzkopf bei endlicher Stangenlänge zurücklegte, wenn er (Fig. 77) von  $B$  nach  $C$  kam, ist:

$$s = BC = BO - CO = (r + L) - (L \cdot \cos \alpha + r \cdot \cos \omega) = r(1 - \cos \omega) + L(1 - \cos \alpha).$$

Der Cosinus des Neigungswinkels der Schubstange mit der Achse lässt sich folgendermaßen durch bekannte Verhältnisse ausdrücken:

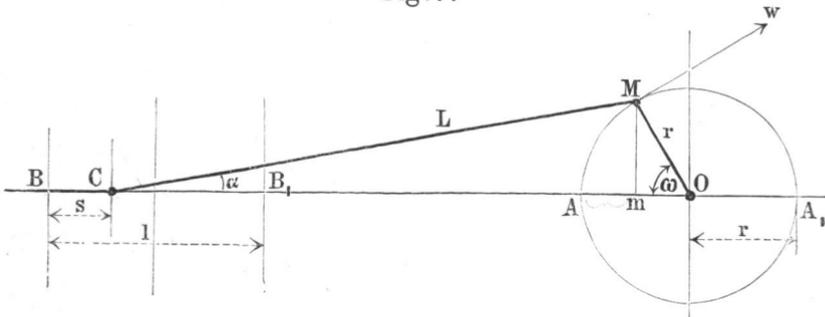
$$Mm = L \cdot \sin \alpha = r \cdot \sin \omega.$$

Daraus

$$\sin \alpha = \frac{r}{L} \sin \omega$$

$$\cos \alpha = \sqrt{1 - \frac{r^2}{L^2} \sin^2 \omega} = 1 - \frac{1}{2} \frac{r^2}{L^2} \sin^2 \omega. \dots (d)$$

Fig. 77



Setzen wir diesen Werth in die Gleichung für  $s$ , so folgt:

$$s = r \left[ 1 - \cos \omega + \frac{1}{2} \frac{r}{L} \sin^2 \omega \right] \dots (1)$$

Die an jedem Punkte herrschende Geschwindigkeit  $v$  der Horizontalbewegung ist gleich:

$$v = \frac{ds}{dt} = r \left( \sin \omega + \frac{1}{2} \frac{r}{L} \sin 2\omega \right) \frac{d\omega}{dt}.$$

Herrscht aber im Kurbelkreise die constante Umfangsgeschwindigkeit  $w$ , so ist offenbar

$$r \cdot d\omega = w \cdot dt \text{ oder } \frac{d\omega}{dt} = \frac{w}{r},$$

so dass die Geschwindigkeit des Kolbens an jedem einzelnen Punkte gleich ist:

$$v = w \left( \sin \omega + \frac{1}{2} \frac{r}{L} \sin 2\omega \right) \dots (b)$$

Dieser Geschwindigkeit entspricht die beschleunigende Kraft per Mas-  
seneinheit:

$$g_1 = \frac{dv}{dt} = w \left( \cos \omega + \frac{r}{L} \cos 2\omega \right) \frac{d\omega}{dt},$$

oder nachdem wieder  $\frac{d\omega}{dt} = \frac{w}{r}$  gesetzt wird,

$$g_1 = \frac{w^2}{r} \left( \cos \omega + \frac{r}{L} \cos 2\omega \right), \dots \dots \dots (c_1)$$

folglich ist die Größe des gesammten auf Beschleunigung verwendeten  
Druckes an jedem Punkte gleich (wenn  $P$  das Gewicht der ganzen Masse ist):

$$Q = \frac{P \cdot w^2}{g \cdot r} \left( \cos \omega + \frac{r}{L} \cos 2\omega \right) \dots \dots \dots (2_1)$$

Hat der Kolben  $f$  Flächeneinheiten, so kommt auf jede der  $f$  Theil  
des Gesamtdruckes, und wenn wir noch berücksichtigen, dass die Flieh-  
kraft einer im Kurbelkreise rotirenden Masse vom Gewichte  $P$  gleich wäre:

$$F = \frac{P \cdot w^2}{g \cdot r},$$

so erhält man endlich den an jeder Kolbenstellung zu oder von der Ge-  
schwindigkeitsänderung benötigten oder herrührenden Druck  $q$  per Flächen-  
einheit des Kolbens während des Hinganges

$$q = \frac{F}{f} \left( \cos \omega + \frac{r}{L} \cos 2\omega \right) \dots \dots \dots (4_1)$$

Für den Rückgang erhält man dieselben Werthe, wenn man  $\omega$  von  
dem inneren todten Punkte an zählt; will man aber von dem todten Punkte  
an rechnen, in welchem die Kurbel am Anfang des Rückschubes steht, so  
geht  $q$  über in

$$q = \frac{F}{f} \left( \cos \omega - \frac{r}{L} \cos 2\omega \right) \dots \dots \dots (4_2)$$

Die jeden Augenblick in den Massen angehäuften Arbeit ist:

$$A = \frac{P v^2}{2g} \dots \dots \dots (d)$$

Diese Arbeit ist nicht gering. So besitzen beispielsweise die 750  
Kilogr. schweren, hin- und hergehenden Massen einer Walzwerksmaschine,  
welche mit 100 Umdrehungen in der Minute bei 1.26 m Hub arbeitet, in  
der Nähe des halben Laufes, wo  $v = w$ , die Kolbengeschwindigkeit gleich  
jener des Kurbelkreises wird, eine innewohnende Arbeit von

$$Q = \frac{750}{2 \cdot 10} \left( \frac{1.26 \cdot 2 \cdot 100}{60} \right)^2 = 680 \text{ Kilogr.-Meter,}$$

welche aus der ersten Schubhälfte in die zweite hinübergetragen und dort  
erst an den Kurbelzapfen abgegeben werden. Und weil dieses in der Zeit  
von  $\frac{1}{4} \cdot \frac{60}{100} = 0.15$  Secunden geschieht, so entspricht es einer Arbeit von  
 $\frac{680}{0.15 \cdot 75} = 60$  Pferdestärken.

3. Das Fehlerglied.

Die Formeln für die Beschleunigungsdrucke sind Näherungswerthe, welche mannigfaltig bemängelt wurden (unter Anderem in der „Zeitschrift des Vereines Deutscher Ingenieure“. Band XXV etc.).

Die Näherungen genügen aber weitaus, und der Fehler ist gänzlich verschwindend, wenn das Schubstangen-Längenverhältniss  $\frac{L}{r} \geq 4$  ist, wie es ja bei Dampfmaschinen mit hoher Kolbengeschwindigkeit stets der Fall ist. Nur von solchen ist hier die Rede.

In der Ableitung: Gleichung (d) Seite 303:

$$\cos \alpha = \sqrt{1 - \frac{r^2}{L^2} \sin^2 \omega} = 1 - \frac{1}{2} \frac{r^2}{L^2} \sin^2 \omega$$

wurden nämlich nur die zwei ersten Glieder der Reihe:

$$(1 + x)^m = 1 + m x + \frac{m(m-1)}{1.2} x^2 + \frac{m(m-1)(m-2)}{1.2.3} x^3 + \dots$$

benützt.

Verzichtet man auf die Vereinfachung der Formeln durch die Näherung, so ergibt sich (ohne Benützung einer Reihe) und in directer Ableitung nach Fig. 77, Seite 303:

$$s = r + L - (r \cos \omega + L \cos \alpha) \dots \dots \dots (e)$$

$$v = \frac{ds}{dt} = r \sin \omega \frac{d\omega}{dt} + L \sin \alpha \frac{d\alpha}{d\omega} \cdot \frac{d\omega}{dt}$$

Es ist aber:

$$\sin \alpha = \frac{r}{L} \sin \omega$$

$$r d\omega = w dt$$

und

$$\cos \alpha d\alpha = \frac{r}{L} \cos \omega d\omega$$

$$\frac{d\alpha}{d\omega} = \frac{w}{r},$$

daher

$$\frac{d\alpha}{d\omega} = \frac{r \cos \omega}{L \cos \alpha}$$

und

$$v = w \sin \omega + L \sin \alpha \cdot \frac{r \cos \omega}{L \cos \alpha} \cdot \frac{w}{r},$$

$$v = w \sin \omega + w \cdot \frac{r \sin \omega \cos \omega}{L \cos \alpha} =$$

$$= w \left[ \sin \omega + \frac{1}{2} \frac{r}{L} \frac{\sin 2\omega}{\sqrt{1 - \frac{r^2}{L^2} \sin^2 \omega}} \right] \dots \dots \dots (f)$$

Nun wird aber die beschleunigende Kraft per Masseneinheit:

$$g_1 = \frac{dv}{dt}$$

$$g_1 = v \left[ \cos \omega + \frac{1}{2} \frac{r}{L} \frac{2 \cos 2\omega \sqrt{1 - \left(\frac{r}{L}\right)^2 \sin^2 \omega}}{1 - \left(\frac{r}{L}\right)^2 \sin^2 \omega} - \frac{1}{2} \cdot \frac{r}{L} \cdot \frac{\sin 2\omega \cdot \frac{1}{2} \left[ 1 - \left(\frac{r}{L}\right)^2 \sin^2 \omega \right]^{-\frac{1}{2}} \cdot \left[ -\left(\frac{r}{L}\right)^2 2 \sin \omega \cos \omega \right]}{1 - \left(\frac{r}{L}\right)^2 \sin^2 \omega} \right] \cdot d\omega$$

$$g_1 = \frac{F}{f} \left[ \cos \omega + \frac{r}{L} \frac{\cos 2\omega \left[ 1 - \left(\frac{r}{L}\right)^2 \sin^2 \omega \right] + \frac{1}{4} \sin^2 2\omega \left(\frac{r}{L}\right)^2}{\left[ 1 - \left(\frac{r}{L}\right)^2 \sin^2 \omega \right]^{\frac{3}{2}}} \right] =$$

$$= \frac{F}{f} \left[ \cos \omega + \frac{r}{L} \cos 2\omega \cdot \frac{1 - \left(\frac{r}{L}\right)^2 \sin^2 \omega + \frac{1}{4} \frac{\sin^2 2\omega}{\cos 2\omega} \left(\frac{r}{L}\right)^2}{\left[ 1 - \left(\frac{r}{L}\right)^2 \sin^2 \omega \right]^{\frac{3}{2}}} \right] \dots (g)$$

Der Bruchfactor, welcher einen Maximalwerth bei  $\omega = 90^\circ$  erreicht, beträgt selbst unter der Annahme  $\frac{L}{r} = 4$  dort 1.033. Für  $\frac{L}{r} = 5$  wird der Factor 1.004. Da aber daselbst die Ordinate der Beschleunigungcurve sehr klein ist, so fällt er innerhalb die Strichdicke einer Zeichnung der Näherungcurve auch noch in dem Falle, als die Anfangsordinate bei  $\omega = 0$  mit  $\frac{F}{f} = 300 \text{ mm}$  gewählt wird, wie ich es versuchsweise gethan habe.

Dasselbe gilt auch für die Abweichungen an den übrigen Punkten, bei der Kurbelstellung von  $45^\circ$  etc., an all welchen Punkten überdies die größere oder geringere Genauigkeit der Werthe der Beschleunigungsdrücke von nur wenig Einfluss auf die nachfolgenden Betrachtungen ist.

An den todtten Punkten, wo die Ordinaten ihren Maximalwerth erreichen, wird der Bruchfactor = 1, so dass also das Ergebniss der Annäherungsformel (c) für alle praktischen Anwendungen mit der strengen Curve als übereinstimmend erkannt werden muss\*).

\*) Aus diesem Grunde ist selbst die zeichnerische Darstellung des Unterschiedes der Näherungcurve nach Formel (4<sub>1</sub>) gegen die streng richtige Curve nach (g) für den gewöhnlichen Maßstab einer graphischen Studie ganz unmöglich, indem sich die Linien allerorts decken.

## Anhang II.

### Darstellung der Massendrücke.

Sollen die Werthe der Massen- oder Beschleunigungsdrücke  $q$  bei den einzelnen Kolbenlagen durch die Ordinaten einer Curve dargestellt werden, so kann dies wie folgt geschehen:

#### a) Durch Rechnung.

Diese benützt die Gleichung (4<sub>1</sub>), indem für die Winkel  $\omega$  die Größen aus einer Winkeltabelle eingesetzt und die Resultate in einem beliebigen Maßstabe als Ordinaten  $y$  in ein Diagramm eingetragen werden, welches als Abscissen  $x$  die Kolbenlagen bei den zugehörigen Erhebungswinkeln  $\omega^0$  der Kurbel erhält.

Die verschiedenen Lagen des Kolbens sind hierbei früher aus dem Kurbelmechanismus unter Berücksichtigung der endlichen Stangenlänge zeichnerisch zu ermitteln.

Die gerechneten Größen für eine Reihe von Kurbelstellungen im Sinne des Hinganges sind in der Tabelle 1 auf der folgenden Seite zusammengestellt.

Für den Rückgang, welcher dieselbe Curve nur umgekehrt ergeben muss, gelten dieselben Werthe; doch wären die Winkelgrade von rückwärts zu zählen, wenn man sie von dortab construiren will.

Dabei ist der Werth  $\frac{F}{f} = 1 = 1$  Kilogr. per  $1 \text{ cm}^2 = 1$  Atm. genommen.

Für andere Beträge dieser Größe  $\frac{F}{f} = \frac{P}{f} \cdot \frac{w^2}{g \cdot r}$  ist der Tabellenwerth  $\frac{F}{f}$  mal zu nehmen, und im Höhenmaßstabe der Dampfdrücke in das Diagramm zu zeichnen.

Am besten werden die Tabellenwerthe für  $\frac{F}{f} = 1$  direct aufgetragen, und die Multiplication für das thatsächliche  $\frac{F}{f}$  mit dem Zirkel oder einem Proportionswinkel vorgenommen, wodurch jede weitere Rechnung hier entfällt.

**Tabelle 1.**  
**Werthe der Beschleunigungsdrücke bei den einzelnen Lagen der Kurbel.**  
**Tabelle für die Construction der Beschleunigungscurve.**

$\omega$	$\cos \omega$	$\cos 2\omega$	$\frac{r}{L} \cdot \cos 2\omega$			$\cos \omega + \frac{r}{L} \cos 2\omega$		
			$\frac{r}{L} = \frac{1}{4}$	$\frac{r}{L} = \frac{1}{5}$	$\frac{r}{L} = \frac{1}{6}$	$\frac{r}{L} = \frac{1}{4}$	$\frac{r}{L} = \frac{1}{5}$	$\frac{r}{L} = \frac{1}{6}$
0°	1	1	0.2500	0.2000	0.1666	1.2500	1.2000	1.1666
10°	0.9848	0.9397	0.2349	0.1879	0.1566	1.2197	1.1727	1.1414
20°	0.9397	0.7660	0.1915	0.1532	0.1277	1.1312	1.0929	1.0674
30°	0.8660	0.5000	0.1250	0.1000	0.0833	0.9910	0.9660	0.9493
40°	0.7660	0.1736	0.0434	0.0347	0.0289	0.8094	0.8007	0.7949
50°	0.6428	-0.1736	-0.0434	-0.0347	-0.0289	0.5994	0.6081	0.6139
60°	0.5000	-0.5000	-0.1250	-0.1000	-0.0833	0.3750	0.4000	0.4167
70°	0.3420	-0.7660	-0.1915	-0.1532	-0.1277	0.1505	0.1888	0.2143
80°	0.1736	-0.9397	-0.2349	-0.1879	-0.1566	-0.0613	-0.0143	0.0170
90°	0	-1	-0.2500	-0.2000	-0.1666	-0.2500	-0.2000	-0.1666
100°	-0.1736	-0.9397	-0.2349	-0.1879	-0.1566	-0.4085	-0.3615	-0.3302
110°	-0.3420	-0.7660	-0.1915	-0.1532	-0.1277	-0.5385	-0.4952	-0.4697
120°	-0.5000	-0.5000	-0.1250	-0.1000	-0.0833	-0.6250	-0.6000	-0.5833
130°	-0.6428	-0.1736	-0.0434	-0.0347	-0.0289	-0.6862	-0.6775	-0.6717
140°	-0.7660	0.1736	0.0434	0.0347	0.0289	-0.7226	-0.7313	-0.7371
150°	-0.8660	0.5000	0.1250	0.1000	0.0833	-0.7410	-0.7660	-0.7827
160°	-0.9397	0.7660	0.1915	0.1532	0.1277	-0.7482	-0.7865	-0.8120
170°	-0.9848	0.9397	0.2349	0.1879	0.1566	-0.7499	-0.7969	-0.8282
180°	-1	1	0.2500	0.2000	0.1666	-0.7500	-0.8000	-0.8334

b) Kolbenwegstabelle.

Um die Construction der einzelnen Kolbenlagen zu den verschiedenen Kurbelstellungen zu ersparen, wäre es bequemer, einen Ausdruck der Werthe für  $q$  direct aus den Kolbenstellungen zu besitzen.

Eine einfache Gleichung hiefür ist aber noch nicht gefunden, und so erübrigt nur die Benützung einer Tabelle 2, welche folgendermaßen entstand:

Aus Fig. 77, Seite 303, ergibt sich für  $s = x$  gesetzt

$$Mm^2 = r^2 - r^2 \cos^2 \omega = L^2 - [L - x + r - r \cos \omega]^2,$$

woraus:

$$\cos \omega = \frac{x}{2r} \frac{2L - x}{x - r - L} + 1 \dots \dots \dots (h)$$

$$q = \frac{F}{f} \left[ \cos \omega + \frac{r}{L} (2 \cos^2 \omega - 1) \right] \dots \dots (4i)$$

Wird zunächst  $\frac{F}{f} = 1$ ,  $2r = 10$  und

$$L = 4r = 20$$

$$5r = 25$$

$$6r = 30$$

gesetzt, so folgt:

$$\cos \omega = \frac{x}{10} \cdot \frac{40 - x}{x - 25} + 1$$

$$\frac{x}{10} \cdot \frac{50 - x}{x - 30} + 1$$

$$\frac{x}{10} \cdot \frac{60 - x}{x - 35} + 1$$

$$q = \dots \dots \dots = \left[ \cos \omega + \frac{1}{5} (2 \cos^2 \omega - 1) \right]$$

$$= \left[ \cos \omega + \frac{1}{4} (2 \cos^2 \omega - 1) \right] = \left[ \cos \omega + \frac{1}{6} (2 \cos^2 \omega - 1) \right].$$

Diese Werthe je für  $x = 0, 1, 2, 3 \dots 8, 9, 10$  gerechnet, sind in der Tabelle 2 zusammengestellt, wobei  $x =$  Zehntel Kolbenweg für den Hingang bedeuten. Für den Rückgang hätte die Zählung der Zehntel verkehrt zu erfolgen, wenn man sie (unnöthiger Weise) von dortab construiren wollte.

Tabelle 2.

Werthe der Beschleunigungsdrücke bei den einzelnen Lagen des Kolbens.

Kolbenweg Hingang	Kurbelerhebungswinkel $\omega$			Beschleunigungsdruck $\frac{q}{f} = \cos \omega + \frac{r}{L} \cos 2\omega$			Kolbenweg Rückgang
	$\frac{r}{L} = \frac{1}{4}$	$\frac{r}{L} = \frac{1}{5}$	$\frac{r}{L} = \frac{1}{6}$	$\frac{r}{L} = \frac{1}{4}$	$\frac{r}{L} = \frac{1}{5}$	$\frac{r}{L} = \frac{1}{6}$	
	0	0° 0'	0° 0'	0° 0'	1.2500	1.2000	
0.1	33° 7'	33° 48'	34° 16'	0.9382	0.9073	0.8875	.9
0.2	47° 58'	48° 55'	49° 34'	0.6437	0.6299	0.6220	.8
0.3	60° 18'	61° 28'	62° 15'	0.3682	0.3691	0.3712	.7
0.4	71° 41'	73° 0'	73° 54'	0.1137	0.1265	0.1364	.6
0.5	82° 49'	84° 15'	85° 13'	-0.1172	-0.0960	-0.0810	.5
0.6	94° 14'	95° 45'	96° 44'	-0.3210	-0.2960	-0.2793	.4
0.7	106° 28'	107° 59'	108° 58'	-0.4932	-0.4706	-0.4566	.3
0.8	120° 23'	121° 49'	122° 44'	-0.6279	-0.6161	-0.6099	.2
0.9	138° 3'	139° 13'	139° 56'	-0.7172	-0.7278	-0.7368	.1
1.0	180° 0'	180° 0'	180° 0'	-0.7500	-0.8000	-0.8333	.0

## c) Charakteristische Punkte der Curve.

Die Gl. (4<sub>1</sub>) ist zur Bestimmung einer Reihe von Punkten der Curve der Beschleunigungsdrücke auch ohne Winkeltabellen verwendbar, wie dies im Texte, Seite 19 und an Fig. 7, bereits für die 2 Punkte  $q_1$  und  $q_2$  Anfang und Ende gezeigt ist.

Bei den Kurbellagen  $\omega = 45^\circ$  und  $135^\circ$ , ( $-45^\circ$ ) sind die Werthe  $q_3$  und  $q_4$  bei unendlicher und der endlichen Schubstangenlänge einander gleich, indem hiefür die Ausdrücke dieselbe Größe ergeben:

$$\frac{F}{f} \cdot \cos \omega = \frac{F}{f} \left[ \cos \omega_1 + \frac{r}{L} \cos 2\omega_1 \right].$$

Bei der Kurbelstellung  $\omega = 90^\circ$  ist der Massendruck laut

$$q_5 = \frac{F}{f} \left[ \cos \omega + \frac{r}{L} \cos 2\omega \right] = \frac{F}{f} \left( 0 - \frac{r}{L} \right) \\ = - \frac{F}{f} \cdot \frac{r}{L} = -m.$$

Die Lage des Kolbens für die Kurbelstellung  $\omega = 90^\circ$  ist durch Construction leicht zu finden. Uebrigens kann diese Lage auch rechnungsmäßig bestimmt und eingetragen werden, wozu die Formel (1), dient, und für  $\omega = 90^\circ$  des Hinganges ergibt:

$$s = r \left( 1 + \frac{1}{2} \frac{r}{L} \right)$$

für  $\frac{L}{r} = 4 \quad 5 \quad 6$   
sind  $s_5 = \cdot 563 \quad \cdot 550 \quad \cdot 542$  des Hubes,  
an welchem  $q_5 = -m$  als Ordinate der Curve erscheint.

Zwei weitere Punkte finden sich noch für

$$q_6 = 0$$

und

$$q_7 = +m.$$

Bei  $q_6 = 0$  durchschneidet die Curve eben die Abscissenlinie, d. i. bei:

$$q_6 = 0 = \frac{F}{f} \left[ \cos \omega + \frac{r}{L} \cos 2\omega \right]$$

$$0 = \cos \omega + \frac{r}{L} \left[ 2 \cdot \cos^2 \omega - 1 \right],$$

$$\text{ergibt } \cos \omega = \frac{-1 + \sqrt{1 + 8 \left( \frac{r}{L} \right)^2}}{4 \frac{r}{L}}$$

für  $\frac{L}{r} = 4 \quad 5 \quad 6$   
 $\cos \omega = \cdot 2247 \quad \cdot 18615 \quad \cdot 1583$   
wird  $\omega = 77^\circ \quad 79^\circ 20' \quad 80^\circ 50'$

gegen  $90^\circ$  bei unendlicher Stangenlänge.

