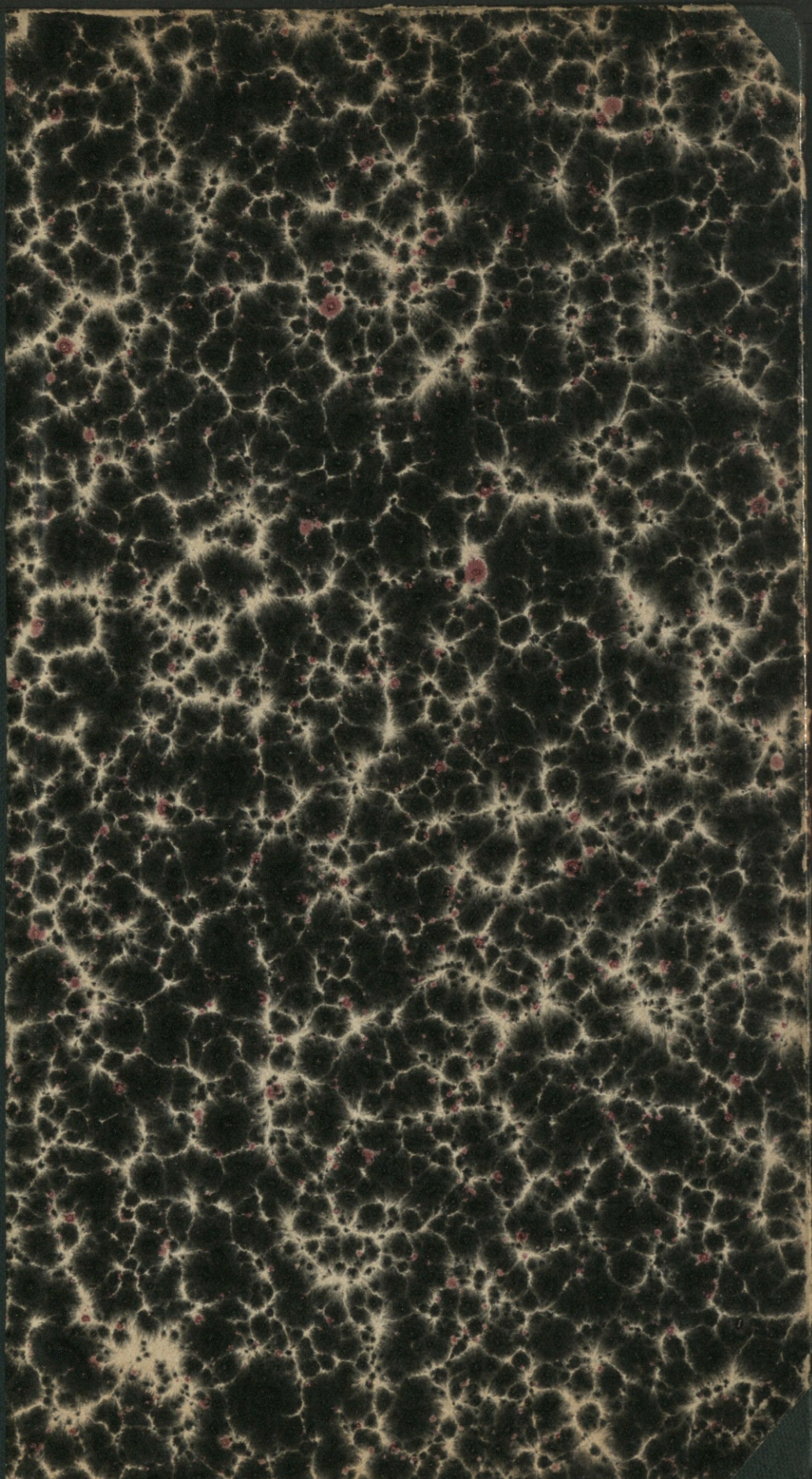


Grey Scale #13



A 1 2 3 4 5 6 M 8 9 10 11 12 13 14 15 B 17 18 19

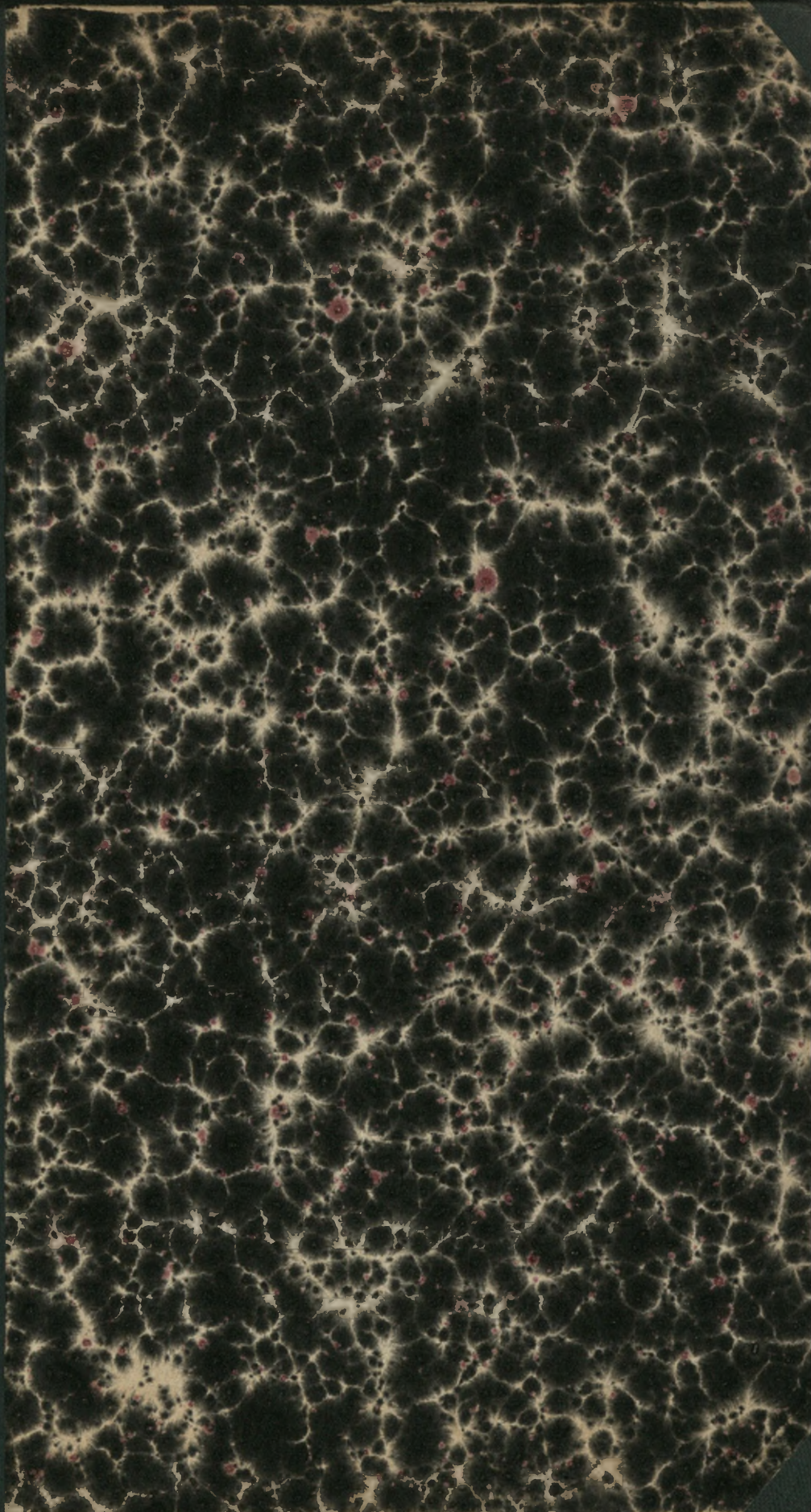


Colour Chart #13

Blue Cyan Green Yellow Red Magenta White 3/Color Black

Inches 1 2 3 4 5 6 7 8
Centimetres 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 16 17 18 19





15- ✓

Theorie der Rohrrücklaufgeschütze.

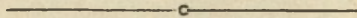
Von

Professor **F. Rausenberger.**

Mit 3 Tafeln.

Sonderabdruck aus *Artilleristische Monatshefte.*

XXII. 3. 1



Berlin 1907.

Verlag von A. Bath.

Mohrenstr. 19.

gsm 5.50

48721



5831/II

Inhaltsverzeichnis.

	Seite
Einleitung	1
A. Allgemeines	2
B. Die äußeren Kräfte, welche beim Schuß an einem Rohrrücklaufgeschütz zur Wirkung kommen	3
I. Die äußeren Kräfte an den zurücklaufenden Leilen	3
II. Die äußeren Kräfte an der Gesamtlafette	6
III. Die Auflagerkräfte zwischen Wiege und Unterlafette	11
C. Bestimmung der Bremsdrucke und der Rücklauflänge	14
I. Die Rücklaufverhältnisse während der Beschleunigungsperiode	14
II. Bestimmung der Bremsdrucke und Rücklaufängen bei Rohrrücklaufgeschützen, welche auf ihrer Unterlage fest verankert sind	19
III. Bestimmung der Bremswiderstände und der Länge des Rohrrücklaufs bei Rädergeschützen	23
IV. Graphische Darstellung der Bremswiderstände und der Stabilitätsverhältnisse bei Rohrrücklaufgeschützen in Räderlafetten	26
D. Die Vorholmittel	29
I. Allgemeine Anforderungen	29
II. Die Berechnung der Vorholfedern	31
III. Die Dimensionierung der als Vorholfedern verwendeten zylindrischen Schraubenfedern	35
A. Einfache, zylindrische Schraubenfedern	35
a) Mit rundem Drahtquerschnitt	35
b) Mit rechteckigem Drahtquerschnitt	33
c) Mit elliptischem Drahtquerschnitt	41
d) Das Gewicht der Vorholfedern	43
Zusammenstellung des Verfahrens zur Berechnung einfacher Vorholfedern	48
B. Vorholfedern mit Hubreduktion	49
C. Zusammengesetzte Vorholfedern	50
1. Berechnung einer aus mehreren einfach ineinander geschobenen Federn bestehenden Vorholfedersäule	51
2. Berechnung der Teleskopfedern	54
IV. Die Berechnung der Luftvorholer	57
Zusammenstellung des Verfahrens bei der Berechnung von Luftvorholern	64
E. Die Rücklaufbremsen	65
Ableitung einer Formel für den Flüssigkeitsbremsdruck	70

IV

	Seite
Bestimmung der Rücklaufgeschwindigkeiten während der Verzögerungsperiode des Rücklaufs	74
Bestimmung der Rücklaufgeschwindigkeiten bis zum Augenblick des Aufhörens der Nachwirkung der Pulvergase (nach Vallier)	75
Zusammenstellung des Verfahrens zur Berechnung der Rücklaufbremsen für Rohrücklaufgeschütze	79
Bremsen mit konstantem Druck	81
F. Die Vorlaufbremsen	86
Die Wirkung der Rücklaufbremse beim Vorlauf	86
Vorlaufbremsen, welche nur während des letzten Teils des Vorlaufs zur Wirkung kommen	92
Vorlaufbremsen, welche sich während des Rücklaufs füllen	94
Bedeutung der benutzten Buchstabenbezeichnungen	101
Druckfehlerverzeichnis	106

Einleitung.

Nachfolgende Arbeit enthält eine Zusammenstellung der von mir 1905 an der militär-technischen Akademie gehaltenen Vorträge über die Theorie und die Berechnung der Rohrrücklaufgeschütze.

Obgleich in ausländischen Zeitschriften über diese Theorie schon mehrere sehr bemerkenswerte Arbeiten veröffentlicht wurden, so glaube ich doch in Hinsicht auf die große Bedeutung, welche das System des Rohrrücklaufs für das Geschützwesen von heute gewonnen hat, durch eine zusammenhängende Darstellung des Wichtigsten aus der Theorie der Rohrrücklaufgeschütze einem Wunsche vieler Artilleristen zu entsprechen.

Die Abhandlung enthält naturgemäß zum größten Teil Betrachtungen und Herleitungen, die schon durch die vorerwähnten Arbeiten bekannt geworden sind; indessen glaube ich diesen doch auch mancherlei Neues, namentlich in den Kapiteln über Vorholmittel und Vorlaufbremsen hinzugefügt zu haben.

An Arbeiten, welche das gleiche oder ähnliche Themata behandeln, sind mir bekannt geworden:

- E. Vallier, „Théorie et tracé des freins hydrauliques.“ *Revue de Mécanique*; Paris 1899/1900.
- P. Sock, „Theorie der hydraulischen Geschützbremsen.“ *Mitt. ü. Gegenst. d. Artillerie- u. Geniewesens*; Wien 1899.
- W. Kühn, „Rohrrücklaufgeschütze, deren Aufbau und Beanspruchung.“ *Mitt. ü. Gegenst. d. Artillerie- u. Geniewesens*; Wien 1902.
- J. Challéat, „Théorie des affûts à déformation à lien élastique et bêche de crosse.“ *Revue d'artillerie*; Paris 1904/05.
- A. Collon, „Les affûts à déformation. Leur théorie mécanique, leur construction et leur rendement.“ *Revue de l'armée belge*, 1904—1906.

De Stefano, „Teoria degli affusti a deformazione.“ *Rivista di Artigl. e Genio*, 1903.

— „Sul calcolo delle molle dei recuperatori degli affusti a deformazione.“ *Rivista di Artigl. e Genio*, 1905.

A. Allgemeines.

Unter Rohrrücklaufgeschützen versteht man solche Geschütze, bei welchen das Rohr beim Schuß auf der in irgend einer Weise an ihrem Aufstellungsort festgehaltenen Lafette in der jeweiligen Richtung der Seelenachse zurückläuft.

Da der Weg, um welchen sich bei solchen Geschützen das Rohr in seiner an der Lafette angebrachten Geradföhrung zurückbewegen kann, stets nur ein beschränkter sein wird und die bremsende Wirkung der Reibung des Rohrs in seiner Geradföhrung allein bei weitem nicht ausreicht die dem Rohr und den mit ihm verbundenen Teilen durch den Schuß erteilte Bewegung aufzuheben, ist es erforderlich, damit das Rohr nicht mit großer Gewalt gegen die seinen Rücklauf begrenzenden Anschläge geschleudert wird und die Unterlafette mitreißt oder deformiert, besondere Vorrichtungen zur Bremsung des Rohrs anzubringen. Solche Bremsvorrichtungen müssen imstande sein, große Mengen von Bewegungsenergie auf verhältnismäßig kurzem Weg zu vernichten oder vielmehr in Wärme umzuwandeln, ohne daß sie darunter irgend wie leiden und ihre Bremswirkung allmählich ändern. Ein vorzügliches Mittel dieser Art sind die Flüssigkeitsbremsen, welche deshalb einen Hauptbestandteil aller Rohrrücklaufgeschütze bilden.

Da das Rohr nach vollendetem Rücklauf wieder in seine Anfangsstellung zurückgebracht werden muß, sind außerdem besondere Mittel zum Vorholen des Rohrs erforderlich. Als solche wendet man elastische Mittel, wie Federn und komprimierte Luft an, welche beim Rücklauf des Rohrs einen Teil der Rücklaufenergie desselben in sich aufspeichern und nach vollendetem Rücklauf durch Freigabe dieser aufgespeicherten Energie das Rohr wieder in seine Anfangsstellung zurückbringen.

Die Lafette eines Rohrrücklaufgeschützes setzt sich aus zwei Hauptteilen zusammen, aus der sogenannten Wiege und der eigentlichen Unterlafette. Die Wiege trägt die Geradföhrung für das Rohr sowie meistens auch die Brems- und Vorholeinrichtungen und ist mit der Unterlafette so verbunden, daß der Geradföhrung bzw. der Seelenachse des Rohrs ver-

mittelst der Richtmaschinen innerhalb gewisser Grenzen jede beliebige Stellung im Raum erteilt werden kann.

Die Unterlafette selbst wird entweder dauernd oder nur während des Schießens am Aufstellungsort fest verankert. Eine dauernde Verankerung der Unterlafette findet bei den Pivot- und Sockellafetten fast aller Küsten- und Schiffsgeschütze statt, während bei den Räderlafetten der Feld- und Belagerungsgeschütze die Verankerung am Boden nur eine vorübergehende sein kann. Sie muß sehr rasch ohne alle Umstände hergestellt und ebenso rasch wieder aufgehoben werden können. Die einfachste und zur Zeit praktisch allein angewendete Verankerung einer Räderlafette mit dem Boden erfolgt mittelst des am unteren Ende des Lafettenschwanzes angebrachten Sporns oder Spatens, welcher in den Boden entweder von Hand oder durch die ersten Schüsse eingetrieben wird. Ein solcher Sporn kann naturgemäß die Unterlafette nur gegen Verschieben auf der Unterlage sichern, nicht aber gegen ein Abheben des Vorderteils der Lafette vom Boden. Die Feststellung der Bedingungen dafür, daß ein Abheben des Vorderteils einer nur durch einen Schwanzspaten verankerten Lafette beim Schießen nicht stattfindet, ist eine der im nachfolgenden zu behandelnden Aufgaben.

B. Die äußeren Kräfte, welche beim Schuß an einem Rohrrücklaufgeschütz zur Wirkung kommen.

I. Die äusseren Kräfte an den zurücklaufenden Teilen.

Auf das sich zurückbewegende Rohr und die damit verbundenen Teile wirken folgende äußere Kräfte ein (s. Bild 1):

1. Auf die Vorderfläche des Verschlusses drücken von vornher die Pulvergase. Die Resultierende des Gasdruckes, welche mit P bezeichnet werde, fällt in die Seelenachse.

Ein Gasdruck P ist nur während des ersten Teils der Rückwärtsbewegung des Rohrs vorhanden. Bald, nachdem das Geschöß das Rohr verlassen hat, wird der Druck P aufhören.

2. Im Schwerpunkt des Rohrs wirkt vertikal abwärts das Gewicht G_r des Rohrs und der sich mit ihm zurückbewegenden Teile. Da diese letzteren in der Regel nicht symmetrisch um das Rohr herum gruppiert sind, wird der gemeinsame Schwerpunkt der sich zurückbewegenden Teile außerhalb der Seelenachse, und zwar in der Regel unter derselben zu liegen kommen. Es sei d der Abstand des Schwerpunktes der zurücklaufenden Teile von der Seelenachse.

3. Der Bewegung des Rohrs setzen sich bremsend entgegen der Widerstand der Rücklaufbremse und der Widerstand des Vorholmittels. Es werde angenommen, daß die Resultierende beider Kräfte, wie das bei fast allen Rohrrücklaufgeschützen tatsächlich der Fall ist, parallel zur Seelenachse gerichtet sei. Dieser resultierende Bremsdruck ist in dem Bild 1 mit B bezeichnet. Der Abstand des Schwerpunktes der zurücklaufenden Teile von der Resultierenden B sei c.

4. Von den zur Lafette gehörigen Teilen der Geradföhrung werden Stützenwiderstände auf das Rohr einwirken. Infolge des außerhalb der Seelenachse angenommenen Angriffspunktes des Bremsdrucks B und infolge der Lage des Schwerpunktes der zurücklaufenden Teile unterhalb der Seelenachse wird dem Rohr eine Drehung in der Richtung der Uhrzeigerbewegung um den Schwerpunkt erteilt. Es wird sich deshalb vorn oben und hinten unten fest gegen seine Föhrung drücken und hier die Auflagerdrucke Q_1 u. Q_2 erzeugen. Diese Auflagerdrucke erzeugen ihrerseits

5. die Reibungswiderstände $\mu \cdot Q_1 = R_1$ und $\mu \cdot Q_2 = R_2$, welche parallel zur Seelenachse der Rückwärtsbewegung des Rohres entgegenwirken. Hierin ist μ der Koeffizient der gleitenden Reibung.

Um das Rohr frei zu machen, ist außer den erwähnten äußeren Kräften noch im Schwerpunkt die Trägheitskraft $W = M_r \cdot \frac{dV}{dt}$ in der der Rückwärtsbewegung entgegengesetzten Richtung anzubringen.

Zur Bestimmung der unbekanntenen Auflagerdrucke Q_1 und Q_2 hat man folgende Bedingungen:

1. Die Summe der Kraftkomponenten normal zur Bewegungsrichtung muß gleich Null sein, also:

$$Q_2 = G_r \cdot \cos \varepsilon + Q_1 \quad (1)$$

2. Die Summe der Drehmomente in bezug auf jeden beliebigen Punkt, also auch in bezug auf den Schwerpunkt muß gleich Null sein. Also:

$$P \cdot d + B \cdot c + \mu \cdot Q_2 \cdot r_2 - \mu \cdot Q_1 \cdot r_1 - Q_2 \cdot z - Q_1 \cdot y = 0 \quad (2)$$

$$\text{oder: } P \cdot d + B \cdot c + Q_2 (\mu \cdot r_2 - z) - Q_1 (\mu \cdot r_1 + y) = 0$$

Setzt man in Gleichung (2) Q_1 bzw. Q_2 aus Gleichung (1) ein, so erhält man:

$$Q_1 = \frac{B \cdot c + P \cdot d - G_r \cos \varepsilon (z - \mu \cdot r_2)}{a - \mu (r_2 - r_1)} \quad (3)$$

$$Q_2 = \frac{B \cdot c + P \cdot d + G_r \cdot \cos \varepsilon (y + \mu \cdot r_1)}{a - \mu (r_2 - r_1)} \quad (4)$$

Der Gesamtreibungswiderstand, welcher sich der Rohrbewegung entgegensetzt, ist dann:

$$R = \mu (Q_1 + Q_2) = \mu \cdot \frac{2 (B \cdot c + P \cdot d) + G_r \cos \varepsilon [y - z + \mu (r_1 + r_2)]}{a - \mu (r_2 - r_1)} \quad (5)$$

Sollen die Gleichungen (3) bis (5) auch für diejenigen Fälle Gültigkeit behalten, in denen die Angriffspunkte der Kräfte Q_1 u. Q_2 andere Lagen gegenüber dem Schwerpunkt einnehmen, als in dem Bild 1, so sind bezüglich der Größen r_1 , r_2 , y u. z noch folgende Festsetzungen zu machen:

r_1 ist negativ zu setzen, wenn Q_1 unterhalb der Schwerpunktsachse S S angreift,

r_2 ist negativ zu setzen, wenn Q_2 oberhalb der Schwerpunktsachse S S angreift,

y ist negativ zu setzen, wenn der Schwerpunkt vor dem vorderen Ende der Geradföhrung liegt,

z ist negativ zu setzen, wenn der Schwerpunkt hinter dem hinteren Ende der Geradföhrung liegt.

Liegt der Schwerpunkt der zurücklaufenden Teile oberhalb der Seelenachse, so setze man d negativ; greift der resultierende Bremsdruck oberhalb des Rohrschwerpunktes an, so setze man c negativ.

