

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 ω 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 λ zwischen Zapfendurchmesser und Schalenweiten, zum Mindesten also die Dicke der Oelschichten, zu überspringen, sondern auch der Weg λ , 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 λ und λ_1 des drucklosen Laufes war. Nun wird λ_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.

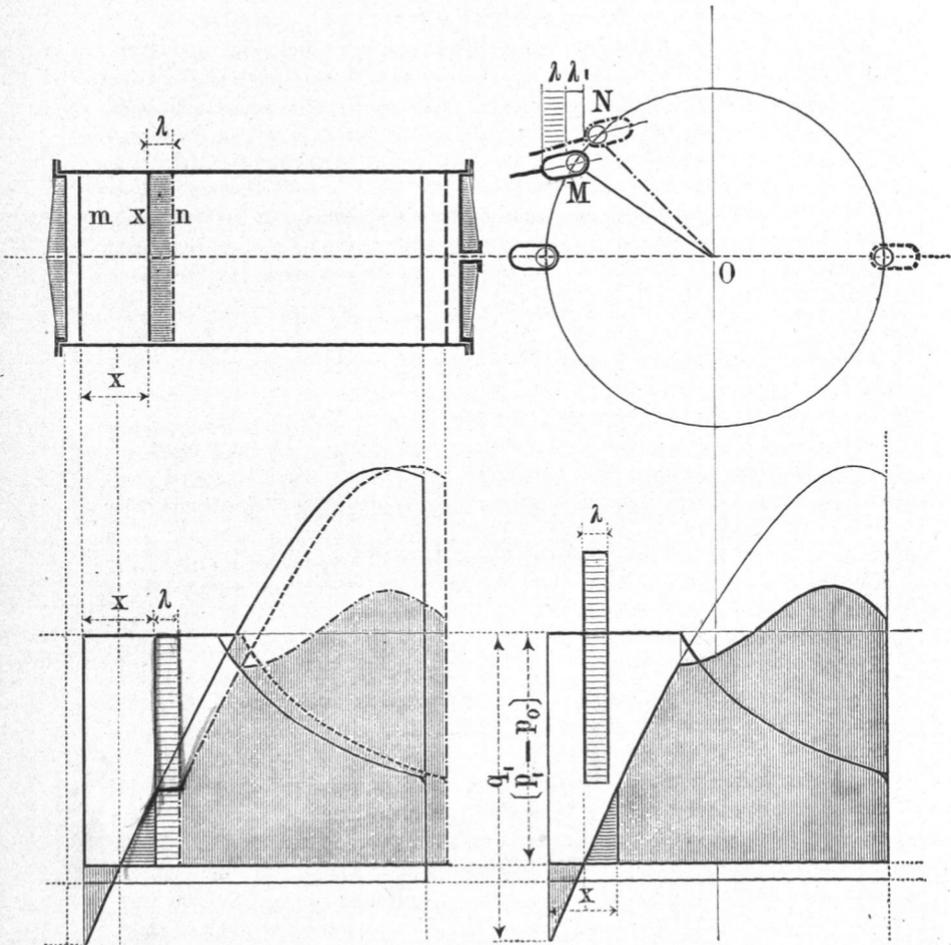
Am toten Punkte ist $\lambda_1 = 0$ und die Erscheinung bleibt selbst bei fühlbarer Weite λ der Schalen belanglos, was sich damit erklärt, dass, wenn selbst absolut keine Compression der Neufüllung vorangeht, der Dampfdruck doch nicht momentan am Kolben auftreten kann. Er braucht eine endliche Zeit zum 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 λ des Uebersprungs 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 λ_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 0.8 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 λ , 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 Schalenspieles 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 λ 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 λ 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 Moleküle 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 Zeitraum 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 Volldrucksdampfwirkung 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:

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

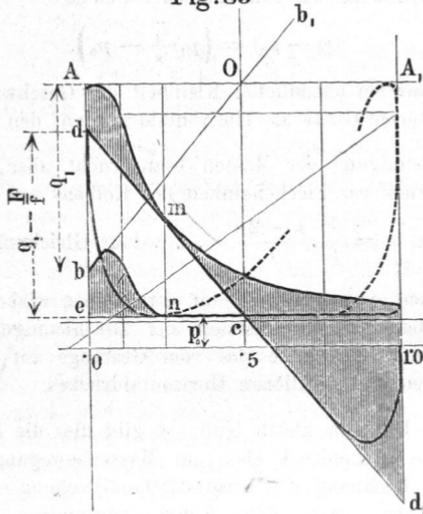
daraus

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

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

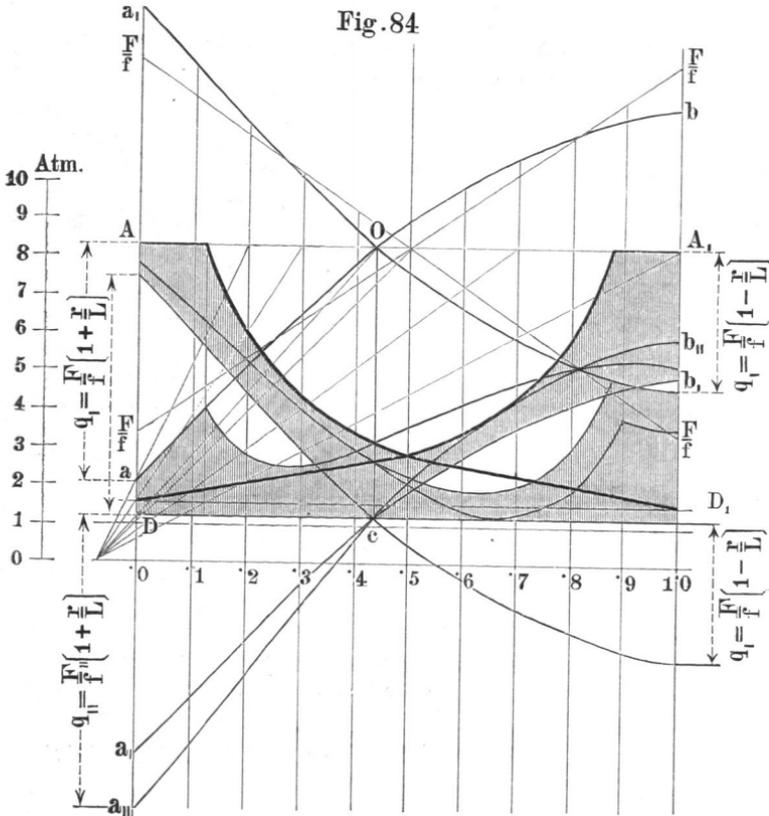
$$\left(p_1 \frac{l_1}{s} - p_0 \right).$$

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 (1₁), dessen höchster Grenzwerth $\frac{1}{2}v$ des Kolbenlaufes beträgt, und führt die aus höchst zahlreichen graphischen Constructionen sich ergebende Erkenntniss 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 Grenzwerth 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 (3₁) in Verbindung mit (9₁)

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

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 Grenzwerth der kleinsten Füllung $\frac{l_1}{l} = \frac{p_0}{p_1}$, in gleichzeitigem Bestande mit Gleichung (9₁) 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 vortheilhafteste Dampfspannung.

Verbindet man diese Gleichung (k₁) wieder mit der Bedingung (3₁), so erhält man die vom Standpunkte der hohen Kolbengeschwindigkeit vortheilhafteste 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 vortheilhafteste Dampfspannung. Die Beschleunigungscurven sind sowohl, wie sonst üblich, von der Linie AA₁, 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 , 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:

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

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 erassen 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 gahnnt 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.