Nun ist aber  $\cos \omega$  laut Gl. (h), Seite 309:

$$\cos \omega = \frac{2Lx - x^2}{2rx - 2r^2 - 2rL} + 1, \quad \text{darinnen } 2r = 1 \text{ gesetzt:}$$

$$= \frac{2Lx - x^2}{x - \cdot 5 - L} + 1.$$

Hierin die speciellen Werthe für  $L$  gesetzt:

$\frac{L}{r} =$	4	5	6
$L =$	2	2·5	3

gibt:  $\cos \omega = \frac{4x - x^2}{x - 2\cdot 5} + 1 \quad \frac{5x - x^2}{x - 3} + 1 \quad \frac{6x - x^2}{x - 3\cdot 5} + 1 \dots (h_1)$

Die Einführung der speciellen Einzelwerthe für  $\cos \omega$  zeigt den Schnittpunkt der Curve mit der Abscissenachse  $q_6 = 0$

bei  $x = \cdot 4482 \quad \cdot 4558 \quad \cdot 4659$  des Kolbenhubes.

Endlich berechnet sich noch der Punkt  $q_7 = m$  gleich dem Unterschiede der Anfangs- oder Endordinaten an den todten Punkten bei unendlicher oder endlicher Stangenlänge laut:

$$q_7 = \frac{r}{L} \frac{F}{f} = \frac{F}{f} \left[ \cos \omega + \frac{r}{L} (2 \cos^2 \omega - 1) \right],$$

woraus  $\cos \omega = \frac{-L + \sqrt{L^2 - 16r^2}}{4r}$ ,

für $\frac{L}{r} =$	4	5	6
---------------------	---	---	---

wird $\cos \omega =$	·4140	·3508	·3028
$\omega =$	65° 30'	69° 30'	72° 20'.

Diese Werthe wieder wie oben behandelt und in Gl. (h<sub>1</sub>) eingeführt, ergeben:

$q_7 = + m$  bei  $\cdot 3469 \quad \cdot 3689 \quad \cdot 3868$  des Kolbenhubes.

Derart sind sieben Punkte der Curve zur Construction bestimmt.

d) Tangenten an die Curve der Beschleunigungsdrücke bei endlicher Schubstangenlänge.

Die Länge des Kolbenweges laut Gl. (1<sub>1</sub>) als Abscisse  $x$  und den Beschleunigungsdruck laut Gl. (4<sub>1</sub>) als Ordinate  $y$  aufgefasst, ergibt:

$$x = r \left[ 1 - \cos \omega + \frac{1}{2} \frac{r}{L} \sin^2 \omega \right] \dots \dots \dots (1)$$

$$y = \frac{F}{f} \left[ \cos \omega + \frac{r}{L} \cos 2\omega \right] = \frac{F}{f} \left( \cos \omega + \frac{r}{L} 2 \cos^2 \omega - \frac{r}{L} \right) \dots (4)$$

Hieraus wird

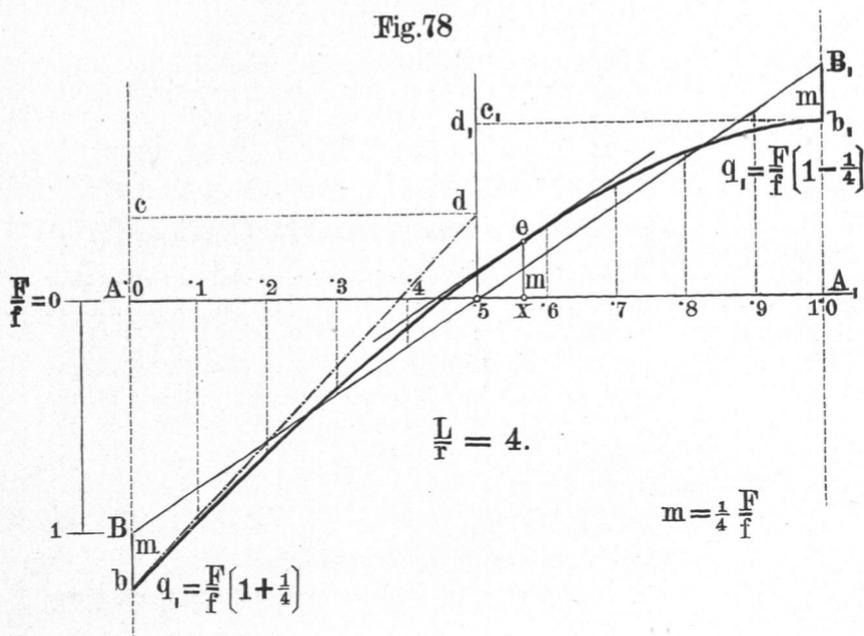
$$\frac{\partial x}{\partial \omega} = r \left[ \sin \omega + \frac{r}{L} \sin \omega \cos \omega \right] = r \sin \omega \left( 1 + \frac{r}{L} \cos \omega \right)$$

$$\frac{\partial y}{\partial \omega} = \frac{F}{f} \left[ \sin \omega + 4 \frac{r}{L} \sin \omega \cos \omega \right] = \frac{F}{f} \cdot \sin \omega \left( 1 + 4 \frac{r}{L} \cos \omega \right).$$

Die Tangente schließt mit der Abscissenachse den Winkel  $\beta$  ein nach:

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{\partial y}{\partial x} = \frac{\frac{F}{f} \left( 1 + 4 \frac{r}{L} \cos \omega \right)}{r \left( 1 + \frac{r}{L} \cos \omega \right)} \dots \dots \dots (i)$$

Fig. 78



An den drei charakteristischen Punkten der Curve: Anfang, Ende und bei der Kurbelstellung von  $\omega = 90^\circ$  wird aus Gl. (1), (4) und der Tangentengleichung der Reihe nach: (Gleichungen  $i_1$ )

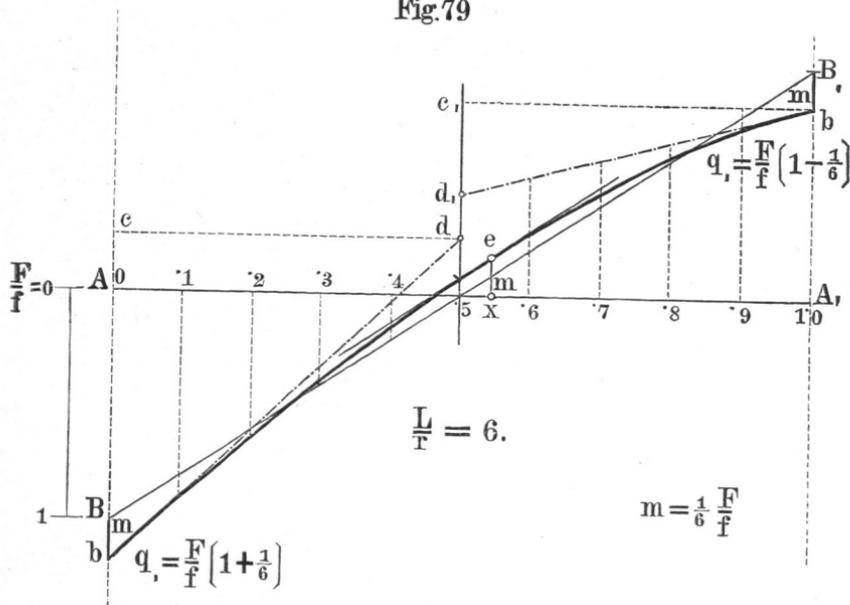
	für $\omega = 0^\circ$	$90^\circ$	$180^\circ$
$x =$	0	$r \left( 1 + \frac{1}{2} \frac{r}{L} \right)$	$2r$
$y =$	$\frac{F}{f} \left( 1 + \frac{r}{L} \right)$	$\frac{F}{f} \cdot \frac{r}{L}$	$\frac{F}{f} \left( 1 - \frac{r}{L} \right)$
$r \cdot \operatorname{tg} \beta =$	$\frac{F}{f} \frac{1 + 4 \frac{r}{L}}{1 + \frac{r}{L}}$	$\frac{F}{f}$	$\frac{F}{f} \frac{1 - 4 \frac{r}{L}}{1 - \frac{r}{L}}$
Es wird für:			$= 0 \text{ mal } \frac{F}{f}$
$\frac{L}{r} = 4$	$r \cdot \operatorname{tg} \beta = \frac{8}{5} = 1.6 \text{ mal } \frac{F}{f}$		$\frac{1}{4} = .25 \text{ "}$
$= 5$	$\frac{9}{6} = 1.5 \text{ "}$		$\frac{2}{5} = .4 \text{ "}$
$= 6$	$\frac{10}{7} = 1.4 \text{ "}$		

Für die Kurbelstellung  $\omega = 90^\circ$  ergibt sich aus obiger Zusammenstellung außer

$\alpha$ ) der momentanen Kolbenlage für den Hingang mit

$$x = r \cdot \left(1 + \frac{1}{2} \frac{r}{L}\right)$$

Fig. 79



$\beta$ ) die Thatsache, dass die zugehörige Tangente an die Beschleunigungsdruckcurve hier eben parallel mit der Geraden für unendliche Schubstangenlänge wird.

Denn für letztere folgt aus den Gleichungen

$$\left. \begin{aligned} x &= r(1 - \cos \omega) \\ y &= \frac{F}{f} \cos \omega \end{aligned} \right\} \operatorname{tg} \beta = \frac{\partial y}{\partial x} = -\frac{1}{r} \cdot \frac{F}{f}$$

dieselbe Neigung gegen die Abscisse, als die Tangente der Curve laut Gl. (i) besitzt.

Die Ordinate der Beschleunigungsdruckcurve für die Kurbelstellung  $\omega = 90^\circ$  wurde bereits früher bestimmt (Anhang II c, Seite 310) und ist:

$$m = \frac{F}{f} \cdot \frac{r}{L}$$

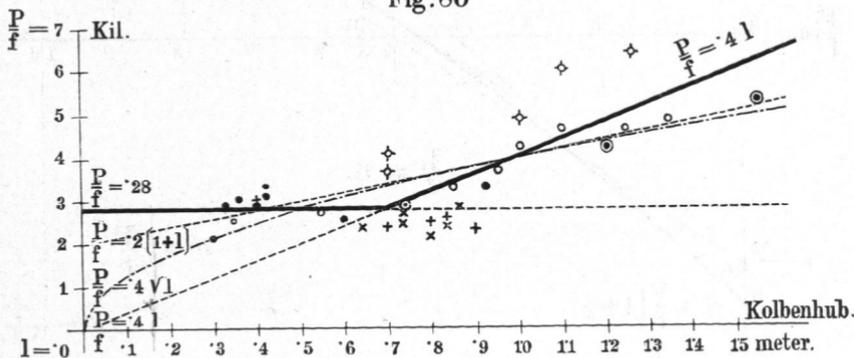
Die obigen Figuren 78 und 79, sowie die Figur 8, Seite 23, sind für die begedruckten Verhältnisse von  $\frac{L}{r}$  nach dem eben hier entwickelten Verfahren construirt.

### Anhang III.

#### Die Gewichte der hin- und hergehenden Theile liegender stationärer Dampfmaschinen ohne Luftpumpengestänge.

Unterstützt von dem sachfreundlichen Entgegenkommen der leitenden Ingenieure bedeutender Maschinenfabriken habe ich die Gewichte der Kolben, Kolbenstangen, Kreuzköpfe sammt Gleitbacken, Schubstangen und Kurbeln (letztere reducirt und am Kurbelzapfen gewogen) vieler ausgeführter Stabildampfmaschinen erhalten.

Fig. 80



Zeichenerklärung:

x ----- G. Sigl, Wien,

+ ----- H. D. Schmid, Wien,

o ----- Erste Brünnner Masch.-Fabr.-Gesellsch.

Die den grossen Verbundmaschinen der neuesten Zeit angehörenden Daten erscheinen in dem Tabellenblatte am Schluss, und hier seien nur einige Eincylindermaschinen-Angaben als Beispiel angeführt.

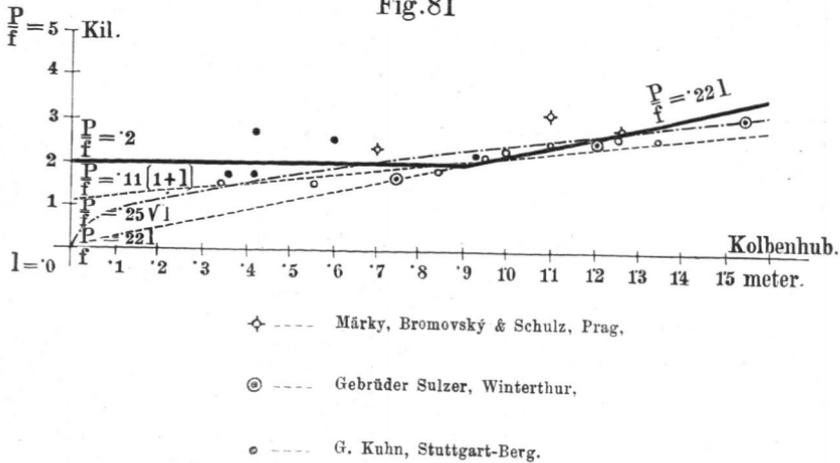
Übersichtlich werden die Gewichtsverhältnisse der hin- und hergehenden Theile zu den Maschinengrößen erst durch die Eintragung in ein Schaubild. In den beifolgenden Darstellungen wurden die Kolbenhube als Abscissen und die Gewichte per  $1 \text{ cm}^2$  Kolbenfläche in Kilogrammen als Ordinaten eingetragen.

Das Ergebniss erscheint im Texte Seite 29 benützt.

Aus diesen Gewichtsbildern, in welchen die Kolbenhube  $l$  als Abscissen und die erhobenen Gewichtswerthe  $\frac{P}{f}$  der einzelnen Maschinen als Ordinaten eingetragen erscheinen, ergibt sich die Thatsache, dass letzterer Werth nicht leicht als eine constante Function, d. i. weder als  $\frac{P}{f}$ , noch als  $\frac{P}{f.l}$  für alle Fälle ausdrückbar ist.

Von den verschiedenen Formeln, welche nun näherungsweise entsprechen und in den Fig. 80 und 81 direct eingeschrieben sind, wurden jene gewählt, welche die Geschwindigkeitsformeln (7) am einfachsten gestalten, und daher erscheint das Gesetz der in den Schaubildern stärker gezogenen Linien als Gewichtswerthe für die weiteren Betrachtungen stabiler Dampfmaschinen angenommen, d. i.

Fig.81



für Hochdruckmaschinen:

Hub bis  $\cdot 7$  m

Hub über  $\cdot 7$  m

$$\frac{P}{f} = \cdot 28 \text{ Kil.}$$

$$\frac{P}{f.l} = \cdot 40 \text{ Kil.}$$

für Niederdruckmaschinen:

Hub bis  $\cdot 9$  m

Hub über  $\cdot 9$  m

$$\frac{P}{f} = \cdot 20 \text{ Kil.}$$

$$\frac{P}{f.l} = \cdot 22 \text{ Kil.}$$

Näher erläutert werden die Werthe noch durch die anderweitigen Angaben der Tabellen, Seite 316 und 317.

## Gestängegewichte der Dampfmaschinen.

## A. Hochdruckcylinder.

Ort der Ausführung	Cylinder- durchmesser	Hub	Dampfdruck	Tourenzahl	Gewicht P d hin- u. hergeh. Massen	$\frac{P}{f}$	$\frac{P}{\frac{f \cdot l}{m}}$	Anmerkung
Maschinenfabrik von <b>G. Kuhn</b> in Stutt- gart-Berg.	235	300	8	200	98	0.22	—	stehende Maschine
	215	330	8	260	100	0.28	—	liegende „
	320	360	8	180	240	0.30	—	stehende Comp.-Masch.
	440	420	7	150	510	0.33	—	„ „ „
	275	420	8	240	186	0.31	—	liegende „ „
	320	600	4	150	200	0.25	—	„ Zwilling- „
Maschinenfabrik von <b>Gebrüder Sulzer</b> in Winterthur.	420	920	7	85	456	0.33	0.36	„ „ „
	425	750	7	75	430	0.30	0.4	Compoundmaschine
	650	1200	7	65	1390	0.42	0.35	„
Erste Brünner Ma- schinenfabriks-Ge- sellschaft in Brunn.	885	1550	8	56	3220	0.52	0.34	„
	240	350	8	200	120	0.26	—	„
	265	560	6.5	120	150	0.27	—	„
	400	850	8	100	415	0.33	0.39	„
	480	950	7	80	665	0.37	0.39	„
	510	1000	7.5	76	870	0.43	0.43	„
	530	1100	7	65	1050	0.47	0.43	„
Maschinenfabrik von <b>G. Sigl</b> in Wien.	630	1250	7	60	1437	0.46	0.37	„
	730	1350	7	60	1970	0.48	0.36	„
	320	650	—	—	190	0.24	—	Eincylindermaschine
	370	740	—	—	246	0.25	0.34	„
	370	740	—	—	263	0.25	0.34	„
	400	800	—	—	260	0.21	0.26	„
	435	850	—	—	300	0.21	0.24	„
	435	860	—	—	420	0.28	0.33	„
	330	700	6	100	337	0.40	0.57	Compoundmaschine
	350	700	7	90	306	0.32	0.45	Eincylindermaschine
Maschinenfabrik von <b>Märky, Bromovský &amp; Schulz</b> in Prag.	500	1000	6	70	950	0.49	0.49	Compoundmaschine
	560	1100	6	60	1460	0.60	0.55	„
	635	1260	6	56	2000	0.64	0.51	„
Maschinenfabrik von <b>H. D. Schmid</b> in Wien.	210	400	4	—	150	0.31	—	„
	350	700	4	—	240	0.25	0.36	„
	400	800	4	—	300	0.25	0.31	„
	420	840	4	—	360	0.26	0.31	„
450	900	4	—	390	0.24	0.27	„	

Gestängegewichte der Dampfmaschinen.

B. Niederdruckcylinder.

Ort der Ausführung	Cylinder- durchmesser	H <sub>h</sub>	Dampfdruck	Tourenzahl	Gewicht <i>P</i> der hin- und her- gehenden Massen	$\frac{P}{f}$	$\frac{P}{\frac{f \cdot l}{m}}$	Anmerkung
Maschinenfabrik von <b>G. Kuhn</b> in Stutt- gart-Berg.	450	360	—	180	300	0·18	—	m. Condensation
	610	420	—	150	620	0·26	—	„ „
	380	420	—	240	205	0·18	—	„ „
	320	600	—	135	210	0·26	—	„ „
	625	920	—	85	710	0·23	0·25	„ „
Erste Brüner Ma- schinenfabriks-Ge- sellschaft in Brünn.	350	350	—	200	140	0·15	—	Auspuff
	374	560	—	120	176	0·16	—	m. Condensation
	600	850	—	100	540	0·19	—	„ „
	730	950	—	80	930	0·22	0·23	„ „
	760	1000	—	76	1060	0·23	0·23	„ „
	840	1100	—	65	1370	0·25	0·23	Auspuff
	950	1250	—	60	1860	0·26	0·21	m. Condensation
1075	1350	—	60	2730	0·26	0·19	„ „	
Maschinenfabrik von <b>Gebrüder Sulzer</b> in Winterthur.	625	750	—	75	550	0·18	—	„ „
	950	1200	—	65	1750	0·25	0·21	„ „
	1325	1550	—	56	4370	0·31	0·2	„ „
Maschinenfabrik von <b>Märky, Bromovský &amp; Schulz</b> in Prag.	475	700	—	100	430	0·24	—	„ „
	850	1100	—	60	1770	0·31	0·28	„ „
	1090	1260	—	56	2650	0·28	0·22	„ „

## Anhang IV.

### Zu Grenzen der Kolbengeschwindigkeit.

Im Texte Seite 45 wurde darauf hingewiesen, dass ein Druckwechsel an den Zapfen außerhalb des todtten Punktes gefährlich werden könne, und dessen Eintritt der Geschwindigkeit die Grenze zieht. Dies soll hier näher untersucht werden.

#### Der Druckwechsel an den Zapfen.

Der Unterschied zwischen Zapfendurchmesser und Schalenbohrung an den Stangenköpfen der Dampfmaschinen beträgt 0·1 bis 0·5 mm. Bei den Augen der Locomotivmaschinen-Kuppelstangen der Kaiser Ferdinands-Nordbahn in Wien erhalten die Büchsen laut Werkstättenvorschrift 0·5 mm Spiel. Wenn nun der Druck von der einen auf die andere Schalen­seite übersetzt, so kann sich diese scheinbar kleine Kluft, welche mit wenig tragfähigem Oele gefüllt ist, wohl bemerkbar machen.

Principiell soll der Druckwechsel an den Zapfen einer Dampfmaschine nur an den todtten Punkten stattfinden, wie dies in ihrem Wesen liegt, und wo es laut Erfahrung völlig stoß- und gefahrfrei geschehen kann.

Steigt aber die Geschwindigkeit des Kolbens und der mit ihm verbundenen Massen, so treten neben den wechselnden Dampfdrücken noch Massendrücke auf, welche ebenso wie die hier mit zu Betracht kommende Compression den Druckwechsel an den Zapfen und deren Schalen auch außerhalb der todtten Punkte bedingen können. Letzteres wird stets geschehen, wenn zur Bewegung des Kolbens oder der Massen größere Kräfte benöthigt als gleichzeitig von Seite des Dampfes auf der Arbeitsseite geboten werden. Hiefür sind drei Fälle möglich, nämlich:

#### a) Der verspätete Druckwechsel.

Erstens kann der freie Dampfdruck gleich bei Beginn des Kolbenlaufes kleiner sein, als der Anhub der Massen in Folge höherer Kolbengeschwindigkeit verlangt. Ist nämlich:

$$(p_1 - p_0) < q,$$
$$\text{d. i. } (p_1 - p_0) < \frac{\pi^2}{2g} \frac{P}{f \cdot l} \cdot v^2 \dots \dots \dots (7)$$

so verbleiben die Schalen an Kurbel- und Kreuzkopfzapfen, welche bisher z. B. beim Rückgange des Kolbens nach einwärts zogen, auch nach dem Durchgang durch den todtten Punkt noch anliegend, denn die Kurbel schleppt

mit ihnen anfangs den neuen Hingang bethätigend und den zu schwachen Dampfdruck unterstützend, nach auswärts. Die hierzu nöthige Kraft

$$q = \frac{F}{f} \left( \cos \omega + \frac{r}{L} \cos 2\omega \right)$$

sinkt aber mit der steigenden Erhebung  $\omega$  der Kurbel rasch, und wenn sie der im gleichen Sinne wirkende, freie Dampfdruck ( $p_1 - p_0$ ) überholt, tritt nun erst der Druckwechsel an den Schalen, also verspätet, ein. Der Druck überspringt von der äußeren, bisher arbeitenden Schale jedes Zapfens auf die innere, nun erst die Kurbel drückende Seite. Da dies aber nicht mehr am toten Punkte, sondern an einem Orte geschieht, an welchem die Massen bereits eine bestimmte Geschwindigkeit besitzen, so vergrößert sich der drucklose Zeitraum, während die Schalen übersetzen. Bleibt dabei selbst die Längenänderung des Gestänges als elastisch ganz außer Betracht, so ist doch nicht nur der Unterschied  $\lambda$  zwischen Zapfendurchmesser und Schalenweiten, zum Mindesten also die Dicke der Oelschichten, zu überspringen, sondern auch der Weg  $\lambda$ , des mittlerweile fort- und voraneilenden Zapfens. (Siehe Fig. 82.)