Die Gleichungen (3) bis (5) haben Gültigkeit für jede Stellung des Rohres während des Rücklaufs. Der Druck P ist während der 2. Periode des Rücklaufs, d. h. sobald die Einwirkung der Pulvergase auf das Rohr aufhört, gleich Null.

Diskussion der Reibungsgleichung:

Die Reibung des Rohrs in seiner Geradföhrung wird um so kleiner:

1. je kleiner der Reibungskoeffizient μ ,
2. je kleiner P und d (P kommt nur in der ersten Periode des Rücklaufes in Betracht),
3. je kleiner der Bremsdruck B und sein Abstand c von der zur Seelenachse parallelen Schwerpunktsachse,
4. je größer die Elevation des Rohrs,
5. je kleiner sowohl die Summe als auch die Differenz von r_2 und r_1 ist. Am zweckmäßigsten ist es, wenn beide Größen = 0 sind. Aber selbst auch bei ziemlich großem r_2 und r_1 bleibt der Einfluß dieser Größen auf die Reibung nur verhältnismäßig

gering, weil sie in der Gleichung für R nur mit μ multipliziert vorkommen.

6. Die Reibung wird ferner um so kleiner, je größer $y + z = a$, d. h. die Auseinanderstellung der Angriffspunkte der Stützendrucke Q_1 und Q_2 ist. In Hinsicht auf möglichst geringe Reibung wäre es also bei einer Anordnung der Geradföhrung, wie in Bild 1, zweckmäßig, die Geradföhrung recht lang zu machen. Der Wert a bleibt hier während des ganzen Rücklaufs derselbe.

Bei einer Anordnung der Geradföhrung nach Bild 2, wie sie bei vielen Rohrrücklaufgeschützen in Räderlafetten zu finden ist, wird a um so kleiner, je weiter das Rohr zurückläuft. Es wird hier die Reibung also stärker mit dem Rücklauf zunehmen, als bei der Anordnung der Geradföhrung nach Bild 1.

Besteht der in Bild 2 dargestellte hintere Föhrungsteil des Rohrs aus 2 getrennten Teilen, wie dies in der Praxis ebenfalls sehr häufig vorkommt, so wird in dem Augenblick, wo der hintere Föhrungsteil von der Geradföhrung auf der Wiege abläuft, der Wert a plötzlich bedeutend kleiner, indem jetzt der Stützendruck Q_2 am hinteren Ende des mittelsten Föhrungsteils angreifen wird. Bei einer solchen Anordnung ist darauf zu achten, daß der Spielraum in der Föhrung des mittelsten Föhrungsteils etwas größer ist als der Spielraum des hintersten Föhrungsteils, weil es sonst leicht vorkommen kann, daß von vornherein Q_2 nicht am hintersten, sondern am mittelsten Föhrungsteil angreift.

II. Die äußeren Kräfte an der Gesamtlafette.

Denkt man sich die Lafette an ihrem hinteren Ende bei C durch einen wagerechten Bolzen drehbar mit der unverrückbar festen Unterlage verbunden und vorn frei auf der Unterlage aufstehend, so wird man, um die Lafette frei zu machen, in C eine horizontale Kraft T und eine vertikale Kraft N_c , vorn nur eine vertikale Kraft N_d anzubringen haben (s. Bild 3).

Für den Gleichgewichtszustand der Lafette muß die Summe der horizontalen Komponenten, die Summe der vertikalen Komponenten und die Summe der statischen Momente der äußeren Kräfte in bezug auf irgend einen Punkt, also auch in bezug auf C je gleich Null sein:

Also ist, wenn G_1 das Gewicht der Lafette einschließlich Wiege und s_1 den Hebelarm von G_1 in bezug auf den Drehpunkt C bedeutet:

$$1) T = B \cdot \cos \varepsilon + \mu \cdot (Q_1 + Q_2) \cos \varepsilon + \sin \varepsilon (Q_1 - Q_2) \quad (6)$$

$$2) N_d + N_c = G_1 + B \cdot \sin \varepsilon + (Q_2 - Q_1) \cos \varepsilon + \mu (Q_1 + Q_2) \sin \varepsilon \quad (7)$$

$$3) N_d \cdot n + B \cdot e + Q_1 \cdot q_1 - Q_2 \cdot q_2 + \mu \cdot Q_1 \cdot \rho_1 + \mu \cdot Q_2 \cdot \rho_2 - G_1 \cdot s_1 = 0 \quad (8)$$

Setzt man:

$$\mu \cdot (Q_1 + Q_2) = R \text{ und: } Q_1 - Q_2 = -G_r \cdot \cos \varepsilon$$

so wird:

$$T = (B + R) \cdot \cos \varepsilon - G_r \cdot \sin \varepsilon \cdot \cos \varepsilon \text{ und:} \quad (9)$$

$$N_d + N_c = G_1 + (B + R) \sin \varepsilon + G_r \cdot \cos^2 \varepsilon \quad (10)$$

Setzt man in Gleichung (8) das mit q_2 multiplizierte $Q_2 = Q_1 + G_r \cdot \cos \varepsilon$ und beachtet, daß $q_1 - q_2 = a$, so wird:

$$0 = N_d \cdot n + B \cdot e + Q_1 \cdot a - q_2 \cdot G_r \cdot \cos \varepsilon + \mu \cdot Q_1 \cdot \rho_1 + \mu \cdot Q_2 \cdot \rho_2 - G_1 \cdot s_1 \quad (11)$$

Durch dieselbe Substitution in Gleichung (2) erhält man:

$$Q_1 (y + z) = Q_1 \cdot a = P \cdot d + B \cdot c - z \cdot G_r \cdot \cos \varepsilon + \mu \cdot Q_2 \cdot r_2 - \mu \cdot Q_1 \cdot r_1 \quad (11a)$$

Führt man diesen zuletzt gefundenen Wert von $Q_1 \cdot a$ in die Gleichung (11) ein, so ergibt sich:

$$0 = N_d \cdot n + P \cdot d + B (e + c) - G_r \cdot \cos \varepsilon (z + q_2) + \mu \cdot Q_2 (r_2 + \rho_2) + \mu \cdot Q_1 (\rho_1 - r_1) - G_1 \cdot s_1 \quad (12)$$

Aus den Bildern 1 und 3 erkennt man, daß:

- 1) $e + c = h$
- 2) $\rho_1 - r_1 = \rho_2 + r_2 = h$
- 3) $(q_2 + z) \cos \varepsilon = s_r + h \cdot \sin \varepsilon$.

Setzt man ferner: $G_r + G_1 = G$, worin also G das Gesamtgewicht des Geschützes bedeutet, und bezeichnet man die horizontale Entfernung des Gesamtschwerpunkts von C mit s , so gilt:

$$G_1 \cdot s_1 + G_r \cdot s_r = G \cdot s.$$

Unter Berücksichtigung der letzten Beziehungen erhält man schließlich aus der Gleichung (12):

$$N_d \cdot n + P \cdot d + (B + R - G_r \cdot \sin \varepsilon) \cdot h - G \cdot s = 0 \quad (13)$$

oder:

$$N_d = \frac{G \cdot s - P \cdot d - (B + R - G_r \cdot \sin \varepsilon) \cdot h}{n} \quad (14)$$

Diskussion der Gleichungen (9), (10) und (14).

1. Der Horizontalschub T .

Sieht man davon ab, daß die Reibung R von der Elevation abhängig ist, so zeigt die Gleichung (9)

$$T = \cos \varepsilon (B + R - G_r \cdot \sin \varepsilon)$$

ohne weiteres, daß der Horizontalschub des Geschützes für $\varepsilon = 0$ größer wird als für jedes positive ε .



Für Inklinationen kann T nach obiger Gleichung allerdings größer werden, als bei Horizontalstellung des Rohrs; da aber in der Praxis G_r stets nur einen Bruchteil von B beträgt, ist der Unterschied nur ganz unbedeutend.

2. Das Stabilitätsmoment der Lafette.

Aus der Gleichung (14) geht hervor, daß solange:

$$G \cdot s > P \cdot d + (B + R - G_r \cdot \sin \epsilon) \cdot h \text{ oder: } (15)$$

$$G_1 \cdot s_1 > P \cdot d + (B + R - G_r \cdot \sin \epsilon) \cdot h - G_r \cdot s_r \quad (16)$$

der vordere Auflagerdruck N_d der Lafette einen positiven Wert besitzt, d. h. das Geschütz wird beim Schuß vorn gegen seine Unterlage gedrückt und hat nicht die Tendenz sich vorn hochzuheben und um den Punkt C nach rückwärts zu kippen. Eine Befestigung des vorderen Teils der Lafette mit der Unterlage ist nicht nötig. Es genügt das Geschütz bei C zu verhindern nach rückwärts zu rutschen, um es beim Schießen unbeweglich zu erhalten.

Aus der letzten Gleichung geht hervor, daß die Wirkung der Kräfte B_1, R_1, Q_1 und Q_2 auf die Lafette zusammen genau dieselbe ist, als wenn die Kraft: $(B + R - G_r \cdot \sin \epsilon)$ parallel zur Seelenachse, sowie das Rohrgewicht vertikal nach abwärts im Rohrschwerpunkt angebracht wäre und außerdem der Lafette ein Drehmoment $P \cdot d$ erteilt würde.

Nach der obigen Stabilitätsbedingung ergibt sich bezüglich der Stabilität eines nur am hinteren Ende gegen Zurückrutschen gesicherten Rohrrücklaufgeschützes folgendes:

1. Die Stabilität des Geschützes ist um so größer, je größer das Gesamtgewicht des Geschützes ist,

2. je größer der horizontale Abstand des Gesamtschwerpunkts von dem Kippunkt C ist, oder was dasselbe bedeutet, je größer der Abstand des Lafettenschwerpunkts und der Abstand des Rohrschwerpunkts von C ist, woraus hervorgeht, daß mit dem Rücklauf des Rohrs die Stabilität abnimmt,

3. je kleiner h ist. h nimmt mit der Erhöhung ab; bei der größten Inklinasion wird es am größten sein, weshalb also dann die Stabilität am geringsten ist. Bei Horizontalstellung des Rohrs ist h angenähert gleich der Feuerhöhe des Geschützes; es unterscheidet sich von derselben nur um d . Je geringer also die Feuerhöhe ist, desto größer ist bei sonst gleichen Verhältnissen die Stabilität. h kann unter Umständen auch negativ werden, was z. B. bei mit großer Erhöhung feuernden Haubitzen stets der Fall sein wird.

4. Das Geschütz ist um so stabiler, je kleiner der Bremsdruck B ist. B kann um so kleiner gehalten werden, je länger der Rücklauf ist, was noch ausführlich zu besprechen sein wird.

Die Stabilität ist ferner um so größer:

5. je kleiner die Reibung ist,

6. je kleiner P und d sind,

7. je größer der Ausdruck $G_r \cdot \sin \epsilon$ ist, d. h. je größer das Rohrgewicht und die Elevation sind. Dieser Ausdruck erhöht also noch den schon unter 3. besprochenen günstigen Einfluß großer Elevation auf die Stabilität.

Bei den Pivot- und Sockellafetten der Küsten- und Schiffsgeschütze würde, falls man diese Lafetten nur am hinteren Ende gegen Verschieben sichern wollte, niemals Stabilität vorhanden sein. Bei solchen Lafetten stellt somit die Größe:

$$M_c = -N_d \cdot n = -G \cdot s + P \cdot d + (B + R - G_r \cdot \sin \epsilon) \cdot h$$

das von den Befestigungsschrauben des Sockels beim Schuß aufzunehmende Moment dar.

Ist z. B. der Sockel der Lafette mit einer Anzahl von Ankerschrauben auf der Unterlage befestigt, wie dies im Bild 4 skizziert ist, so hat man für die Berechnung der diese Schrauben beanspruchenden Zugkräfte Z :

$$Z_0 \cdot a_0 + 2 Z_1 \cdot a_1 + 2 Z_2 \cdot a_2 + \dots Z_3 \cdot a_3 = M_c$$

wobei M_c für die größte vorkommende Inklination zu berechnen ist.

Da die Schrauben, welche am weitesten von C entfernt sind, sich bei einem geringen Kippen des Systems am meisten strecken müssen, werden diese auch am meisten beansprucht werden. Man hat also weiter, wenn alle Schrauben gleich stark gemacht werden:

$$Z_0 : Z_1 = a_0 : a_1 \text{ also: } Z_1 = \frac{a_1}{a_0} \cdot Z_0$$

$$Z_2 = \frac{a_2}{a_0} \cdot Z_0$$

$$\vdots$$

$$Z_3 = \frac{a_3}{a_0} \cdot Z_0$$

Setzt man diese Werte in die Momentengleichung ein und löst nach Z_0 auf, so wird:

$$Z_0 = \frac{a_0 M_c}{a_0^2 + 2a_1^2 + 2a_2^2 + 2a_3^2 + \dots a_3^2}$$

Z_0 gibt die größte Kraft an, mit welcher die Schrauben beansprucht werden können. Selbstverständlich müssen alle Schrauben gleich stark gemacht werden, d. h. für Z_0 berechnet werden, wenn sich das Geschütz um 360° auf seinem Sockel drehen kann, also ein Schußfeld von 360° besitzt.

3. Der vordere Auflagerdruck N_d .

Es war:

$$N_d = \frac{G \cdot s - P \cdot d - (B + R - G_r \cdot \sin \varepsilon) \cdot h}{n} \quad (14)$$

N_d wird = 0, wenn: $G \cdot s = P \cdot d + (B + R - G_r \cdot \sin \varepsilon) \cdot h$

Man sieht ohne weiteres, wenn man berücksichtigt, daß $G_r \sin \varepsilon$ gegenüber $(B + R)$ stets sehr klein ist, daß N_d seinen größten Wert bei der größten Elevation annimmt, weil dann h seinen kleinsten, ev. sogar negativen Wert besitzt.

Bei Rädergeschützen stellt N_d die größte Kraft dar, welche beim Schuß die Radachse beansprucht.

4. Der hintere Auflagerdruck N_e .

Für die Berechnung des Lafettenkörpers von Rohrrücklaufgeschützen mit Räderlafetten ist es wichtig zu wissen, welches der größte vorkommende Druck N_e ist, da dieser Druck den Lafettenkörper beim Schuß auf Biegung beansprucht. Der Horizontalschub T vermindert das durch N_e in bezug auf irgend einen Querschnitt des Lafettenkörpers hervorgerufene Biegemoment (s. Bild 5).

Addiert und subtrahiert man in Gleichung (10) G_r und setzt für N_d den Wert aus Gleichung (14), so erhält man:

$$N_e = G - G_r \cdot \sin^2 \varepsilon + (B + R) \sin \varepsilon - G \cdot \frac{s}{n} + P \cdot \frac{d}{n} \\ + (B + R) \cdot \frac{h}{n} - G_r \cdot \sin \varepsilon \cdot \frac{h}{n}$$

oder:

$$N_e = G \left(1 - \frac{s}{n} \right) - G_r \left(\sin^2 \varepsilon + \sin \varepsilon \cdot \frac{h}{n} \right) + (B + R) \\ \left(\sin \varepsilon + \frac{h}{n} \right) + P \cdot \frac{d}{n}$$

Nach Bild (6) hat man ferner:

$$h = \eta \cdot \cos \varepsilon - s_r \cdot \sin \varepsilon$$

Setzt man dies oben ein, so findet man:

$$N_e = G \left(1 - \frac{s}{n} \right) - G_r \left[\sin^2 \varepsilon \cdot \frac{n - s_r}{n} + \frac{\eta}{n} \cdot \sin \varepsilon \cdot \cos \varepsilon \right] \\ + (B + R) \left[\sin \varepsilon \cdot \frac{n - s_r}{n} + \frac{\eta}{n} \cdot \cos \varepsilon \right] + P \cdot \frac{d}{n} \quad (17)$$

Bei Rädergeschützen ist nun $\frac{n - s_r}{n}$ stets sehr klein, so daß man die Ausdrücke: $\frac{n - s_r}{n} \cdot \sin^2 \varepsilon$ und: $\frac{n - s_r}{n} \cdot \sin \varepsilon$ vernach-

lässigen kann. Wird auch noch $\sin \varepsilon \cdot \cos \varepsilon \frac{\eta}{n}$ vernachlässigt, so bleibt:

$$N_c = G \left(1 - \frac{s}{n} \right) + P \cdot \frac{d}{n} + (B + R) \cdot \frac{\eta}{n} \cdot \cos \varepsilon \quad (18)$$

Dieser Wert wird am größten für $\varepsilon = 0$. Bei 0° Erhöhung ist aber η stets gleich h .

Nun hat man bei den Rohrrücklaufgeschützen in Räderlafetten meistens die Grenze der Stabilität angenähert bei 0° Elevation, so daß dann:

$$P \cdot d + (B + R) \cdot h - G \cdot s = 0$$

In diesem Fall wird angenähert:

$$N_{c_{\max}} = G \quad (19)$$

III. Die Auflagerkräfte zwischen Wiege und Unterlafette.

Bei den Rohrrücklaufgeschützen pflegt die Wiege d. h. der zur Geradföhrung des Rohrs dienende Lafettenteil oder ein besonderer Wiegenträger mit der Unterlafette durch 2 horizontale Schildzapfen und durch die Höhenrichtmaschine verbunden zu sein. Neuerdings werden bei Haubitzen und Gebirgsgeschützen, die beiden horizontalen Schildzapfen häufig an das hintere Ende der Wiege gelegt, um auch bei größeren Erhöhungen des Rohres längere Rückläufe zu ermöglichen. In diesem Falle muß zum Ausgleich des großen Vordergewichtes zwischen Rohr und Wiege einerseits und Unterlafette andererseits eine besondere Ausgleichsvorrichtung eingeschaltet werden, welche bestrebt ist, das Rohr und die Wiege vorn stets nach oben zu heben.

Die Auflagerdrucke, welche beim Schuß zwischen Wiege bzw. Wiegenträger und Unterlafette auftreten, werden bestehen aus den an den Schildzapfen angreifenden Schildzapfendrucke 2 S und dem am Verbindungspunkt der Höhenrichtmaschine mit der Wiege angreifenden Richtmaschinendruck W (s. Bild 7). Bei Schraubenrichtmaschinen wird letzterer in die Achse der Schraubenspindel fallen, bei Zahnbogenrichtmaschinen fällt seine Richtung in die an der Zahneingriffsstelle an den Teilkreis des Zahnbogens gezogene Tangente. Bei den Geschützen mit hinten liegenden Schildzapfen kommt hierzu noch der Druck der Ausgleichvorrichtung.

Die an den beiden Schildzapfen angreifenden Stützendrucke S zerlegen wir in je eine Komponente S_1 senkrecht zur Seelenachse und eine Komponente S_2 parallel zu derselben.

1. Der Richtmaschinendruck.

Nimmt man die Schildzapfenachse als Momentenachse, so gilt für den Gleichgewichtszustand bei gewöhnlicher Anordnung der Schildzapfen:

$$W \cdot w = Q_2 \cdot z' + Q_1 \cdot y' - B(c - \varphi) - R_2(r_2 - \varphi) + R_1(r_1 + \varphi) + G_w \cos \varepsilon \cdot n - G_w \cdot \sin \varepsilon \cdot \psi$$

Setzt man wieder:

$$Q_2 = Q_1 + G_r \cdot \cos \varepsilon \text{ und beachtet, daß } y' + z' = a,$$

so wird:

$$W \cdot w = Q_1 \cdot a + G_r \cdot z' \cos \varepsilon - B \cdot c + B\varphi - R_2 \cdot r_2 + R_2 \cdot \varphi + R_1 \cdot r_1 + R_1 \cdot \varphi + G_w \cdot \cos \varepsilon \cdot n - G_w \cdot \sin \varepsilon \cdot \psi$$

Nun war aber (s. Gl. 11a):

$$Q_1 \cdot a = P \cdot d + B \cdot c - z \cdot G_r \cdot \cos \varepsilon + R_2 \cdot r_2 - R_1 \cdot r_1$$

Führt man diesen Wert in die vorige Gleichung ein, und beachtet man noch, daß $z - z' = m$, so erhält man:

$$W = \frac{P \cdot d + \varphi \cdot (B + R) - m \cdot G_r \cdot \cos \varepsilon + G_w (\cos \varepsilon \cdot n - \sin \varepsilon \cdot \psi)}{w}$$

Bezeichnet man für die Anfangs- und Schußstellung des Rohrs die Entfernung des Rohrschwerpunkts von der Schildzapfenachse, in Richtung der Seelenachse gemessen, mit m_0 und den jeweiligen Rücklaufweg mit x , so wird schließlich:

$$W = \frac{P \cdot d + \varphi(B + R) + (x - m_0) \cdot G_r \cdot \cos \varepsilon + G_w (n \cdot \cos \varepsilon - \psi \cdot \sin \varepsilon)}{w}$$

Fällt der gemeinsame Schwerpunkt von Wiege und Rohr in die Schildzapfenachse, was angenähert fast immer der Fall sein wird, so gilt:

$$G_w \cdot n \cdot \cos \varepsilon - G_w \cdot \psi \cdot \sin \varepsilon - G_r \cdot m_0 \cdot \cos \varepsilon = -G_r \cdot \varphi \cdot \sin \varepsilon$$

Diese Beziehung in die vorige Gleichung eingeführt, liefert:

$$W = \frac{P \cdot d + \varphi(B + R - G_r \cdot \sin \varepsilon) + x \cdot G_r \cdot \cos \varepsilon}{w} \quad (20)$$

Diese Gleichung lehrt:

1. Daß W um so größer wird, je kleiner w , d. h. der senkrechte Abstand der Schildzapfenachse von der Richtung des Richtmaschinendrucks,

2. daß W um so größer wird, je größer φ , d. h. je tiefer die Schildzapfen unter die Parallele zur Seelenachse durch den Schwerpunkt der zurücklaufenden Teile gelegt sind,

3. W wird ein Maximum entweder im ersten Augenblick, wobei allein $P \cdot d$ den Ausschlag gibt, oder bei 0° Elevation und ganz zurückgelaufenem Rohr, wobei dann $P \cdot d = 0$ ist.

Bei Räderlafetten tritt meistens der erste der beiden Fälle ein.

Für Geschütze mit hintenliegenden Schildzapfen kann dieselbe Formel (20) benutzt werden, wenn vorausgesetzt wird, daß die Ausgleichvorrichtung bei jeder Erhöhung des Rohres in der Schußstellung Rohr und Wiege annähernd ausbalanciert. Geht die Richtung von W vor den Schildzapfen vorbei, was bei Geschützen mit hinten liegenden Schildzapfen meist der Fall ist, dann wird das Vorzeichen von W umgekehrt; eine Schraubensrichtmaschine z. B. würde in diesem Falle auf Zug beansprucht werden.

Beispiel:

Für ein 7,5-cm Feldgeschütz sei:

$$P_{\max} = 100000 \text{ kg}, B + R = \infty 1600 \text{ kg}, G_r = 400 \text{ kg}$$

$$x_{\max} = 1250 \text{ mm}, d = 8 \text{ mm}, \varphi = 230 \text{ mm}, w = 760 \text{ mm}$$

$$1. \text{ Fall: } x = 0, P = 100000, \varepsilon = 0^\circ$$

$$\text{Es wird: } W = \infty 1540 \text{ kg}$$

$$2. \text{ Fall: } x = 1250, P = 0, \varepsilon = 0^\circ$$

$$\text{Es wird: } W = \infty 1140 \text{ kg.}$$

2. Die Schildzapfendrucke.

Aus den beiden Gleichgewichtsbedingungen, daß die Summe der Vertikalkomponenten und ebenso die Summe der Horizontal-komponenten aller äußeren Kräfte gleich Null sein muß, ergibt sich:

$$1. 2 S_1 = Q_2 - Q_1 + G_w \cdot \cos \varepsilon - W \cdot \cos \beta$$

$$2. 2 S_2 = (B + R) + W \cdot \sin \beta$$

da: $Q_2 - Q_1 = G_r \cdot \cos \varepsilon$ ist, wird:

$$2 S_1 = (G_r + G_w) \cos \varepsilon - W \cdot \cos \beta \text{ und:} \quad (21)$$

$$2 S_2 = (B + R) + W \cdot \sin \beta \quad (22)$$

Da der resultierende Schildzapfendruck:

$$S = \sqrt{S_1^2 + S_2^2}, \text{ wird auch:}$$

$$S = \frac{1}{2} \sqrt{[(G_r + G_w) \cos \varepsilon - W \cdot \cos \beta]^2 + [(B + R) + W \cdot \sin \beta]^2}$$

Dies kann man auch schreiben:

$$S = \frac{1}{2} \sqrt{(G_r + G_w)^2 \cdot \cos^2 \varepsilon + (B + R)^2 +$$

$$+ 2W [-(G_r + G_w) \cos \varepsilon \cdot \cos \beta + (B + R) \sin \beta + 0,5W]}$$

S wird in der Regel ein Maximum werden für den größten Wert von W und den größten vorkommenden Wert von β .

Bei Geschützen mit hinten liegenden Schildzapfen ist neben W auch noch der Druck der Ausgleichvorrichtung und seine Richtung in Betracht zu ziehen.

Aus den vorstehenden Betrachtungen geht hervor, daß die Beanspruchung der Rohrrücklauflafetten beim Schuß in allererster Linie von der Höhe des Bremsdrucks B abhängt, während der Einfluß des Gasdrucks P_{\max} auf die Beanspruchung der Lafette nur ein verhältnismäßig sehr geringer ist; wenn man den Schwerpunkt der zurücklaufenden Massen in die Seelenachse legen kann, so kann dieser Einfluß sogar ganz aufgehoben werden.

Bei den älteren Geschützen, bei welchen das Rohr und die Lafette starr miteinander verbunden waren, erfolgte eine Beanspruchung der Lafette durch den vollen Druck der Pulvergase auf den Verschuß, so daß die Lafette der Einwirkung dieser ungeheuer großen Kraft gewachsen sein mußte.

Da nun, wie im nächsten Abschnitt gezeigt werden wird, bei Rohrrücklaufgeschützen der Bremsdruck fast beliebig niedrig gehalten werden kann, wird auch die Beanspruchung der Rohrrücklauflafette um vieles geringer ausfallen, als diejenige der Lafetten starrer Geschütze. Hierin besteht der hauptsächlichste Vorteil der Verwendung des Rohrrücklaufs bei großen Geschützen in fester Aufstellung.

Bei Rädergeschützen führt die Möglichkeit, die die Unterlafette beanspruchenden Kräfte beliebig niedrig halten zu können, zu der weiteren Möglichkeit, die Unterlafette beim Schuß vermittelst eines einfachen in den Boden eingestoßenen Schwanzspatens unbeweglich zu machen, was bei starr in der Lafette gelagertem Rohr vollständig ausgeschlossen ist.

C. Bestimmung der Bremsdrucke und der Rücklauflänge.

I. Die Rücklaufverhältnisse während der Beschleunigungsperiode.

Während des Rücklaufs des Rohrs sind 2 Perioden zu unterscheiden, eine Beschleunigungs- und eine Verzögerungsperiode. Während der ersteren wirkt der Druck der Pulvergase auf die Vorderfläche des Verschlusses beschleunigend auf das Rohr, während der letzteren hört diese Wirkung auf und die Geschwindigkeit des Rohrs wird allmählich durch die Bremswiderstände bis auf Null verzögert. Je nachdem nun während der Beschleunigungsperiode außer dem das Rohr beschleunigenden Gasdruck schon nennenswerte Bremswiderstände zur Wirkung kommen oder nicht, wird die größte Rücklauf-

geschwindigkeit und also auch die größte Rücklaufenergie, welche dem Rohr durch die Pulvergase erteilt wird, verschieden groß sein. Wir wollen beide Fälle für sich getrennt betrachten und zwar zuerst den einfacheren Fall, in welchem während der Beschleunigungsperiode keinerlei beachtenswerte Bremswiderstände auftreten.

Die Geschwindigkeit V_0 , welche das Rohr in dem Augenblick besitzt, wo der Geschossboden die Rohrmündung passiert, ergibt sich bei der Annahme, daß die Hälfte der Pulverladung sich mit dem Geschoss nach vorn, die andere Hälfte sich mit dem Rohr nach hinten bewegt, zu:

$$V_0 = \frac{v_0 (\Gamma + 0,5 A)}{G_r} \quad (24)$$

wenn v_0 die Mündungsgeschwindigkeit des Geschosses in m, Γ das Geschossgewicht in kg, A das Gewicht der Ladung und G_r das Gewicht der zurücklaufenden Teile bedeutet.

Wenn das Geschosß die Mündung verlassen hat, hört die Wirkung der Gase auf das Rohr aber noch keineswegs auf, vielmehr werden dieselben während der allerdings kurzen Zeit ihrer nunmehr erfolgenden gänzlichen Entspannung noch weiter auf das Rohr beschleunigend einwirken.

Diese Nachwirkung der Pulvergase hat zur Folge, daß die Rücklaufgeschwindigkeit des Rohrs noch zunimmt, bis das Maximum der Geschwindigkeit in dem Augenblick erreicht wird, wo die gänzliche Entspannung der Gase erfolgt ist. Der Einfluß der Nachwirkung der Pulvergase auf die Rücklaufgeschwindigkeit läßt sich zurzeit theoretisch noch nicht genau bestimmen; im allgemeinen wird er um so größer sein, je größer die Mündungsgasspannung ist. Man muß sich deshalb damit begnügen, die unter dem Einfluß der Nachwirkung der Pulvergase beim freien Rücklauf des Rohrs hervorgebrachte maximale Rücklaufgeschwindigkeit V_{\max} durch empirische, durch zahlreiche Versuche bewährte Formeln zu berechnen. Eine solche vielfach angewendete Formel ist die folgende:

$$V_{\max} = \frac{v_0 (\Gamma + \beta A)}{G_r} \quad (25)$$

Diese Formel ist derjenigen für V_0 nachgebildet; der Einfluß der Nachwirkung der Pulvergase ist durch den Koeffizienten β zum Ausdruck gebracht. Die Größe von β schwankt je nach der Größe des Mündungsgasdrucks zwischen 1,6 und 3 und wird bei der Berechnung der Rücklaufeinrichtungen von Geschützen mittlerer Leistung, wenn der genaue Wert nicht vorher durch Versuche ermittelt ist, am zweckmäßigsten = 2,5 gesetzt.

Für die Bestimmung der ganzen Rücklaufänge bzw. für die Bestimmung der notwendigen Bremsdrucke bei Annahme einer bestimmten Rücklaufänge ist es ferner von Wichtigkeit, den Weg \mathcal{S} zu kennen, welchen das Rohr bis zum Aufhören der Nachwirkung zurücklegt. Dieses \mathcal{S} setzt sich zusammen aus dem Weg \mathfrak{s} , den das Rohr bis zum Geschoßaustritt macht und dem Weg σ , den das Rohr während der Nachwirkung der Pulvergase durchläuft.

Nimmt man wieder an, daß die Hälfte der Ladung mit dem Rohr zurück, die andere Hälfte mit dem Geschoß vorwärts bewegt wird und beachtet man, daß der gemeinsame Schwerpunkt von Rohr, Geschoß und Ladung seine Lage auch während der Rohr- und Geschoßbewegung beibehält, so findet man:

$$\mathfrak{s} = \frac{s \cdot (\Gamma + 0,5 A)}{G_r + \Gamma + A} \quad (26)$$

worin s den Weg des Geschosses im Rohr bedeutet.

Bei der Bestimmung des Weges σ ist es nötig, das Gesetz der Entspannung der Pulvergase während der Nachwirkung zu kennen. Der bekannte französische Ballistiker **Vallier** nimmt nun an, daß diese Entspannung angenähert so vor sich gehe, daß die Gasspannungen p als Funktionen der vom Beginne der Nachwirkung ab gerechneten Zeiten t nach einer geraden Linie abnehmen.

Nach der Vallierschen Hypothese wäre also (s. Bild 8):

$$p = p_0 \left(\frac{t' - t}{t'} \right) = p_0 \left(1 - \frac{t}{t'} \right),$$

wenn p_0 die Mündungsgasspannung und t' die Dauer der Nachwirkung bedeutet.

Den Wert t' erhält man dann aus:

$$p_0 \cdot \frac{d^2 \pi}{4} \int_{t=0}^{t=t'} \left(1 - \frac{t}{t'} \right) \cdot dt = \frac{G_r}{g} \int_{V=V_0}^{V=V_{\max}} dV$$

zu: $t' = \frac{2}{P_0} \cdot \frac{G_r}{g} \cdot (V_{\max} - V_0)$, wenn $P_0 = p_0 \cdot \frac{d^2 \pi}{4}$

den Mündungsgasdruck bedeutet.

Unter Berücksichtigung der Gleichungen (24) und (25) ist aber:

$$V_{\max} - V_0 = \frac{A}{G_r} \cdot v_0 \left(\beta - \frac{1}{2} \right)$$

so daß also: $t' = 2 \frac{A}{g} \cdot \frac{v_0 \left(\beta - \frac{1}{2} \right)}{P_0}$ (27)

Nunmehr läßt sich auch leicht der Weg σ berechnen, den das Rohr während der Nachwirkung der Pulvergase zurücklegt. Zunächst ist:

$$\frac{G_r}{g} \cdot dV = P \cdot dt = P_e \left(1 - \frac{t}{t'}\right) \cdot dt \quad \text{woraus:}$$

$$V = \frac{P_e \cdot g}{G_r} \left(t - \frac{t^2}{2t'}\right) + \text{Const.}_1$$

Wenn $t = 0$, ist $V = V_0$, somit $\text{Const.}_1 = V_0$.

Es ergibt sich also:

$$\frac{dx}{dt} = V = \frac{P_e}{G_r} \cdot g \left(t - \frac{t^2}{2t'}\right) + V_0 \quad \text{und:}$$

$$x = \frac{P_e}{G_r} \cdot g \left(\frac{t^2}{2} - \frac{t^3}{6t'}\right) + V_0 \cdot t + \text{Const.}_2 \quad (27a)$$

Wenn: $t = 0$, ist $x = 0$, also: $\text{Const.}_2 = 0$

Setzt man $t = t'$, so wird $x = \sigma$, so daß also:

$$\sigma = \frac{P_e}{G_r} \cdot g \cdot \frac{t'^2}{3} + V_0 \cdot t' \quad (28)$$

Der ganze Rücklaufweg vom Beginn der Bewegung des Rohrs bis zum Aufhören der Nachwirkung ergibt sich also zu:

$$\mathfrak{S} = \mathfrak{s} + \sigma = \frac{s (I + 0,5 A)}{G_r + I + A} + V_0 \cdot t' + \frac{P_e}{G_r} \cdot g \cdot \frac{t'^2}{3} \quad (29)$$

Für den 2. Fall, daß nämlich schon während der Wirkung der Pulvergase ein nennenswerter verzögernder Widerstand auftritt, wird die größte vom Rohr erreichte Rücklaufgeschwindigkeit natürlich kleiner werden als V_{\max} bei freiem Rücklauf. Dagegen wird der vom Rohr bis zum Aufhören der Nachwirkung zurückgelegte Weg kleiner ausfallen. Die Zeitdauer t' der Nachwirkung der Pulvergase wird dagegen dieselbe bleiben und ebenso die Zeit t_0 , welche das Geschöß braucht, um das Rohr zu durchheilen.

Wir wollen annehmen, es wirke während der ganzen Wirkungsperiode der Pulvergase an dem Rohr eine dem Gasdruck direkt entgegen gerichtete konstante bremsende Kraft K und wollen bestimmen:

1. Die Geschwindigkeit V_0' , welche das Rohr im Augenblick des Geschößaustritts besitzt,
2. die Geschwindigkeit V_1' , welche das Rohr im Augenblick des Aufhörens der Nachwirkung der Pulvergase erreicht hat, welche Geschwindigkeit übrigens nicht die maximale Rücklaufgeschwindigkeit darstellt, da diese schon etwas früher, nämlich

in dem Augenblick, wo der Gasdruck bis auf K gesunken ist, eintritt,

3. den Weg s' , welchen das Rohr bis zum Geschoßaustritt zurückgelegt hat und

4. den ganzen Weg S' , welchen das Rohr während der Einwirkung der Pulvergase durchläuft.

Es ist hierzu nötig, die Zeit t_0 zu kennen, welche das Geschoß zum Durchlaufen des Rohrs gebraucht. Dieselbe kann leicht mittelst des von Oberstleutnant Heydenreich in der *Kriegstechnischen Zeitschrift* im Jahre 1900 veröffentlichten Verfahrens bestimmt werden.

Danach ist:

$$t_0 = \frac{2 \cdot s}{v_0} T(\eta) \quad (30)$$

worin $T(\eta)$ eine Funktion des Druckverhältnisses, d. h. des Verhältnisses des mittleren Gasdrucks zum höchsten Gasdruck darstellt und aus der folgenden Tabelle entnommen werden kann.

$\eta = \frac{P_m}{P_{\max}}$	$T(\eta)$
0,45	1,000
0,5	1,056
0,55	1,116
0,6	1,180
0,65	1,249
0,70	1,322
0,75	1,406

Mit Hilfe der Zeiten t_0 und t' findet man:

1. Die Rohrgeschwindigkeit im Augenblick des Geschoßaustritts:

$$V_0' = V_0 - \frac{K}{G_r} \cdot t_0 \quad (31)$$

2. Die Rohrgeschwindigkeit im Augenblick des Aufhörens der Nachwirkung der Pulvergase:

$$V_1' = V_0' + \frac{P_0}{2G_r} \cdot t' - \frac{K}{G_r} \cdot t'$$

oder unter Berücksichtigung von (31):

$$V_1' = V_0 + \frac{P_e}{2 \cdot G_r} \cdot t' - \frac{K}{G_r} (t' + t_0) \quad (32)$$

3. Den Weg des Rohrs beim Geschoßaustritt:

$$\bar{s}' = \bar{s} - \frac{1}{2} \cdot \frac{K}{G_r} \cdot t_0^2 = s \cdot \frac{(2\Gamma + A)}{2G_r} - \frac{K}{2G_r} \cdot t_0^2 \quad (33)$$

4. Den ganzen Weg, welchen das Rohr vom Beginn bis zum Aufhören der Wirkung der Pulvergase zurücklegt:

$$\mathcal{S}' = \mathcal{S} - \frac{K}{2G_r} (t_0 + t')^2 \quad (34)$$

oder:

$$\mathcal{S}' = \frac{s(\Gamma + 0,5A)}{G_r + \Gamma + A} + V_0 \cdot t' + \frac{P_e}{G_r} \cdot \frac{t'^2}{3} - \frac{K}{2G_r} (t_0 + t')^2 \quad (35)$$

II. Bestimmung der Bremsdrucke und Rücklaufängen bei Rohrrücklaufgeschützen, welche auf ihrer Unterlage fest verankert sind.

Bei anfänglich freiem Rücklauf erreicht das Rohr nach Zurücklegung des Weges \mathcal{S} seine größte Rücklaufgeschwindigkeit V_{\max} und also auch seine größte Rücklaufenergie. Diese wird sein:

$$E = \frac{G_r}{2g} \cdot V_{\max}^2 = \frac{v_0^2}{2} \frac{(\Gamma + \beta \cdot A)^2}{g \cdot G_r} \quad (36)$$

Die Rücklaufenergie ist also um so größer, je größer die Geschoßgeschwindigkeit, das Geschoßgewicht, die Ladung und die Mündungsgaspannung sind und je kleiner das Gewicht der zurücklaufenden Teile ist.

Die Bewegungsenergie E soll nun während des 2. Teils des Rücklaufs vernichtet werden, d. h. teils durch Verwandlung in Wärme beseitigt, teils als potentielle Energie in dem Vorholmittel aufgespeichert werden. Es muß zu diesem Zweck dem zurücklaufenden Rohr ein Bremswiderstand, der sich aus dem Widerstand der Bremse und des Vorholmittels sowie der Reibung R zusammensetzt, entgegengestellt werden, derart, daß die Arbeit dieses Bremswiderstands auf dem Rücklaufweg gleich der Energie E wird. Bei unter Elevation feuern den Geschützen ist außerdem noch durch den Bremswiderstand der das Rohr nach hinten ziehenden Gewichtskomponente das Gleichgewicht zu halten.

Soll die ganze Länge des Rücklaufs ϱ Meter betragen, so bleibt für die Arbeit des Bremswiderstands nur der Weg $\varrho - \mathfrak{S}$ zur Verfügung. Der ganze Vorgang findet seinen Ausdruck in der folgenden Gleichung:

$$E + G_r \cdot \sin \varepsilon \cdot \varrho = \int_{x=\mathfrak{S}}^{x=\varrho} (B + R) dx \quad (37)$$

Wenn nicht besondere Gründe dagegen sprechen, wie dies bei den Rohrrücklaufgeschützen in Räderlafetten infolge der auf die Stabilitätsverhältnisse zu nehmenden Rücksichten der Fall ist, wird man den Bremswiderstand $(B + R)$ am rationellsten während des ganzen Rücklaufs konstant machen.

Wie im Abschnitt über die äußeren Kräfte an Rohrrücklaufgeschützen gezeigt wurde, ist der Bremsdruck $(B + R)$ für die Beanspruchungen der Lafette in erster Linie maßgebend. Bei gegebener Rücklaufänge wird diese Kraft $(B + R)$ aber ein Minimum, wenn sie während des ganzen Rücklaufs konstant gehalten wird. Ein nicht konstanter Widerstand $(B + R)$ muß notwendiger Weise bei derselben Arbeitsleistung auf demselben Wege an einzelnen Stellen größer werden, als ein konstanter Widerstand.

Für konstantes $(B + R)$ wird aus obiger Gleichung:

$$E + G_r \cdot \sin \varepsilon \cdot \varrho = (B + R) (\varrho - \mathfrak{S}), \text{ woraus:}$$

$$(B + R) = \frac{E + G_r \cdot \sin \varepsilon \cdot \varrho}{\varrho - \mathfrak{S}} \quad (38)$$

Läßt man schon in der ersten Periode des Rücklaufs einen kräftigen Bremswiderstand wirken, so wird die größte Rücklaufenergie kleiner als bei anfänglich freiem Rücklauf. Wenn aber die Rücklaufenergie E kleiner wird, dann wird auch bei demselben $B + R$ die Rücklaufänge kleiner oder bei gegebener Rücklaufänge der Bremswiderstand $B + R$ und also auch die Beanspruchung der Lafette geringer.

Hiernach wird es also zweifellos am rationellsten sein, schon vom Beginn der Rohrbewegung an einen konstanten Bremswiderstand $(B + R)$ wirken zu lassen.

Die Aufgabe, dieses konstante $(B + R)$ zu bestimmen, welches auf einem gegebenen Rücklaufweg ϱ zur Vernichtung der Rücklaufenergie des Rohrs notwendig ist, gestaltet sich etwas komplizierter als im Falle des anfänglich freien Rücklaufs.

Die nachstehend ausgeführte Lösung dieser Aufgabe wurde zuerst von Vallier in seinem Aufsatz: „Théorie et tracé des freins hydrauliques“ angegeben.

Bezeichnet man wieder den ganzen Rücklaufweg mit ϱ , so wird die Rücklaufenergie $\frac{G_r}{g} \cdot \frac{V_1'^2}{2}$ auf dem Wege $(\varrho - \mathcal{E}')$ vernichtet werden müssen. Soll hierzu der konstante Bremsdruck $K = B + R - G_r \sin \varepsilon$ dienen, so muß:

$$K(\varrho - \mathcal{E}') = \frac{G_r}{2g} \cdot V_1'^2 \quad \text{oder:}$$

$$V_1'^2 = K \cdot \frac{2g}{G_r} \cdot (\varrho - \mathcal{E}') \quad (39)$$

Setzt man für V_1' und \mathcal{E}' die Werte aus den Gleichungen (32) und (35), so erhält man:

$$\left[\frac{G_r}{g} \cdot V_0 - K(t' + t_0) + \frac{P_e}{2} \cdot t' \right]^2 = K \left[\frac{2G_r}{g} \varrho - \frac{2G_r}{g} \cdot \frac{(\Gamma + 0,5 \mathcal{A})}{G_r + \Gamma + \mathcal{A}} \cdot s - \frac{2G_r}{g} \cdot V_0 \cdot t' - P_e \cdot \frac{2}{3} t'^2 + K(t_0 + t')^2 \right] \quad (40)$$

Zur Abkürzung werde gesetzt:

$$\frac{G_r}{g} \cdot V_0 + \frac{P_e}{2} \cdot t' = Y = \frac{G_r}{g} \cdot V_{\max} = \frac{v_0(\Gamma + \beta \mathcal{A})}{g} \quad (41)$$

und:

$$\begin{aligned} \frac{2G_r}{g} \frac{(\Gamma + 0,5 \mathcal{A})}{G_r + \Gamma + \mathcal{A}} \cdot s + \frac{2G_r}{g} \cdot V_0 \cdot t' + \frac{2}{3} P_e \cdot t_1^2 &= Z \\ &= \frac{2G_r}{g} \frac{(\Gamma + 0,5 \mathcal{A})}{G_r + \Gamma + \mathcal{A}} \cdot s + 2t' \left(\frac{G_r}{g} V_0 + \frac{1}{3} \cdot P_e \cdot t' \right) \end{aligned} \quad (42)$$

Setzt man in den letzten Klammersausdruck noch für t' den Wert aus Gleichung (27) und vernachlässigt im Nenner des 1. Summanden $\Gamma + \mathcal{A}$ gegen G_r , so wird:

$$Z = \frac{2\Gamma + \mathcal{A}}{g} \cdot s + v_0 \cdot \frac{t'}{g} \left[2\Gamma + \mathcal{A} \frac{(1 + 4\beta)}{3} \right] \quad (43)$$

Aus Gleichung (40) ergibt sich dann ohne weiteres:

$$K = \frac{Y^2}{2\varrho \cdot \frac{G_r}{g} - Z + 2Y(t_0 + t')} \quad (44)$$

worin: $Y = v_0 \cdot \frac{(\Gamma + \beta \mathcal{A})}{g} \quad (45)$

$$Z = \frac{2\Gamma + \mathcal{A}}{g} \cdot s + v_0 \left[2\Gamma + \mathcal{A} \frac{(1 + 4\beta)}{3} \right] \cdot \frac{t'}{g} \quad (46)$$

und $t' = \frac{2\mathcal{A}}{g} \cdot \frac{v_0(\beta - \frac{1}{2})}{P_e} \quad (47)$

Beispiel.