Während des Durchlaufens der Wege ( $\lambda + \lambda_1$ ) ist nun der Zusammenhang von Gestänge und Kurbel gelöst, und da die Arbeit des voll auf dem Kolben lastenden Dampfes keinen Widerstand findet, so überhöht sie die bereits vorhandene Geschwindigkeit des Gestänges weit über das Maß, welches dem Zwanglauf der Maschine entspricht. Trifft daher die neue Schale nun an den Zapfen, so muss eine plötzliche Vernichtung der erlangten Uebergangsgeschwindigkeit, ein Stoß auftreten, der naturgemäßer Weise desto größer sein wird, je größer die Weglänge  $\lambda$  und  $\lambda_1$  des drucklosen Laufes war. Nun wird  $\lambda_1$  die Weglänge, welche der voraneilende Kurbelzapfen im Sinne der Gestängsbewegung durchläuft, desto beträchtlicher, je höher er sich bereits von der toten Lage erhob. Der Druckwechsel wird daher desto gefährlicher, je weiter vom toten Punkt entfernt er platzgreift. Ein Gleiches wie vom Kurbel- gilt auch vom Kreuzkopfzapfen. An diesem wird der Druckwechsel etwas früher stattfinden, weil die dem Dampfdrucke vorliegende und zu beschleunigende Masse bis zu ihm hin kleiner ist, als bis zum Kurbelzapfen hinaus.

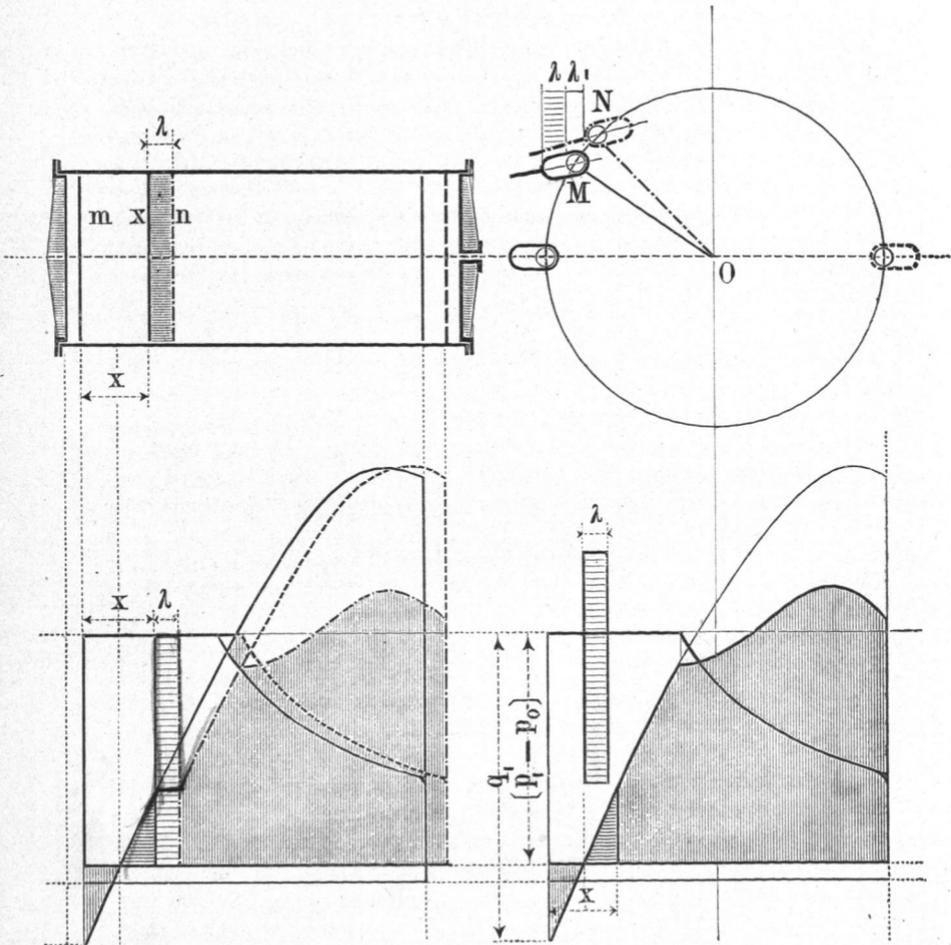
Am toten Punkte ist  $\lambda_1 = 0$  und die Erscheinung bleibt selbst bei fühlbarer Weite  $\lambda$  der Schalen belanglos, was sich damit erklärt, dass, wenn selbst absolut keine Compression der Neufüllung vorangeht, der Dampfdruck doch nicht momentan am Kolben auftreten kann. Er braucht eine endliche Zeit zum Fortschreiten durch die Canäle und entlang des Kolbendurchmessers, und tritt auch dessen, während der Ausströmung abgekühlte Fläche, nicht momentan in voller Spannung an.

Der Schalenwechsel beginnt daher hier mit dem Drucke  $\sim$  Null, und ist ebenso stoßfrei, als wenn derselbe mit Compression voreingeleitet wird, was unter c) zu erörtern kommt.

Wechseln aber die Schalen erst nach begonnenem Laufe, so erscheint die Weite  $\lambda$  des Uebersprunges von einer Schale zur anderen als eine Ver-

größerung des Hubes, als ein Einschub in die Volldruckzeit, dessen volle Arbeit als plötzlich freie Wirkung  $pf(\lambda + \lambda_1)$  schlagartig auftritt und dessen erster und größter Theil  $pf \cdot \lambda$  nicht Platz im Systeme findet, sondern sich

Fig. 82



mit einem Stoße gewaltsam einschalten muss. Der zweite Theil,  $pf\lambda_1$ , gehört wohl in das System und wird zur Normalbeschleunigung der Massen mit Einschluss der als Dreieck im Schaubilde erscheinenden Arbeit verwendet, welche letztere aber statt ruhig und von Null aus ansteigend in die Kurbel zu gelangen, sich erst auf der Länge  $\lambda_1$  anhäuft und der Stoßarbeit zugesellt.

Scheinbar handelt es sich hierbei um verschwindend kleine Beträge, aber bei näherer Betrachtung ergeben sich ganz ansehnliche Größen. Wäre beispielsweise in einer Maschine von 510 mm Cylinderweite ( $f = 2000 \text{ cm}^2$ ) und 6 Atm. freiem Druck der Spielraum an Kreuzkopf und Kurbelzapfen nur je 0.3 mm, so wäre doch, falls der Druckwechsel erst bei erhobener Kurbel eintritt, die Stoßwirkung aus dem Schalenübersprung allein

$$2000 \cdot 6 \cdot 2 \cdot 0003 = 7.2 \text{ m k,}$$

welche sich  $\lambda$ , und der anderen Ursachen halber auf  $\sim 9 \text{ m kg}$  erhöht. Sie wäre also der Wirkung schwerster Hammerschläge gleich, welche nach jedem Hubwechsel in's Gestänge fallen.

Die Kraft, welche hierbei die Zapfen trifft, wird desto größer, auf je kürzerer Weglänge die Arbeit aufzunehmen ist. Es wäre daher denkbar, dass durch elastische Schalen diese Weglänge derart vergrößert werden kann, dass die Kraft nur die Dampfdruckhöhe erreicht.

Da aber elastische Schalen nicht verwendet werden und auch aus anderen Gründen schlecht sein dürften, und die Arbeit auf ganz kurzen Weglängen und nur wenig durch die Oelhülle gefedert zu übertragen ist, so werden beim Vorkommen thatsächlich größeren Schalen-spieles harte Stöße entstehen, welche, wenn hörbar, bald als unleidlich erklärt, und durch strengeres Zusammenpassen der Schalen scheinbar „behoben“ werden.

Dies kann aber in Wahrheit nie geschehen. Denn wenn der Zwischenraum  $\lambda$  noch so klein und selbst nur auf die Dicke der Oelhülle beschränkt wird, so bleibt doch eine, einen Moment lang während Entlastung und hiermit eine Geschwindigkeitszunahme der ganzen Masse eine unumstößliche Thatsache. Die Arbeit, welche jetzt nur auf einer Weglänge gleich der Dicke der Oelhülle entstand, kann wohl auf gleicher oder ähnlicher Länge wieder abgegeben werden und auf die Zapfen gelangen, wobei die Kraft selbst nicht größer zu werden braucht, als jene war, welche die Arbeit erzeugte. Aber zu dieser Höhe, d. i. gleich der des vollen Dampfdruckes, reicht sie bestimmt. Wenn die Länge  $\lambda$  unendlich klein ist und nur eine unendlich schmale Fläche bildet, so erscheint diese im Diagramm als eine senkrechte Linie, und man erkennt, dass, wenn auch kein wesentliche Arbeit enthaltender Stoß, so doch der volle Druck einen Moment lang die Zapfen trifft. Letztere waren aber gerade gänzlich unbelastet und sind es sofort wieder, und nur eine ungemein kleine Zwischenzeit lang erleiden sie die volle Belastung, für die sie berechnet sind.

Diese blitzähnliche Plötzlichkeit bringt aber örtliche Wirkungen mit sich, welche der Rechnung fremd sind. Sie führt leicht zum Bruche, denn die Molecüle finden nicht die Zeit zur Entwicklung ihres gesammten Widerstandes, und die obersten brechen an, bevor die ferner gelegenen ihre Beihilfe erbringen.

Solch plötzlich auftretender Druck in einem Maschinentheile gleicht einem Feinde, der ein Land schneller überfällt, als dies sich ordnet und seine Streitmacht sich zu widersetzen vermag.

## Zeit zum Erwecken der Festigkeit.

Würde man annehmen, dass das Erwachen der Widerstände der Moleküle eines soeben neu belasteten Materiales mit Schallgeschwindigkeit in seinem Körper fortschreitet, also bei Biegungsbeanspruchung über seinen Querschnittsflächen erwächst, was zu groß sein dürfte, nachdem bei der Schallbewegung die Fülle der erhaltenen Arbeit, bei der Biegungsbeanspruchung aber nur der jeweilige Rest in dem unvollkommen elastischen Materiale weiter zieht -- und ist, laut Angaben der Physik, die Schallgeschwindigkeit im Eisen oder Stahl 15—16mal so groß, als jene in der Luft, d. i.  $15 \cdot 330 = 5000$  m per Secunde, und wäre ein Zapfen  $100$  mm =  $\cdot 1$  m dick, so müsste mit Rücksicht auf den Hin- und Rückweg der Kräfte einem an ihm auftretenden Drucke hiernach mindestens eine Zeit von  $2 \cdot \frac{1}{10} \cdot \frac{1}{5000} = \frac{1}{25000}$  einer Secunde geboten werden, während er nur ansteigen, aber nicht zur vollen Größe gelangen darf, um die der Festigkeitsrechnung unterlegten Material-Widerstandsmomente sämtlich zu wecken und daher nicht auf vorgelegene seinem Angriffsorte nähere Moleküle überlastend zu treffen.

Macht eine Maschine nun 275 Umdrehungen per Minute, so durchläuft ihre Kurbel jeden  $\frac{1}{15}$  Bogengrad auch in  $\frac{60}{275 \cdot 15 \cdot 360} = \frac{1}{25000}$  einer Zeitsecunde, welche man ihrem Zapfen gönnen muss, um seinen Widerstand zu entwickeln. Hätte die Maschine einen Hub von  $\cdot 5$  m (Kolbengeschwindigkeit  $v = 4 \cdot 6$  m), so entspräche dem ein Weg von  $\frac{1}{15} \cdot \frac{500 \cdot \pi}{360} = \frac{1}{3}$  mm, was nimmer so klein erscheint.

Bei  $\sim 30^\circ$  Kurbelerhebung müsste daher die Schubstangenschale um  $\frac{1}{3} \cdot \sin 30^\circ \sim \frac{1}{6}$  mm tief einfedern, um ihrem Zapfen die geordnete Aufnahme eines Momentandruckes, der ihn während seines Laufes in dieser Gegend treffen will, zu ermöglichen.

Wäre dieser Momentandruck nun so groß, dass er bei seiner geordneten Aufnahme bereits die Grenzen der zulässigen Biegungsspannungen im Materiale weckt, so werden dann Ueberspannungen eintreten, wenn die Schalen nicht die Zeit von  $\sim \frac{1}{25000}$  einer Secunde oder die Weglänge von  $\sim \frac{1}{6}$  mm zur steigenden Druckübertragung frei hätten.

So große Spielräume, welche durch Auspressen der Oel- und Lufthülle  $\sim \frac{1}{6}$  mm Weg federnd gewähren können, kommen nun trotz der viel größeren Durchmesser-Unterschiede zwischen den trockenen Zapfen und Schalen in Maschinen kaum vor, und Zapfenbrüche müssten viel häufiger als thatsächlich sein, wenn nicht ein anderer Umstand günstig hinzukäme. Dies ist das, auch nur mit endlicher Geschwindigkeit mögliche Fortschreiten der als Momentandruck bezeichneten Kraft im Materiale des Gestänges. War dies

eine kurze Zeit in Folge des Druckwechsels außer Zusammenhang mit der Kurbel, so beschleunigte es sich, und muss nun beim Wiederanlegen der Schalen, an den Zapfen seine Geschwindigkeit in Druck verwandeln, so benöthigt dies auch lange Zeit. Vom mittleren Theil des Gestänges in obiger Maschine von  $\cdot 5 m$  Hub bis zum Kurbelzapfen ist es etwa  $1\cdot 5 m$ , und bis jener seinen Druck durch die Schubstange hinausbringt, währt es, wenn es auch mit Schallgeschwindigkeit erfolgt,  $\frac{1\cdot 5}{5000} \sim \frac{1}{3300}$  Secunde.

Am Kreuzkopfpapfen ist es aber viel gefährlicher; denn da sind die großen Massen nahe concentrirt, und in ihnen ist freie Kraft, wenn diese am Kurbelzapfen erst soeben erscheint, bereits ringsum vorhanden. Hier kann es wohl eintreffen, dass der von der Kurbel hereinkommende und dem Weiteranstiegen der Schalensprungs-Geschwindigkeit Halt gebietende Widerstand oder wenigstens ein unerträglich großer Theil desselben als Momentandruck auftritt, d. i. binnen kürzerer Zeit als  $\frac{1}{25000}$  Secunde an dem Zapfen erwächst.

Daher erscheint der Druckwechsel am Kreuzkopfpapfen weitaus gefährlicher, als am Kurbelzapfen, für welch letzteren auch noch die Elasticität der Schubstange vorliegt, welche allein fast zur Gefahrlosigkeit für den Kurbelzapfen ausreicht. In Wirklichkeit brechen auch die Kreuzkopfpapfen häufiger als die Kurbelzapfen, obgleich sie, schon des normalen Auflagedruckes wegen, fast gleiche Größe mit den Kurbelzapfen erhalten. Ihrer zweiseitigen und sorgfältigen Einspannung wegen sollten sie eine viel höhere Festigkeit als jene vermuthen lassen, und doch sind sie meist der Ausgangsort für den Zusammenbruch schnellgehender Maschinen.

Solche Plötzlichkeit einer Vollbelastung kommt auch sonst nirgends im gesammten Maschinenbaue vor. Für den todten Punkt der Dampfmaschinen, für den Beginn des Hubes wurde schon oben gezeigt, dass der Druck selbst bei geringer Kolbengeschwindigkeit nur ansteigen, aber nicht momentan da sein kann. Auch an Wasserkolben federt die Luft und das Gestänge, und in jeder Presse gibt das Pressgut nach. Allfalls die Zähne schnellgehender Zahnräder eignen sich hier zum Vergleich.

Dass die Plötzlichkeit eines Druckes, der sonst anstandslos ertragen wird, den Bruch eines Zapfens leicht zur Folge hat, kann man sich durch das Experiment überzeugen. Ich schraubte, um von Massenwirkungen frei zu sein, an die rückwärts verlängerte Kolbenstange eines Dampfmaschinen-Modelles eine leichte (Crosby-Indicator-) Feder und spannte in einem ruhigen Support ein Stück Kreide vor. Bei langsamer Drehung der Kurbel und auch ziemlich schneller Drehung noch drückte sich die Feder beim Durchgang der Kurbel durch den todten Punkt und die Kreide ertrug die Last. Bei rapidem Durchschlagen der Kurbel aber brach jedes Stück, und oft auf's erste Mal. Auch die Zähne schnellgehender Zahnräder werden uur Vieles weniger belastet als solche mit langsamen Gang, was gleichfalls für den praktisch erkannten Einfluss schnell auftretender Belastung spricht.

So erkenne ich denn im verspäteten Druckwechsel, im Druckwechsel außerhalb der toten Punkte, wenn derselbe in Folge zu geringen Anfangsdampfdruckes gegenüber der Geschwindigkeit entsteht, auch wenn derselbe ganz ohne hörbaren Stoß auftritt, eine höchste Gefahr für den sicheren Bestand der Dampfmaschinen. Insbesondere die Verbundmaschinen mit hoher Geschwindigkeit sind demselben ausgesetzt, nachdem der freie Druck  $p = (p_1 - p_0)$  in den Hochdruckcylindern durch hohe Gegenpressungen  $p_0$  stark reducirt und in den Niederdruckcylindern an und für sich nur klein sein kann. Mancher bisher unerklärte Bruch in den modernen Schiffsmaschinen mag hierin seinen bis nun nicht erkannten Grund haben.

Durch Vermeiden des verspäteten Druckwechsels, d. i. durch Nichtüberschreiten des Gewichtes  $P$  der Gestängsmassen oder sonstiger Einhaltung der Werthe nach der Gleichung Seite 58:

$$(p_1 - p_0) = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{r}{L}\right) \frac{P}{f \cdot l} \cdot v^2 \dots \dots \dots (7_1)$$

bleibt aber dessen Gefahr sicher hintan.

#### b) Der wiederholte Druckwechsel.

Zweitens kann ein Druckwechsel außerhalb des toten Punktes durch zu kleine Füllung veranlasst werden. Sinkt der Dampfdruck, welcher beim Hubbeginn von ausreichender Größe zur Ingangsetzung der Massen sein mochte, bei der bald beginnenden Expansion unter jene Höhe, welche diese zu ihrer sich noch beschleunigenden Geschwindigkeit verlangen, so muss die Kurbel zurückgreifen, und statt andauernd gedrückt zu werden, eine Wegstrecke lang selbst wieder antreibend wirken. Im weiteren Verlauf des Hubes wird wohl abermals der Druck des Dampfes und der sich verzögernden Massen auf sie gelangen, aber nun finden die Druckwechsel und deren Stöße wiederholt und bei erhobener Kurbel statt.

Der schlechte Zustand solch eines Maschinenganges würde sich noch weiter steigern, wenn etwa der erste und der zweite Grund für diese Druckwechsel  $a$  und  $b$  vereint vorkommen würden.

Der in der Expansionszeit eintretende Druckwechsel ist aber nicht mehr von so hoher Gefahr, wie der rein verspätete Druckwechsel, indem hierbei nur kleinere Dampfdrücke zur Wirkung kommen.

#### c) Der Druckwechsel für die Compression.

Ein Druckwechsel während des Hubes kann endlich auch durch zu weit getriebene Compression bedingt werden. Dieser ist aber nicht gefährlich und bringt keine Stöße mit sich, denn es findet keine Arbeitsansammlung (mit Ausnahme des kleinen Dreieckes wie bei Fig. 82) auf drucklosem Wege und keine wesentliche Massenbeschleunigung (oder -Verzögerung) im Zeitraume des Schalenwechsels statt. Letzterer ist nur ein Uebertritt unter der Druck- und Geschwindigkeitsdifferenz  $\sim$  Null; er bedingt einen Entfall an Hublänge, während welcher keine Arbeit geleistet wird, und ist nicht im Entferntesten jenen Schlags- und Stoßursachen zu vergleichen, welche oben unter Hin-

blick auf die gleichzeitige Volldruckdampfwirkung besprochen wurden. Dieser Druckwechsel kommt auch bei ganz kleiner Geschwindigkeit und dabei nur desto leichter vor und hat sich schon seit lange als gefahrlos erwiesen.

Er bietet selbst einen gewissen Vortheil, indem er die Gewähr vor dem verspäteten Druckwechsel und dessen positiver Gefahr erbringt.

### 1. Schubstange unendlich lang.

#### Minimum der Füllung.

Wenn der Kolben den Weg  $s$  vom todten Punkt entfernt ist, so beträgt der Ueberdruck auf die Einheit seiner Fläche

$$(p - p_0) = \left( p_1 \frac{l_1}{s} - p_0 \right).$$

Dieser Druck käme bei unendlicher Kleinheit der Geschwindigkeit oder der Massen in ungestörter Größe als Horizontaldruck auf den Kurbelzapfen.

Die Beschleunigung der Massen beansprucht aber, wie früher entwickelt, einen Druck per Flächeneinheit des Kolbens von

$$q = \frac{F}{f} \cos \omega = \frac{F}{f} \cdot \frac{l - 2s}{l} \quad \dots \text{ laut Gleichung } \dots (4) \text{ u. } (5)$$

Die Differenz zwischen dem auf den Kolben wirkenden Dampfdruck  $(p - p_0)$  und dem von den Massen zur Beschleunigung beanspruchten Druck  $q$  bildet nun die Größe des vom Gestänge auf den Kurbelzapfen übertragenen freien und wirklichen Horizontaldruckes.

Wird diese Differenz gleich Null, so gibt dies die Bedingung, unter welcher der ganze Dampfdruck eben zur Massenbewegung verwendet wird. Sollte sich in der Rechnung eine quadratische Gleichung ergeben, so würde dies ausdrücken, dass zwei solche Punkte vorkommen und dass in den Zwischenwerthen (wie die Figur 17 zeigt) der Dampfdruck zu klein ist und ihn ein Zug aus der Kurbel in der Massenbewegung unterstützen muss. Damit dies nicht eintritt, haben wir entweder graphisch die Geschwindigkeit derart zu bestimmen, dass ein Unterschneiden der Gegendrucklinie durch die Curve der freien Horizontaldrücke nicht platzgreift, — oder falls rechnerisch vorgegangen wird, — in die Gleichung der Druckdifferenz einfach diejenige Bedingung einzuführen, unter welcher sie nur einen einzigen Werth ergibt\*). Dann wird der Dampfdruck nur einmal zu jener Grenze (aber nicht darunter) sinken, bei welcher er eben ganz zur Massenbeschleunigung verwendet wird. Druckwechsel während des Kolbenlaufes und hiermit verbundene Stöße können dann nicht erscheinen.

\*) Ein anderer Weg wäre auch das Aufsuchen der Bedingung, unter welcher die Linie der Beschleunigungsdrücke eine Tangente an die Expansionslinie des Dampfdruckes wird. Dieser Weg ergibt das gleiche Resultat.