Bei einer 17-cm Kanone L/40 sei:

$V_0 = 900$ m; $G_r = 11000$ kg; $\Gamma = 54$ kg; $A = 20$ kg; $p_{\max} = 3200$ kg/cm²; $p_e = 1450$ kg/cm², also $P_{\max} = 726000$ kg und $P_e = \sim 330000$ kg; $s = 5$ m; $q = 0,36$ m.

Es wird: $t' = \frac{2 \cdot 20}{10} \cdot \frac{900 \cdot 2}{330000} = 0,0218$ Sekunden

$$t_0 = \frac{2 \cdot 5}{900} \cdot T(\eta)$$

Der mittlere Gasdruck ist: $\frac{2230000}{227 \cdot 5} = \sim 1965$ also:

$\eta = \frac{1965}{3200} = 0,614$ und $T(\eta)$ nach Tab.: 1,20, so daß: $t_0 = 0,0133$ Sek.

$$Y = \frac{900(54 + 2,5 \cdot 20)}{10} = 9360$$

$$Z = \frac{108 + 20}{10} \cdot 5 + 900 \cdot \left[108 + \frac{20(1 + 4 \cdot 2,5)}{3} \right] \cdot \frac{0,0218}{10} = 420$$

und schließlich:

$$K = \frac{9360 \cdot 9360}{2 \cdot 0,36 \cdot \frac{11000}{10} - 420 + 2 \cdot 9360 \cdot (0,0218 + 0,0133)} = \sim \underline{85000 \text{ kg.}}$$

Würde man während der ersten Rücklaufperiode keinen Bremsdruck wirken lassen, so würde werden:

$$V_{\max} = \frac{900(54 + 2,5 \cdot 20)}{11000} = 8,5 \text{ m u. } V_0 = \frac{900\left(54 + \frac{20}{2}\right)}{11000} = 5,23 \text{ m}$$

$$E = \frac{8,5^2 \cdot 11000}{2 \cdot 10} = 39737,5 \text{ mkg}$$

$$\mathcal{C} = \frac{s(\Gamma + 0,5A)}{G_r + \Gamma + A} + V_0 \cdot t' + \frac{P_e \cdot g}{G_r} \cdot \frac{t'^2}{3} \text{ s. Gl. (29)}$$

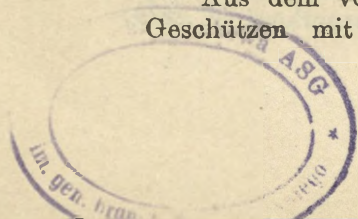
$$\mathcal{C} = \frac{5 \cdot (54 + 10)}{11074} + 5,23 \cdot 0,0218 + \frac{330000}{1100} \cdot \frac{0,0218^2}{3} = 0,19 \text{ m}$$

Es bliebe hier für die Rücklaufbremsung nur ein Weg von 0,17 m übrig, so daß ein konstanter Bremswiderstand:

$$K = \frac{39737,5}{0,17} = \sim \underline{233000 \text{ kg}}$$

nötig wäre.

Aus dem vorstehenden Zahlenbeispiel geht hervor, daß bei Geschützen mit hoher Leistung und verhältnismäßig kurzem



Rücklauf unter allen Umständen schon während der Beschleunigungsperiode des Rohrs demselben ein kräftiger Bremswiderstand entgegengesetzt werden muß, damit eine überflüssig hohe Beanspruchung der Lafette vermieden wird. Da bei der Berechnung von $(B + R)$ nach der Vallierschen Methode die Zeit t' , deren wahrer Wert jedenfalls von dem errechneten ziemlich bedeutend abweichen kann, einen sehr großen Einfluß ausübt, wird die Berechnung nur innerhalb ziemlich weiter Grenzen angenähert richtige Werte ergeben.

Bei Rohrrücklaufgeschützen mit fester Unterlafette wählt man in der Regel die Länge des Rücklaufs gleich 2 bis 3 Kaliber. Bei den zurzeit üblichen maximalen Geschützleistungen bleiben bei solchen Rücklaufängen die Beanspruchungen der Lafetten noch in zulässigen Grenzen. Man erkennt aus dem vorstehenden Beispiel, wie bedeutend durch die Anwendung des Rohrrücklaufs die Beanspruchung der Lafette herabgezogen werden kann. Während die Beanspruchung der Lafette bei starr gelagertem Rohr durch den größten Gasdruck von 719400 kg erfolgt, wird bei der Verwendung von Rohrrücklauf die die Lafette beanspruchende Kraft auf 82500 kg herabgemindert. Bei außergewöhnlich leichten Geschützrohren mit sehr großer ballistischer Leistung geht man mit der Rücklaufänge besser höher.

Bei Geschützen, welche mit sehr großer Erhöhung feuern sollen, ergibt sich meist aus der Feuerhöhe des Geschützes eine Grenze für die Länge des Rücklaufs.

III. Bestimmung der Bremswiderstände und der Länge des Rohrrücklaufs bei Rädergeschützen.

Bei Rädergeschützen mit Rohrrücklauf, bei welchen nur der Lafettenschwanz vermöge des an demselben angebrachten Spatens oder Sporns festgehalten wird, verlangt man, daß das Geschütz mit seinen Rädern möglichst bei allen Elevationen auf seiner Unterlage stehen bleibt.

Wenn dies der Fall sein soll, so muß die früher abgeleitete Stabilitätsbedingung (s. Gl. 16) erfüllt werden, nämlich es muß sein:

$$G_1 \cdot s_1 > P \cdot d + (B + R - G_r \cdot \sin \varepsilon) \cdot h - G_r \cdot s_r.$$

In dieser Gleichung bedeutet s_r den mit dem Rücklauf sich ändernden horizontalen Abstand des Rohrschwerpunkts vom Kippunkt C. Bezeichnet x die Länge des jeweiligen Rücklaufes, d. h. desjenigen Weges, welchen der Schwerpunkt in Richtung der Seelenachse zurücklegt und s_{r0} den Horizontal-

abstand des Rohrschwerpunkts in der Anfangsstellung des Rohrs vom Kippunkt C, so ist:

$$s_r = s_{r0} - x \cdot \cos \epsilon.$$

Setzt man diesen Wert für s_r in die Stabilitätsgleichung ein, so wird, wenn man außerdem $B + R - G_r \cdot \sin \epsilon$ mit K_x bezeichnet:

$$G_1 \cdot s_1 > P \cdot d + K_x \cdot h - G_r \cdot s_{r0} + G_r \cdot x \cdot \cos \epsilon$$

oder da:

$$\begin{aligned} G_1 \cdot s_1 + G_r \cdot s_{r0} &= G \cdot s_0 \\ G \cdot s_0 &> P \cdot d + K_x \cdot h + G_r \cdot \cos \epsilon \cdot x. \end{aligned} \quad (48)$$

Da $P \cdot d$ nur während des allerersten Teils der Rücklaufbewegung zur Wirkung kommt, werde es zunächst unberücksichtigt gelassen; es werde später kontrolliert, ob dieser Ausdruck die Stabilität nicht störend beeinflusst.

Es wäre also:

$$\begin{aligned} G \cdot s_0 - G_r \cdot x \cdot \cos \epsilon &\geq K_x \cdot h \text{ oder:} \\ K_x &\leq \frac{G \cdot s_0 - G_r \cdot x \cdot \cos \epsilon}{h} \end{aligned} \quad (49)$$

diejenige Bedingung, welche erfüllt sein muß, damit das Geschütz stabil bleibt, wenn das Rohr um das Stück x zurückgelaufen ist, d. h. sich bei horizontaler Unterlage nicht mit den Rädern vom Boden abhebt oder, wie man auch sagt, springt oder bockt.

Die Kraft K_x , welche sich aus den bremsenden Widerständen und der in die Richtung der Seelenachse fallenden negativ genommenen Gewichtskomponente zusammensetzt, soll aber das Rohr allmählich bis zum Stillstand verzögern. Es muß also sein:

$$\int_{x=\mathfrak{S}}^{x=\varrho} K_x \cdot dx = E \quad (50)$$

Wirkt während der ersten Periode des Rücklaufs kein bremsender Widerstand, so ist als untere Grenze des Integrals $x = \mathfrak{S}$ und für E die maximale Rücklaufenergie zu setzen. Hat jedoch auch schon während der ersten Rücklaufperiode irgendein Bremswiderstand gewirkt, so ist als untere Integralgrenze $x = \mathfrak{S}'$ und für E der Wert E' einzusetzen.

Zwecks Erreichung eines Ueberschusses an Stabilität wollen wir E durch den Wert $\left(1 + \frac{n}{100}\right) E$ ersetzen, worin dann n an gibt, um wie viele Prozent die Rücklaufenergie größer werden darf, als die wirklich vorhandene Energie E , ehe die Stabilitätsgrenze erreicht wird.

Das Zeichen $>$ kann alsdann weggelassen werden, denn wenn jetzt die Gleichung:

$$\frac{1}{h} \int_{x=\mathfrak{S}}^{x=\varrho} (G \cdot s_0 - G_r \cdot x \cdot \cos \varepsilon) \cdot dx = E \left(1 + \frac{n}{100} \right) \quad (51)$$

erfüllt ist, wird bei richtiger Konstruktion der Bremsvorrichtung bei allen Stellungen des Rohrs zwischen $x = 0$ und $x = \varrho$ Stabilität vorhanden sein.

Löst man das Integral der vorigen Gleichung auf, so wird:

$$\begin{aligned} G \cdot s_0 \cdot \varrho - G_r \cdot \frac{\varrho^2}{2} \cos \varepsilon \\ = \left(1 + \frac{n}{100} \right) h \cdot E + G \cdot s_0 \cdot \mathfrak{S} - G_r \cdot \frac{\mathfrak{S}^2}{2} \cdot \cos \varepsilon \end{aligned} \quad (52)$$

oder:

$$\varrho^2 - \frac{2G \cdot s_0 \cdot \varrho}{G_r \cos \varepsilon} = -2 \frac{\left(1 + \frac{n}{100} \right) h \cdot E + G \cdot \mathfrak{S} \cdot s_0 - G_r \cdot \frac{\mathfrak{S}^2}{2} \cdot \cos \varepsilon}{G_r \cdot \cos \varepsilon}$$

woraus:

$$\begin{aligned} \varrho = \frac{1}{G_r \cdot \cos \varepsilon} \left[G \cdot s_0 - \right. \\ \left. - \sqrt{(G \cdot s_0)^2 - 2 G_r \cdot \cos \varepsilon \left[\left(1 + \frac{n}{100} \right) E \cdot h + G \cdot \mathfrak{S} \cdot s_0 - G_r \cdot \frac{\mathfrak{S}^2}{2} \cdot \cos \varepsilon \right]} \right] \end{aligned} \quad (53)$$

Aus der quadratischen Gleichung für ϱ ergeben sich natürlich 2 Werte für ϱ . Der positive Wurzelwert kommt jedoch praktisch nicht in Betracht. Seine Bedeutung geht aus Bild 9 ohne weiteres hervor. Sobald nämlich K negativ wird, bremst es nicht mehr, sondern liefert positive Arbeit.

Löst man Gleichung (52) nach n auf, so wird:

$$n = \frac{100}{E \cdot h} \left[G \cdot s_0 (\varrho - \mathfrak{S}) - \frac{G_r \cdot \cos \varepsilon}{2} (\varrho^2 - \mathfrak{S}^2) \right] - 100 \quad (54)$$

Diese Gleichung kann bei der Beurteilung ausgeführter Konstruktionen manchmal von Nutzen sein.

Ist schon in der Beschleunigungsperiode ein Bremswiderstand vorhanden, so ist an Stelle von \mathfrak{S} der Wert \mathfrak{S}' und an Stelle von E der Wert E' einzusetzen.

Sind also G , G_r , s_0 , h , ε , \mathfrak{S} und E bzw. \mathfrak{S}' und E' gegeben, so kann man diejenige Länge des Rücklaufs errechnen, welche mindestens nötig ist, damit das Geschütz nicht springt. Der Wert n bedeutet, um wie viele Prozent die Rücklaufenergie noch größer sein dürfte, ohne daß bei richtiger Konstruktion der Bremsvorrichtung ein Abheben der Räder stattfindet.

Die Rücklauflänge ϱ wird um so größer, je größer das negative Glied unter der Wurzel wird, d. h. also, je größer h und

je größer E wird. h wächst mit der Abnahme der Erhöhung und wird am größten für die größte Inklination.

Bei Flachbahngeschützen begnügt man sich in der Regel damit, zu verlangen, daß die Stabilität des Geschützes bei 0° Elevation und horizontaler Unterlage gewährleistet ist.

Verlangt man bei Haubitzen ebenfalls bei 0° Elevation für das Schießen mit größter Ladung Stabilität, so wird die Länge des Rücklaufs stets so groß, daß man bei Geschützen mit gewöhnlicher Anordnung der Schildzapfen diese Rücklaufänge schon bei mittleren Erhöhungen nicht mehr beibehalten kann, weil das Rohr aufstoßen würde. Man läßt dann zweckmäßig die Rücklaufänge mit Zunahme der Erhöhung abnehmen, was durchaus angängig ist, da die Stabilität mit der Erhöhung rasch wächst.

Bei Geschützen mit hinten liegenden Schildzapfen ist eine solche Veränderlichkeit der Rücklaufänge im allgemeinen nicht erforderlich, was gerade der Hauptvorteil dieser Anordnung ist. Entsprechend den längeren Rückläufen bei den größeren Erhöhungen werden die Bremsdrucke hier niedriger und also auch die Beanspruchungen der Lafette geringer.

Steht das Geschütz auf einer geneigten Unterlage, so ist folgendes zu bemerken:

1. Steht der Lafettenschwanz höher als die Räder, so wird der Abstand s_0 des Gesamtschwerpunkts vom Kippunkt C größer, die Entfernung h kleiner, so daß die Stabilität mit der Zunahme der Höhendifferenz zwischen Rad- und Lafettenschwanzauflage rasch bedeutend wächst (s. Bild. 11).

2. Steht der Lafettenschwanz tiefer als die Räder, so ist die Stabilität geringer, da h größer und s_0 kleiner ist, als bei horizontaler Unterlage (s. Bild 10).

IV. Graphische Darstellung der Bremswiderstände und der Stabilitätsverhältnisse bei Rohrrücklaufgeschützen in Räderlafetten.

Für die weitere Behandlung, insbesondere für die Bestimmung der in jedem Augenblick der Rücklaufbewegung durch die Bremsorgane zu leistenden Widerstände ist es am zweckmäßigsten, die Stabilitätsverhältnisse graphisch darzustellen.

Man zeichne zunächst die Grenzkurve der Stabilität. Dies geschieht in folgender Weise:

Von dem Koordinatenanfang A aus (s. Bild. 12) werden die Rücklaufwege x des Rohrs als Abscissen aufgetragen. Als Ordinate im Ursprung A trage man die Kraft: $y_0 = \frac{G \cdot s_0}{h}$ auf.

Die zu einer beliebigen Abscisse x gehörige Ordinate y mache man: $y = \frac{G \cdot s_0}{h} - \frac{G_r \cdot \cos \varepsilon \cdot x}{h}$. Verbindet man die Endpunkte beider Ordinaten, so stellt die Verbindungslinie die Grenzkurve der Stabilität des Geschützes dar, denn erst eine Kraft $> y$ oder $> \frac{G \cdot s_0 - G_r \cdot x \cos \varepsilon}{h}$, welche im Rohrschwerpunkt parallel zur Seelenachse wirkt, würde das Geschütz zum Kippen bringen.

Berechnet man nun weiter nach der Gleichung (53) die Rücklaufänge ρ , wobei zunächst angenommen werde, daß während der Beschleunigungsperiode kaum nennenswerte Widerstände auftreten, und trägt diese sowie den Wert \mathcal{C} als Abscissen in das Diagramm ein und zieht die dazu gehörigen Ordinaten, so muß das Trapez CDEF die um $n\%$ erhöhte Rücklaufenergie E darstellen. Den Stabilitätsüberschuß von $n\%$ kann man nun beliebig über den ganzen Rücklauf verteilen. Soll z. B., was das rationellste ist, in jedem Augenblick des Rücklaufs ein Stabilitätsüberschuß von $n\%$ vorhanden sein, so trage man in D und E nach oben zu Strecken ab, welche den $\frac{100}{100+n}$ -ten Teil der beiden Ordinaten CD und EF betragen. Die Fläche DGHE muß dann gleich der Rücklaufenergie E und die Fläche CGFH $= \frac{n}{100} E$ sein.

Soll schon während der Beschleunigungsperiode ein möglichst großer Bremsdruck zur Wirkung gebracht werden, dann verfähre man folgendermaßen: Man berechne zunächst den Ausdrück: $\frac{P_{\max} \cdot d}{h}$ und trage diese Kraft von I aus nach unten ab.

Streng genommen müßte man diese Kraft von einem etwas rechts von I gelegenen Punkt aus nach unten abtragen, da es sich hier aber nur um eine Annäherung handelt, kann man den Weg, den das Rohr bis zum Eintritt des größten Gasdruckes zurücklegt, unberücksichtigt lassen. Ferner trage man von A aus den Weg ε ab, berechne $\frac{P_e \cdot d}{h}$ und trage diese Kraft von L nach unten

ab. Die Ordinaten der Verbindungslinie MNG geben dann an, wie groß der anfänglich wirkende Bremsdruck an jeder Stelle des Rücklaufs höchstens gemacht werden darf, damit die Stabilität auch zu Anfang des Rücklaufs die nötige Sicherheit von $n\%$ besitzt.

Aus der Zeichnung entnehme man den mittleren Bremswiderstand K_m während der Beschleunigungsperiode und berechne vermittelst der früher angegebenen Formeln (35) und (32)

\mathcal{E}' , E' und ϱ . Man trägt hierauf \mathcal{E}' in das Diagramm ein und eventuell auch \mathcal{E}' und zeichnet die der Kurve MNG entsprechende Kurve $M'N'G'$. In der Regel ist \mathcal{E}' von \mathcal{E} nur sehr wenig verschieden, so daß sich die Kurve $M'N'G'$ mit der Kurve MNG fast vollständig deckt.

Wie aus der obigen Darstellung ersichtlich, wird der während der Beschleunigungsperiode zulässige Bremsdruck K_m keinen sehr hohen Wert besitzen, so daß sein Einfluß auf Herabminderung der Rücklaufenergie lange nicht so bedeutend ist als bei den früher besprochenen Geschützen mit großer Leistung in festen Unterlafetten und verhältnismäßig kurzem Rücklauf. Immerhin wird sich bei Einführung eines solchen Bremswiderstandes während der Beschleunigungsperiode die Rücklaufänge ϱ bei demselben Stabilitätsüberschuß stets etwas kleiner ergeben, als bei anfänglich freiem Rücklauf, bzw. einem solchen, bei welchem während der Beschleunigungsperiode nur die Widerstände des Vorholmittels und der Reibung zur Wirkung kommen. Trotzdem ist es hier aus mehreren, erst bei der Behandlung der Flüssigkeitsbremsen auseinanderzusetzenden Gründen durchaus gerechtfertigt, auf eine solche Bremsung während der Beschleunigungsperiode zu verzichten.

In dem in oben angegebener Weise aufgezeichneten Diagramm stellen die Ordinaten y die an jeder Stelle des Rücklaufs zur Bremsung notwendigen Widerstände K_x dar. Jedes K_x setzt sich zusammen aus (s. Bild 13):

1. der negativen Gewichtskomponente $-G_r \cdot \sin \epsilon$,
2. der Reibung R_x ,
3. dem Widerstand des Vorholmittels F_x und
4. dem Widerstand H_x des Bremsorganes (meist einer Flüssigkeitsbremse).

Von diesen vier Größen sind: $-G_r \cdot \sin \epsilon$, R_x und F_x als bekannt anzusehen. Die Vorholspannungen F_x können, wie im nächsten Abschnitt gezeigt werden wird, für alle Stellen des Rücklaufs bestimmt werden, da die Berechnung der Vorholmittel nach Gesichtspunkten erfolgt, die von den Widerstandsverhältnissen beim Rücklauf an sich unabhängig sind.

Die Reibung R_x kann nach der früher abgeleiteten Formel:

$$R_x = \mu \frac{2(B \cdot c + P \cdot d) + G_r \cos \epsilon [y - z + \mu(r_1 + r_2)]}{a - \mu(r_2 - r_1)}$$

berechnet werden. In dieser Formel kommt allerdings noch der unbekannt Wert: $B = H_x + F_x$ vor, der jeweilig einzuführende Wert von H_x läßt sich aber leicht schätzen. Wenn zur Führung

des Rohrs einzelne Führungsringe verwendet werden, kann die Reibung sich in un stetiger Weise ändern.

Man trage also zunächst von der Abscissenachse aus nach unten die Kraft $G_r \cdot \sin \epsilon$ ab. Man erhält die Linie VW. Von dieser Linie aus trage man nun nach oben als Ordinaten die verschiedenen Werte von R_x ab; man erhält den Linienzug RST. Über diesem trägt man weiter die nach den im folgenden Abschnitt abgeleiteten Verfahren berechneten Widerstände des Vorholmittels auf.

Die von den Linien MNGH und PQ eingeschlossenen Ordinaten stellen dann die von der eigentlichen Rücklaufbremse zu liefernden Bremswiderstände H_x dar. Wie die Rücklaufbremsen ausgeführt werden müssen, damit sie diese Widerstände H_x wirklich liefern, wird in dem Abschnitt über Rücklaufbremsen ausführlich behandelt werden.

D. Die Vorholmittel.

Bei den Rohrrücklaufgeschützen ist es nötig, das Rohr sofort nach vollendetem Rücklauf wieder in die Anfangs- oder Schußstellung vorzubringen. Diese Aufgabe fällt dem sogenannten Vorholmittel zu.

Als solches kommen bei den eigentlichen Rohrrücklaufgeschützen nur in Betracht: Stahlfedern, komprimierte Luft und Gummifedern.

Beim Rücklauf wird das Vorholmittel durch das zurücklaufende Rohr zusammengedrückt, bzw. ausgedehnt, also gespannt. Es wird in demselben auf Kosten der Bewegungsenergie des Rohres ein solches Quantum von Energie aufgespeichert, daß es die Arbeit, welche zum Verschieben des Rohres notwendig ist, mit Sicherheit leisten kann.

I. Allgemeine Anforderungen.

In theoretischer Beziehung hat man an das Vorholmittel zwei Hauptanforderungen zu stellen:

1. Das Vorholmittel muß das Rohr selbst bei der größten Elevation in seiner Anfangsstellung halten, d. h. es muß das Rohr am Zurückrutschen verhindern, woraus resultiert, daß es eine gewisse Vorspannung besitzen muß, damit es bei Erhöhung des Rohres nicht unter dem Druck der in Richtung der Seelenachse wirkenden Gewichtskomponente nachgibt.

2. Das Vorholmittel muß während des Rücklaufs des Rohres soviel Energie aufspeichern, daß es das Rohr selbst bei der größten Erhöhung anstandslos in die Anfangsstellung vorbringt.

Die Menge der in dem elastischen Vorholmittel aufgespeicherten Energie ist in erster Linie von der Größe seiner Zusammendrückung bzw. Ausdehnung abhängig.

Wenn bei einem Geschütz der Rücklauf bei allen Erhöhungen des Rohres gleich groß ist, so wird auch die während des Rücklaufs in dem Vorholmittel aufgespeicherte Energiemenge bei allen Erhöhungen gleich groß sein.

Das zum Vorschieben des Rohres notwendige Arbeitsquantum ist aber von der Elevation abhängig, derart, daß bei großer Erhöhung mehr Arbeit beim Vorschieben geleistet werden muß als bei kleiner Erhöhung. Ist deshalb das Vorholmittel imstande, das Rohr bei größter Erhöhung vorzuschieben, so wird es bei geringerer Elevation oder Inklination, wenn es beim Rücklauf ebenso stark zusammengedrückt wurde, mehr Arbeit leisten können, als zum Vorschieben allein notwendig ist. Der Überschuß an Energie, welchen das beim Vorlauf sich ausdehnende elastische Vorholmittel freigibt, wird deshalb wieder in Bewegungsenergie des Rohres umgewandelt werden, das Rohr wird eine Geschwindigkeit erhalten und infolgedessen mit einem Stoß gegen seine Begrenzung in der Anfangsstellung anschlagen. Will man nun nicht das Vorholmittel selbst so einrichten, daß es bei verschiedenen Erhöhungen verschiedene Mengen von Energie beim Rücklauf aufspeichert bzw. beim Vorlauf abgibt, was ja wohl konstruktiv nicht unmöglich wäre, jedenfalls aber zu höchst unvorteilhaften und komplizierten Konstruktionen führen würde, so muß man — und dies geschieht in der Praxis ausnahmslos — das Geschütz mit einer besonderen Vorlaufbremsvorrichtung zum Wegbremsen des von dem Vorholer bei geringen Erhöhungen gelieferten Energieüberschusses ausrüsten.

Die Größe der Vorspannung des Vorholmittels, welche mindestens erforderlich ist, ergibt sich aus folgender Überlegung:

Die in der Richtung der Seelenachse fallende Gewichtskomponente, welche bei der größten Elevation ihren größten Wert $G_r \sin \epsilon_{\max}$ besitzt, sucht das Rohr nach hinten zu ziehen. Dieser Kraft widersetzen sich die Vorspannung des Vorholmittels und die Reibung des Rohres in seiner Geradföhrung. Es muß also sein:

$$F_v = G_r \cdot \sin \epsilon_{\max} - R.$$

Solange sich das Rohr in der Nähe der Schußstellung befindet, wird es immer nur auf dem unteren Teil seiner Gerad-

führung zur Anlage kommen. Die Reibung wird also in diesem Falle sein:

$$R = \mu \cdot G_r \cdot \cos \varepsilon_{\max}.$$

Die erforderliche Vorspannung müßte demnach werden:

$$F_v \geq G_r (\sin \varepsilon_{\max} - \mu \cdot \cos \varepsilon_{\max})$$

Da man jedoch damit rechnen muß, daß die Reibung bei guter Schmierung sehr gering ausfällt, wird man auf den Widerstand der Reibung nicht immer rechnen können, weshalb stets zweckmäßig sein wird:

$$F_v \geq G_r \cdot \sin \varepsilon_{\max}$$

zu nehmen.

Verlangt man von dem Vorholmittel jedoch außerdem, daß es imstande sei, das ev. durch Erschütterungen des Geschützes ein wenig zurückgerutschte Rohr selbst bei größter Erhöhung wieder ganz vorzuschieben, so muß die Vorspannung so groß sein, daß sie sowohl die Gewichtskomponente $G_r \cdot \sin \varepsilon_{\max}$ des Rohres als auch die Reibung $\mu \cdot G_r \cdot \cos \varepsilon_{\max}$ überwinden kann. In diesem Falle muß also sein:

$$F_v = G_r (\sin \varepsilon_{\max} + \mu \cdot \cos \varepsilon_{\max})$$

Um beiden Fällen durch ein und dieselbe Formel gerecht zu werden, schreiben wir:

$$F_v = G_r (\sin \varepsilon_{\max} + \nu \cdot \mu \cdot \cos \varepsilon_{\max}) \quad (55)$$

worin dann ν einen Koeffizienten bedeutet, der größer als (-1) und kleiner als $(+1)$ sein muß. In der Praxis findet man meistens $(\nu \cdot \mu)$ zwischen $+0,2$ und $+0,5$.

II. Die Berechnung der Vorholfedern.

Die als Vorholmittel verwendeten Federn können entweder so angebracht sein, daß sie sich mit dem einen Ende gegen einen festen Teil der beim Schuß stehen bleibenden Lafette stützen, während ihr anderes Ende mit dem Rohr irgendwie verbunden ist und den Rücklauf desselben mitmacht. In diesem Falle wird die Durchfederung der Feder während des Rücklaufs gleich der ganzen Rücklauflänge sein. Es kann aber auch zwischen Federn und Rohr irgend eine Übersetzung eingeschaltet werden, welche die Zusammendrückung der Federn auf einen bestimmten Bruchteil der Rücklauflänge reduziert, so daß also z. B. bei einem Rücklauf ϱ des Rohres die Durchfederung der Federn nur einen

Bruchteil von ϱ , etwa $\frac{\varrho}{n}$ beträgt.

Die theoretische Behandlung ist in beiden Fällen dieselbe, nur muß im zweiten Fall mit n -mal größeren Federspannungen und n -mal kleineren Federungen gerechnet werden.

Wir betrachten zunächst ausführlich den ersten Fall und übertragen dann die erhaltenen Resultate sinngemäß auf den zweiten Fall.

Die zum Vorholen des Rohres bei größter Elevation notwendige Arbeit ist:

$$A_\varrho = G_r \cdot \sin \varepsilon_{\max} \cdot \varrho + \int_{x=0}^{x=\varrho} R_x \cdot dx$$

Die Reibung R_x wird im allgemeinen beim Vorlauf nicht ganz konstant bleiben, wie sich bei sinngemäßer Anwendung der für den Rücklauf gefundenen Reibungsformel auf den Vorlauf ergibt. Da es sich in obiger Gleichung jedoch nur um die beim Vorlauf zu leistende Reibungsarbeit handelt, und die Reibung beim Vorlauf in erster Linie von dem Druck des Rohres auf seine Führung abhängt, kann man, ohne einen Fehler zu machen, einen mittleren Reibungswiderstand $\mu \cdot G_r \cdot \cos \varepsilon_{\max}$ annehmen.

Die von der Vorholfeder bei größter Elevation auf dem Vorlaufweg ϱ zu leistende Arbeit muß deshalb sein:

$$A_\varrho \geq G_r (\sin \varepsilon_{\max} + \mu \cdot \cos \varepsilon_{\max}) \cdot \varrho \quad (56)$$

Wie groß man μ zu wählen hat, das wird hauptsächlich davon abhängen, ob angenommen werden darf, daß die Geradföhrungen des Rohres stets gut in Schmierung gehalten werden, oder ob unter Umständen ein Verstauben und Verschmutzen der Geradföhrung vorkommen kann, wie dies z. B. bei Rädergeschützen meist der Fall ist.

Im allgemeinen wird man bei der Berechnung der Vorschubarbeit einen Reibungskoeffizienten von höchstens 0,3 zugrunde zu legen brauchen.

Die zu der jeweiligen Zusammendrückung einer Feder gehörigen Federspannungen lassen sich in einfacher Weise graphisch darstellen. Bedeutet A den Koordinatenanfang (s. Bild 14), so lassen sich die jeweiligen Zusammendrückungen als Abszissen und die dazu gehörigen Spannungen als Ordinaten auftragen. Die Endpunkte der Ordinaten bilden eine zur X -Achse geneigte gerade Linie.

Bedeutet nun:

a die Vorspannlänge, d. h. die Zusammendrückung der Feder bis zur Erreichung der Vorspannung F_v ,

ϱ' die Länge des größten auf der Lafette möglichen Rücklaufs, d. h. eine Länge, die etwas größer ist, als die normale Rücklaufslänge ϱ ,

F_e die Endspannung, welche die Feder bei ihrer Zusammendrückung um $(a + \varrho')$ besitzt, so stellt die Fläche B C E D des Diagramms die Arbeit dar, welche die Feder bei ihrer Ausdehnung während des Vorlaufs um die Länge ϱ' zu leisten imstande ist.

Aus dem Federdiagramm ergibt sich:

$$F_v : (F_e - F_v) = a : \varrho'$$

hieraus:

$$F_e = F_v \left(1 + \frac{\varrho'}{a} \right)$$

Das Gesamtarbeitsvermögen auf dem Weg $(a + \varrho')$ ist dann:

$$A = \frac{F_e}{2} (a + \varrho') = \frac{F_v}{2} \left(1 + \frac{\varrho'}{a} \right) (a + \varrho')$$

$$A = \frac{F_v}{2} \left(a + 2\varrho' + \frac{\varrho'^2}{a} \right)$$

Setzt man ϱ' vor die Klammer und führt zur Abkürzung ein:

$$\frac{a}{\varrho'} = \delta, \quad (57)$$

so wird:

$$A = \frac{F_v}{2} \cdot \varrho' \left(\delta + 2 + \frac{1}{\delta} \right) \quad \text{und:} \quad (58)$$

$$F_e = F_v \left(1 + \frac{1}{\delta} \right) \quad (59)$$

Bei gegebener Vorspannung F_v und gegebenem ϱ' wird A ein Minimum, wenn:

$$\frac{d \left(a + 2\varrho' + \frac{\varrho'^2}{a} \right)}{d a} = 0, \quad \text{also wenn:}$$

$$1 - \frac{\varrho'^2}{a^2} = 0, \quad \text{oder wenn:}$$

$$a = \varrho'.$$

Durch vorstehende Rechnung ist folgendes Resultat erzielt:

Bei einer gegebenen Vorspannung und einer gegebenen Rücklaufslänge wird das Gesamtarbeitsvermögen und infolgedessen auch das Gesamtgewicht einer Feder am kleinsten, wenn die Vorspannlänge gleich der Rücklaufslänge gemacht wird.

Insofern also nur die auf dem Wege ϱ' geleistete Federarbeit der Gleichung:

$$A_{\varrho} \geq G_r (\sin \varepsilon_{\max} + \mu \cdot \cos \varepsilon_{\max}) \cdot \varrho' \quad \text{genügt,} \quad (56')$$

würde eine solche Feder, bei welcher $a = \varrho'$ ist, bei einer gegebenen Vorspannung die günstigste sein.

Die Arbeit A_{ϱ} ergibt sich aus dem Federdiagramm zu:

$$\begin{aligned} A_{\varrho} &= \frac{F_v + F_e}{2} \cdot \varrho' \\ &= \frac{F_v}{2} \left(1 + 1 + \frac{\varrho'}{a} \right) \cdot \varrho' = \frac{F_v}{2} \left(2 + \frac{\varrho'}{a} \right) \cdot \varrho' \end{aligned} \quad (60)$$

und wenn:

$$\begin{aligned} a &= \varrho' \\ A_{\varrho} &= 1,5 F_v \cdot \varrho' \end{aligned} \quad (61)$$

Nun sollte aber gemacht werden:

$$F_v = G_r (\sin \varepsilon_{\max} + \nu \cdot \mu \cdot \cos \varepsilon_{\max});$$

also würde:

$$A_{\varrho} = 1,5 \cdot \varrho' \cdot G_r (\sin \varepsilon_{\max} + \nu \cdot \mu \cdot \cos \varepsilon_{\max}).$$

Diese Gleichung kann man auch schreiben:

$$\begin{aligned} A_{\varrho} &= \varrho' \cdot G_r [(\sin \varepsilon_{\max} + \mu \cdot \cos \varepsilon_{\max}) + 0,5 \cdot \sin \varepsilon_{\max} \\ &\quad + \mu \cdot \cos \varepsilon_{\max} (1,5 \nu - 1)]. \end{aligned}$$

Vergleicht man diese Gleichung mit Gl. (56'), so erkennt man, daß solange:

$$0,5 \sin \varepsilon_{\max} + \mu \cdot \cos \varepsilon_{\max} (1,5 \nu - 1) \geq 0$$

bei einer Feder, bei welcher $a = \varrho'$ ist, auf dem Wege ϱ' die zum Vorbringen nötige Arbeit geleistet wird.

Wählt man bei der Berechnung der Vorspannung F_v nach der Formel $F_v = G_r (\sin \varepsilon_{\max} + \nu \cdot \mu \cdot \cos \varepsilon_{\max})$ den Koeffizienten $\nu \geq \frac{2}{3}$ bzw. $\nu \cdot \mu \geq 0,2$, entsprechend einem Reibungskoeffizienten von 0,3, so wird eine Feder von dieser Vorspannung, bei welcher außerdem die Vorspannlänge gleich der Rücklaufänge gemacht wird, auf dem Wege ϱ' bei allen in Betracht kommenden Erhöhungen die nötige Vorschubarbeit leisten. Eine nähere Untersuchung in dieser Hinsicht erübrigt sich alsdann. Wird die Vorspannlänge kleiner als die Rücklaufänge gewählt, so wird die auf dem Wege ϱ' von der Feder geleistete Arbeit größer als bei einer Feder von derselben Vorspannung, bei welcher $a = \varrho'$ ist.

Von der größten Bedeutung für die Dimensionierung der Federn ist außer der Vorspannung F_v , der Vorspannlänge a und der Rücklaufänge ϱ' noch die Länge l der vorgespannten Feder. Im nachfolgenden werde das Verhältnis der Länge der ganz

zusammengedrückten Feder, nämlich $l - e'$ zu der Rücklaufänge e' zur Abkürzung mit λ bezeichnet, so daß also:

$$\lambda = \frac{l - e'}{e'} = \frac{l}{e'} - 1$$

Die bei Rohrrücklaufgeschützen zum Vorholen des Rohres benutzten Federn sind in der Hauptsache zylindrische Schraubenfedern aus gehärtetem Stahl, teils mit rundem oder elliptischem, teils mit rechteckigem Querschnitt des Federdrahtes, die durch das zurücklaufende Rohr zusammengedrückt werden. Außer diesen zylindrischen Schraubenfedern findet man hier und da noch bei Geschützen mit kurzem Rücklauf Scheibenfedern angewendet. Für Rohrrücklaufgeschütze in Räderlafetten mit langem Rücklauf sind solche Scheibenfedern jedoch nur sehr wenig geeignet.

III. Die Dimensionierung der als Vorholfedern verwendeten zylindrischen Schraubenfedern.

A. Einfache, zylindrische Schraubenfedern.

Wir nehmen zunächst an, es sei nur eine einzige direkt wirkende Vorholfeder vorhanden, bei der die Zusammendrückung während des Rücklaufs gleich der Länge des Rohrrücklaufs ist, und suchen ein Verfahren, diejenigen Abmessungen einer solchen Geschützvorholfeder zu bestimmen, welche als die günstigsten angesehen werden müssen.

a) Zylindrische Schraubenfedern mit rundem Drahtquerschnitt.

Bedeutet:

- d den Durchmesser des runden Drahtquerschnittes in cm,
- r den mittleren Wicklungshalbmesser der Federsäule in cm,
- k die zulässige Inanspruchnahme des Federmaterials auf Drehung in kg/cm²,
- F_v die Vorspannung der Feder in kg,
- F_e die größte Endspannung der Feder in kg,
- e' die Länge des größten Rücklaufs (etwas größer als der normale Rücklauf), bei dessen Erreichung sich die einzelnen Gewindegänge der Feder berühren, in cm,
- n die Anzahl der Windungen der Feder,
- \mathcal{G} den Schubelastizitätsmodulus des Federstahls,
- A die Gesamtarbeit der Feder bei ihrer Zusammendrückung bis F_e in cmkg,
- a die Länge der Vorspannung in cm,

so gelten nach den Sätzen der Festigkeitslehre für die zylindrischen Schraubenfedern mit rundem Querschnitt folgende Formeln: (s. Taschenbuch „Hütte“).

$$1) F_e = \frac{\pi}{16} \cdot \frac{d^3}{r} \cdot k \qquad 2) f = a + e' = \frac{64 \cdot n \cdot r^3}{d^4} \cdot \frac{F_e}{\mathcal{G}}$$

Aus 1) hat man:
$$d = \sqrt[3]{\frac{r \cdot F_e}{0,19635 k}} \quad (63)$$

aus 2) und 1) findet sich:

$$n = \frac{d^4 (a + e') \mathcal{G}}{64 r^3} \cdot \frac{16 r}{\pi \cdot d^3 \cdot k} \quad \text{oder:}$$

$$n = \frac{d \cdot \mathcal{G} \cdot (a + e')}{4 \pi \cdot r^2 \cdot k} \quad (64)$$

Erhebt man Gl. (63) ins Quadrat und multipliziert sie mit (64) so wird:

$$n \cdot d = \frac{r^{2/3} \cdot F_e^{2/3}}{k^{2/3} \cdot 0,19635^{2/3}} \cdot \frac{\mathcal{G} \cdot (a + e')}{4 \pi \cdot r^2 \cdot k} = (1 - e') = e' \cdot \lambda \quad (65)$$

Erhebt man diese Gleichung in die 3. Potenz und löst nach r auf, so findet man:

$$r = \sqrt[4]{\frac{(a + e')^3 \cdot F_e^2 \cdot \mathcal{G}^3}{e'^3 \cdot \lambda^3 \cdot k^5 \cdot 76,51}}$$

Nun ist aber:

$$\frac{(a + e')^3}{e'^3} = \left(\frac{a}{e'} + 1\right)^3 = (1 + \delta)^3$$

Außerdem war:

$$F_e = F_v \left(1 + \frac{1}{\delta}\right), \text{ so daß:}$$

$$r = \sqrt[4]{F_v^2 \left(\frac{\mathcal{G}}{\lambda}\right)^3 \cdot \frac{1}{k^5} \cdot \frac{1}{76,51} \cdot (1 + \delta)^3 \cdot \left(1 + \frac{1}{\delta}\right)^2} \quad (66)$$

Setzt man nun zur Abkürzung:

$$\sqrt[4]{\frac{1}{8} (1 + \delta)^3 \cdot \left(1 + \frac{1}{\delta}\right)^2} = \sqrt[4]{\frac{1}{8} \frac{(1 + \delta)^5}{\delta^2}} = \vartheta \quad (67)$$

und:
$$\sqrt[4]{\frac{100000^4}{k^5}} = \alpha \quad (68)$$

und:
$$\sqrt[4]{\frac{1}{9,56375}} = 0,5687 = \psi \quad (69)$$

so wird schließlich:

$$r = \frac{\vartheta \cdot \psi \cdot \alpha}{100\,000} \sqrt[4]{F_v^2 \cdot \left(\frac{\mathcal{G}}{\lambda}\right)^3} \quad (70)$$

hierin ist: ψ eine Konstante = 0,5687,

ϑ eine von dem Verhältnis der Vorspannlänge zur Rücklaufänge abhängige Größe, die aus einer kleinen Tabelle (I) entnommen werden kann,

α ein von der gewählten zulässigen Inanspruchnahme des Materials abhängiger Wert, der ebenfalls aus einer Tabelle (II) entnommen werden kann.

$\vartheta =$ Tabelle I.

$\delta = \frac{a}{e'}$	ϑ	$\log \vartheta$
$\delta = 1,5$	1,526	0,18361
$\delta = 1,25$	1,466	0,16600
$\delta = 1$	1,414	0,15052
$\delta = \frac{2}{3}$	1,379	0,13958

$$\vartheta = \sqrt[4]{\frac{1}{8} \cdot \frac{(1 + \delta)^5}{\delta^2}}$$

$\alpha =$ Tabelle II.

k in kg/cm ²	$\log \alpha$	α
5000	0,3763	2,378
5500	0,3246	2,111
6000	0,2773	1,894
6500	0,2338	1,713
7000	0,1936	1,562
7500	0,1562	1,433
8000	0,1211	1,322
8500	0,0882	1,225

$$\alpha = 100\,000 \sqrt[4]{\frac{1}{k^5}}$$

kinkg/cm ²	log α	α
9000	0,0572	1,141
9500	0,0279	1,066
10000	0	1
10500	0,9735—1	0,9408
11000	0,9483—1	0,8877
11500	0,9241—1	0,8397
12000	0,9010—1	0,7962
12500	0,8789—1	0,7566
13000	0,8576—1	0,7204

Hat man r bestimmt, so findet man die Drahtstärke sofort aus (63), wenn man F_e durch F_v ausdrückt, zu:

$$d = 1,72 \sqrt[3]{\frac{r}{k} \cdot F_v (1 + 1/d)} \quad (71)$$

Die notwendige Anzahl der Drahtwindungen ist:

$$n = \frac{1 - \rho'}{d} \quad (72)$$

Bei sonst gleichen Verhältnissen nimmt der Federsäulendurchmesser mit der Größe der Vorspannung zu.

Da der Wickelungshalbmesser dem Werte α direkt proportional ist, kann man aus Tabelle II unmittelbar den Einfluß der zulässigen Materialinanspruchnahme auf den Durchmesser der Federsäule ersehen.

b) Zylindrische Schraubenfedern mit rechteckigem Drahtquerschnitt.

Für zylindrische Schraubenfedern mit rechteckigem Querschnitt hat man allgemein:

$$1. F_e = \frac{1}{4,5} \cdot \frac{b^2 \cdot h}{r} \cdot k \quad (73)$$

$$2. A = \frac{4}{45} \left(\frac{b^2}{h^2} + 1 \right) \cdot \frac{k^2}{G} \cdot V \quad (74)$$

wenn dieselben Bezeichnungen wie bei den Federn mit rundem Querschnitt benutzt werden und außerdem h die größere und b die kleinere Seite des Drahtquerschnitts und V das Volumen der Feder bedeutet. Das Verhältnis $\frac{h}{b}$ werde mit γ bezeichnet. Die Seite b sei parallel der Achse der Federsäule (s. Bild 15).