Es ist also zu setzen:

$$\left( p_1 \frac{l_1}{s} - p_0 \right) = \frac{F'}{f} \cdot \frac{l - 2s}{l},$$

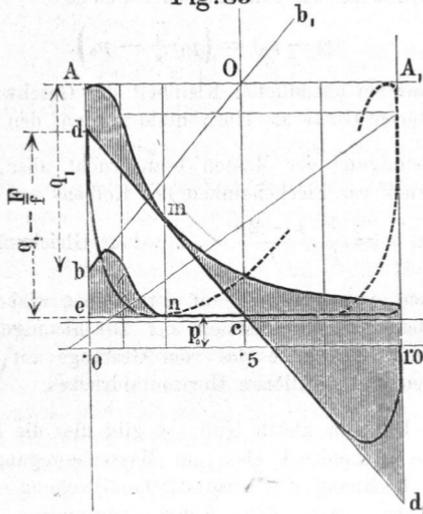
daraus

$$s = \frac{l}{4} \left( 1 + \frac{f}{F'} p_0 \right) \pm \frac{1}{2} \sqrt{\frac{l^2}{4} \left( 1 + \frac{f}{F'} p_0 \right)^2 - \frac{4 f p_1 l_1 l}{2 F'}}$$

Die Entfernung  $s$  bekommt nur einen Werth für

$$\frac{l^2}{4} \left( 1 + \frac{f}{F'} p_0 \right)^2 = \frac{2 f p_1 l_1 l}{F'}$$

Fig. 83



d. i. für

$$\frac{l_1}{l} = \frac{1}{8 p_1} \cdot \frac{F'}{f} \left( 1 + \frac{f}{F'} p_0 \right)^2 \dots \dots \dots (9)$$

das Minimum der Füllung, welches bei gegebenem Anfangs- und Gegendruck ( $p_1$  und  $p_2$ ) und bei gegebener Geschwindigkeit ( $\frac{F'}{f}$ ) angewendet werden muss, um Stöße nach Beginn des Kolbenlaufes zu vermeiden.

Die Formel lässt sich auch anders schreiben:

$$\frac{l_1}{l} = \frac{1}{8 p_1} \frac{f}{F'} \left( p_0 + \frac{F'}{f} \right)^2.$$

Die graphische Untersuchung ist höchst einfach. Schlägt man, Fig. 83, die Beschleunigungskurve um, d. h. zieht man dieselbe von der Gegendruckslinie auf, so darf sie die Expansionslinie nicht durchschneiden. Die Grenzgeschwindigkeitslinie ist die Tangente.

Die vortheilhafteste Dampfspannung.

Das Maximum der Geschwindigkeit tritt bekanntlich dann ein, wenn der volle Anfangsdruck eben zur Ingangbringung der Gestängemassen hinreicht; dann also wird:

$$\frac{F}{f} = (p_1 - p_0).$$

Diesen Werth in die obere Gleichung (9) gesetzt gibt:

$$\begin{aligned} \frac{l_1}{l} &= \frac{p_1 - p_0}{8 p_1} \left( 1 + \frac{p_0}{p_1 - p_0} \right)^2 \\ &= \frac{1}{8} \frac{p_1}{(p_1 - p_0)} \dots \dots \dots (10) \end{aligned}$$

als das Minimum der Füllung, welches beim Maximum der Geschwindigkeit eingehalten werden muss, damit der rasch sinkende Dampfdruck einer früh begonnenen Expansion nicht kleiner werde als jener Druck, welchen die Massen zu ihrer Beschleunigung noch andauernd benöthigen, wodurch die Kurbel zu Hilfe kommen müsste und Stöße entstehen würden.

Für das Minimum der Füllung ist noch (unabhängig von einer Geschwindigkeitsrücksicht) die Bedingung zu beachten, dass der Enddruck nicht unter den Gegendruck sinkt, d. h.

$$\frac{l_1}{l} > \frac{p_0}{p_1}$$

sei.

Diese Bedingung mit Gleichung (9) verbunden gibt

$$\begin{aligned} \frac{p_0}{p_1} &= \frac{F}{8 f p_1} \left( 1 + \frac{f}{F} p_0 \right)^2 \\ \text{womit:} \quad \frac{F}{f} &= 5 \cdot 8 p_0 \dots \dots \dots (k) \end{aligned}$$

die höchste Geschwindigkeit bestimmt erscheint, welche dann noch anwendbar ist, wenn gleichzeitig die Füllung so klein sein soll, dass der Dampf bis zur Tiefe des Gegendruckes expandirt. Dieser Werth ist einerseits für Auspuff- und anderseits für Condensationsmaschinen völlig constant.

Wenn aber ein bestimmter anderer Enddruck  $p_3$  im Cylinder eingehalten werden soll, so würde die Gleichung (k) in der Form

$$\frac{F}{f} = 5 \cdot 8 p_3$$

jene Geschwindigkeit angeben, bei welcher in jeder Lage zum mindesten der Dampfdruck  $p_3$  auf der Kolbenfläche (d. i. freier Druck = Null) übrig bleibt.

Soll aber gleichzeitig das Maximum der Geschwindigkeit und das Minimum der Füllung derart erreicht werden, dass weder der Beschleunigungsdruck noch der Enddruck niedriger als der Gegendruck reicht, so braucht nur berücksichtigt zu werden, dass nunmehr für die Geschwindigkeit die beiden Grenzwerte bestehen:

$$\frac{F}{f} = (p_1 - p_0)$$

$$\frac{F}{f} = 5.8 p_0$$

woraus

$$p_1 = 6.8 p_0 \dots \dots \dots (12)$$

jener Anfangsdruck erhellt, welcher gleichzeitig Expansion und Geschwindigkeit bis zu den äußersten Grenzen auszunützen gestattet (siehe Fig. 18 im Text).

Die Füllung, welche dabei eintreten muss, ist dann

$$\frac{l_1}{l} = \frac{p_0}{p_1} = \frac{p_0}{6.8 p_0} = \frac{1}{6.8} = 0.15 \dots \dots \dots (13)$$

Graphisch wird sich die vortheilhafteste Dampfspannung dadurch ergeben, dass man Fig. 18 im Text vom gegebenen Enddruck  $p_0$  aus ein Dampfdiagramm bis vorläufig unbestimmte Höhe zieht und vom Punkte des halben Kolbenlaufes (wo die Beschleunigungslinie die Ordinate Null besitzt) eine Tangente an die Dampflinie schlägt. Der Abschnitt an der Anfangsordinate entspricht dem gesuchten Dampfdruck, der an jedem der drei gefährlichen Punkte  $m$ ,  $n$ ,  $o$  noch entspricht.

Die weiteren Folgerungen sind bereits im Text gezogen.

## 2. Schubstange endlich lang.

### Minimum der Füllung.

Bei Schubstangen von endlicher Länge ist der zur Beschleunigung nöthige Druck an jenem todten Punkte der Kurbel, welcher nach der Cylinderseite zu liegt

$$q_1 = \frac{F}{f} \left( 1 + \frac{r}{L} \right).$$

Die Maximalgeschwindigkeit wird einestheils dann erreicht, wenn der freie Dampfdruck am Kolben eben dieser Größe ist,

$$(p_1 - p_0) = \frac{F}{f} \left( 1 + \frac{r}{L} \right) \dots \dots \dots (3.)$$

Damit nun andernteils der Dampfdruck auch während der Expansion nicht tiefer sinkt als zur Massenbeschleunigung auch nach begonnenem Hube noch andauernd nöthig ist, und der freie Ueberdruck auf den Kolben nicht etwa einen negativen Werth annehme (Zug aus der Kurbel zur Inganghaltung der Massen benöthigt wird), nehmen wir die gleiche Untersuchung wie für die unendlich lange Schubstange auch hier vor.

Der Dampfdruck ist an jeder Stelle

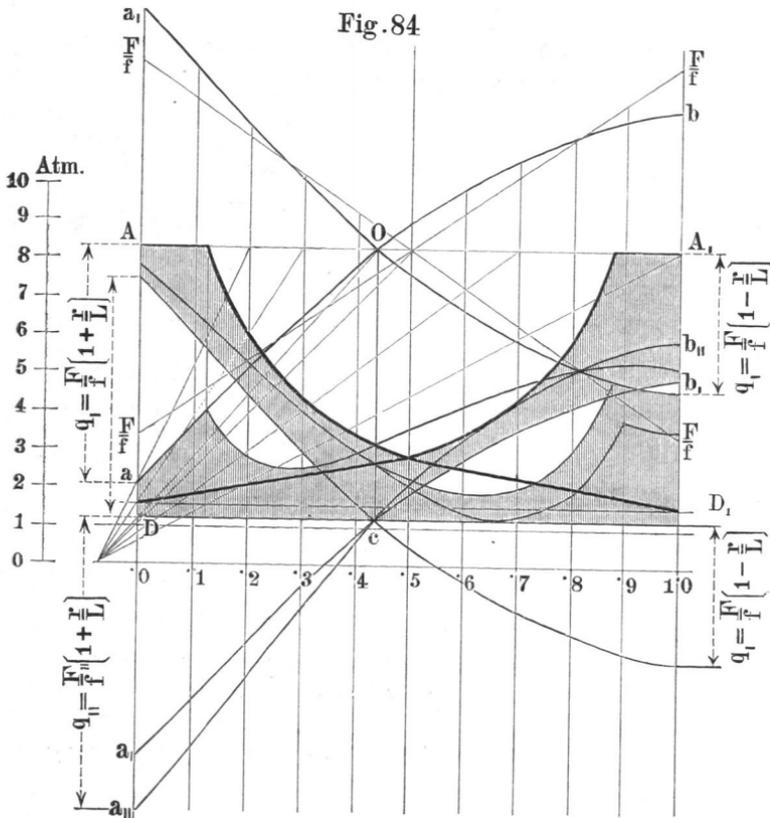
$$\left( p_1 \frac{l_1}{s} - p_0 \right).$$

Der Druck zur Massenbeschleunigung

$$\frac{F}{f} \left( \cos \omega \pm \frac{r}{L} \cos 2\omega \right).$$

Für letzteren Druck muss hier der Werth des Rücklaufes, d. h. der Bewegung der Kurbel gegen den Cylinder zu, mit dem negativen Zeichen in Rechnung gezogen werden, weil derselbe den ungünstigeren Fall einschließt (vgl. nachstehende Fig. 84), und darnach die Gleichung stellen:

$$\left( p_1 \frac{l_1}{s} - p_0 \right) = \frac{F}{f} \left( \cos \omega - \frac{r}{L} \cos 2\omega \right).$$



Würde hier für  $s$  der Ausdruck aus Gleichung (1.) S. 303, und eine Relation zwischen dem Cos. des einfachen und doppelten Winkels eingeführt, so wäre die Gleichung im Principe gelöst. In Wirklichkeit würde sie aber endlos lang und unbrauchbar.

Vernachlässigt man aber zur Vereinfachung das dritte Glied der Gleichung (1<sub>1</sub>), dessen höchster Grenzwert  $\frac{1}{2}v$  des Kolbenlaufes beträgt, und führt die aus höchst zahlreichen graphischen Constructionen sich ergebende Erkenntnis in die Rechnung, dass der gefährdete Punkt ungefähr bei 60 Grad Kurbelneigung liegt, wobei  $\cos \omega = -\cos 2\omega$  zu setzen ist, so ergibt sich der Grenzwert für die kleinste Füllung rücksichtlich des Beschleunigungsdruckes allein:

$$\frac{l_1}{l} = \frac{F \left(1 + \frac{r}{L}\right)}{8fp_1} \left[1 + \frac{f}{F} \frac{p_0}{1 + \frac{r}{L}}\right]^2 \dots \dots \dots (9_1)$$

Soll gleichzeitig das Maximum der Geschwindigkeit verwendet werden, so gibt Gleichung (3<sub>1</sub>) in Verbindung mit (9<sub>1</sub>)

$$\frac{l_1}{l} = \frac{p_1}{8(p_1 - p_0)} \dots \dots \dots (10_1)$$

dieselbe Bedingung wie für endlose Pleuelstangenlänge.

Für das Minimum der Füllung ist auch hier noch (unabhängig von einer Geschwindigkeitsrücksicht) die Bedingung zu beachten, dass die Dampfendspannung nicht unter den Gegendruck falle. Dieser Grenzwert der kleinsten Füllung  $\frac{l_1}{l} = \frac{p_0}{p_1}$ , in gleichzeitigem Bestande mit Gleichung (9<sub>1</sub>) gebracht, ergibt:

$$\frac{F}{f} = \frac{5 \cdot 8}{1 + \frac{r}{L}} p_0 \dots \dots \dots (k_1)$$

für  $\frac{L}{r} = 4 \quad 5 \quad 6$

wird  $\frac{F}{f} = 4 \cdot 6 \quad 4 \cdot 8 \quad 5 \cdot 0 \cdot p_0$

Die vorteilhafteste Dampfspannung.

Verbindet man diese Gleichung (k<sub>1</sub>) wieder mit der Bedingung (3<sub>1</sub>), so erhält man die vom Standpunkte der hohen Kolbengeschwindigkeit vorteilhafteste Dampfspannung

$$p_1 = 6 \cdot 8 p_0 \dots \dots \dots (12_1)$$

wie bei der unendlichen Stangenlänge.

Die Fig. 84 auf voriger Seite zeigt die zweckmäßige Anwendung des graphischen Verfahrens zur Bestimmung der im Obigen durch Rechnung gefundenen Werthe für die Minima der Dampfspannung und der Füllung, sowie für die vorteilhafteste Dampfspannung. Die Beschleunigungscurven sind sowohl, wie sonst üblich, von der Linie AA<sub>1</sub>, als auch von der Gegen-

drucklinie  $DD$ , aus aufgetragen; in letzterem Falle darf die Beschleunigungsdruckcurve die Expansionscurve des Dampfdiagrammes nicht schneiden; sie soll dieselbe für das Minimum der Füllung tangiren, wie z. B. die Linie  $a, b$ , die von  $A_1$  aus gegen  $D$  verlaufende Expansionscurve für den Kolbenrücklauf tangirt.

Der Einfluss der endlichen Schubstangenlänge zeigt sich hier sehr deutlich; das Verhalten der beiden Cylinderseiten ist nicht mehr symmetrisch.

Der Kolbenhingang ist für das Minimum der Spannung, der Kolbenrücklauf für das Minimum der Füllung zu beachten.

Maximum der Geschwindigkeit.

Berechnet man aus der Gleichung (9) den Werth  $\frac{F'}{f}$ , so folgt ein Ausdruck, welcher für unendliche Stangenlänge das Maximum der Geschwindigkeit bei gegebener Anfangsspannung, Expansion und Gegendruck berechnen lässt, ohne dass hierbei an irgend einem Punkte ein Stoß während des Hubes wegen Druckwechsel im Gestänge auftreten kann.

Es folgt nämlich:

$$\frac{F'}{f} = (4 p_3 - p_0) \pm 4 \sqrt{p_3 \left( p_3 - \frac{1}{2} p_0 \right) \dots \dots \dots (l)}$$

wobei  $p_3 = p_1 \frac{l_1}{l}$  den Druck am Ende des Kolbenhubes bedeutet.

Wir legen dieser Gleichung (l), wie einigen vorhergehenden, nur geringen Werth für praktische Anwendung bei, indem man auf dem graphischen Wege, d. i. durch die Construction der Beschleunigungscurve und des Horizontaldruckdiagramms, schneller und klarer die Verhältnisse übersehen und den Einfluss jeder Aenderung in Spannung, Füllung oder Gegendruck auf die Grenzen der Kolbengeschwindigkeit und umgekehrt sehen und ermesen kann, ohne irgend welcher Rechnung zu benöthigen.

Die graphische Construction für endliche Schubstangenlänge wurde weiter oben besprochen und ist aus der Figur 84 ersichtlich.

Von diesem Standpunkte empfehlen wir überhaupt das Vorgehen auf graphischem Wege, und die Rechnungen wurden nur zu dem Zwecke durchgeführt, um für jene Gesetze, deren Walten aus wiederkehrenden Erscheinungen in den verschiedenen Diagrammen wohl geadht werden kann, einen allgemeinen Grund zu finden und Ausdrücke zu schaffen, welche alle Bedingungen stoßfreien Ganges umfassen.

Die graphische Darstellung führt stets einen speciellen Fall vor, und passt sich demselben mit unvergleichlich größerer Leichtigkeit, Deutlichkeit und Schärfe an, als es die Berechnung vermöchte. Die Rechnung jedoch gibt eine allgemeine Erkenntniss und setzt die Grenzen fest, außerhalb welchen jede Construction sich vergeblich müht und nur mehr unvortheilhafte Verhältnisse finden kann.

## Anhang V.

### Der Widerstandsdruck.

Bezeichnet  $Z$  den Widerstand von Seite der Last, auf den Kurbelkreis reducirt, so entfällt davon auf jede Flächeneinheit des Kolbens der Werth  $z = \frac{Z}{f}$ , dessen Größe für den Beharrungszustand doppeltwirkender Maschinen mit gleicher Dampfvertheilung dem mittleren Tangentialdruck  $t$  von Seite der Dampf Wirkung gleich sein muss.

Dieser mittlere Tangential- oder Widerstandsdruck wird in das Diagramm als horizontale Linie eingezeichnet, deren Ordinate  $t = z$  am Druckmaßstab des Kolbendiagramms gemessen, Kilogramme per Kolbenflächeneinheit darstellen. Er kann auf verschiedene Arten gefunden werden:

1. Durch Augenmaßschätzung aus dem gezeichneten Tangentialdruck-Diagramm.

Verwandelt man letzteres dem Augenmaße nach in ein Rechteck von gleicher Basislänge, so ist dessen Höhe bereits die gesuchte Ordinate.

Wird hierbei beachtet, dass an den Orten des Ueber- und Unterschneidens der Diagrammlinie gegen die Rechteckshöhe, die oben weggeschnittenen Flächen gleicher Größe mit den unten hinzukommenden Flächen am Anfang und Ende des Tangentialdruckdiagrammes sein müssen, so wird bei dem geübten Auge eines Maschineningenieurs der Fehler in belangloser Kleinheit verbleiben.

Ein oder zwei Controlrechnungen durch abermalige Verwandlung der über- und unterschneidenden dreieckähnlichen Flächen im Rechtecke und deren Flächenberechnung und Vergleich, sichert dieser einfachsten Methode, die bei den ersten Studien eines neuen Falles ihrer Kürze wegen stets anzuwenden ist, jeden gewünschten Grad von Genauigkeit.

Wird aber auch der mittlere Tangentialdruck auf andere Arten erhoben und eingetragen, so dient die Augenmaßmethode doch jedenfalls als Controle.

2. Genauer wird die mittlere Widerstandshöhe durch eine der bekannten Arten der Flächenverwandlungen in ein Rechteck vorgenommen.

a) Die Theilung der Länge (am besten mit dem Rostrat) in zehn gleiche Theile, Ausgleich starker Buckel innerhalb je zwei Theilstrichen durch das Augenmaß, Addition der mittleren Trapezhöhen und Division durch zehn ist eine beliebte, einfache und sicher zu merkende Methode.

b) Die Simpson'sche Formel. Sie ist unnöthig complicirt und auch einem normalen Gedächtniss fremd.

c) Das Planimetriren mittelst Planimeter und Division des abgelesenen Flächenwerthes durch die Diagrammlänge, respective der Diagramm-Planimeter, wobei die Spitzen auf die Länge eingestellt werden und die Ablesung der Höhe (in Millimetern) direct erfolgt, geben gleichfalls die mittlere Höhe. Das Planimetriren ist aber der nöthigen Vorbereitungen halber mehr für die Berechnung der zahlreichen Indicator-Diagramme einer längeren Versuchsreihe einer Dampfmaschinen-Consumprobe; wofür es das einzig richtige und unbestreitbare Verfahren bildet, als den einzelnen Fall einer Schwungradberechnung geeignet.

3. Am genauesten berechnet sich die mittlere Tangentialkraft (bei angenommener idealer Dampfvertheilung nach dem Mariotte'schen Gesetz) aus der bekannten Formel für den mittleren Dampfdruck am Kolben:

$$p = p_1 \left( \frac{l_1}{l} + \frac{l_1}{l} \logn. \frac{l}{l_1} - \frac{p_0}{p_1} \right)$$

mit 
$$t = z = \frac{2}{\pi} p_1 \left( \frac{l_1}{l} + \frac{l_1}{l} \logn. \frac{l}{l_1} - \frac{p_0}{p_1} \right) \dots \dots \dots (k)$$

nachdem 
$$t \frac{l}{2} \pi = p \cdot l,$$

die Dreharbeit am Kurbelhalbkreise gleich der Dampfarbeit am Kolben ist.

Dieser Vorgang ist nur für rein theoretische Untersuchung brauchbar. Für praktische Fälle hat man aber abgerundete Uebergänge der einzelnen Dampfperioden und die Compression zu berücksichtigen, daher diese Methode nichts taugt.

4. Ist der mittlere Dampfdruck am Kolben  $p$  bereits berechnet, so ergibt sich aus diesem sofort:

$$t = \frac{2}{\pi} p.$$

Gesamtleistung.

Selbstverständlich ist stets für doppelt wirkende Normalmaschinen:

$$\frac{(p \cdot f) v}{75} = \frac{(t \cdot f) w}{75} = N$$

die Leistung (indicirte Pferdestärken) der Maschine.

Bei doppelt wirkenden Maschinen ist der mittlere Tangentialdruck gleich dem auf den Kurbelkreis reducirten mittleren Widerstandsdruck, also:

$$t = z,$$

weil sowohl die Arbeit des Tangentialdruckes als auch der Widerstand der Last gleichzeitig und auf gleichen Weglängen auftreten.

Wäre die Maschine nur einseitig oder anders wirkend (z. B. im Viertact der Gasmaschinen), so wäre  $t$  nicht gleich  $z$ . Ersteres ergibt sich aus der Arbeitsperiode, letzteres aus dem durchlaufenen Kurbelweg zwischen zwei Impulsen.

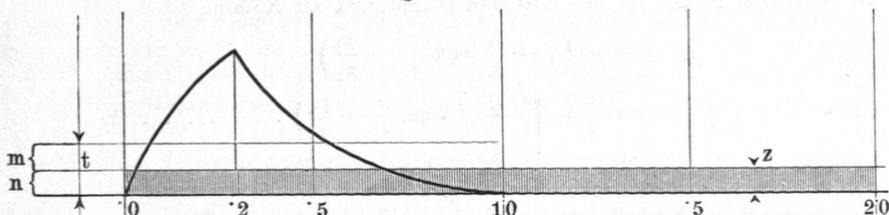
Für die einseitig wirkende Maschine wäre daher:

$$p l = \frac{\pi}{2} \cdot t \cdot l = \pi z \cdot l$$

also 
$$z = \frac{t}{2},$$

oder der mittlere Widerstandsdruck nur halb so groß, als der nur während der halben Zeit wirkende mittlere Tangentialdruck von Seite des Dampfes. Fig. 85 zeigt diesen eben behandelten Fall der einseitig wirkenden Maschinen.

Fig. 85



Höhe  $n = m$

Die Widerstandslinie muss aber selbst nicht immer als Gerade erscheinen, sondern kann bei Maschinen, welche ganz oder theilweise einen directen Antrieb besorgen, dessen wechselnden Widerstand als Ordinaten aufweisen. So wäre beispielsweise bei einem von der Kurbelwelle aus betriebenen Gebläse oder Luftcompressor die Widerstandslinie von ähnlichem Schwung, als das Dampfdiagramm selbst.

Der Widerstandsdruck am Kurbelzapfen kann auch gleich Null werden, trotzdem er von freien Drehkräften getroffen wird, wenn nämlich die gesammte Arbeit von Seite der etwa rückwärts verlängerten Kolbenstange aus geleistet wird. Hier wird die freie Drehkraft über der Nulllinie aufgetragen, nur zur Beschleunigung der Schwungradmasse verwendet, und umgekehrt der Mangel durch dessen Verzögerung gedeckt. Aber stets müssen die Flächenunterschiede, welche sich zwischen der arbeitenden Tangentialdruck- und der Widerstandsdrucklinie ergeben, in jeder wiederkehrenden Periode sich derart ausgleichen, dass die überragenden und unterschrittenen Flächentheile gegenseitig völlig gleicher Größe sind, wenn der periodische Beharrungszustand eingehalten werden soll.

## Anhang VI.

### Die gleichmäßigste Drehkraft.

Die Tangentialkraft  $t$  ist bei unendlich langer Schubstange gleich dem Horizontaldruck mal dem Sinus des Neigungswinkels der Kurbel gegen die Todtlage

$$t = (p - q) \sin \omega \dots \dots \dots (14)$$

$$= \left[ \left( p_1 \frac{l_1}{s} - p_0 \right) - \frac{F}{f} \cos \omega \right] \sin \omega.$$

Berücksichtigt man, dass  $s = r(1 - \cos \omega)$  ist, und setzt diesen Werth ein, so erhält man die Gleichung der Tangentialdrucklinie von jenem Punkte angefangen, an welchem die Expansion begann.

Den Neigungswinkel  $\gamma$ , welchen die Tangente an diese Tangentialdrucklinie mit der Abscissenachse einschließt, erhält man aus der Gleichung

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{dt}{d\omega}$$

und setzt man diesen von  $\omega$  abhängigen Werth gleich Null, so erhält man die Bedingung, unter welcher die Tangente an dem Punkte parallel der Abscissenachse läuft, welcher der Kurbelneigung  $\omega$  zugehört. Wird in der neuen Gleichung  $\omega = 90^\circ$  eingesetzt, so ergibt sich schließlich

$$q_1 = \frac{F}{f} = 2 p_1 \frac{l_1}{l} \dots \dots \dots (15)$$

die Bedingung, unter welcher die Tangentialdrucklinie im halben Kolbenlaufe eine horizontale Tangente erhält. Sie lässt sich auch in der Form schreiben:

$$q_1 = \frac{F}{f} 2 p_3 \dots \dots \dots (16)$$

wenn  $p_3$  den Druck am Ende des Kolbenweges bedeutet.

Die gleichmäßigste Drehkraft an der Kurbel entsteht daher dann, wenn die Geschwindigkeit derart geregelt ist, dass die Massen zu Beginn des Hubes einen Beschleunigungsdruck gleich dem doppelten Enddruck des expandirten Dampfes beanspruchen.

Durch die endliche Schubstangenlänge wird allerdings dieser Anfangs-Beschleunigungsdruck ein anderer für den Hingang als für den Rückgang des Kolbens. Das Mittel aus beiden entspricht dem Druck für unendliche Stangenlänge, daher der Werth der Gleichungen (15) oder (16) auch hier aufrecht bleibt.

Uebrigens gibt stets die graphische Construction der Tangentialkrafts-Diagramme die beste und directe Erkenntniss.

## Anhang VII.

### Die Tangentialkraft bei endlicher Schubstange.

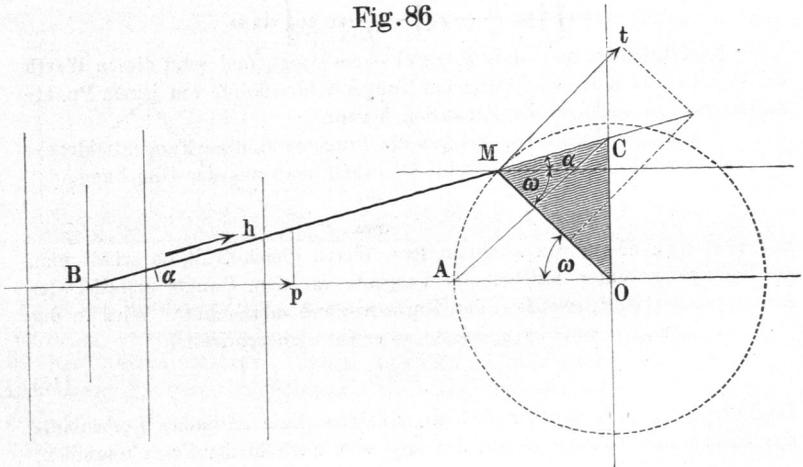
Ist  $p$  der freie Horizontaldruck im Kreuzkopf, so wird der Druck in der Schubstange, wenn diese unter dem Winkel  $\alpha$  gegen die Horizontale steht, laut Fig. 86

$$h = \frac{p}{\cos \alpha}$$

und die Tangentialkraft

$$t = h \cdot \sin(\omega + \alpha) = p \cdot \frac{\sin(\omega + \alpha)}{\cos \alpha} \quad \text{oder} \quad \frac{t}{p} = \frac{\sin(\omega + \alpha)}{\cos \alpha}.$$

Fig. 86



Nun verhält sich aber im schraffirten Dreieck:

$$\frac{OC}{r} = \frac{\sin(\omega + \alpha)}{\cos \alpha},$$

daher besteht das Verhältniss

$$\frac{t}{p} = \frac{OC}{r} \quad \text{oder} \quad p : t = AO : OC.$$

Verbindet man daher  $A$  mit  $C$ , so erhält man einen Proportionswinkel, auf dessen horizontalem Schenkel man nur den Horizontaldruck, welcher bei  $B$  herrscht, aufzutragen braucht, um in der zu errichtenden Verticalen, die man verlängert, bis sie die  $AC$  schneidet, den zugehörigen Tangentialdruck oder die Drehkraft unmittelbar in den Zirkel nehmen zu können, wie in Textfigur 29, Seite 108, geschah.

Die Construction zur Ermittlung der Drehkräfte für endliche Stangenlänge kann also auf dem gleichen Wege erfolgen, wie für die unendliche Länge derselben.

## Anhang VIII.

### Versuche an Schwungrädern.

Bei den Rechnungen für das Schwungradgewicht wurde angenommen, dass die ganze indicirte Leistung vom Kolben auf den Kurbelzapfen gelange, und von diesem aus die Nutzlast und die Eigenwiderstände der Maschine gewältigt werden. Letzteres trifft nicht völlig, sondern nur theilweise zu, indem wohl die Reibungs- und Luftwiderstandsarbeit des Rades und die Steuerung von hier aus gedeckt wird, während die Kraft für die Kolben- und Kreuzkopfreibungen bereits am Wege entfällt. Streng genommen sollte daher diese, auf  $1 \text{ cm}^2$  Kolbenfläche bezogen, nach dem Zug der Gegendrucklinie den Ordinaten derselben zugezählt werden.

Da diese Reibungsbeträge aber klein und schwankend und ihre Kenntniss eine unsichere ist, so wird nicht weiter auf sie eingegangen.

Um die Unregelmäßigkeit des Schwungrades, welche man bisher nur berechnet, aber nicht erhebt, graphisch zu erhalten, versuchte ich, eine schwingende Stimmgabel in bekannter Weise auf berusstem Papier schreiben zu lassen, welches um die Schwungradwelle selbst gespannt war.

Die Feder machte angeregt circa 300 Schwingungen in der Secunde, welche Zahl vor deren Verwendung auf naheliegende Weise erhoben wurde, und sie war in einem, einer Drehbank entnommenen Support festgehalten, welcher parallel mit der Welle niedergeschraubt wurde. Sowohl das Anregen der Stimmgabel als die Weiterbewegung derselben mit Hilfe der Schraubenspindel geschah von Hand aus, so dass ein zarter Metallstift, der an das Ende der Gabel geklebt oder geschraubt war und mitschwang, auf dem breiten berussten Papierband mit jedem Hub um eine Ganghöhe weiterrückte.

Wegen der Drehung der Welle wurde so eine „gezitterte“ Schraubelinie beschrieben, welche aber in einzelne parallele Wellenlinien überging, als das Papier von der Welle genommen wurde. Dies geschah derart, dass ich den Papiercylinder dort schlitzte, wo der schreibende Stift bei einer der todtten Lagen der Kurbel stand.

Dieses in Russ geschriebene Diagramm wird nun mit einer dünnflüssigen Harzlösung fixirt und erlaubt die unmittelbare Zeichnung der thatsächlichen Geschwindigkeitscurve. Denn die Entfernung von Wellenspitze zu Wellenspitze gibt den Weg in  $\frac{1}{200}$  Secunde; nimmt man also beispielsweise 10 Wellenlängen in den Zirkel, so hat man die Geschwindigkeit am Umfange der Kurbelaxe in  $\frac{1}{30}$  Naturgröße, und zwar gerade für jene Kurbelneigung, welche der zugehörigen Lage entspricht.

Eine Maschine (Betriebsmaschine in der chemischen Producten-Fabrik von Schorm & Comp. in Wien) auf diese Art untersucht, gab  $\frac{1}{25}$  Unregelmäßigkeit, während sie nach der Rechnung  $\frac{1}{40}$  hätte geben sollen.

Diesen Weg wollte ich u. A. benützen, um die Beanspruchung der Schwungradarme einer Walzwerkmaschine (d. Rudolphshütte) zu erheben, wobei Veranlassung getroffen war, dass ein Paquet in den Walzen stecken blieb.

Doch war das Experiment nicht ausführbar, weil die mit Wasser gekühlten Zapfen trotz aufgezogener Kautschukringe etc. das Papier benetzten, welches, Falten werfend, die Schwingungen der Stimmgabel hemmte.

Ich liess nun allerdings einen Apparat anfertigen, der diesen Misstand heben soll, fand aber bis heute keine Zeit, ihn, selbst nur versuchsweise, zu gebrauchen.

Auf diesem Wege ist es nicht nothwendig, die Schraube gleichförmig zu drehen, denn ihre Bewegung hat nur zu verhüten, dass die Wellenlinien auf einander fallend sich gegenseitig trüben. Könnte man jedoch ein solches gleichförmiges Weiterbewegen direct einleiten, so brauchte der Schreibstift an keiner schwingenden Feder zu sein; denn er würde das Geschwindigkeitsdreieck für beliebig kleine Unterabtheilungen direct geben.

An Seilswungrädern zeigt sich öfter, trotz völlig constanten Widerstandes, ein dem Takte der Maschine folgendes Pulsen der Seile. Dies rührt daher, dass das angetriebene Vorgelege mit größerer Gleichförmigkeit kreist, als das bewegende Rad. Hier wären Versuche über die Gleichförmigkeitsgrenzen wohl am Platze.

Auch sollte in den Lieferungsbedingungen für Dampfmaschinen, insbesondere bei Lichtmaschinen, der Gleichförmigkeitsgrad des Umlaufes festgestellt erscheinen. Alle Arbeit, die Güte der Fabrikate, die Constanz des Lichtes und die Dauer der Riemen und Seile hängen davon ab.

Für sehr langsam gehende Räder, z. B. von Wasserhaltungsmaschinen oder für deren Gestänge kann der Ungleichförmigkeitsgrad der Bewegung auch auf folgende, allerdings ziemlich rohe Weise erhoben werden:

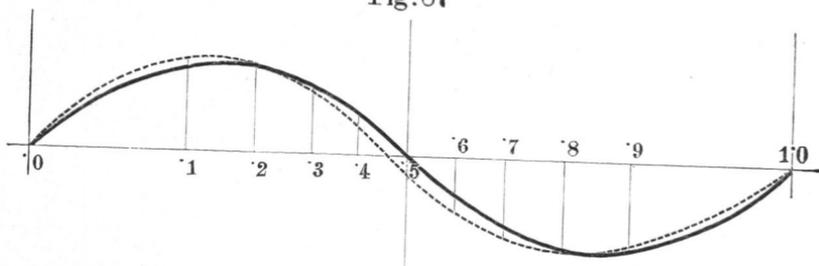
Ueberspannt man die Welle oder den Schaft mit Papier und setzt eine Latte mit Einkerbungen als Führung für einen Bleistift davor, so vermag ein halbwegs geübter Beobachter mit einer Secundenuhr am Ohr leicht nach deren Taktschläge, welcher durchwegs fünf Schläge per Secunde beträgt, einzelne Punkte auf's Papier zu markiren, deren Entfernung zu dem Wege von  $\frac{1}{5}$  einer Secunde entspricht. Die Construction des Geschwindigkeits-Diagrammes hat hiernach keine Schwierigkeit.

## Anhang IX.

### Summe der Tangentialkräfte an Zwillingsmaschinen.

Die Behauptung, dass bei unendlicher Schubstangenlänge die Summe der Tangentialkräfte an den Kurbelzapfen einer Zwillingsmaschine (und mit ihr die Gleichförmigkeit des Ganges) bei der Kurbelversetzung von  $90^\circ$  unabhängig von der Geschwindigkeit bleibt, ist leicht bewiesen.

Fig. 87



Die Tangentialcomponente des Massendruckes ist für unendliche Schubstangenlänge nach Formel (14):

$$t = q \cdot \sin \omega.$$

Setzt man für  $q$  den Werth aus Formel (1):

$$q = \frac{F}{f} \cos \omega,$$

so folgt

$$t = \frac{1}{2} \frac{F}{f} \sin 2\omega.$$

Diesem Ausdrucke entsprechen für  $\omega = 45^\circ$  und  $\omega = (90 + 45^\circ)$  zwei Maximalwerthe, welche gleich groß aber entgegengesetzter Zeichen sind.

Die nach dieser Formel gezogene Schaulinie der Massendrucke als Tangentialdrücke am Kurbelkreis gibt die Fig. 87, und man ersieht aus ihr, dass die in den beiden Quadranten auftretenden Werthe völlig symmetrisch fallen und sich daher gegenseitig aufheben, wenn sie zu Zweien und um  $90^\circ$  versetzt wirken, wie es an den Kurbeln einer solchen Zwillingsmaschine geschieht.

Mathematisch würde der Beweis lauten:

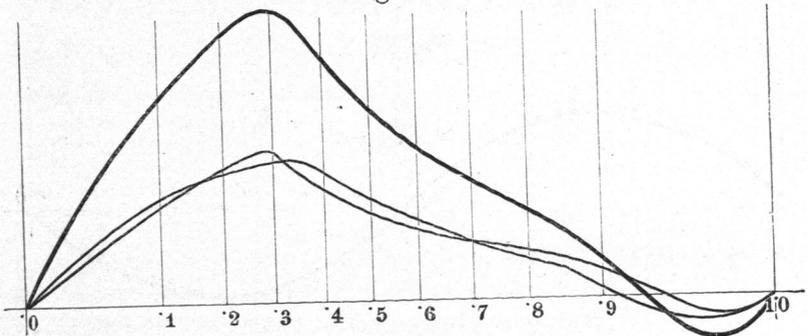
$$\begin{aligned} \text{Tangentialmassendruck der einen Maschine} & \quad t = \frac{1}{2} \frac{F}{f} \sin 2\omega, \\ \text{„ „ „ anderen „} & \quad t_1 = \frac{1}{2} \frac{F}{f} \sin 2(\omega + 90), \\ \text{„ in Summen} & \quad (t + t_1) = \frac{1}{2} \frac{F}{f} [\sin 2\omega + \sin 2(\omega + 90)]. \end{aligned}$$

Mit Benützung der bekannten Beziehung:

$$\sin \alpha + \sin \beta = 2 \sin \frac{\alpha + \beta}{2} \cos \frac{\alpha - \beta}{2}$$

ergibt sich  $(t + t_1) = 0$ , unabhängig von  $\omega$ .

Fig. 88



Es entzieht daher die Massenbeschleunigung der einen Maschine ihrer Kurbel gerade so viel an Tangentialdruck, als die um  $90^\circ$  vorauseilende Masse an die zweite Kurbel zurückgibt.

Die punktierte Linie in Fig. 87 gilt für endliche Länge der Schubstange  $\left(\frac{r}{L} = \frac{1}{5}\right)$ , und ihre Abweichung von der gezogenen Linie zeigt die geringe Bedeutung dieses Einflusses für diesen Fall.

Immerhin ist aber bei endlicher Schubstangenlänge die Summe der Tangentialkräfte an den Kurbelzapfen einer Zwillingsmaschine nicht absolut und im streng mathematischen Sinne von der Geschwindigkeit unabhängig, sondern wird in einem geringen, durch den Unterschied zwischen der gezogenen und punktierten Linie in Fig. 87 dargestellten Gesetze beeinflusst. Das Gleiche gilt für Verbundmaschinen mit  $90^\circ$  Kurbelstellung.

Bei Woolf'schen Maschinen dagegen muss der Beschleunigungsdruck für die Summe der Tangentialkräfte berücksichtigt werden, indem hier, wie auch aus Fig. 88 erhellt, Anfang und Ende der Tangentialdruck-Diagramme zusammenfallen, daher die aus Fig. 87 entnommenen Tangentialbeschleunigungsdrücke sich nicht aufheben, sondern summirt werden müssen.

## Anhang X.

### Ueber Dampfverbrauch in Verbundmaschinen.

In einem speciellen praktischen Falle einer zweicylindrigen Auspuff-Verbundmaschine von

Hochdruckcylinderdurchmesser . . . . .	400 Millim.
Niederdruckcylinderdurchmesser . . . . .	602    "
Hub je . . . . .	850    "
Touren per Minute . . . . .	75
Kolbengeschwindigkeit . . . . .	2·125 Met. per Secunde,
Admissionsspannung . . . . .	7 Atm. absolut,
Totalexansion circa . . . . .	10 fach,
Mittlere indicirte Arbeit . . . . .	110 Pferde,

berechnete sich der nützliche Dampfverbrauch aus den Diagrammen (Kolbenstangenflächen und Compressionsrückgewinn abgezogen) per Stunde und Pferd

aus dem Füllungsdampf im Hochdruckcylinder . . .	8·23 Kilogr.
aus dem Enddruck im Niederdruckcylinder . . . . .	9·32    "

Mit einer Eincylindermaschine vom Durchmesser des Niederdruckkolbens wäre bei gleicher Kesselspannung, Totalexansion und Leistung der nützliche Dampfverbrauch gleich oder sogar etwas geringer als hier. Indem nämlich der Druckabfall, der Steg im Diagramm zwischen Hoch- und Niederdrucksarbeit entfiel, käme dort pro Stunde und Pferd ein Verbrauch an nützlichem Dampf von 7·5 Kilogr., aus der Füllung berechnet.

Nun wäre aber in der Eincylindermaschine der Temperaturunterschied zwischen Einström- und Ausströmperiode 60° C., indem der Ausströmdampf circa 104 und der zuströmende Dampf von 7 Atm. absolut 164° C. Wärme besitzen. Nach Hrabák würde dabei der Abkühlungsverlust 3·0 Kilogr. per Stunde und Pferd bei Verwendung eines Dampfhemdes betragen.

In den Zweicylindermaschinen des hier vorliegenden Falles hat aber der Ueberströmdampf eine mittlere Spannung von 2½ Atm. absolut und eine Temperatur von 134° C. Der Wärmeunterschied an den Wandungen des großen Cylinders ist jetzt nur 134 — 104 = 30° C. = ½ von den 60 Graden der Eincylindermaschine, und nachdem der Wärmeübergang nach Werner und Rankine mit dem Quadrat der Temperaturdifferenz wächst oder sinkt, so wird hier nur ¼ von dort, d. i.  $\frac{1}{4} \cdot 3 \cdot 0 = \cdot 75$  Kilogr. per Stunde und Pferd bei gleichen Abkühlflächen durch Condensation verloren gehen.

Die Abkühlflächen der Verbundmaschine sind aber größer als jene der Eincylindermaschine; sie können im vorliegenden Falle, wo im kleinen Cylinder das gleiche Temperaturgefälle von 164 auf 134 = 30° C. wie im großen Cylinder herrscht, sämmtlich als gleichwerthig angesehen werden, und betragen (Ueberströmröhre und Receiver sind geheizt), laut Flächenberechnung:

Niederdruckcylinder allein . . . . . 21 600 cm<sup>2</sup> per Kolbenhgang,  
 Niederdruck plus Hochdruckcylinder . . 34 700 cm<sup>2</sup> „ „

Verhältniss der Abkühlflächen bei Eincylinder zu Verbund circa 2 : 3.

Daher ist der reducirte Dampfverlust nicht völliger Gewinn, sondern ist wieder theilweise durch die 1½mal vergrößerten Flächen der verringerten Abkühlung aufgehoben. Er beträgt daher pro Stunde und Pferd circa 0.75 . 1.5 = 1.1 Kilogr.

Der thatsächliche Dampfverbrauch wird daher:

	Eincylindermaschine	Verbundmaschine
Nützlicher Verbrauch . .	7.5	8.2
Abkühlungsverlust . . .	3.0	1.1
Summe	10.5 Kilogr.	9.3 Kilogr. per Stunde u. Pferd.

Die Totalersparniss beträgt daher trotz Druckabfall zwischen den beiden Cylindern der Verbundmaschine 1.2 Kilogr., d. i. 12 Procent an Dampf.

Mantelwässer und Rohrleitungs-, sowie eventuelle Undichtigkeitsverluste sind hier nicht mitberücksichtigt.

Nun wäre allerdings vielleicht noch eine größere Reibungsarbeit in der Verbund- als in der Eincylindermaschine zu bedenken, und das Verhältniss würde sich, auf nützliche (bremsbare) Pferde bezogen, etwas ungünstiger gestalten, als beim Vergleich mit indicirter Leistung.

Würde man aber selbst den Dampfverbrauch aus diesem Grunde um ~ 4% der Leistung, 0.4 Kilogr. auf 9.7 Kilogr., zu Ungunsten der Verbundmaschine erhöhen, so würde noch immer der Vortheil der letzteren, trotz Druckabfallsverlust zwischen den beiden Cylindern, 0.8 Kilogr., d. i. circa 8% betragen.

Dies ist das mindest günstigste Beispiel, welches ich für diesen Fall kenne. Bei anderen, und zwar Condensationsmaschinen, erhöht sich die Dampfersparniss mit einer zweicylindrigen Verbundmaschine bis 30% gegenüber einer sonst gleich arbeitenden Eincylindermaschine, und in der Wirklichkeit ist in Folge des höheren Druckes und der voller ausgenützten Expansion das Verhältniss zwischen Compound- und Eincylindermaschinen häufig 7 : 11 oder 6 : 10 Kilogr. Dampf per Stunde und Pferd selbst bei sonst gleich guten Ausführungen zu finden.

In Dreicylinder-Verbundmaschinen sinkt der Dampfverbrauch bis 5.5 Kilogr. per Stunde und Pferdekraft, wenn 12 Atm. (absoluter) Dampfdruck und Vacuumwirkung benützt sind.