Die Gleichung für die Gesamtarbeit der Feder enthält in Verbindung mit der Gleichung für F_e auch die Gleichung für die Durchfederung.

Dividiert man (73) durch h^3 , so wird:

$$\frac{F_e}{h^3} = \frac{1}{4,5} \cdot \frac{b^2}{h^2} \cdot \frac{k}{r} \text{ oder:}$$

$$\frac{F_e}{h^3} = \frac{1}{4,5} \cdot \frac{1}{\gamma^2} \cdot \frac{k}{r} \text{ woraus:}$$

$$h = \sqrt[3]{\frac{F_e \cdot r}{k} \cdot \sqrt[3]{4,5 \gamma^2}}$$

Wir setzen: $\sqrt[3]{4,5 \gamma^2} = \varphi$ und ermitteln in einer besonderen Tabelle III für verschiedene Werte von γ die Größe von φ .

$$\text{Es ist also: } h = \varphi \sqrt[3]{\frac{F_e \cdot r}{k}} = \varphi \sqrt[3]{\frac{r}{k} \cdot F_v (1 + 1/\delta)} \quad (75)$$

Dieser Ausdruck für h hat dieselbe Form wie die Gleichung für d bei den Federn mit rundem Querschnitt.

Das Volumen der Feder kann angenähert gesetzt werden:

$$V = 2 r \pi \cdot h \cdot b \cdot n \text{ und da: } b \cdot n = 1 - \rho' = \rho' \cdot \lambda$$

$$V = 2 r \pi \cdot h \cdot \lambda \cdot \rho'$$

Aus Gleichung (74) ergibt sich:

$$V = \frac{45}{4} \cdot \mathfrak{G} \cdot A \cdot \frac{1}{k^2} \cdot \frac{\gamma^2}{1 + \gamma^2}$$

Mithin:

$$\frac{45}{4} \cdot \mathfrak{G} \cdot A \cdot \frac{1}{k^2} \cdot \frac{\gamma^2}{1 + \gamma^2} = 2 r \pi \cdot h \cdot \rho' \cdot \lambda, \text{ woraus:}$$

$$h = \frac{45}{4} \cdot \frac{\gamma^2}{1 + \gamma^2} \cdot \frac{1}{2 \pi} \cdot \frac{\mathfrak{G} \cdot A}{\lambda \cdot \rho' \cdot r \cdot k^2}$$

Setzt man nun: $\frac{45}{4} \cdot \frac{\gamma^2}{1 + \gamma^2} \cdot \frac{1}{2 \pi} = \mathcal{D}$, so wird:

$$h = \mathcal{D} \cdot \frac{\mathfrak{G} \cdot A}{r \cdot k^2 \cdot \lambda \cdot \rho'} \quad (76)$$

Setzt man diesen Wert in Gleichung (75) ein, so wird:

$$\varphi \cdot \sqrt[3]{\frac{F_e \cdot r}{k}} = \Phi \cdot \frac{\mathcal{G} \cdot A}{r \cdot k^2 \cdot \lambda \cdot \varrho'}$$

Löst man nach r auf, so findet man:

$$r^4 = \frac{\Phi^3 \cdot (\mathcal{G} \cdot A)^3}{\varphi^3 \cdot (\lambda \cdot \varrho')^3} \cdot \frac{1}{F_e} \cdot \frac{1}{k^5}$$

Nun setzen wir:

$$\sqrt[4]{\left(\frac{\Phi}{\varphi}\right)^3} = \psi \text{ und: } A = \varrho' \cdot \frac{F_v}{2} \left(\delta + 2 + \frac{1}{\delta}\right) \quad \text{s. Gl. (58)}$$

$$\text{und: } F_e = F_v \left(1 + \frac{1}{\delta}\right) \quad \text{s. Gl. (59)}$$

$$\text{Es wird dann: } r = \psi \cdot \sqrt[4]{\left(\frac{\mathcal{G}}{\lambda}\right)^3 \cdot \frac{F_v^2}{8} \cdot \frac{(\delta + 2 + 1/\delta)^3}{1 + 1/\delta} \cdot \frac{1}{k^5}}$$

Berücksichtigt man, daß:

$$\sqrt[4]{\frac{1}{8} \cdot \frac{(\delta + 2 + 1/\delta)^3}{1 + 1/\delta}} = \sqrt[4]{\frac{1}{8} \cdot \frac{(\delta + 1)^5}{\delta^2}} = \mathcal{J} \quad \text{s. Gl. (67)}$$

$$\text{so erhält man: } r = \psi \cdot \mathcal{J} \cdot \sqrt[4]{\left(\frac{\mathcal{G}}{\lambda}\right)^3 \cdot \frac{F_v^2}{k^5}}$$

$$\text{Wird schließlich wieder gesetzt: } \sqrt[4]{\frac{100000^4}{k^5}} = \alpha$$

$$\text{so ergibt sich: } r = \frac{\psi \cdot \mathcal{J} \cdot \alpha}{100000} \sqrt[4]{F_v^2 \cdot \left(\frac{\mathcal{G}}{\lambda}\right)^3} \quad (77)$$

Die Form dieser Gleichung stimmt genau mit der Gleichung für den Wicklungshalbmesser der runden Feder überein.

\mathcal{J} und α können aus denselben Tabellen entnommen werden, während für ψ eine besondere Tabelle aufzustellen ist.

Die Abmessungen des Federquerschnitts findet man aus:

$$h = \varphi \sqrt[3]{\frac{r}{k} \cdot F_v (1 + 1/\delta)} \text{ und: } b = \frac{h}{\gamma} \quad (78)$$

Die Anzahl der Windungen ist wieder:

$$n = \frac{1 - \varrho'}{b}$$

Tabelle III für φ und ψ .

$$\varphi = \sqrt[3]{4,5 \gamma^2} \quad \psi = \sqrt[4]{\left(\frac{\Phi}{\varphi}\right)^3} \quad \text{wenn: } \Phi = \frac{45}{8\pi} \cdot \frac{\gamma^2}{1+\gamma^2}$$

$\gamma = \frac{h}{b}$	$\log \varphi$	φ	$\log \psi$	ψ
1	0,2177	1,651	0,8006—1	0,632
1,5	0,3351	2,163	0,8186—1	0,659
2	0,4184	2,621	0,8032—1	0,636
2,2	0,4460	2,793	0,7940—1	0,622
2,4	0,4712	2,959	0,7842—1	0,608
2,6	0,4944	3,122	0,7740—1	0,594
2,8	0,5158	3,280	0,7638—1	0,580
3,0	0,5358	3,434	0,7535—1	0,567
3,2	0,5545	3,585	0,7435—1	0,554
3,4	0,5721	3,733	0,7337—1	0,542
3,6	0,5886	3,878	0,7241—1	0,530
3,8	0,6043	4,020	0,7147—1	0,518
4,0	0,6191	4,160	0,7057—1	0,508
5,0	0,6837	4,827	0,6642—1	0,4615

c) Zylindrische Schraubenfedern mit
elliptischem Querschnitt.

Die große Achse h des Querschnitts stehe senkrecht zur Achse der Federsäule. Die kleine Achse werde mit b , das Verhältnis $\frac{h}{b}$ wieder mit γ bezeichnet.

Geht man von den Formeln:

$$1) F_e = \frac{\pi}{16} \cdot \frac{b^2 \cdot h}{r} \cdot k \quad \text{und:} \quad (79)$$

$$2) A = \frac{1}{8} \cdot \frac{V \cdot k^2}{\mathcal{G}} \left(1 + \frac{1}{\gamma^2}\right) \quad (80)$$

aus, so lassen sich in analoger Weise wie bei den Rechtecksfedern wieder folgende Formeln herleiten:

$$h = \varphi \sqrt[3]{\frac{F_e \cdot r}{k}} = \varphi \sqrt[3]{\frac{r}{k} \cdot F_v (1 + 1/d)}$$

$$\text{und:} \quad r = \frac{\psi \cdot \mathcal{J} \cdot \alpha}{100000} \sqrt[4]{F_v^2 \cdot \left(\frac{\mathcal{G}}{\lambda}\right)^3} \quad (81)$$

$$\text{worin bedeutet:} \quad \varphi = \sqrt[3]{\frac{16}{\pi} \cdot \gamma^2} \quad (82)$$

$$\psi = \sqrt[4]{\left(\frac{\Phi}{\varphi}\right)^3} \quad \text{wenn:} \quad (83)$$

$$\Phi = \frac{16}{\pi^2} \cdot \frac{\gamma^2}{1 + \gamma^2} \quad (84)$$

Während auch hier wieder die α - und \mathcal{J} -Werte aus Tabelle I und II entnommen werden können, sind die φ - und ψ -Werte in der Tabelle IV zusammengestellt.

Tabelle IV.

$\frac{h}{b}$	$\log \varphi$	φ	$\log \psi$	ψ
1	0,2357	1,72	0,7549—1	0,5687
1,5	0,3531	2,254	0,7728—1	0,5927
2	0,4363	2,731	0,7574—1	0,5720
2,2	0,4639	2,910	0,7482—1	0,5601
2,4	0,4891	3,084	0,7384—1	0,5475
2,6	0,5132	3,253	0,7282—1	0,5348
2,8	0,5338	3,418	0,7180—1	0,5223
3	0,5537	3,579	0,7078—1	0,5102
3,2	0,5724	3,736	0,6977—1	0,4985
3,4	0,5900	3,890	0,6879—1	0,4874
3,6	0,6065	4,041	0,6783—1	0,4767
3,8	0,6222	4,190	0,6689—1	0,4666
4	0,6370	4,335	0,6598—1	0,4569
5	0,7016	5,031	0,6184—1	0,4153

$$\varphi = \sqrt[3]{\frac{16}{\pi} \cdot \gamma^2}$$

$$\psi = \sqrt[4]{\left(\frac{\Phi}{\varphi}\right)^3}$$

$$\Phi = \frac{16}{\pi^2} \cdot \frac{\gamma^2}{1 + \gamma^2}$$

Es ist somit gelungen zur Berechnung der Dimensionen von zylindrischen Schraubenvorholffedern, einerlei, ob mit kreisförmigem, elliptischem oder rechteckigem Querschnitt, Formeln von genau übereinstimmender Form aufzustellen.

Diese Formeln sind nun nicht nur zur Berechnung der Vorholffedern sehr bequem, sie ermöglichen es auch in scharfer Weise den Einfluß eines jeden der verschiedenen mitsprechenden Faktoren auf die Federabmessungen bzw., wenn man die Gleichungen nach der zulässigen Inanspruchnahme k auflöst, den Einfluß auf diese festzustellen. Sie gestatten insbesondere auch die Zweckmäßigkeit einer jeden der verschiedenen Querschnittsformen genau zu prüfen und miteinander zu vergleichen.

Ehe zu der diesbezüglichen Diskussion geschritten wird, seien zuerst noch einige Betrachtungen hinsichtlich des Gewichts der Federn angestellt.

d) Das Gewicht der Vorholffedern.

Das Gewicht der Federn läßt sich als Funktion des von ihnen aufzunehmenden Arbeitsvermögens ausdrücken.

Für die rechteckige Feder ist:

$$G_f = V \cdot \rho = 11,25 \cdot \frac{\gamma^2}{1+\gamma^2} \cdot \frac{G \cdot A}{k^2} \cdot \rho \quad (85)$$

wenn ρ das spezifische Gewicht bedeutet.

Für die elliptischen Federn ist:

$$G_f = V \cdot \rho = 8 \cdot \frac{\gamma^2}{1+\gamma^2} \cdot \frac{G \cdot A}{k^2} \cdot \rho \quad (86)$$

1. Hieraus geht zunächst hervor, daß bei gleichem Arbeitsvermögen A und gleicher Materialbeanspruchung die elliptischen Federn leichter sind als rechteckige Federn, wenn man gleiches Verhältnis der beiden Hauptquerschnittsdimensionen annimmt.

Da der Ausdruck: $\frac{\gamma^2}{1+\gamma^2}$ mit γ zunimmt, muß das Gewicht mit dem Verhältnis $\frac{h}{b}$ zunehmen. Das kleinste Gewicht wird also — immer gleiches Arbeitsvermögen und gleiche Materialbeanspruchung vorausgesetzt — eine elliptische Feder mit dem kleinsten möglichen γ , das ist: $\gamma = 1$, also mit rundem Querschnitt haben. Setzt man das Gewicht einer solchen Feder mit rundem Querschnitt = G_0 , so wird, gleiches Arbeitsvermögen und gleiche Materialbeanspruchung vorausgesetzt, das Gewicht von Federn mit rechteckigem bzw. elliptischem Querschnitt bei verschiedenen Seitenverhältnissen:

für:	Feder mit Rechtecksquerschnitt	mit elliptischem Querschnitt
$\frac{h}{b} = 1$	$G = 1,406 G_0$	$G = G_0$
$\frac{h}{b} = 2$	$G = 2,25 G_0$	$G = 1,6 G_0$
$\frac{h}{b} = 3$	$G = 2,53 G_0$	$G = 1,8 G_0$
$\frac{h}{b} = 4$	$G = 2,64 G_0$	$G = 1,9 G_0$

2. Aus den beiden Gleichungen (85 und 86) geht außerdem hervor, daß die Gewichte sich umgekehrt verhalten, wie die Quadrate der Inanspruchnahmen. Sei z. B. das Gewicht einer Feder von bestimmtem Arbeitsvermögen bei einer Materialbeanspruchung von $10000 \text{ kg/cm}^2 = G_0$, so werden Federn von demselben Seitenverhältnis und demselben Arbeitsvermögen aber anderer Materialbeanspruchung k wiegen:

bei $k = 9000 \text{ kg/cm}^2$	$G = 1,235 G_0$
„ $k = 8000$ „	$G = 1,56 G_0$
„ $k = 7000$ „	$G = 2,04 G_0$
„ $k = 6000$ „	$G = 2,78 G_0$
„ $k = 5000$ „	$G = 4,00 G_0$

3. Setzt man gleiche Vorspannung F_v und gleiche Rücklauflänge ϱ' voraus, so wird, wie früher gezeigt wurde, das Arbeitsvermögen A , also auch das Gewicht der Feder bei gleichem k ein Minimum, wenn die Länge der Vorspannung gleich der Länge des Rücklaufs gesetzt wird, also wenn: $a = \varrho'$. Würde man z. B. $a = \frac{2}{3} \varrho'$ bzw. $= \frac{1}{2} \varrho'$ setzen, so würde das Gewicht um $\approx 4\%$ bzw. $12,5\%$ größer werden.

Diskussion der Gleichung für den Wickelungshalbmesser

$$r = \psi \cdot \vartheta \cdot \sqrt{F_v} \cdot \sqrt[4]{\frac{1}{\lambda^3}} \cdot \sqrt[4]{\frac{1}{k^5}} \cdot \left(\sqrt[4]{G^3}\right)$$

Bei den meisten Geschützen, insbesondere bei den Rädergeschützen mit langem Rohrrücklauf ist es von der größten Wichtigkeit, daß der Außendurchmesser der Vorholfedersäule möglichst klein ausfällt, weil die Dimensionierung der ganzen Lafette und das Gewicht der Lafette, hiervon in hohem Maße abhängig sind.

In Nachstehendem soll nun festgestellt werden, welchen Einfluß jeder der einzelnen Faktoren ϑ , ψ , F_v , λ und k auf die

Größe des Wickelungsradius bzw. des Außendurchmessers der Federsäule besitzt, unter der Annahme, daß jedesmal die anderen Größen dabei unverändert bleiben.

1. Der Einfluß des Verhältnisses der Länge der Vorspannung a zu der Rücklaufänge e' also von $\frac{a}{e'} = \delta$.

In obiger Gleichung für r kommt dieses Verhältnis durch den Faktor \mathfrak{J} zum Ausdruck.

Es war:
$$\mathfrak{J} = \sqrt[4]{\frac{1}{8} \frac{(\delta + 1)^5}{\delta^2}}$$

Dieser Ausdruck wird ein Minimum, wenn

$$\frac{d}{d\delta} \frac{(\delta + 1)^5}{\delta^2} = 0,$$

$$\delta = \frac{2}{3}$$

Wird also die Länge der Vorspannung $= \frac{2}{3}$ der Rücklaufänge gewählt, so wird bei sonst gleichen Verhältnissen der Außendurchmesser der Feder am kleinsten.

Setzt man diesen kleinsten Wickelungshalbmesser $= r_{\min}$, so wird bei:

		r nimmt zu um:
$\delta = \frac{1}{2}$	$r = 1,012 \text{ min}$	1,2 %
$\delta = \frac{2}{3}$	$r = 1$	0 %
$\delta = \frac{3}{4}$	$r = 1,002$	~ 0 %
$\delta = 1$	$r = 1,025$	2,5 %
$\delta = 1,5$	$r = 1,107$	10,7 %

Hieraus geht hervor, daß man δ zwischen $\frac{2}{3}$ und 1, am besten $= 1$ wählt (weil hier, wie früher gezeigt, das Gewicht der Feder selbst am kleinsten ausfällt).

2. Der Einfluß von F_v .

Je kleiner man die Vorspannung wählt, um so kleiner kann r werden.

Läßt man den Wert der Vorspannung F_{v_0} nach und nach um je 10 % wachsen, so wird der Wickelungsradius bei:

F_{v_0}	$r = r_0$
1,1 F_{v_0}	$r = 1,05 r_0$
1,2 F_{v_0}	$r = 1,095 r_0$
1,3 F_{v_0}	$r = 1,14 r_0$
1,5 F_{v_0}	$r = 1,225 r_0$

3. Der Einfluß von k.

Je größer die zulässige Inanspruchnahme angenommen wird, desto kleiner kann r gehalten werden. Bezeichnen wir den Wickelungsradius bei einer Inanspruchnahme von 5000 kg pro cm^2 mit r_0 , so wird bei:

k = 5000	r = r_0
k = 6000	r = 0,8 r_0
k = 7000	r = 0,657 r_0
k = 8000	r = 0,556 r_0
k = 9000	r = 0,482 r_0
k = 10000	r = 0,422 r_0
k = 11000	r = 0,374 r_0
k = 12000	r = 0,336 r_0
k = 13000	r = 0,304 r_0

Hieraus ist ersichtlich, welch außerordentlich großen Einfluß die Höhe der zulässigen Inanspruchnahme auf die Dimensionierung der Feder und der ganzen Lafette besitzt.

In der Praxis hat sich nun gezeigt, daß trotz Verwendung genau desselben Stahlmaterials die Federn mit rechteckigem Querschnitt ganz bedeutend höhere zulässige Inanspruchnahmen auf Drehung zulassen als Rundfedern. So sind Rechteckfedern für Feldgeschütze zum Teil bis 14000 kg beansprucht, ohne die geringste Formänderung zu zeigen, während entsprechende Rundfedern aus demselben Stahl schon bei 9000 kg Beanspruchung zu Bruch gehen. Hiernach scheinen bei den auf Drehung beanspruchten Stäben aus gehärtetem Stahl ähnliche Verhältnisse zu bestehen, wie für Stäbe aus Gußeisen: Bei Drehungsversuchen mit gußeisernen Stäben von verschiedenen Querschnitten fand v. Bach, daß die Drehungsfestigkeit bei gewissen Querschnitten gegenüber der Zugfestigkeit wesentlich verschieden ist.

Nach seinen Ermittlungen ist:

bei rechteckigem Querschnitt:	$\frac{k_1}{k_2} =$
b : h = 1 : 1	1,4
b : h = 1 : 2,5	1,6
b : h = 1 : 5	1,6
bei rundem Querschnitt:	1,02

v. Bach schreibt diese Erscheinung der Veränderlichkeit des Schubkoeffizienten des Gußeisens zu.

Ob nun die Verhältnisse bei Beanspruchung von Stahlstäben mit verschiedenen Querschnitten auf Drehung ebenso liegen, ist ohne eingehende Versuche nicht zu sagen; jedenfalls aber besteht

die oben schon erwähnte Tatsache, daß Stahlfedern mit rechteckigem Querschnitt wesentlich höher beansprucht werden können als solche mit rundem Querschnitt. Außerdem kann man Federn von geringen Querschnittsabmessungen höher beanspruchen, als solche mit sehr großen Querschnittsabmessungen. Bei Rundfedern aus bestem Spezialstahl geht man nicht über 7000 kg/cm², bei Federn mit länglichem Rechtecksquerschnitt wird jedoch mit der Beanspruchung meist über 10 000 kg/cm² gerechnet; inwieweit dies auch für Federn mit quadratischem Querschnitt zulässig ist, ist mir mangels vorliegender Versuche leider nicht bekannt.

4. Der Einfluß des Verhältnisses der Länge der vorgespannten Feder zu der Länge des Rücklaufs.

Dieses Verhältnis kommt in der Gleichung für r durch die Größe $\lambda = \frac{1}{e'} - 1$ zum Ausdruck.

Es ist ohne weiteres klar: Je größer λ gewählt wird, um so kleiner kann r gemacht werden. Bezeichnen wir den Wickelungsradius für $\lambda = 1$, also für den Fall, daß die Länge der vorgespannten Feder doppelt so groß als der Rücklauf ist, mit r_0 , so wird für:

$\lambda = 0,4$	$r = 1,99 r_0$
$\lambda = 0,6$	$r = 1,47 r_0$
$\lambda = 0,8$	$r = 1,18 r_0$
$\lambda = 1,0$	$r = r_0$
$\lambda = 1,2$	$r = 0,872 r_0$
$\lambda = 1,4$	$r = 0,778 r_0$

Hieraus geht hervor, daß man λ so groß, als nur irgend zugänglich ist, machen muß.

5. Der Einfluß des Seitenverhältnisses $\frac{h}{b} = \gamma$

Dieses Verhältnis kommt in der Gleichung für r durch den Koeffizienten ψ zum Ausdruck.

$$\text{Es war: } \psi = \text{konst.} \left\{ \frac{\gamma^2}{1 + \gamma^2} \right\}^{\frac{3}{4}}$$

Dieser Ausdruck wird ein Maximum, wenn:

$$d \left\{ \frac{\gamma^2}{1 + \gamma^2} \right\}^{\frac{3}{4}} = 0$$

$$d\gamma$$

Also wenn:

$$\gamma = \sqrt{2} = 1,41$$

Ist also bei rechteckigen und elliptischen Federquerschnitten das Seitenverhältnis $\frac{h}{b} = 1,41$, so wird ψ und also auch r unter sonst gleichen Verhältnissen ein Maximum. Dieses Seitenverhältnis ist also auf alle Fälle zu vermeiden.