## A n h a n g X I.

### Ueber die Drücke in Tandemmaschinen.

Der gesammte von beiden Kolben einer Tandemmaschine herrührende Maximalanfangsdruck  $Q$  beträgt theoretisch:

von der Hochdruckkolbenfläche  $f$  . . . . .  $f(p_1 - p_3)$  Kilogr.  
 „ „ Niederdruckkolbenfläche  $f_1 = Cf$  . . .  $fC(p_3 - p_0)$  „  
 wenn

$C$  das Kolbenflächenverhältniss bei gleichem Hub,  
 $p_1$  die Admissionsspannung im Hochdruckcylinder,  
 $p_3 = p_1 \frac{l_1}{l}$  den Enddruck im Hochdruckcylinder  
 oder Anfangsdruck im Niederdruckcylinder,  
 $p_0$  den Gegendruck im Niederdruckcylinder

bedeutet, und kein Druckabfall eintrat.

Dieser Gesammtdruck ist daher:

$$Q = f p_1 + f p_3 (C - 1) - C f p_0$$

$$= f p_1 \left( 1 + \frac{l_1}{l} (C - 1) - C \frac{p_0}{p_1} \right).$$

Der Anfangsdruck auf den Kolben einer Eincylindermaschine wäre dagegen

$$Q_1 = f p_1 \left( 1 - \frac{p_0}{p_1} \right).$$

Das Verhältniss der Dampfdrücke ist daher unter Vernachlässigung des kleinen Werthes von  $\frac{p_0}{p_1}$  und unter Annahme von einem Volumsverhältniss  $C = 2.5$

$$\frac{\text{Tandem}}{\text{Eincylinder}} = \frac{Q}{Q_1} = 1 + \frac{l_1}{l} (C - 1),$$

d. i. bei Füllungen des kleinen Cylinders  $\frac{l_1}{l} =$  .16      .25      .33

$$\frac{Q}{Q_1} = 1.25 \quad 1.375 \quad 1.50$$

Das Verhältniss der totalen Anfangsdrücke schwankt daher zwischen Eincylinder- zu Tandemmaschine zwischen den Grenzen 1 : 1.25 bis 1 : 1.50.

Diesem größeren Anfangsdrucke steht aber auch die um den Betrag des Niederdruckkolbens vergrößerte Masse der hin- und hergehenden Theile

gegenüber. Das Gewicht eines Niederdruckkolbens sammt Stange beträgt laut vorgenommenen Abwägungen\*) im Mittel 0·08 Kilogr. per 1  $cm^2$  seiner Fläche. Auf den Hochdruckkolben reducirt ergibt sich dessen Einfluss zu  $0·08 \cdot C \sim 0·08 \cdot 2·5 = 0·20$  Kilogr. Das Gestängengewicht zwischen Eincylinder und Tandemaschine verhält sich daher nahezu wie 1:1·4 und aus Rücksicht auf die schwer belasteten Zapfen etc. bis 1·5.

Es verhalten sich also die zu bewegendem Gewichte in beiden Maschinensystemen fast wie die wirkenden Dampfdrücke auf die Kolben. Den größeren zu beschleunigenden Massen der Tandemaschine tritt ein proportional größerer Summendampfdruck gegenüber, so dass alle Ableitungen über die Geschwindigkeitsgrenzen der Eincylindermaschinen in weitem Umfange auch hier gelten, und eine specielle Behandlung nur für extreme Fälle, wobei auch der Druckabfall in Betracht genommen werden müsste, nöthig erscheint.

Dann wäre der Werth  $Q$  der obigen Gleichung, oder noch besser:

$$Q = f(p_1 - p_3) + Cf(p_4^2 - p_0) = F \cdot \left(1 + \frac{r}{L}\right)$$

$$(p_1 - p_3) + C \left(\frac{P}{fL} - p_0\right) = \frac{\pi^2}{2g} \left(1 + \frac{r}{L}\right) \frac{P}{fL} \cdot v^2 = q_1$$

dem Anfangsbeschleunigungsdruck zu setzen, wobei  $p_4$  die Anfangsspannung im Niederdruckcylinder unter Berücksichtigung eines Druckabfalles, und  $P$  das Gesamtgewicht der beiden Kolben und dem übrigen hin- und hergehenden Theile bedeutet.

Die letztere Gleichung ergibt dann die maximale Kolbengeschwindigkeit  $v$ , wenn der gesammte Dampfdruck zur Ingangsetzung der Massen verwendet werden und eben dafür ausreichen soll.

Die Geschwindigkeit der gleichmäßigsten Drehkraft, d. i. die günstigste Geschwindigkeit, kann nicht mehr durch Rechnung in übersichtlicher Weise erhalten werden. Doch gibt die graphische Construction mühelosen und klaren Aufschluss über alle Verhältnisse.

---

\*) Gewichte der Kolben sammt Stangen der Niederdruckcylinder in Stationärmaschinen:

Kolbenfläche . . . . .	2265	4500	6600	8900	13000	17000	Quadratcentimeter
Kolbengewicht . . . . .	118	380	690	750	930	1530	Kilogramm
„ per 1 $cm^2$ Cylinderfläche	0·052	0·034	0·103	0·085	0·072	0·09	„

Wie aus der Tabelle über Schiffsmaschinen hervorgeht, haben die Niederdruckkolben der Torpedoboote nur ein Gewicht per 1  $cm^2$  Fläche von 0·03—0·04 Kilogr. sammt Stange und Kreuzkopf.

---

## Anhang XII.

### Versuche über die Regulirung des Ganges.

Bei höheren Kolbengeschwindigkeiten muss, wie im Texte Seite 194 u. f. begründet wurde, der Gang der Dampfmaschinen mittelst Aenderungen der Füllung und nicht etwa durch Drosselung der Spannung regulirt werden, wenn Stößen und Brüchen in dem Gestänge vorgebeugt werden soll.

Dass dies aber nicht bloß eine theoretische Anschauung ist, sondern den thatsächlichen Verhältnissen entspricht, hat eine Reihe von Versuchen bestätigt, welche ich eigens zu diesem Zwecke vorgenommen habe. Und insbesondere waren es die Maschinen der Maschinen-Ziegelfabriken am Wienerberg und in Hernald, über welche ich frei verfügen konnte, indem der Besitzer, Herr Heinrich von Drasche, mir die Vornahme von Versuchen und von Aenderungen in der Steuerung, Dampfspannung und Geschwindigkeit völlig frei stellte.

Die Versuche bezüglich der eben besprochenen Abhängigkeit der Geschwindigkeit von der Dampfspannung hatte ich folgendermaßen vorgenommen. Am Schieberkasten wurde an einer Stelle, welche vom Dampfstrom wenig berührt wurde, ein Manometer angebracht, die Meyer-Steuerung der 30pferdigen Maschine auf hohe ( $\frac{4}{8}$ )-Füllung gestellt, die Ziegelmaschinen fast leer laufen gelassen (der Widerstand abgestellt), der Regulator ausgelöst und das Dampfventil vollständig geöffnet.

Normalmäßig macht die Maschine 54 Umdrehungen in der Minute, was bei einem Kolbenweg von  $l = 0.8 \text{ m}$  einer Geschwindigkeit von  $v = 1.44 \text{ m}$  entspricht.

Nun begann die Maschine zu laufen. Meine Gehilfen nahmen Indicator-Diagramme, und wenn die Maschine ungefähr 100 Umdrehungen machte, begannen wir das Einströmventil bei gleichbleibender Füllung rasch aber nicht völlig zu schließen, so als ob wir die Maschine nur auf geringe Geschwindigkeit stellen wollten.

Bis jetzt war der Gang tadellos und fast für normale Arbeit brauchbar. Die Drucklinie in den Diagrammen sank wohl bedeutend, in Folge der für die Geschwindigkeit zu engen Canäle, das Bett schien unruhig werden zu wollen, weil kein Balanzgewicht vorhanden war, die Schmiervasen aus den Schubstangen wurden fortgeschleudert u. s. w., aber im ganzen war keine Besorgnis am Platz.

Wenn aber in Folge des halb geschlossenen Ventils der Dampf im Schieberkasten auf  $1-1\frac{1}{2}$  Atmosphären herunterkam, während das schwere Schwungrad die Geschwindigkeit noch hielt, so traten mit einem Male ganz bedeutende Stöße auf, die desto stärker wurden, je geringer der Dampfdruck war. Wurde aber das Ventil ganz geschlossen, so hörten sie plötzlich auf, weil dann jenes Nachschleudern der Massen in Mitte des Kolbenlaufes nicht mehr eintreten konnte. Gewöhnlich öffneten wir mit dem ersten Stoße wieder das Dampfventil und ließen reichlich Thon in die Schnecken werfen, um mit dem Widerstand die Geschwindigkeit rasch auf das normale Maß zu führen, weil sonst die trocken laufenden Schieber und Kolbenringe gelitten hätten.

Diesen Versuch kann man aber an jeder beliebigen Dampfmaschine wiederholen, ohne dass man früher ihre Geschwindigkeit bedeutend zu steigern brauchte. Man versuche einfach, eine wenig belastete Maschine durch theilweises Schließen des Dampfventils fast abzustellen, und wenn wegen der geringen Belastung die Geschwindigkeit nur langsam sinkt, treten jedesmal merkbare Erzitterungen oder selbst Stöße auf.

Die Maschine muss dabei aber fast leer laufen, weil sonst die Geschwindigkeit so rasch als der Dampfdruck sinkt.

Nun gingen wir auf's Neue und ganz in der obenbezeichneten Weise vor, bis die Maschine wieder die hohe Geschwindigkeit erlangte; jetzt aber griffen wir das Dampfventil nicht an, sondern änderten die Füllung und gingen mit ihr selbst so viel herunter, dass der Enddruck unter den Atmosphären-  
druck kam. Die sinkende Geschwindigkeit wurde nun aber von keinem Stoße begleitet. (Man konnte nicht unter  $\frac{1}{6}$  Füllung gehen.)

Zahlreiche andere Thatsachen lassen sich nur aus diesem Einfluss der Massen erklären. So kommen häufig Stöße vor, wenn der Wärter eine leer stehende Maschine mit weitgeöffnetem Ventil angehen lässt, und dann dasselbe zum größten Theile schließt, um die Geschwindigkeit bis zur Einrückung der abgestellten Arbeitsmaschinen zu halten. So riss die Kolbenstange der Walzwerkmaschine (280 Umdrehungen) in Laurahütte (Oberschlesien) desto öfter, je stärker man sie machte. Und darum können auch Locomotivmaschinen bei gekuppelten Achsen nicht so viele Umdrehungen als Eilzugmaschinen ertragen und ihr Gang wird unruhig, weil die Masse der Kurbelstangen mehr Arbeit zur Ingangsetzung verlangt.

Wenn man also eine Maschine mit einer gewissen Kolbengeschwindigkeit arbeiten lassen will, hat man einfach für ihre Schublänge aus Tabelle I jenen Dampfüberdruck zu entnehmen, welcher nach Abzug des Gegendruckes als Minimaldruck auf der arbeitenden Kolbenseite auftreten muss und durch keine Regulirung heruntergezogen werden darf.

## Anhang XIII.

### Versuche über die Weite der Dampfcanäle.

Um jene Dampfgeschwindigkeit zu bestimmen, bei welcher sich noch der volle oder nahezu der volle Druck aus dem Schieberkasten in den Dampfcylinder überträgt, wurden zahlreiche Beobachtungen angestellt.

So war in der Neuberger Maschine (Diagr. Fig. 52) der Druck im Schieberkasten 3·5 Atm. und die Einströmordinaten im Indicatoriagramm sind bis  $\frac{1}{3}$  Füllung constant und senken sich auch in der Nähe des halben Kolbenlaufes nur auf 3·4 Atm., solange die Zahl der Hube 40 in der Minute nicht überschritt.

Nachdem hier der Hub  $\cdot 95 m$  betrug, war die mittlere Kolbengeschwindigkeit  $v = 1\cdot 26 m$ , und da der Querschnitt des Canales 316  $mm$  lang und 40  $mm$  breit, 1 : 21 des Cylinderquerschnittes von 580  $mm$  Durchmesser hatte, so berechnet sich die mittlere Dampfgeschwindigkeit hier auf

$$c = \frac{f}{f_1} \cdot v = 26\cdot 5 m \text{ per Secunde}$$

und die maximale Dampfgeschwindigkeit bei halbem Kolbenhube mit

$$C_1 = \frac{\pi}{2} \cdot 26\cdot 5 = 40 m \text{ per Secunde.}$$

Ließ man aber der Maschine mehr als 40 Umgänge zu, so senkte sich die Drucklinie im Diagramm sofort um mehr und fiel bereits bei 60 Umgängen = 2·5  $m$  Kolbengeschwindigkeit oder 52  $m$  mittlerer Dampfgeschwindigkeit auf 2·1 Atm., d. i. auf 60% der Spannung im Schieberkasten, wie in Fig. 52 die punktirte Linie zeigt.

Recht deutlich wurde die Abhängigkeit der Spannung im Cylinder von den Canal- und Dampfröhrenweiten an einer Walzwerksmaschine beobachtet, bei welcher bei unveränderter Lage des Einströmventils und bei constantem Kesseldrucke die Diagramme (Fig. 58) bei verschiedenen Geschwindigkeiten übereinandergeschrieben wurden.

Im Kessel herrschten andauernd 3·5 Atm. Am Schieberkasten war ein Manometer angebracht, und der bei den beobachteten Geschwindigkeiten abgelesene schwankende Druck erscheint in den zugehörigen Diagrammen mit  $p_1$  bezeichnet und vermerkt. Der Cylinderdurchmesser maß 630  $mm$ , der Hub 1·26  $m$ . Der Querschnitt des Dampfröhres von 172  $mm$  hatte ebenso wie der der Canäle unter dem Schieber 1 : 15 der Cylinderfläche, was, wie aus dem Diagramm ersichtlich ist, bis 45 (und auch 48) Umdrehungen, d. i. einer mittleren Kolbengeschwindigkeit von

$$v = \frac{1}{30} \ln = \frac{1}{30} \cdot 1 \cdot 26 \cdot 45 = 1 \cdot 9 \text{ m (und auch } 2 \cdot 0 \text{ m)}$$

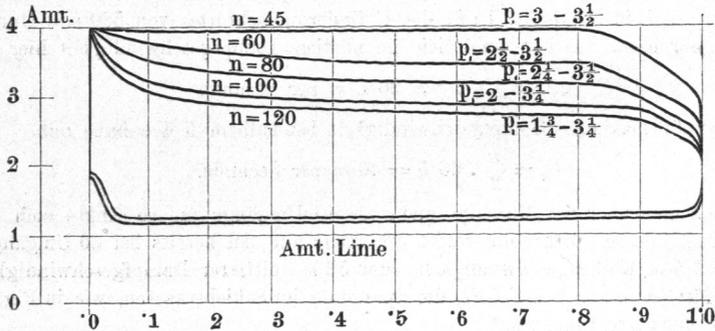
vollkommen ausreicht. Es ergibt sich hieraus aus Gleichung

$C = \frac{f}{f_1} \cdot v = 28 \cdot 5$  bis  $30 \text{ m per Secunde}$ , als mittlere Dampfgeschwindigkeit im Einströmrohr und Schiebercanal.

Auf gleiche Weise mit dem Indicator untersucht, ergaben alle ähnlichen Maschinen und auch Indicatoren an den Dampfrohren den übereinstimmenden Mittelwerth, welcher nur geringe Abweichungen nach aufwärts zulässt, ohne schnellen Druckabfall mit sich zu bringen, als richtige Weite der Dampfrohre und Canäle bei Schiebersteuerungen:

$$\frac{f_1}{f} = \frac{1}{30} \cdot v \dots \dots \dots (x).$$

Fig. 89



Umdrehungszahl und Dampfcanal. Um genau jene Umdrehungszahl zu erhalten, bei welcher in einer vorhandenen Maschine das Sinken der Dampfspannung während der Admission, also in Folge der begrenzten Canalquerschnitte, eintritt, gibt es ein höchst einfaches Mittel. Ist nämlich der Indicator an der Maschine und haben einige Vordigramme die Ueberzeugung von seinem tadellosen Gange gebracht, so lasse man die Maschine abstellen und dann von der Ruhe aus mit ganz geöffneter Einströmung neuerdings angehen. Dieses Angehen geschieht meist mit rasch steigender Geschwindigkeit, und der schreibende Indicatorstift gibt nur so lange eine horizontale Admissionslinie, als die Weite der Dampfwege ausreicht. Kennt man nun genau die Tourenzahl, welche diesem einen Hube der einen Stufe der weiter steigenden Geschwindigkeit entspricht, so ist die Aufgabe gelöst.

Zur Kenntniss dieser einen, mitten herausgegriffenen Geschwindigkeit kommt man aber, falls kein Tachometer zur Hand ist, auf folgendem Wege:

Jede Taschenuhr schlägt fünf Schläge in der Secunde, und hält man sie an's linke Ohr, so bringt man es nach kurzer Uebung dahin, dass die rechte Hand den gleichen Rhythmus, d. h. mit einem Bleistift auf einem Blatt Papier fünf Punkte per Secunde in fortlaufender oder schlangenförmiger Linie markiren kann. Bewegt nun ein Gehilfe das geradgeführte Blatt mit jeder halben Drehung ein kurzes Wegstück senkrecht auf die Punktenflucht, so entstehen Stufen, deren jede so viel Punkte enthält, als die halbe Kurbeldrehung Fünftel-Secunden andauerte. Ein Wechsel von geraden und ungeraden Punktzahlen aufeinander folgender Stufen entspricht Zehntel-Secunden, bis zu welcher Grenze des Zeitmaßes man auf diesem Wege überhaupt zu kommen vermag. Ein Gehilfe hat ein Zeichen zu jener Punktreihe zu setzen, welche eben im Entstehen ist, wenn der Indicator Diagramme mit fallenden Admissionslinien zu schreiben beginnt.

Eine Reihe von Nebenrücksichten hat für die möglichste Abwendung jener störenden Einflüsse zu sorgen, welche sonst die Beobachtung trüben. Der Punktenschläger soll z. B. die Maschine nicht sehen und sollte sie auch nicht hören, weil ihn deren Rhythmus leicht beirrt; derjenige, welcher das Papier weiter rückt, thut es sicherer mit jeder halben als jeder ganzen Kurbeldrehung u. s. w.

Das Weiterrücken des Papierees könnte man leicht von der Maschine selbst besorgen lassen. Jedoch ein Instrument zu construiren, welches deutlich und sicher Fünftel- oder Zehntel-Secunden auf fortlaufendem Papiere schlägt, dürfte argen Schwierigkeiten begegnen, wenn es außer elektrischem Wege gehen soll; denn der Widerstand des Stiftes dürfte ein direct wirkendes Uhrwerk ungleichmäßig hemmen.

Man kann die Sache auch mit einer schwingenden Stimmgabel versuchen, welche auf bekannte Weise berußtes Papier beschreibt, und zwar hauptsächlich zu dem Zwecke, die Unregelmäßigkeit des Schwungrades direct zu ermitteln. In einem Falle gelangte ich mit einer Feder, welche circa 300 Schwingungen per Secunde machte, ganz prächtig zur Erhebung der Unregelmäßigkeit  $\frac{1}{25}$ , doch einige andere Fälle boten große Schwierigkeiten, indem die festgespannte Feder mit einem Schraubensupport weiter bewegt werden muss etc. Ueberhaupt passt der feine Apparat zur rauhen Maschine nicht recht, und mir fehlt auch die Zeit, in dieser Richtung zu arbeiten.

## Anhang XIV.

S 208

### Ort der mittleren Kolbengeschwindigkeit.

Bei unendlich lang angenommener Schubstange wird die mittlere Kolbengeschwindigkeit stets erreicht, wenn der Kolben  $\cdot 11$  des Hubes durchlaufen hat. Denn ist (nach Gleichung *b*)

$$v_0 \text{ die örtliche Kolbengeschwindigkeit } v_0 = w \sin \omega$$

$$v \text{ „ mittlere „ „ } v = \frac{2}{\pi} w,$$

so wird

$$v_0 = v \text{ bei } \sin \omega = \frac{2}{\pi} = \cdot 637 \dots \dots \dots (k)$$

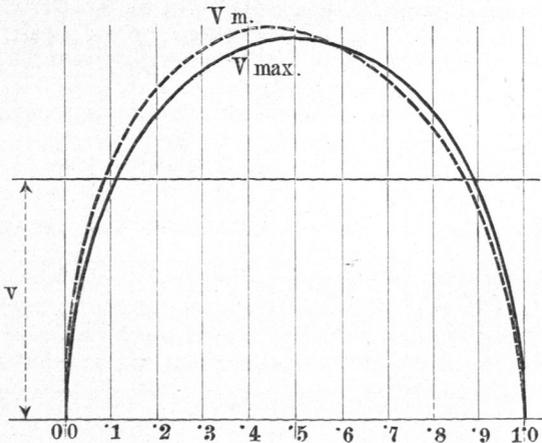
$$\omega = 39\frac{1}{2}^\circ$$

oder

$$s = r (1 - \cos \omega)$$

$$s = \frac{l}{2} \left( 1 - \sqrt{1 - \left(\frac{2}{\pi}\right)^2} \right) = \cdot 11 \cdot l \dots \dots \dots (l)$$

Fig. 90



Der Ort, an welchem der Kolben seine mittlere Geschwindigkeit erreicht, ist daher unabhängig von jeder absoluten Größe der Geschwindigkeit selbst.

Die Geschwindigkeit des Kolbens an anderen Punkten seines Laufes beträgt für

Kolbenweg $s = \frac{l_1}{l} =$	0·0	·1	·2	·3	·4	·5	·6	·7	·8	·9	1·0
bei der Schubstangenlänge $L = \infty$	0·0	·599	·807	·917	·980	1·0	·980	·917	·807	·599	0·0
$= 6 \cdot r$	0·0	·640	·846	·960	1·010	1·009	·969	·894	·763	·561	0·0
$= 5 \cdot r$	0·0	·649	·853	·962	1·012	1·015	·975	·892	·760	·554	0·0
$= 4 \cdot r$	0·0	·661	·866	·977	1·024	1·024	·978	·889	·753	·543	0·0

mal der Umfangsgeschwindigkeit  $w$  im Kurbelkreis.

Die Abweichungen durch die endlichen Stangenlängen sind nicht bedeutend, wie aus obiger Tabelle und der Fig. 90 hervorgeht, in welcher die Geschwindigkeits-Sinusoiden für  $r = \infty$  und für  $L = 4 \cdot r$  eingezeichnet sind.

## **Anhang XV.**

### **Versuche über die Füllungsspannung.**

Wenn die Linie der Füllungsspannung abfällt, so gibt es ein einfaches Mittel, um zu erfahren, ob die Schuld in den engen Dampfwegen der Steuerung und des Cylinders oder ob sie in der Dampfleitung zu suchen ist. Setzt man nämlich ein Manometer auf einen vom Dampfstrome unberührten Punkt des Schieber- oder Dampfzuführungsraumes an der Maschine, so schwankt dessen Zeiger bei genügender Weite der Rohrleitung nur wenig; denn der Druck im Schieberkasten bleibt nahezu constant. Ist jedoch die Rohrleitung zu enge, so blitzt der Manometerzeiger mit jedem halben Hube, denn mit Beginn der Einströmung sinkt der Druck und steigt wieder plötzlich, wenn die Absperrung beginnt.