Bezeichnet man den Wickelungsradius für runde Federn mit r_0 , so wird für:

	bei rechteckigem Querschnitt	bei elliptischem Querschnitt
$\frac{h}{b} = 1$	$r = 1,11 r_0$	$r = r_0$
$\frac{h}{b} = 1,5$	$r = 1,16 r_0$	$r = 1,04 r_0$
$\frac{h}{b} = 2$	$r = 1,12 r_0$	$r = 1,006 r_0$
$\frac{h}{b} = 3$	$r = r_0$	$r = 0,9 r_0$
$\frac{h}{b} = 4$	$r = 0,895 r_0$	$r = 0,8 r_0$

Für die Abmessungen des die Federn umgebenden Teils der Lafette, z. B. des Wiegenkastens bei Räderlafetten ist jedoch nicht sowohl der Wickelungsdurchmesser, sondern der Außendurchmesser der Federsäule maßgebend. Je größer aber das Verhältnis $\frac{h}{b}$ wird, desto größer wird auch das Verhältnis von Außendurchmesser zu Wickelungsradius.

Bei dem Verhältnis 3 : 1 hat die Rechteckfeder denselben Wickelungsradius wie der runde Querschnitt, der Außendurchmesser wird aber bei der Rechteckfeder auf alle Fälle etwas größer. Machte man die Rundfeder von demselben Außendurchmesser wie die Rechteckfeder mit dem Seitenverhältnis 3 : 1, so würde unter sonst gleichen Verhältnissen die Inanspruchnahme bei der Rundfeder niedriger werden.

Es empfiehlt sich jedenfalls das Seitenverhältnis bei der Rechteckfeder möglichst groß zu machen, denn je größer dieses gewählt wird, um so kleiner fällt der Wickelungsradius aus.

Zusammenstellung des Verfahrens zur Berechnung einfacher Vorhofedern.

Man bestimme zunächst die Vorspannung F_v aus:

$$F_v = G_r (\sin \varepsilon_{\max} + \nu \cdot \mu \cdot \cos \varepsilon_{\max})$$

worin man setze: $\nu \cdot \mu = 0,2$ bis $0,5$.

Hierauf wähle man das Verhältnis zwischen Rücklaufänge q' und Länge der vorgespannten Feder l , bzw. den Ausdruck:

$$\frac{l}{q'} - 1 = \lambda$$

λ ist so groß zu machen als es die Konstruktion gestattet, jedenfalls aber $> 0,4$.

Ferner wähle man das Verhältnis zwischen Vorspannlänge a und Rücklaufänge q' . Wenn nicht besondere Gegenstände vorhanden sind, mache man:

$$\delta = \frac{a}{q'} = 1 \text{ oder } = \frac{2}{3}$$

Um in Rücksicht auf die Flüssigkeitsbremse möglichst niedrigen Enddruck zu erhalten, kann es unter Umständen auch zweckmäßig sein, $\delta < 1$ zu wählen.

Man findet dann den Wickelungshalbmesser:

$$r = \frac{\psi \cdot \vartheta \cdot \alpha^4}{100000} \sqrt[3]{F_v^2 \cdot \left(\frac{\mathcal{G}}{\lambda}\right)^3} \text{ cm}$$

Die Dimensionen des Drahtquerschnitts findet man aus:

$$h = \varphi \sqrt[3]{\frac{r}{k} \cdot F_v (1 + 1/\delta)} \text{ cm}, \quad b = \frac{h}{\gamma} \text{ cm}$$

Die Anzahl der Windungen ergibt sich aus:

$$n = \frac{q' \cdot \lambda}{b}$$

Alle Längen sind hier in cm einzusetzen.

Ferner bedeutet:

k die zulässige Materialbeanspruchung in kg/cm^2

\mathcal{G} den Schubelastizitätsmodulus, für Stahl = 830000 bis 860000 kg/cm^2 .

Die Koeffizienten φ , ψ , ϑ und α sind aus den vorstehenden Tabellen zu entnehmen.

B. Vorholfedern mit Hubreduktion.

Bei den bisherigen Betrachtungen war angenommen worden, daß das hintere Ende der Vorholfeder sich gegen den feststehenden Teil der Lafette stütze, während der vordere Teil von dem zurücklaufenden Rohr mitgenommen werde, so daß die Zusammendrückung der Feder gleich der Länge des Rohrrücklaufs ist.

Man kann nun aber auch zwischen Rohr und Feder irgend eine Übersetzungsvorrichtung einschalten z. B. einen Flaschenzug derart, daß die Zusammendrückung der Feder nur einen bestimmten Bruchteil der Länge des Rohrrücklaufs zu betragen braucht. In diesem Falle kann die Feder mit denselben oben zusammengestellten Formeln berechnet werden, man hat nur zu beachten, daß, wenn die Zusammendrückung der Feder infolge der eingeschalteten Hubreduktionsvorrichtung nur $\frac{\rho}{i}$ beträgt, andererseits die tatsächliche Vorspannung der Feder $i \cdot F_v$ betragen muß.

C. Zusammengesetzte Vorholfedern.

Ferner ist es nun auch nicht nötig, daß die Vorholeinrichtung nur aus einer einzigen Feder besteht, sie kann vielmehr auf verschiedene Weise aus mehreren Federn zusammengesetzt sein.

So wird man z. B. in der Praxis die oben berechnete einfache Vorholfeder nie aus einem einzigen Stück herstellen; man wird sie vielmehr aus Ersatz- und Herstellungsgründen der Länge nach aus zwei und mehr Teilen bestehen lassen. Diese Teile kann man entweder durch dazwischen gelegte Scheiben auseinanderhalten oder aber man läßt sie sich direkt mit ihren abgeflachten Enden gegeneinander stützen. Im letzten Falle ist es zweckmäßig immer nur eine rechtsgewundene mit einer linksgewundenen Feder zusammenstoßen zu lassen, damit die Federn sich nicht ineinander schrauben können.

Wenngleich die einfache Federsäule mit nicht reduziertem Federhub auf alle Fälle die einfachste Form einer Vorholeinrichtung für Rohrrücklaufgeschütze darstellt, so ist es doch in Hinsicht auf die konstruktiv für die Vorholeinrichtung zur Verfügung stehenden Abmessungen und in Hinsicht auf die Beanspruchung der Federn häufig zweckmäßig, das Vorholmittel aus mehreren getrennten Federsäulen zusammen zu setzen.

So z. B. können mehrere gleiche Federsäulen parallel nebeneinander geschaltet werden. Die Berechnung ist in diesem Falle genau dieselbe wie diejenige der einfachen Feder; nur wird die Vorspannung einer jeden der n Säulen nur den n^{ten} Teil der Vorspannung F_v zu betragen haben.

Sehr zweckmäßig ist ferner aber auch die Anwendung von Federsäulen, welche aus mehreren ineinander gesteckten zylindrischen Schraubenfedern bestehen.

Der sich für eine solche aus ineinander geschobenen Federn bestehende Federsäule ergebende Außendurchmesser wird bei

sonst gleichen Verhältnissen um so kleiner ausfallen, je mehr Federsäulen man ineinander schachtelt; auf alle Fälle aber wird dieser Außendurchmesser kleiner als der Außendurchmesser einer gleichwertigen einfachen Feder oder bei gleichem Außendurchmesser wird die Materialbeanspruchung geringer.

Es sind zwei Anordnungen ineinander gesteckter Federsäulen zu unterscheiden, nämlich:

1. Die Federn stecken einfach ineinander, haben alle gleiche Länge und beim Rücklauf des Rohres gleiche Zusammendrückung, oder aber:

2. Sie sind nach Bild 16 derart ineinander geschoben, daß die äußere Feder von einer sich auf ihr vorderes Ende stützenden, mit dem Rohr zurücklaufenden Hülse zurückgezogen wird, während sie sich mit ihrem hinteren Ende auf eine zweite innere Hülse stützt, die ihrerseits wieder das vordere Ende der in ihrem Inneren steckenden Feder mitnimmt usw. Man nennt solche Federsäulen Teleskopfedern.

ad 1. Berechnung einer aus mehreren einfach ineinandergeschobenen Federn bestehenden Vorholfedersäule.

Es handelt sich zunächst darum, die Gesamtvorspannung F_v auf die einzelnen Federn in richtiger Weise zu verteilen. Dazu gehört, daß die ineinander gesteckten Federn gleich hoch beansprucht werden und außerdem gleich große Vorspannlängen besitzen, was aus praktischen Gründen wünschenswert ist.

Wenn man die Wickelungshalbmesser von außen anfangend mit r_1, r_2, r_3 usw. bezeichnet, so muß, da allgemein:

$$r = \frac{\psi \cdot \vartheta \cdot \alpha}{100000} \sqrt{F_v} \sqrt[4]{\left(\frac{G}{\lambda}\right)^3},$$

die Proportion bestehen:

$$r_1 : r_2 : r_3 \dots = \sqrt{F_1} : \sqrt{F_2} : \sqrt{F_3} \dots, \quad (87)$$

worin F_1, F_2 usw. die Vorspannungen der einzelnen Federn von außen beginnend bedeuten.

Es ist dabei außerdem noch die Annahme gemacht, daß das Seitenverhältnis ψ bei allen Federn dasselbe sein soll. (Man wird meist nur Federn mit rundem oder quadratischem Querschnitt anwenden.)

Ferner muß sein:

$$h_1 : h_2 : h_3 \dots = \sqrt{F_1} : \sqrt{F_2} : \sqrt{F_3} \dots \quad (88)$$

Denn:

$$\frac{h_1}{h_2} = \sqrt[3]{\frac{F_1 \cdot r_1}{F_2 \cdot r_2}} = \sqrt[3]{\frac{F_1 \cdot F_1^{1/2}}{F_2 \cdot F_2^{1/2}}} = \sqrt{\frac{F_1}{F_2}}$$

Weiter ist:

$$\frac{h_1}{r_1} = \varphi \frac{\sqrt[3]{\frac{F_1 (1+1/\delta) r_1}{k}}}{r_1} = \varphi \sqrt[3]{\frac{F_1 (1+1/\delta)}{k \cdot r_1^2}} \quad (89)$$

$$\begin{aligned} &= \varphi \sqrt[3]{\frac{1+1/\delta}{k}} \cdot \frac{F_1}{F_1 \left(\psi^4 \cdot \vartheta^4 \cdot \left(\frac{\mathfrak{G}}{\lambda} \right)^3 \cdot \frac{1}{k^5} \right)^{1/4}} \\ &= \varphi \sqrt[2]{\frac{2}{\delta+1}} \cdot \frac{\lambda \cdot k}{\mathfrak{G}} \cdot \sqrt[3]{\frac{1}{\psi^2}} \quad (90) \end{aligned}$$

Somit auch:

$$\frac{h_1}{r_1} = \frac{h_2}{r_2} = \frac{h_3}{r_3} = \omega \sqrt{\frac{k \cdot \lambda}{\mathfrak{G}}}, \text{ wenn man}$$

den Ausdruck: $\varphi \sqrt[2]{\frac{2}{\delta+1}} \cdot \sqrt[3]{\frac{1}{\psi^2}}$ mit ω bezeichnet.

Die sich für verschiedene Werte von φ , ψ und δ ergebenden ω -Werte können wieder in einer Tabelle zusammengestellt werden.

Tabelle V der ω -Werte.

	$\delta = 1$	$\delta = 2/3$
für Kreisquerschnitt $\log \omega =$	0,39907	0,43866
für quadratischen Querschnitt $\log \omega =$	0,35063	0,39022

Es gilt nun folgende Gleichung:

$$r_3 + \frac{h_3}{2} + h_2 (\tau + 0,5) = r_2 \quad (90)$$

Darin bedeutet: $\tau \cdot h_2$ das Spiel zwischen der zweiten und dritten Federsäule. τ kann etwa = 0,2 gesetzt werden.

Es wird, wenn man zur Abkürzung setzt:

$$\frac{h_1}{r_1} = \frac{h_2}{r_2} \dots = \omega \sqrt{\frac{k \cdot \lambda}{\mathcal{G}}} = Y, \quad (91)$$

$$r_2 \sqrt{\frac{F_3}{F_2}} + \frac{Y}{2} \cdot r_2 \sqrt{\frac{F_3}{F_2}} + Y \cdot r_2 (\tau + 0,5) = r_2 \quad \text{oder:}$$

$$\sqrt{\frac{F_3}{F_2}} \left(1 + \frac{Y}{2}\right) = 1 - Y (\tau + 0,5) \quad (92)$$

Setzt man noch:

$$\sqrt{\frac{F_3}{F_2}} = \sqrt{\frac{F_2}{F_1}} = \dots = Z \quad (93)$$

so ist:

$$Z = \frac{1 - Y (\tau + 0,5)}{1 + \frac{Y}{2}} \quad (94)$$

Somit:

$$F_3 = Z^2 \cdot F_2; F_2 = Z^2 \cdot F_1 \text{ usw. und:} \\ F_v = F_1 + F_2 + F_3 + \dots = F_1 (1 + Z^2 + Z^4 + Z^6 + \dots) \quad (95)$$

Es wird also:

bei 4 ineinander geschobenen Federn

$$F_1 = \frac{F_v}{1 + Z^2 + Z^4 + Z^6}$$

bei 3 ineinander geschobenen Federn:

$$F_1 = \frac{F_v}{1 + Z^2 + Z^4}$$

bei 2 ineinander geschobenen Federn:

$$F_1 = \frac{F_v}{1 + Z^2}$$

ferner:

$$F_2 = Z^2 \cdot F_1$$

$$F_3 = Z^4 \cdot F_1$$

$$F_4 = Z^6 \cdot F_1$$

und:

$$F_1 + F_2 + \dots = F_v$$

Der Gang der Rechnung wäre also der folgende:

1. Man bestimme die Gesamtvorspannung F_v aus:

$$F_v = G_r (\sin \epsilon_{\max} + \nu \cdot \mu \cdot \cos \epsilon_{\max})$$

2. Man entnehme ω aus der Tabelle (V) und bilde den Wert:

$$Y = \omega \sqrt{\frac{k \cdot \lambda}{\mathcal{G}}} \quad (91)$$

3. Man berechne den 2. Zwischenwert:

$$Z = \frac{1 - Y(\tau + 0,5)}{1 + \frac{Y}{2}}, \quad \tau = 0,2 \text{ bis } 0,3 \quad (94)$$

4. Man berechne:

$$F_1 = \frac{F_v}{1 + Z^2 + Z^4 + Z^6} \quad (96)$$

(bei 4 ineinander geschobenen Federn)

$$F_1 = \frac{F_v}{1 + Z^2 + Z^4} \quad (\text{bei 3 ineinander geschobenen Federn})$$

$$F_1 = \frac{F_v}{1 + Z^2} \quad (\text{bei 2 ineinander geschobenen Federn})$$

5. Man findet:

$$F_2 = Z^2 \cdot F_1; \quad F_3 = Z^2 \cdot F_2; \quad F_4 = Z^2 \cdot F_3 \quad (97)$$

Hat man die Vorspannungen der einzelnen Federn bestimmt, so findet man die übrigen Dimensionen nach den früher angegebenen Verfahren. Wenn richtig gerechnet ist, müssen die Federn mit dem entsprechenden Spiel ineinander passen.

ad. 2. Berechnung der Teleskopfedern.

Bei der Berechnung der Teleskopfedern ist zunächst folgendes zu beachten:

1. Die Vorspannungen der ineinander gesteckten Federn sind alle gleich F_v , wie denn überhaupt die Spannungen aller teleskopartig ineinander geschobenen Federn in jedem Augenblick dieselben sind.

2. Die Zusammendrückungen q_1, q_2, q_3 usw. der verschiedenen ineinander geschobenen Federn beim Rücklauf sind verschieden groß. Es gilt aber: $q_1 + q_2 + q_3 + \dots = q$.

Ferner wird bei der Berechnung anzustreben sein, die höchste Materialbeanspruchung bei allen Federn gleich hoch zu machen, da dies die rationellste Ausnützung des Federmaterials ergibt.

Wie bei den einfach ineinander gesteckten Federn zunächst die rationellste Verteilung der Vorspannung F_v auf die einzelnen Federn ermittelt wurde, muß bei den Teleskopfedern zuerst bestimmt werden, mit welchen Zusammendrückungen q_1, q_2 usw. sich die einzelnen Federn an der Gesamtzusammendrückung q beteiligen. Geht man ähnlich vor wie bei der oben beschriebenen Berechnung der einfach ineinander geschobenen Federn, so findet man für q_1, q_2 usw. Gleichungen, die sich nicht ohne weiteres

nach diesen Größen auflösen lassen, deren angenäherte Lösung jedoch nur auf sehr umständliche Weise zu erreichen ist.

In der Praxis wird man daher in folgender Weise rascher zum Ziel gelangen.

Man nimmt je nach den konstruktiven Verhältnissen den Wickelungshalbmesser der innersten oder äußersten Feder an. Bei Annahme beispielsweise des Wickelungshalbmessers r_3 der innersten einer aus 3 Federn bestehenden Teleskopfeder findet man zunächst aus:

$$r_3 = \frac{\vartheta \cdot \psi \cdot \alpha_3}{100\,000} \sqrt[4]{\frac{F_v^2 \cdot \mathcal{G}^3}{\lambda_3^3}}$$

$$\lambda_3 = \frac{1}{e_3} - 1 = \sqrt[3]{\frac{F_v^2}{r_3^4} \cdot \left(\frac{\vartheta \cdot \psi \cdot \alpha_3}{100\,000}\right)^4 \cdot \mathcal{G}^3}$$

Hieraus erhält man:

$$e_3 = \frac{1}{1 + \sqrt[3]{\frac{F_v^2}{r_3^4} \cdot \left(\frac{\vartheta \cdot \psi \cdot \alpha_3}{100\,000}\right)^4 \cdot \mathcal{G}^3}}$$

Nimmt man für α_3 , bzw. für die Materialbeanspruchung k_3 einen bestimmten Wert an, so läßt sich e_3 zahlenmäßig berechnen und ebenso h_3 .

Man kann nunmehr unter Berücksichtigung eines genügenden Spielraums zwischen der innersten und der nächst äußeren Feder den Wickelungsradius r_2 der zweiten Feder annehmen. Die Zusammendrückung dieser zweiten Feder ergibt sich dann bei Annahme derselben Materialbeanspruchung wie bei der innersten Feder zu:

$$e_2 = \frac{1}{1 + \sqrt[3]{\frac{F_v^2}{r_2^4} \cdot \left(\frac{\vartheta \cdot \psi \cdot \alpha_2}{100\,000}\right)^4 \cdot \mathcal{G}^3}}$$

Ohne weiteres findet man dann auch: h_2 .

Die Zusammendrückung e_1 der dritten äußersten Feder beim Rücklauf muß ferner sein:

$$e_1 = e - e_3 - e_2$$

Man hat also auch: $\lambda_1 = \frac{1}{e_1} - 1$ und somit:

$$r_1 = \frac{\vartheta \cdot \psi \cdot \alpha_1}{100\,000} \sqrt[4]{F_v^2 \cdot \frac{\mathcal{G}^3}{\lambda_1^3}}$$

Soll nun die äußerste Feder die andern mit dem nötigen Spielraum einschließen, so wird r_1 eine bestimmte Größe haben müssen. Setzt man diese angenäherte Größe in die vorige Gleichung

ein, so wird man α_1 bzw. k_1 , d. h. die Beanspruchung der äußersten Feder bestimmen können. Ist das gefundene k_1 zufällig gleich dem für die beiden inneren Federn angenommenen k_3 , so sind die gefundenen Abmessungen der Feder die für die gegebenen Verhältnisse zweckmäßigsten. Ist dagegen das gefundene k_1 kleiner oder größer als der für k_3 bzw. k_2 angenommene Wert, so muß die Rechnung unter Zugrundelegung eines kleineren bzw. größeren Werts für k_2 und k_3 solange wiederholt werden, bis die sich zuletzt ergebende Inanspruchnahme k_1 angenähert gleich dem für k_2 und k_3 angenommenen Wert ausfällt. Da die Rechnungen unter Zuhilfenahme der verschiedenen Tabellenwerte sehr leicht auszuführen sind, ist dies meist sehr rasch zu erreichen.

Wie sich am einfachsten an der Hand von Zahlenbeispielen nachweisen läßt, werden die Teleskopfedern bei gleicher Vorspannung, gleicher Länge der vorgespannten Feder und gleichen Innen- und Außenabmessungen der Gesamtfedersäule bedeutend weniger hoch beansprucht als ebenso viele einfach ineinander geschobene Federn, oder aber bei gleicher höchster Materialbeanspruchung, gleichen Innen- und Außenabmessungen und gleicher Vorspannung kann die Länge der vorgespannten Federsäule bei den Teleskopfedern geringer gehalten werden.

Die Anordnung nach Art eines zusammenschiebbaren Teleskops ineinander geschobener und mittelst besonderen Zwischenhülsen miteinander verbundener Federn muß deshalb als eine sehr zweckmäßige anerkannt werden.

Bei der Ableitung der Formeln zur Berechnung von Vorhofedern wurde stillschweigend angenommen, daß bei der Beanspruchung der Feder dynamische Kraftwirkungen nicht in Frage kämen. Die Zusammendrückung der Federn bei Rohrrücklaufgeschützen geht jedoch so rasch vor sich, daß die bei der Beschleunigung der einzelnen Federteile auftretenden Massenkraftwirkungen unter Umständen eine sehr merkbare Rolle spielen. Wird z. B. das vordere Ende einer Vorhoffeder durch das von den Pulvergasen sehr schnell zurückbeschleunigte Rohr mitgenommen, so werden die vordersten Windungen zunächst stärker zusammengedrückt, also stärker beansprucht werden als die weiter hinten liegenden Windungen, weshalb die vordersten Windungen erfahrungsgemäß auch leichter zu Bruch gehen.

Das Problem, die Beanspruchungen der Feder an jeder Stelle und in jedem Augenblick des Rücklaufs unter dem Einfluß der dynamischen Vorgänge zu bestimmen, läßt sich mittelst höherer Rechnung lösen, die numerische Berechnung dieser Beanspruchungen ist jedoch außerordentlich umständlich und zeitraubend.

IV. Die Berechnung der Luftvorholer.

Jeder Luftvorholer besteht aus einer bestimmten, in einem Rezipienten eingeschlossenen Menge Luft, welche durch einen entweder direkt oder indirekt von dem zurücklaufenden Rohr bewegten Kolben zusammengepreßt wird. Ob dabei der Kolben selbst mit der Luft in Berührung kommt, oder ob der Einfluß seiner Bewegung auf das Luftvolumen durch eine mit dem Kolben in direkter Berührung stehende Flüssigkeitsmenge übermittlelt wird, ist für die Berechnung des eigentlichen Luftvorholers unwesentlich.

Die Berechnung hat wieder von den beiden für alle Vorholmittel geltenden Anforderungen, nämlich das Rohr bei allen Erhöhungen in seiner Schußstellung zu tragen als auch nach vollendetem Rücklauf wieder vollständig in die Schußstellung vorzubringen, auszugehen.