Dieses Blitzen kann allerdings auch von zu kleinem Dampf- oder Wasserraume des Dampfkessels herrühren, wo dann jeder Hub von einem Aufkochen des Wassers begleitet wird. Hierbei schwankt aber das Kesselmanometer auch. Treten Stöße im Kessel und dessen Mauerwerk mit auf, so lassen sich diese allerdings wie die Druckschwankungen durch Drosselung des Kesselventiles mildern, verrathen aber stets einen organischen Fehler.

Dass die Dampfspannung in einer Rohrleitung durch eine selbst nur vereinzelte Drosselung schnell zu Abfall gebracht wird, ist durch die Regulirung mittelst Ventil oder Drosselregulator bekannt. Bei einer großen, 400pferdigen Maschine für eine Dampfmühle war die garantierte Leistungsfähigkeit in Pferden kaum zur Hälfte zu erhalten, und nach langen Untersuchungen und am Processwege fand sich erst, dass die Kesselventile, die mit Schraubenspindeln mit innerer Mutter versehen waren und Anfangs beim Einlauf und Halbbetrieb der Mühle nur halb geöffnet wurden, in Folge dessen theilweise verklebte Gewinde hatten und sich daher auch bei begunnenem Vollbetrieb nicht weiter öffnen ließen, als es zuvor geschah. In die Maschine kam nur halber Druck. Solchem vorzubeugen, sollen alle Dampfventile Außengewinde haben, deren Muttern in angegossenen (nicht angeschraubten) Bügeln lagern.

---

## A n h a n g XVI.

### Locomotivgeschwindigkeit und Gegengewicht.

Um das Schlingern der Locomotive und den Verderb der Bahn durch die einseitig des Gesamtschwerpunktes der Maschine wirkenden Massendrucke hintanzuhalten, müssen Gegengewichte in die Räder gelegt werden, wie bereits im Texte Seite 246 u. f. erörtert wurde. Die allein benöthigten Horizontalcomponenten derselben sind aber ohne die gleichzeitig mit-geweckten Verticalcomponenten nicht zu erhalten, deren böse Wirkung zweiseitig auftritt. Nach oben wirkend begrenzt sie die Geschwindigkeit der Fahrt nach unten gerichtet überlastet sie die Brücken.

#### 1. Begrenzung der Geschwindigkeit.

Die Grenzgeschwindigkeit tritt ein, wenn die freie Fliehkraft des Gegengewichtes gleich der Radbelastung wird, indem erstere dann das Rad in jenen Momenten von der Schiene abzuheben sucht, in welcher sie senkrecht nach oben wirkt. Unter freier Fliehkraft ist hierbei nicht die der gesammten Balanzmasse, sondern nur jenes Theiles derselben zu verstehen, welcher nach Abzug der gegenüberliegenden Kurbel und des laut Abwage am Kurbelzapfen lastenden Theiles der Treib- und Kuppelstangen erübrigt. Der Eintritt der Grenzgeschwindigkeit erfolgt also bei

$$F = Q.$$

a) Hätte beispielsweise eine Locomotive

Hub . . . . .	$l = 6 \text{ m}$	Kurbel . . . . .	$3 \text{ m}$
Gewicht der rein hin- und hergehenden Theile . . . . .		$P = 300 \text{ Kil.}$	
Adhäsionsgewicht des Treibrades . . . . .		$Q = 5000 \text{ „}$	

so würde bei einem Gegengewichte, welches außer dem für die Kurbel und die Schubstange etc. entfallenden Theil, auf den Kurbelkreis reducirt gleich dem ganzen Gewichte der hin- und hergehenden Theile wäre, bereits bei einer

Geschwindigkeit  $w$  im Kurbelkreise nach der Formel  $\frac{Pw^2}{gr} = Q$ , d. i. bei

$w = 7.1 \text{ m}$  per Secunde im Kurbelkreis, die Grenzgeschwindigkeit eintreten. Wäre der Radhalbmesser mit  $.90 \text{ m}$  eben dreimal so groß als der Kurbelhalbmesser, so entspräche dies einer Fahrt von  $V = 3.7.1 = 21.3 \text{ m}$  per Secunde oder  $77 \text{ km}$  per Stunde.

b) Bei Balanzirung auf die Hälfte wird unter gleichen Verhältnissen  $\frac{1}{2} P \frac{w^2}{gr} = Q$  oder  $w = 10.0 \text{ m}$  per Sec., d. i.  $V = 30 \text{ m}$  per Sec. oder  $108 \text{ Kilometer}$  per Stunde, bei welcher das Entgleisen eintreten würde.

c) Wird das frei zu balanzirende Gestängegewicht etwa auf  $250 \text{ Kil.}$  gebracht und etwa mit  $.45$  auf ein Treib- und ein Kuppelrad vertheilt, der Radhalbmesser auf  $3.5 \text{ r}$  ( $D = 2.1 \text{ m}$ ) und die Belastung auf  $6000 \text{ Kilogr.}$

erhöht, so würde doch das Abheben von den Schienen bei  $w = 13 m$ ,  $V = 164 km$  Fahrt per Stunde erfolgen, was sich auf  $V = 113 km$  reducirt, wenn nur halbe Entlastung des Rades der Sicherheit gegen Losheben und Gleiten wegen gestattet werden wollte. Die Rücksicht auf die Tragfedern, auf andere schädliche Bewegungen und Umstände und insbesondere auf das Erübrigen des nöthigen Adhäsionsgewichtes, begrenzen aber die Fahrgeschwindigkeit für den normalen Dienst meist noch früher.

d) Bei Maschinen mit mehreren gekuppelten Achsen und kleinen Rädern kann häufig im Treibrade nur das Gegengewicht für die Kurbel und die Treib- und Kuppelstangen-Theilgewichte, also die rotirenden Massen allein, untergebracht werden, wo dann die Kuppelräder für das übrige, das rein hin- und hergehende Gestänge erhalten müssen. Sind dann diese Kuppelräder noch klein im Durchmesser, so kann es leicht vorkommen, dass bereits bei  $\sim 60 km$  Fahrgeschwindigkeit eine Entlastung bis zu einem Rest von  $\sim 1000$  Kilogr. per Rad eintritt, wodurch wenig Zugkraft für angehangene Last mehr verbleibt.

In Folge dieser zeitweisen Entlastung der Triebräder und Verringerung des Adhäsionsgewichtes sinkt die Zugkraft der Maschinen mit steigender Geschwindigkeit und die stärkere Abnutzung der Radreifen auf der Gegenseite der Balanzgewichte ist der Beweis hiefür. Das im Texte Seite 204 angeführte „Gestatten“ verringerter Fahrgeschwindigkeit beim Anstieg über steile Rampen oder sonst benöthigter erhöhter Zugkraft ist also kein freiwilliges, sondern eine nothwendige Folge der Gegengewichte, deren abhebende Fliehkräftskomponenten rasch sinken, wenn sich die Geschwindigkeit ermäßigt. Durch das Spiel der Quadranten wird nichts dabei geändert.

Allerdings wird bei dem glücklichen Bau der normalen Locomotive mit vorne liegenden Cylindern die Achsbelastung bei der Vorwärtsfahrt noch durch jene Verticalcomponente vermehrt, welche an der Geradföhrung geweckt wird. An den Linealen tritt diese Verticalcomponente nach aufwärts gerichtet auf, daher ihre Gegenkraft im Lager nach abwärts zielt. Bei der Rückwärtsfahrt der Locomotive würde diese Geradföhrungscomponente im Lager entlastend wirken, und da sie eine Größe bis gegen 1000 Kil. erreichen kann, erhellt, dass bei ganz gleichen übrigen Verhältnissen die Fahrt nach vorwärts mit größerer Geschwindigkeit oder Sicherheit erfolgen kann als nach rückwärts. Die Erscheinung der Fig. 70 tritt hier wieder nur um  $90^\circ$  umgelegt in's Spiel. Allerdings entlastet die Geradföhrung um den gleichen Betrag, doch wirkt dieser nicht auf das Treibrad allein, sondern trifft theilweise auf die Laufachse oder vertheilt sich sonst wie.

Diese Erhöhung der Achsbelastung bei der Vorwärtsfahrt wird wohl nie berücksichtigt, weil sie bei Leerfahrt verschwindet; wenn sie aber auftritt, so ist sie nützlich. Die Verringerung der Achsbelastung bei der Rückwärtsfahrt ist aber stets schädlich und begrenzt die Geschwindigkeit vorzeitig, indem ihr Maximum mit jener der aufwärts gerichteten Fliehkräftskomponente der Gegengewichte zusammenfällt.

Im obigen Beispiele, wo eine Geschwindigkeit von 108 km per Stunde für vorwärts als Grenzwert erscheint, würden (bei 1000 Kil. Entlastung durch den Geradföhrungsdruck)  $v = 97$  km per Stunde für die Rückwärtsfahrt gelten.

Bei sonst gut gebauten Locomotiven hat sich aber auch eine Balanzirung mit  $\cdot 32$  der hin- und hergehenden Massen (über das Maß der Vollbalanzirung der rotirenden Theile hinaus) schon bewährt.

## 2. Ueberlastung der Brücken.

Die Ueberlastung tritt ein, wenn sich zum normalen Auflagedruck der Räder die freie Fliehkraft der Gegengewichte addirt, was in jenen Momenten geschieht, in welchen sie senkrecht nach unten wirkt.

Da die Größe dieser Fliehkraft selbst bis zur Größe des Eigengewichtes der einen Maschinenseite steigen kann, wodurch sich die Belastung innerhalb einer halben Radumdrehung von Null bis zum doppelten Eigengewichte ändert und gleichsam im Tacte mit Hammerschlagswucht auf die Brücke wirkt, so erhellet die Gefahr schneller Fahrt über diese Objecte. Und wenn auch eine Geschwindigkeit bis zur Völlentlastung der Räder, und der unmittelbar darauf folgenden Doppelbelastung derselben nicht vorkommen mag, so erhöht doch wieder die früher angeführte Geradföhrungscomponente den örtlichen Druck. Daher muss man erkennen, dass eine Fahrt mit der Grenzgeschwindigkeit der Locomotive die Beanspruchung der Träger einseits unter der Maschine rund auf's Doppelte steigert.

Fahren nun etwa zwei Locomotive unmittelbar hintereinander und will ein böser Zufall, dass sich die Kurbeln und daher auch die Gegengewichte auf gleiche Richtung einstellen, so erhöht sich die Gefahr der Ueberlastung noch weiters und mancher Zusammenbruch von Brücken fand darinnen vielleicht seine Mitursache\*). Ob die Brückenbauingenieure des Vorkommens dieser höheren Belastungen, als es den Todtgewichten entspricht, auch Rechnung tragen, ist mir nicht sicher bekannt.

Allerdings weiß man aber, dass Brücken, und insbesondere als schwach bekannte oder gefährlich scheinende laut Vorschrift langsamer befahren werden müssen, als die feste Bahn\*\*).

\*) Im Sommer 1891 brach die Eisenbahnbrücke bei Mönchenstein unter einem schnellst fahrenden von zwei Locomotiven gezogenen Train. In keinem der technischen Berichte darüber fand ich den Einfluss der Gegengewichte erwähnt oder erhoben.

\*\*) Es mag weiterer Forschung anheimgegeben sein, ob nicht etwa auch die S. 322 angeführte Hypothese einer nöthigen Zeit zur Erweckung der Festigkeit bei sehr hohen Brückenwänden mit eine Rolle spielt. Nehme ich an, dass der Uebergänge durch die Vernietungen und der Winkelablenkungen wegen die Fortpflanzgeschwindigkeit der Materialspannung sich auf 1000 m per Secunde reducirt, und sei sammt den Umwegen im Gittersysteme der eine Gurtquerschnitt vom andern 10 m entfernt, so würde die Zusammenwirkung der beiden Gurtungen erst in  $2 \cdot \frac{1000}{10} = \frac{1}{50}$  Secunde erhaltbar sein.

Macht nun ein Treibrad vier Umgänge per Secunde, so fällt die Mehrbelastung durch die Fliehkraft des Gegengewichtes, wenn von der Elasticität der Zwischenträger abgesehen wird, binnen  $\frac{1}{16}$  Secunde ein, und die Sicherheit der Gesamt-Construction erscheint nur

mehr als  $\frac{50}{16} = 3$  fach gegen Ueberlastung. Schwingungen und Reflexerscheinungen könnten die Sache noch gefährlicher gestalten.

## Anhang XVII.

### Erfahrungen über Zapfen.

Ich habe Versuche mit verschiedenen Eisenbahnachsen vorgenommen, deren Zapfen an der Stirnseite angebohrt wurden und einen 1 m langen Stahlstab centrisch eingeschraubt erhielten, der als Fühlhebel zur Anzeige der Durchbiegungen bei verschiedenen Belastungen diente. Zum Erhalt von Schaubildern ward eine kleine Kurbel mit elastischem Bleistift an die Stangenspitze gesteckt, welche bei der Drehung der Achse auf einer mit Papier bespannten verticalen Tafel geschlossene Kreise oder kreisähnliche Curven schrieb. Die Tafel war auf einen Drehbank-Support befestigt und konnte horizontal verschoben werden, um gleichwerthige Kreise nebeneinander schreiben zu lassen. Die Achse war nicht unter ein Fahrzeug, sondern in ein festes Rahmenwerk gelagert, und ihre Räder standen auf Tragrollen, welche durch einen Riemtrieb gedreht wurden.

Die zu untersuchenden Zapfen waren durch aufgelegte Schalen und je eine Locomotivtragfeder bis je 7000 Kil. genau so zu belasten wie es normaler Weise geschieht. Nur blieben die Zapfen unten frei\*).

Hiebei ward nun das den Belastungen proportionale Durchbiegen der Achsen und ihrer Zapfen klar ersichtlich und in Diagrammen hinterlegt. Durchschnittlich senkte sich die Stahlspitze in 1 m Entfernung vom Zapfende um  $\sim 5$  mm per 1000 Kil. einseitiger (2000 Kil. totaler) Belastung\*\*).

Nachdem nun alle die untersuchten Zapfen unter der constanten Last während der ganzen Drehung in gleicher Durchbiegung verblieben, erscheint der Ausspruch im Texte begründet, dass sich eine Kurbelachse unter dem wechselnden Dampfdrucke hin und zurück biegen werde und ihre Zapfen nie so gleichmäßig einlaufen und anliegen können als jene einer Achse, deren Belastung stets im gleichen Sinne wirkt.

\*) Mit diesem Apparate dachte ich ursprünglich Eisenbahnachsen auf verborgene Anbrüche untersuchen zu können, indem für gesunde Achsen der Erhalt reiner Kreise und für angebrochene Achsen elliptische Formen (mit überhöhter Verticalachse) vermuthet wurden. Diese Voraussetzung war aber in ihrer Allgemeinheit eine Täuschung; denn wenn sie auch vielfach zutraf, ergab doch manche gesunde Achse unregelmäßige Formen und manche sichtbar angebrochene Achse schrieb trotzdem einen reinen Kreis. Ob dies von ungleichen Härten im Umfange, von nicht genau kreisrunden Zapfen oder von anderen Ursachen kam, bleibt dahingestellt.

\*\*) Auch bei jeder mit dem Schwungrade belasteten Dampfmaschinenkurbelwelle weist eine feine Wasserwaage, welche bei abgehobenen Lagerdeckeln auf ihre Zapfen gelegt wird, die Biegung nach, und zeigt, dass sie je nach außen steigt. Bei einer guten Achse bleibt das Ansteigen für jede Lage constant, in welche man auch die kalte Maschine dreht.

Der Apparat wurde ferner zu Versuchen über die Grenzen des Auflagdrucks und der Abnütz- oder Reibungsarbeiten verwendet, wobei der Druck per Flächeneinheit durch Verschmälnerung der tragenden Schalenflächen beliebig gesteigert werden konnte. Stets waren Bronzeschalen und reines Baumöl verwendet und die Fläche der Schmiernuth von der Projection der Schalenbreite abgezogen.

**Auflagdruck.** Die Versuche zeigten, dass von einem Zapfen bei  $p = 100$  Atm. Druck per  $1 \text{ cm}^2$  Schalenprojection absolut kein Oel mehr angenommen wird. Lastet dieser Druck zwischen Schale und Zapfen und befindet sich in der Schale auch eine ölgefüllte Längsrinne, so dreht sich doch der Zapfen absolut trocken aus der Schale heraus, wie durch an die freie Unterfläche angehaltenes färbiges Löschpapier nachzuweisen war.

Bei  $p = 60$  Atm. kommt der Zapfen nur fettig, bei  $p = 30$  Atm. aber wohlgeschmiert aus der Schale. Bei  $p = 4$  Atm. haftet so reichlich Oel am Zapfen, dass dies bei seinem Wiedereintritt von der Schale abgestreift wird und in schweren Tropfen oder Fäden abrinnt.

**Zapfenreibungsarbeit.** Eigene Versuche zur Bestimmung der Grenzwerte der Zapfenreibungsarbeit wurden von Anderen vielfach angestellt.

Briegleb-Hansen in Gotha, die berühmte Turbinenbauanstalt, gab mir an, dass sie folgende Grenzwerte durch eigene Versuche erhob

Ein Auflagdruck von  $14.8$  Atm. ist die äußerste Grenze für Schwungradlager.

Bronzeschalen, bestehend aus  $80.5$  Kupfer und  $19.5$

Zinn, der besten Composition, vertragen ein

Grenzproduct von Auflagdruck  $p$ , mal Geschwin-

digkeit  $v$  per Minute am Zapfenumfang von.  $p v = 20 \text{ mkg}$

Mit dem Reibungscoefficienten  $\varphi = \frac{1}{20}$  gibt dies per

$1 \text{ cm}^2$  eine secundliche Reibungsarbeit  $a$  von  $a = 1.0 \text{ mkg}$

Weißmetallschalen und Zapfen aus Tiegelsstahl . .  $p v = 24-30 \text{ mkg}$

gestatten die Reibungsarbeit . . . . .  $a = 1.2-1.5 \text{ mkg}$ .

Weicher Bessemerstahl gibt die schlechtesten Resultate. Schmiedeeisen kann höher belastet werden als weicher Stahl.

Swiderski in Leipzig, eine hauptsächlich schnellgehende Maschinenbauende Fabrik, gab mir folgende Versuchsergebnisse an:

Bei der constanten Umfangsgeschwindigkeit am Zapfen von  $75 \text{ m}$  per Minute verträgt bis zum Austritt von gedunkeltem Oel:

a) Weißmetall, bestehend aus  $80$  Zinn,  $12$  Antimon,

$7$  Kupfer,  $1$  Nickel, die beste und dabei eine

schmiedbare Composition, einen Auflagdruck . .  $p = 12-14 \text{ Atm.}$ ,

was bei  $\varphi = \frac{1}{20}$  einer Reibungsarbeit entspricht von .  $a = .75-0.90 \text{ mkg}$

b) Phosphorbronze .  $p = 8-10 \text{ Atm.}$  „ „ .  $a = .50-.60 \text{ mkg}$

c) Gusseisen . . .  $p = 4 \text{ Atm.}$  Bei  $5 \text{ Atm.}$  Ende.

Die Arbeitsgrenze bei Gusseisen hängt nicht von der Geschwindigkeit, sondern vom Auflagdruck ab.

Mit 5 Atm. Auflagdruck läuft Gusseisen bei jeder Geschwindigkeit heiß.

Aehnliche Werthe geben die Erfahrungen im Großen, z. B.:

Ich hatte 1888 die große Haupttransmissionswelle der Spinnerei in Dugaresa wegen andauernd schlechten Ganges umzubauen. Sie hat 510 Pferdekraft bei 210 Umdrehungen mit drei Scheiben von zusammen 19 Seilen (fast alle nach gleicher Richtung) zu übertragen. Der Raum war durch einen beizubehaltenden mittleren Lagersteinpfeiler beschränkt. Unter genauester Berücksichtigung der Eigengewichte von Welle, Scheiben und Seile und den Richtungen der Seilspannungen ergab sich auf eines der Lager 2540 Kil. Druck unter der Annahme eines Seilzuges  $Q$  gleich der dreifachen Umfangskraft  $P$  ( $Q = 3P$ ). Die Lager konnten nur  $d = 170$ ,  $l = 380$  mm erhalten.

Der Auflagerdruck rechnet sich hieraus auf  $\frac{2540}{17 \cdot 38} = 3.9$  Atm. und die Reibungsarbeit unter Annahme von  $\varphi = \frac{1}{20}$ , auf 0.4 Kilogr.-Meter per 1  $cm^2$  und Secunde.

Unter Annahme eines Achszuges per Seil von  $(3P + 600)$  Kilogr., hier  $= 6P$ , oder eines Achszuges per Seil von  $(3P + 900)$  Kilogr., hier  $= 7\frac{1}{2}P$ , wird aber die spezifische Reibungsarbeit  $\sim 2 - 2\frac{1}{2}$  mal so groß, d. i.  $a = .80$  bis  $a = 1.00$  Kilogr.-Meter per 1  $cm^2$  und Secunde. Die Annahme dieser höheren Seilzüge ist die wahrscheinlichere.

Vorsichtshalber ließ ich den Raum zwischen Schalen und Lagergehäuse für Wasserkühlung einrichten, und diese muss thatsächlich noch heute zeitweilig benützt werden, obgleich in der Zwischenzeit die Zapfen wochenlang ohne Wasserkühlung befriedigend und mit geringem Oelconsum arbeiten. Hiermit ist also ein wahrscheinlicher Grenzwert für dauernde Belastung festgestellt.

Auch Eisenbahnzapfen geben hier sicheren Anhalt. Ihre Beanspruchung auf Reibungsarbeit kann der mächtigen Luftkühlung wegen höher sein als in stationären Lagerungen, und ergibt sich im Mittel mit  $a = 2$   $mkg$  per 1  $cm^2$  und Secunde. In einem speciellen Falle gingen die Zapfen eines Viehtransportzuges alle auf einer Seite heiß, während die Zapfen auf der anderen Seite desselben Zuges anstandslos verblieben. Die nähere Erhebung ergab, dass sie im Mittel mit  $a = 2.5$   $mkg$  beansprucht waren und dass die heißgehenden Zapfen auf der Schattenseite des Zuges vorkamen, auf welche sich die Thiere andrängten. Hiermit ist abermals ein Grenzwert, und zwar für Eisenbahnlager, Composition mit Mineralöl geschmiert, gefunden. Auch bei  $a = 2.8$   $mkg$  gehen sie noch in einzelnen Fällen ziemlich kühl, aber Lager mit  $a = 3.0$   $mkg$  mussten wegen dauerndem Heißlauf durch Verbreiterung der Schalenaufschlagflächen umgeändert werden.

Spurzapfen. Aehnliche Betrachtungen, wie die für die Lagerzapfen der Dampfmaschinen im Texte Seite 274 u. f., ergeben auch für die Spur- oder Ringzapfen der Turbinen ähnliche Schlussansichten. Hier soll nicht auf die Theorie der Spurzapfen eingegangen, aber folgende Thatsache als zugehörig angeführt werden: Bei Assling in Krain befand sich eine unausgenützte Wasserkraft von  $10 m^3$  Wasser per Secunde mit  $25 m$  Gefälle. Die Eigenthümer wollten ein Walzwerk mit 3 Turbinen, à 1000 Pferdekkräfte, errichten, doch der Spurzapfen wegen weigerte manche Fabrik ersten Ranges den Bau. Es entfielen  $\sim 20.000$  Kilogr. Last mit 135–180 Umdrehungen per Minute und Turbine. Ich schlug nun, auch nach Erkennen der Unmöglichkeit einer Normalconstruction, die Verwendung je eines, statt von Metallschalen, von hochgespanntem Wasser getragenen Spurzapfens vor. In die Hütte kam ohnedies Druckwasser zum Betriebe der hydraulischen Krahen. Nun arbeiten diese Turbinen seit Ostern 1890 anstandslos Tag und Nacht mit ihren Zapfen von  $d = 250 mm$  auf gepresstem Wasser von 18 Atm. lastend und Dank der von der Maschinenfabrik Ganz & Co. ersonnenen Dichtung ist der Wasserverlust aus der Spurbüchse fast Null.

Bei diesen Turbinen ward oben je ein Ringzapfen ( $D = 500, d = 280$ ) angebracht, die ich gleichfalls vorsichtshalber mit je einer kräftigen transmissionsgetriebenen Oelpumpe versah. Durch Manometerablesungen ergibt sich nun, dass bei abgestelltem Hydraulikzapfen der Oeldruck unter der Ringspur auf 7.5 Atm. ansteigt und so lange anhält als der Wasserdruck mangelt. Im Maße wieder einzuleitenden Wasserdruckes sinkt der Oeldruck und wird bei 18 Atm. unten, oben wieder Null. Die Eigengewichte der Verticalwelle sammt Rädern betragen dabei  $\sim 14.000$  Kilogr., ohne den hydraulischen und den Zahndruck des übersetzenden Kegelrades; die Geschwindigkeit schwankte zwischen  $n = 120 - 140$  per Minute. Ohne Wasser- und ohne Oeldruck beginnt aber bei jeder dieser Turbinen der Ringzapfen oben bereits nach  $\sim 20$  Secunden heiß zu gehen und nur eine rasche Entlastung wehrt den Ruin.

So ward durch ein neues Princip die frühere Unmöglichkeit besiegt.

## Anhang XVIII.

### Zu Riemen und Seilen.

Die Elasticität gebrauchten Leders kann bei gewöhnlicher Güte derselben bis circa  $\frac{1}{50}$  Dehnung benützt werden, was einer Spannung von 0.6 Kil. per 1  $mm^2$  entspricht, wenn der Elasticitätsmodul mit  $E = 30$  angenommen wird. Neue Riemen zeigen wohl einen Elasticitätsmodul von 12 bis 20 Kil., aber gebrauchte oder sonst schon vorgestreckte Riemen erreichen die äußerste Grenze der elastischen Dehnung zwischen 1.0 bis 1.4, im Mittel bei 1.2 Kil. Belastung per 1  $mm^2$ , so dass eine andauernde Sicherheit gegen das Ueberspannen den obigen Grenzwert von 0.6 Kil. ergibt. Die relative Streckung des Riemens in seinem geraden Laufe beträgt daher bei einer Spannung von  $S = 0.3$  Kil.

$$\lambda, = \frac{S}{E} = \frac{0.3}{30} = \frac{1}{100}$$

und es erübrigt (für die angenommene Grenze von  $\frac{1}{50} = \left(\frac{2}{100} \text{ total}\right)$  noch eine zulässige Mehrstreckung von  $\frac{1}{100}$ , welche die Biegungs- und Wölbungs-  
spannungen decken muss.

Hätte man nun flache (nicht gewölbte) Scheiben, so müsste der kleinere Scheibendurchmesser  $D_1$  circa 100mal die Riemendicke  $\delta$  betragen, um nicht durch die örtliche, relative Verlängerung

$$\lambda_{,,} = \frac{\delta}{D_1}$$

in der Biegung die äußere mit dem Durchmesser  $(D_1 + 2\delta)$  laufenden Fasern zu überstrecken; durch letzteres würden die inneren Fasern allein zum Tragen kommen und überlastet bald zu Grunde gehen. Randleisten an den Riemen erhöhen örtlich die Biegungsspannung, überstrecken sich, werden unnütz und sind daher schlecht.

Müssen kleinere Scheiben als solche von 100facher Riemendicke gewählt werden, so muss die Spannung im geraden Laufe von  $S = 0.3$  Kil. um so viel verringert werden, dass die Summe der Verlängerungen

$$\lambda, + \lambda_{,,} = \frac{S}{E} + \frac{\delta}{D_1}$$

den Werth von  $\frac{1}{50}$  nicht überschreitet.

Kann aber die kleinere Scheibe im Paar einen größeren Durchmesser als jenen gleich der 100fachen Riemendicke erhalten, so verbleibt noch ein Rest, der das Wölben der Scheiben trotz einer hohen Nutzsannung  $S = 0.3 \text{ kg}$  anstandslos gestattet.

Durch die Wölbungen der Scheiben, welche ein strammes Anliegen der auflaufenden Riemen an den Rändern und daher deren sichere Führung trotz nicht völlig paralleler Achsen ermöglichen, werden die Fasern des Riemens zweifach beansprucht, nämlich in Folge des erhöhten Durchmessers in der Mitte gestreckt und in Folge der ungleichen Geschwindigkeiten verspannt.

Das Erstere tritt nur bei ganz neuen Riemen ein; denn bald schmiegt sich derselbe dauernd in die Wölbung und behält auch im geraden Laufe die dachähnliche Form. Die damit verbundene bleibende Verlängerung, deren Verhältnissbetrag von der Achsferne abhängig ist, bedingt aber mit den Unterschied zwischen neuem und gebrauchtem Leder, und entfällt der weiteren Betrachtung.

Die verschiedenen Geschwindigkeiten aber, welche durch die Wölbungen am Umfang der Scheiben erzeugt werden, können ganz merkwürdige Spannungen in den Riemen wecken, welche sich unter der Voraussetzung, dass derselbe nicht gleite, annähernd wie folgt berechnen:

Im geraden Theile des An- oder Ablaufes eines Riemens herrscht an allen Punkten seiner Breite (wenn von den kleinen Unterschieden durch die verschiedenen Streckungen abgesehen wird) eine constante Geschwindigkeit  $v$ , welche weder der größten Geschwindigkeit  $v$ , an der Wölbungskuppe, noch der kleinsten  $v_n$ , am Rande der treibenden Scheibe, sondern deren mittlerem Werthe gleicht, wie zahlreiche Versuche ergeben. Diese zeigen, dass das wirkende Uebersetzungsverhältniss nicht den Rand- und nicht den Wölbungsdurchmessern genau proportionirt ist, sondern dem Mittel zwischen beiden folgt. Es bezeichne:

$D$  und  $D_1$  die Randdurchmesser der Scheiben,  
 $W$   $w$  die Wölbungshöhen in der Mitte,  
 $n$   $n_1$  die Umdrehungszahlen in irgend einer Zeit,  
 $i$  das Uebersetzungsverhältniss ( $n_1 = i \cdot n$ ).

Ist nun  $a)$  . . . die große Scheibe treibend,

so holt sie per Minute die Riemenlänge an:

von der Mitte der Wölbung . . . . .  $L_1 = \pi \cdot n (D + 2W)$   
 vom Rande . . . . .  $L_n = \pi n D$   
 die mittlere Anlaufslänge ist . . . . .  $L = \pi n (D + W)$ .

Ober der Wölbungsmittle erfährt daher der Riemen beim Anlauf ein Mehr-anholen von  $L_1 - L = \pi \cdot n W$ .

An der Gegenseiche wirft die Wölbung ab:  $l_1 = \pi i n (D_1 + 2w)$   
 der Rand. . . . .  $l_2 = \pi i n D_1$   
 die mittlere Ablauflänge beträgt . . . .  $l = \pi i n (D_1 + w)$   
 daher ist  $l_1 - l = \pi i n w$ .

Aus  $L = l$  folgt vorerst:

$$(D + W) = i(D_1 + w) \dots \dots \dots (\alpha).$$

Wenn nun das angeholte Ende eines Riemenstreifens auf der Wölbung um einen bestimmten Betrag verlängert werden will, während seine Gegenseite an der kleinen Scheibe um einen bestimmten anderen Betrag nachgibt, so erwächst nur eine Differenzverlängerung, und deren Verhältniss zur anlaufenden Länge beträgt im vorliegenden Falle\*):

$$\lambda_{,,,} = \frac{\pi n W - \pi i n w}{\pi n (D + W)} = \frac{W - iw}{D + W}.$$

Am Rande der Scheiben beträgt das Streckungsverhältniss genau so wie für die Wölbung berechnet:

$$\lambda_{,,,} = \frac{iw - W}{D + W}$$

hat also die gleiche, nur im entgegengesetzten Sinne wirkende GröÙe. Die Totalspannung eines bereits in die Wölbung ausgestreckten Riemens ändert sich daher nicht durch den Lauf, wohl aber ändert sich deren Vertheilung über der Scheibenbreite, und diese kann örtliche Entlastungen und Faltenbildungen neben argen Ueberspannungen zur Folge haben.

Das Studium der Formel ergibt die folgenden Schlüsse:

1. Beide Scheiben flach ( $W = 0, w = 0$ ). Die Ueberspannungen bleiben hier stets = Null. Herstellungsgleichheiten bleiben sichtbar, aber größte Schonung des Riemens wird erreicht.

2. Große Scheibe gewölbt, kleine flach ( $W = W, w = 0$ ), Streckung in der Mitte  $\lambda_{,,,} = \frac{W}{D + W}$ , am Rande  $\lambda_{,,,} = -\frac{W}{D + W}$ . Zur Nutz- und Biegungsspannung addirt sich daher ober der Wölbung, unmittelbar beim Auflauf, ein dem Wölbungsverhältniss proportionaler Betrag. Der Rand jedoch wird entlastet und kann selbst gestaut und zu Dütenbildung geneigt werden. Unsicherer und unschöner Auflauf des Riemens.

3. Beide Scheibenwölbungen gleich hoch ( $W = w$ ). Auf der Wölbung wird die Mehrdehnung  $\lambda_{,,,}$  negativ und der Riemen theilweise entlastet; sein Rand dagegen wird um eben so viel höher gespannt und stramm anliegen. Sicherer und schöner Auflauf.

\*) Eigentlich wäre die Länge, über welche sich die Streckung vertheilt  $[\pi n (D + W) + A]$ , wenn  $A$  die freie Riemenlänge bedeutet. Zu Beginn der Bewegung ist daher die relative Streckung geringer, als nach wiederholten Umdrehungen; aber der Einfluss von  $A$  verschwindet bald mit der steigenden Zahl von  $n$ .

4. Große Scheibe flach, kleine gewölbt ( $W = 0, w = w$ ). Stärkste Entlastung der Mitte; scheinbar bestes Anliegen, weil stärkste Ueberspannung an den Rändern. Einreißen der Ränder (und als Gegenmittel Riemenrandleisten entstanden) erklärlich.

5. Proportionale Wölbung ( $W = i \cdot w$ ). Die Wölbungsspannung wird  $\lambda_{,,,} = 0$ , und der Riemen bleibt am besten trotz der vorkommenden Wölbungen geschont. Doch nützen die Wölbungen hierbei wenig oder nichts mehr und der Lauf erfolgt genau so wie über flache Scheiben.

Der Ablauf an der kleinen Scheibe erfährt die gleichen Spannungsunterschiede.

Ist *b)* . . . die kleine Scheibe treibend,

so ergibt die gleiche Ableitung als Riemendehnung, entstanden aus den ungleichen Wölbungswegen:

für die Mitte der Wölbung  $\lambda_{,,,} = \frac{i w - W}{i (D_1 + w)}$

für den Rand  $\lambda_{,,,} = \frac{W - i w}{i (D_1 + w)}$

oder da laut Gleichung ( $\alpha$ )  $i (D_1 + w) = D + W$  ist, so ergeben sich genau dieselben Streckungen und Entlastungen, nur mit entgegengesetzten Zeichen, wie beim Trieb durch die große Scheibe:

$$\lambda_{,,,} = \frac{i w - W}{D + W} \text{ für die Wölbung,}$$

$$\lambda_{,,,} = \frac{W - i w}{D + W} \text{ für den Rand}$$

bei dem Anlauf an die kleine oder beim Ablauf von der großen Scheibe. Also:

6. Beide Scheiben flach ( $W = w = 0$ ). Genau wie Fall 1.

7. Kleine Scheibe flach, große gewölbt ( $w = 0, W = W$ ). Mäßige Entlastung der Mitte, mäßige Ueberspannung und strammes Anliegen der Ränder. Vortheile wie N. 3.

8. Beide Scheibenwölbungen gleich ( $W = w$ ). Ueberspannung der Mitte, entlastete Ränder.

9. Kleine Scheibe gewölbt, große flach ( $w = w, W = 0$ ). Stärkste Ueberspannung der Mitte, entlastete, schlotterige Ränder.

10. Proportionale Wölbung ( $W = i \cdot w$ ). Wölbung nutzlos. Genau wie bei Fall 5.

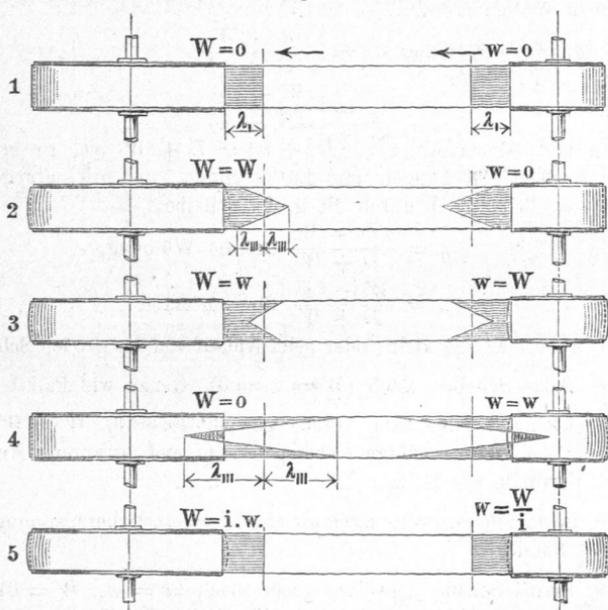
Sind *c)* . . . beide Scheiben gleich groß,

d. i.  $i = 1$ , so haben gleiche Wölbungen keine andere Wirkung als ganz flache Mäntel. Je nachdem aber die Wölbungen different gestaltet werden, wird sich der Auflauf am Rande der treibenden oder der getriebenen Scheibe strammer einfinden.

In dem elastischen Material verwischen sich wohl die scharfen Grenzen dieser Streckungen, deren Charakter aber überall auftritt, wo Wölbungen an den Riemenscheiben vorkommen.

In den Figuren 91 und 92 wurden nun diese Spannungen ohne Ab-  
rundung der scharfen Ecken dargestellt. Dabei wurde eine Grundspannung,  
gemessen durch  $(\lambda + \lambda_1) = \frac{1}{60}$  oder  $(S + s_1) = \cdot 5$  Kilogr. angenommen  
und die Wölbungsspannungen für Scheiben von  $D = 1000$ ,  $d = 500$ , Riemen-  
breite  $b = 180$  mm, Riemendicke  $\delta = 5$  mm und verschiedenen Wölbungen  
(normale Wölbungsformel  $W = 2 + \cdot 03 b$ ) zugetragen.

Fig. 91



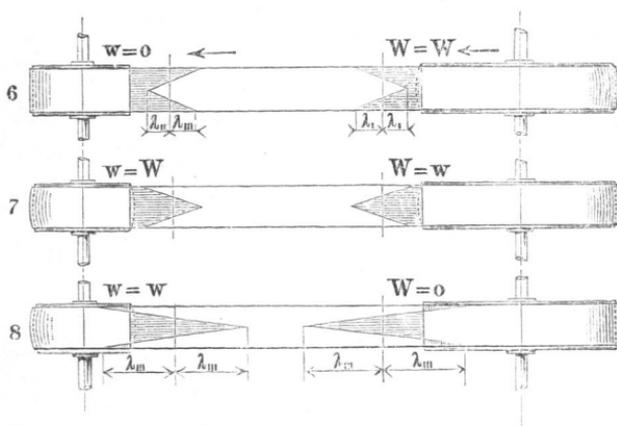
Die Wölbungsspannung addirt sich im treibenden Riemen zur vor-  
handenen größeren Nutzspannung, und erreicht daher in diesem einen höheren  
Gesamtwert, als im ablaufenden Theil.

Ist die große Scheibe treibend, so erscheinen gleiche Wölbungen an  
ihr und der kleinen Scheibe als vortheilhaft (Fall 3). Treibt aber die kleinere  
Scheibe, so soll sie die flache im Paar sein (Fall 7), nachdem hierbei  
durch die Entlastung in der Mitte eben die hier nicht weiter berücksichtigte  
Mehrspannung über die größeren Durchmesser der Wölbungen gedeckt werden

kann, so dass der Riemen über seine ganze Breite hin gleiche Spannung besitzt, und nicht in jene dachähnliche Form überstreckt zu werden braucht, welche Eingangs erwähnt wurde, sondern zwischen den Scheiben ganz flach zu laufen vermag.

Betrachtet man aber die Spannungen nicht von diesem Standpunkte, sondern unabhängig, ob treibend oder getrieben, nur nach Auf- oder Ablauf, so erkennt man, dass die Wölbungsspannungen sich gerade umkehren, wenn der Riemen die Scheibe passiert. Wo eine positive Spannung beim Auflauf stattfindet, stellt sich deren gleiche Größe mit negativen Zeichen beim Ablauf ein. Daher addiren sich die durch den Umlauf der Wölbungen geweckten

Fig. 92



Spannungen nicht, sondern verschwinden stets auf den Scheiben, und die Riemen erholen sich immer wieder zum Ausgangszustand!

Ein Riemen wird nun unbegrenzt lange Zeit und ohne Nachspannung arbeiten können, wenn

$$\lambda = \lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3,$$

die Summe der Nutz-, Biegungs- und Wölbungsdehnungen den Werth von  $\frac{1}{50}$  nicht übersteigt. Wäre beispielsweise (Riemen siehe Text S. 294):

$$D = 3000, \quad W = 15, \quad S = 0,35, \quad \text{Riemenbreite } 450, \quad \text{Pferde } 203,$$

$$d = 1500, \quad w = 10, \quad \delta = 10, \quad \text{Riemengeschwindigkeit } 28,3 \text{ m p. Sec.},$$

$$\text{so würde} \quad \lambda_1 = \frac{0,35}{30} = \frac{1}{86}, \quad \lambda_2 = \frac{10}{1500} = \frac{1}{150}$$

$$\lambda_3 = \frac{1}{600} \quad \text{und} \quad \lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3 = \frac{1}{50}, \quad \text{also trotz der un-}$$

gewöhnlich hohen Beanspruchung von  $S = 0,35$  Kilogr. völlig zutreffend.

Hätte man aber die Wölbung der kleinen Scheibe gleich jener der großen = 15 mm gemacht, so würde sich  $\lambda_{,,,}$  auf  $\frac{1}{201}$  und die Totalstreckung örtlich auf  $\frac{1}{46}$  erheben und den Grenzwert überschreiten. Kleinere Scheiben können nur dann gut arbeiten, wenn  $S$  die Nutzsannung in jenem Maße kleiner gehalten bleibt, als Biegung und Wölbung bemerkbarer werden. Beispielsweise

$$\begin{aligned}
 D &= 1500, & W &= 7, & S &= \cdot 2, & \text{Riemenbreite } 200, & \text{Pferde } 13, \\
 d &= 500, & w &= 7, & \delta &= 5, & \text{Riemengeschwind. } 10 \text{ m per Secunde,} \\
 \text{so würde} & \lambda_1 = \frac{\cdot 2}{30} = \frac{1}{150}, & \lambda_{,,} &= \frac{5}{500} = \frac{1}{100} \\
 & \lambda_{,,,} = \frac{1}{107}, & \text{also} & \lambda_1 + \lambda_{,,} + \lambda_{,,,} = \frac{1}{37}
 \end{aligned}$$

und der Riemen wird trotz seiner geringen Nutzsannung häufiges Nachspannen bedürfen und vorzeitig enden.

Würden aber die Wölbungen hier nur  $W = w = 2\frac{1}{2}$  mm betragen, so würde der Riemen bei  $\lambda_{,,,} = \frac{1}{300}$  nur  $\frac{1}{50}$  Totalstreckung erfahren und dauerhaft sein.

Je nachdem die kleine oder große Scheibe treibend ist, beginnt das Verderben in der Mitte oder am Rande.

Man erkennt, wie gefährlich für den Bestand eines Riemens das Wölben der Scheiben werden kann. Allerdings ist es bei schlechten Monturen ein bequemes Mittel, deren ungenaue Arbeit zu verbergen, aber je besser die Montirung, desto geringer kann und soll die Scheibenwölbung sein.

Ein geringes Wölben der getriebenen Scheibe sichert schon das stramme Anliegen an den Rändern des auflaufenden Riemens selbst bei ganz flacher Form der treibenden Scheibe; sollen beide Scheiben gewölbt sein, so sind die Wölbungen desto geringer zu machen, je stärker das Uebersetzungsverhältniss und je kleiner der Scheibendurchmesser wird. Wird das zweite Glied im Nenner der Formeln für  $\lambda_{,,,}$  vernachlässigt, so würde sich für gleiche Wölbungen beider Scheiben ( $W = w$ ) ergeben:

$$W = w = \lambda_{,,,} \frac{D}{i - 1}$$

wobei  $\lambda_{,,,}$  die relative, noch zulässige Streckung durch die Wölbungen bedeutet. Man kann aber ganz wohl die eine Scheibe stärker wölben, wenn nur das relative Dehnungsverhältniss

$$\lambda_{,,,} = \pm \frac{W - iw}{D + W}$$

jene Grenze nicht überschreitet, welche sich aus

$$\lambda_{,,,} = \frac{1}{50} - \left( \frac{S}{E} + \frac{\delta}{D_1} \right) \text{ ergibt.}$$

Der kleine Rücktrieb, den die getriebene Scheibe durch die Streckung des geradlaufenden Riemens unter der Treibspannung erfährt, hat keinen Einfluss auf die Spannungsverhältnisse, und mag im Uebersetzungsverhältniss  $i$  mit enthalten sein.

Was die Untersuchung zeigen sollte, ist das Ergebniss, dass die Wölbungen der Scheiben keine willkürlichen sein dürfen, und dass insbesondere bei verlangten großen Umlaufgeschwindigkeiten der anzutreibenden Wellen, d. i. starken Uebersetzungen  $i$ , die beliebten Wölbungshöhen den Bestand der Riemen bedrohen und ihre Dauer verkürzen. Je größer die Uebersetzung sein muss, desto weniger gewölbt dürfen die Scheiben sein. Allerdings muss hiezu, d. i. um trotz geringen Wölbungen dem Abfallen der Riemen vorzubeugen, die Ausführung und Montirung zu höherer Genauigkeit gebracht werden; doch dies ist die Grundbedingung für jeden Anstieg mit der Geschwindigkeit in unseren Maschinen, welcher nicht auf Kosten der Sicherheit oder Lebensdauer, sondern organisch begründet erfolgen soll.