Bezeichnet man das Luftvolumen in der Schußstellung des Rohrs mit V_0 (in cbm), so wird, wenn J in qm die Querschnittsfläche des die Zusammendrückung der Luft bewirkenden Kolbens und e_1 den Rücklaufweg des Kolbens in m bedeutet, das Volumen V_0 nach dem Rücklauf zusammengedrückt sein auf:

$$V_0 = V_0 - J \cdot e_1 \quad (98)$$

Ist e der Rücklauf des Rohrs, so bedeutet $\frac{e_1}{e}$ die Reduktion des Kolbenhubs (s. Bild 18).

Ist F_v die aus der Gleichung:

$$F_v = G_r (\sin \varepsilon_{\max} + \nu \cdot \mu \cdot \cos \varepsilon_{\max})$$

errechnete Vorspannung, so muß der Anfangsdruck, den die Luft auf den Kolben ausübt, sein:

$$F_{v1} = \frac{e}{e_1} \cdot F_v \quad (99)$$

Es ist nun weiter die Frage, mit welchen Arten von Zustandsänderungen man es bei der Zusammendrückung der Luft beim Rücklauf und der Ausdehnung derselben beim Vorlauf zu tun hat. Beide Vorgänge vollziehen sich so rasch, daß eine Abfuhr von Wärme nach außen nur in sehr geringem Maße stattfinden kann. Die Zustandsänderung wird also einer rein adiabatischen sicher wesentlich näher kommen als einer isothermischen.

Die adiabatische Zustandsänderung von Luft wird zum Ausdruck gebracht durch die Gleichung:

$$V^{1,41} \cdot P = \text{const.} \quad (100)$$

Die isothermische Zustandsänderung durch die Gleichung:

$$V^1 \cdot P = \text{const.} \quad (101)$$

Die tatsächlich bei den Luftvorholern vorkommende Zustandsänderung liegt der adiabatischen näher als der isothermischen, sie wird sich also angenähert etwa durch die Gleichung:

$$V^{1,3} \cdot P = \text{const.} \quad (102)$$

ausdrücken lassen.

Für alle drei Arten von Zustandsänderungen können wir demnach allgemein schreiben:

$$\left(\frac{V_e}{V_o}\right)^\alpha = \frac{P_o}{P_e} = \frac{1}{m} \text{ oder } V_e = \frac{V_o}{m^{\frac{1}{\alpha}}} \quad (103)$$

worin m das Verhältnis des größten Enddruckes zum Anfangsdruck der Luft bedeutet und für α zu setzen ist: 1,41 bzw. 1 bzw. 1,3.

Nun war aber:

$$V_e = V_o - J \cdot e_1,$$

so daß sich also nach Einsetzen des oben gefundenen Werts von V_e ergibt:

$$V_o = \frac{J \cdot e_1}{1 - m^{-\frac{1}{\alpha}}} \quad (104)$$

Da außerdem war:

$$J \cdot P_o = F_{v_1},$$

wird auch:

$$V_o = \frac{F_{v_1} \cdot e_1}{P_o \left(1 - \frac{1}{m^{\frac{1}{\alpha}}}\right)} \quad (105)$$

den Ausdruck: $\frac{1}{1 - \frac{1}{m^{\frac{1}{\alpha}}}} = \frac{m^{\frac{1}{\alpha}}}{m^{\frac{1}{\alpha}} - 1}$ bezeichnen wir mit A .

Da α eine für jede der drei Zustandsänderungen bestimmte Konstante bedeutet, ist der Wert A bei einer und derselben Zustandsänderung nur mit m d. h. dem Druckverhältnis $\frac{P_e}{P_o}$

variabel. Es lassen sich also für verschiedene Druckverhältnisse m die entsprechenden λ -Werte ermitteln und in einer Tabelle zusammenstellen.

Tabelle VI.

$\frac{P_\varrho}{P_0} = m$	λ für: $\alpha = 1,41$	λ für: $\alpha = 1,3$	λ für: $\alpha = 1$
1,5	4,02	3,73	3
2	2,58	2,42	2
3	1,85	1,75	1,5
4	1,6	1,52	1,33
5	1,47	1,41	1,25
6	1,39	1,34	1,2
7	1,33	1,29	1,167
8	1,3	1,25	1,143

$$\lambda = \frac{m^{\frac{1}{\alpha}}}{m^{\frac{1}{\alpha}} - 1} \quad (106)$$

Das Anfangsvolumen der Luft ist also:

$$V_0 = \frac{\lambda \cdot F_{v_1} \cdot \varrho_1}{P_0} = \frac{\lambda \cdot F_v \cdot \varrho}{P_0} \quad (107)$$

worin: V_0 in cbm, P_0 in kg pro m^2 , ϱ in m, und F_v in kg einzusetzen ist.

Die zweite Hauptanforderung an ein Vorholmittel, nämlich das Rohr bei jeder möglichen Erhöhung richtig in die Schußstellung vorzuschieben, ist bis jetzt noch nicht berücksichtigt worden. Es wäre also nun weiter zu untersuchen, welche Rücksichten in bezug hierauf zu nehmen sind.

Das Arbeitsquantum, welches der Luftakkumulator bei seiner Zusammendrückung während des Rücklaufs aufspeichern muß, damit er beim Vorlauf das Rohr selbst bei der größten Erhöhung ϵ_{\max} vorschiebt, ist:

$$A_\varrho = G_r \cdot (\sin \epsilon_{\max} + \mu \cos \epsilon_{\max}) \cdot \varrho = F_m \cdot \varrho \quad (108)$$

Für die adiabatische Zustandsänderung gilt für die bei der Zustandsänderung frei werdende bzw. aufgespeicherte Arbeit:

$$A = \frac{P_o \cdot V_o}{\alpha - 1} \left[m^{\frac{\alpha-1}{\alpha}} - 1 \right] \text{ mkg} \quad (109)$$

woraus:

$$V_o = \frac{A}{P_o} \cdot \frac{\alpha - 1}{m^{\frac{\alpha-1}{\alpha}} - 1} \text{ cbm} \quad (110)$$

Für die isothermische Zustandsänderung erhält man die freiwerdende bzw. aufgespeicherte äußere Arbeit:

$$A = P_o \cdot V_o \ln \frac{P_e}{P_o} \quad (111)$$

woraus:

$$V_o = \frac{A}{P_o} \cdot \frac{1}{\ln \frac{P_e}{P_o}} \quad (112)$$

Setzt man dieses unter Berücksichtigung der Arbeit gefundene V_o dem in Rücksicht auf die nötige Vorspannung gefundenen gleich, so wird:

für die adiabatische Zustandsänderung:

$$\frac{A_e}{P_o} \cdot \frac{\alpha - 1}{m^{\frac{\alpha-1}{\alpha}} - 1} = \mathcal{A} \cdot \frac{F_v \cdot e}{P_o} \quad (113)$$

für die isothermische Zustandsänderung:

$$\frac{A_e}{P_o} \cdot \frac{1}{\ln \frac{P_e}{P_o}} = \mathcal{A} \cdot \frac{F_v \cdot e}{P_o} \quad (114)$$

Die größte zu leistende Vorholarbeit ist nach Gl. (108) gleich dem Produkt aus dem konstanten mittleren Widerstand bei größter Erhöhung und der Länge des Rücklaufs. Setzt man also in die letzten beiden Gleichungen für A_e den Wert: $F_m \cdot e$ so wird für die adiabatische Zustandsänderung:

$$\frac{F_m}{F_v} = \mathcal{A} \frac{m^{\frac{\alpha-1}{\alpha}} - 1}{\alpha - 1} = \beta_a \quad (115)$$

und für die isothermische Zustandsänderung:

$$\frac{F_m}{F_v} = \mathcal{A} \ln (m) = \beta_i \quad (116)$$

Für β_a und β_i kann man wieder je eine Tabelle aufstellen mit den den verschiedenen Druckverhältnissen m entsprechenden Werten.

Tabelle VII.

m	β_a	β_i
1,5	1,228	1,217
2	1,4	1,39
3	1,70	1,65
4	1,94	1,85
5	2,14	2,01
6	2,32	2,15
7	2,47	2,27
8	2,64	2,38

Die Gleichungen (115) und (116) bedeuten nun folgendes:

Dasjenige Druckverhältnis m , welches die Gleichung

$\frac{F_m}{F_v} = \beta$ erfüllt, muß mindestens vorhanden sein, wenn bei gegebener Vorspannung F_v durch die adiabatische bzw. isothermische Zusammendrückung die Arbeit $F_m \cdot \varrho$ aufgenommen werden soll. Wird das Druckverhältnis m größer als das zur Erfüllung obiger Gleichung nötige, so wird die Vorschubarbeit mit Überschuß geleistet.

Am klarsten erkennt man diese Verhältnisse aus einem Diagramm, Bild 19. Die Fläche $a b c d$ stelle die durch die zusammengedrückte Luft auf dem Wege ϱ geleistete Arbeit dar, $F_m \cdot \varrho$ die bei größter Erhöhung beim Vorschub zu leistende Arbeit. Ist nun Fläche $a b c d = F_m \cdot \varrho$, so wird durch die Luft mit der Vorspannung F_v bei adiabatischer bzw. isothermischer Zustandsänderung gerade die Arbeit $F_m \cdot \varrho$ geleistet. In diesem

Falle muß das Verhältnis: $\frac{P_e}{P_o} = m = \frac{b c}{a d}$ der Gleichung:

$$\frac{F_m}{F_v} = \beta \quad \text{genügen.}$$

Wird das Druckverhältnis größer als $\frac{b c}{a d}$, so wird ein Überschuß an Arbeit geleistet.

Es wäre nun das Verhältnis $\frac{F_m}{F_v} = \frac{\sin \epsilon_{\max} + \mu \cdot \cos \epsilon_{\max}}{\sin \epsilon_{\max} + \nu \cdot \mu \cdot \cos \epsilon_{\max}}$ etwas näher zu untersuchen.

1. Machte man die Vorspannung $F_v = F_m$, so wäre natürlich zum richtigen Vorholen bei größter Erhöhung eine Zunahme der Luftspannung überhaupt nicht nötig. Jedes Druckverhältnis $m > 1$ würde einen Überschuß an Vorholarbeit liefern.

2. Macht man jedoch die Vorspannung nur $= G_r \cdot \sin \epsilon_{\max}$, setzt $\nu \cdot \mu = 0$ und rechnet bei der Bestimmung von F_m mit einem Reibungskoeffizienten $\mu = 0,4$, so wird $\frac{F_m}{F_v}$ um so größer, je geringer die der Rechnung zugrunde zu legende Maximalelevation ϵ_{\max} ist, weil je kleiner ϵ_{\max} ist, um so größer im Zähler der Einfluß des Gliedes $\mu \cdot \cos \epsilon_{\max}$ wird. Setzt man nun z. B. $\epsilon_{\max} = 15^\circ$, so wird:

$$\frac{F_m}{F_v} = 2,5 = \beta$$

Bei einer so geringen Vorspannung wie sie sich bei $\nu \cdot \mu = 0$ ergibt, müßte man also, wie aus der Tabelle der β -Werte ersichtlich ist, bei adiabatischer Zustandsänderung schon das Druckverhältnis 7:1 anwenden, wenn man die nötige Vorschubarbeit erzielen wollte.

3. Setzt man in der Gleichung für die Vorspannung $\nu \cdot \mu = 0,2$ und nimmt man bei der Berechnung der Reibung beim Vorschub einen Reibungskoeffizienten $= 0,3$ an, was durchaus ausreichend ist, so genügt es, selbst bei der geringen Maximalelevation von 15° ein Druckverhältnis $m = 2$ anzuwenden. Ist die Maximalelevation größer, so wird auch die Vorspannung größer im Verhältnis zu F_m , man hat deshalb beim Druckverhältnis $m = 2$ schon einen ziemlichen Arbeitsüberschuß.

Da die β -Werte der isothermischen und der adiabatischen Zustandsänderung sich nur sehr wenig voneinander unterscheiden, gelten die vorstehenden Überlegungen für beide Arten von Zustandsänderungen und deshalb auch für die tatsächlich auftretende Zustandsänderung, deren β -Werte zwischen denen der adiabatischen und isothermischen Zustandsänderung liegen müssen.

Schlußfolgerungen.

1. Setzt man bei der Berechnung der Vorspannung F_v das Produkt $\nu \cdot \mu = 0,2$ oder besser noch größer, so ist die Luft bei jedem Druckverhältnis ≥ 2 imstande, das Rohr bei allen Erhöhungen vorzuschieben, wenn der Reibungskoeffizient nicht

größer als 0,3 ist. Man braucht sich also nicht weiter darum zu kümmern, ob die nötige Vorschubarbeit geleistet wird, dieses ist dann selbstverständlich.

2. Betrachtet man in Gleichung (107) das Produkt: $F_v \cdot \varrho = F_{v_1} \cdot \varrho_1$ als gegeben, so sieht man, daß die Größe des Anfangsvolumens nur von λ und P_0 abhängig, also von der Hubreduktion unabhängig ist.

Das Anfangsvolumen fällt um so kleiner aus, je größer man P_0 wählt und je kleiner man λ , bzw. je größer man das Druckverhältnis m wählt.

Wie aus der Tabelle der λ -Werte ersichtlich, ist λ bei der isothermischen Zustandsänderung stets kleiner als bei der adiabatischen. Würde man das Anfangsvolumen unter der Voraussetzung isothermischer Zustandsänderung wählen, also kleiner als es einer adiabatischen Zustandsänderung bei demselben Druckverhältnis entspräche, und träte dann doch eine adiabatische Zustandsänderung auf, so würde sich ein höherer Enddruck ergeben. Im umgekehrten Falle würde der Enddruck niedriger werden, als es dem der Berechnung zugrunde gelegten Druckverhältnis entspräche.

Setzt man das Anfangsvolumen, das sich bei einem Druckverhältnis $m = 2$ für die wahrscheinlich auftretende Zustandsänderung ($\kappa = 1,3$) ergibt $= V_0'$, so findet man, daß bei gleichem $F \cdot \varrho$ und gleichem Anfangsdruck P_0 das Anfangsvolumen beim Druckverhältnis $m = 3$ nur rund $0,72 V_0'$, beim Druckverhältnis $m = 4$ nur $0,63 V_0'$ und beim Druckverhältnis $m = 8$ nur $0,52 V_0'$ zu betragen braucht. Hieraus sieht man, daß die Abnahme des Anfangsvolumens bei steigendem Druckverhältnis immer unbedeutender wird.

Zieht man nun die großen Nachteile der hohen Endspannungen in Betracht, so ist es klar, daß es gar keinen Zweck hat, das Druckverhältnis größer als höchstens etwa 3 zu machen; ein Druckverhältnis 2—3 mit entsprechend hohem F_v wird deshalb immer am zweckmäßigsten sein.

Bei großen Druckverhältnissen treten außerdem sehr bedeutende Temperaturen auf, welche auf die Schmierung und die Abdichtungen von schädlichem Einfluß sein können. So ist z. B., adiabatische Zustandsänderung vorausgesetzt, bei $m = 8$:

$$\left(\frac{P_e}{P_0}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} = m^{0,29} = 8^{0,29} = \frac{T_e}{T_0}$$

$$T_e = 1,83 T_0$$

Nimmt man eine Lufttemperatur von 17° Celsius an, so wird: $T_0 = 290^\circ$, also: $T_e = 531^\circ$ bzw. $t_e = 258^\circ$ Celsius.

Beim Druckverhältnis: $m = 2$ wird $t_0 = 82^\circ$ Celsius.

Was die Größe von P_0 anbetrifft, so würde es offenbar theoretisch am vorteilhaftesten sein, wenn man P_0 so groß als möglich machte, da dann V_0 und also auch der Luftbehälter am kleinsten und leichtesten ausfallen würde. Je höher indessen die Luftspannungen gewählt werden, um so größer sind die Schwierigkeiten hinsichtlich einer dauernd guten Abdichtung.

Bei solchen Lafetten, welche ruhig an Ort und Stelle stehen bleiben und häufig nachgesehen werden können, wie bei Schiffsgeschützen, kann man mit dem Anfangsdruck auf 50 bis 100 kg pro cm^2 , also $P_0 = 500\,000$ bis $1\,000\,000$ kg pro qm gehen; bei fahrbaren Geschützen jedoch, namentlich bei Feldgeschützen, dürfte es sich empfehlen, mit dem Anfangsdruck zwischen 15 und 30 kg pro cm^2 zu bleiben.

Letzteres wird auch in Hinsicht auf die Möglichkeit eines nicht zu lange dauernden Aufpumpens von Hand von Vorteil sein.

Zusammenstellung des Verfahrens bei der Berechnung von Luftvorholern.

Man berechne: $F_v = G_r (\sin \epsilon_{\max} + \nu \cdot \mu \cdot \cos \epsilon_{\max})$

wobei man $\nu \cdot \mu > 0,2$ annimmt

Hierauf entscheidet man sich bezüglich der Wahl von P_0 .

Bei Schiffsgeschützen kann man setzen:

$$P_0 = 500\,000 \text{ bis } 1\,000\,000 \text{ kg/qm.}$$

Bei Rädergeschützen kann man setzen:

$$P_0 = 150\,000 \text{ bis } 300\,000 \text{ kg/qm.}$$

Hierauf findet man:

$$V_0 = \lambda \cdot \frac{F_v \cdot \rho}{P_0} \text{ cbm} \quad (\rho \text{ in m}) \quad (117)$$

Das Druckverhältnis wähle man $= 2$ bis 3 , und dementsprechend: $\lambda = 2,42$ bis $1,75$.

Die Hubreduktion ist ohne Einfluß auf die Größe des Anfangsvolumens und die Größe der spezifischen Anfangsspannung. Dieselbe ist lediglich nach konstruktiven Gesichtspunkten zu wählen.

Zum Schlusse zeichnet man sich das Kompressionsdiagramm auf den Rücklauf ρ des Rohrs bezogen.

Den jeweiligen spezifischen Kompressionsdruck findet man zu:

$$P_x = \left(\frac{\lambda \cdot \rho}{\lambda \cdot \rho - x} \right)^x \cdot P_0 \quad (118)$$

und den jeweiligen ganzen Luftdruck zu:

$$F_x = \left(\frac{A \cdot \rho}{A \cdot \rho - x} \right)^x \cdot F_v \quad x = 1,3 \quad (119)$$

worin x den jeweiligen Rücklauf in m bedeutet.

Rechnungsbeispiele.

1. Bei einem Feldgeschütz sei:

$$G_r = 400 \text{ kg} \quad \varepsilon_{\max} = 20^\circ \quad \rho = 1,3 \text{ m}$$

Es werde gewählt: $\nu \cdot \mu = 0,3$.

Es wird dann:

$$F_v = 400 (\sin 20^\circ + 0,3 \cdot \cos 20^\circ) = \approx 250 \text{ kg.}$$

Ferner werden gewählt:

$$P_o = 100\,000 \text{ kg/m}^2 \quad m = 3, \text{ also } A = 1,75.$$

Es ergibt sich:

$$V_o = \frac{A \cdot 250 \cdot 1,3}{100\,000} = 0,0057 \text{ cbm}$$

$$V_o = 5,7 \text{ Liter.}$$

2. Bei einem 28-cm Geschütz sei:

$$G_r = 37\,000 \text{ kg} \quad \varepsilon_{\max} = 30^\circ \quad \rho = 0,7 \text{ m.}$$

Es werden gesetzt: $\nu \cdot \mu = 0,2$,

so daß: $F_v = 37\,000 (\sin 30^\circ + 0,2 \cos 30^\circ) = \approx 24\,800 \text{ kg.}$

Weiter werden gewählt:

$$m = 2 \text{ also } A = 2,42 \text{ und: } P_o = 800\,000 \text{ kg/m}^2.$$

Es findet sich alsdann:

$$V_o = \frac{2,42 \cdot 24\,800 \cdot 0,7}{800\,000} = 0,0525 \text{ cbm}$$

$$V_o = 52,5 \text{ Liter.}$$

E. Die Rücklaufbremsen.

Der Zweck der Rücklaufbremsen ist, die Bewegungsenergie des zurücklaufenden Rohrs zu vernichten oder vielmehr in eine andere unschädliche Energieform überzuführen. Die als Vorholmittel angewendeten elastischen Mittel wie Federn und komprimierte Luft sind hierzu in keiner Weise geeignet. Man kann dieselben wohl so dimensionieren, daß sie auf einem bestimmten Rücklaufweg die ganze Rücklaufenergie des Rohres aufheben, sie verwandeln dieselbe jedoch hierbei nicht in eine für das

Funktionieren des Geschützes einflußlose Energieform, sondern sie speichern die ganze Energie bloß als potentielle Energie in sich auf, um sie umgekehrt beim Vorlauf wieder fast ganz in nach vorn gerichtete Bewegungsenergie des Rohrs zu verwandeln.

Die sich beim Schuß entwickelnde große Rücklaufenergie muß vielmehr, wenn sie unschädlich gemacht werden soll, in Wärme umgesetzt werden. Für diese Umsetzung von Bewegungsenergie in Wärme gibt es verschiedene Vorrichtungen, die man unter dem Namen Bremsen zusammenfaßt.

Die am häufigsten vorkommenden Bremsen sind sogenannte Reibungsbremsen, welche durch starke Reibung des Trägers der Bewegungsenergie an einem feststehenden Teil die Bewegungsenergie in Wärme verwandeln. Solche Bremsen sind jedoch nicht geeignet, große Mengen von Bewegungsenergie in rascher, längere Zeit andauernder Wiederholung in Wärme umzusetzen, weil sie sich bald an den Reibungsflächen so stark erhitzen, daß ihr gleichmäßiges Funktionieren gestört wird. Diese außerordentlich starke Erhitzung hat ihre Ursache in der geringen spezifischen Wärme und der verhältnismäßig schlechten Wärmeleitfähigkeit der zur Herstellung von Reibungsbremsen geeigneten festen Stoffe.

Von einer Rohrrücklaufbremse muß nun aber nicht nur verlangt werden, daß sie selbst nach einer in die Hunderte gehenden Folge von Schüssen noch genau dieselbe Menge von Bewegungsenergie auf ein und demselben Rücklaufweg aufnimmt, sie muß auch noch einen meist an jeder Stelle des Rücklaufs verschiedenen, aber genau vorgeschriebenen Bremsdruck liefern. Diesen hohen Anforderungen können Reibungsbremsen auf die Dauer nicht in zuverlässiger Weise gerecht werden.

Eine auf durchaus anderer Grundlage beruhende Bremsvorrichtung gestattet es jedoch, den an eine Rücklaufbremse zu stellenden Anforderungen in ganzem Umfang zu entsprechen; es ist dies die sogenannte Flüssigkeitsbremse.

Die zur Zeit im Waffenbau angewendeten Flüssigkeitsbremsen sind ausnahmslos Zylinderbremsen, d. h. sie bestehen in der Hauptsache aus einem mit Flüssigkeit gefüllten Hohlzylinder und einem an einer Kolbenstange befestigten, in dem Zylinder verschiebbaren Kolben, von welchen beiden Teilen der eine festgehalten und der andere mit dem zurücklaufenden Rohr verbunden wird. Soll eine Verschiebung des Kolbens in dem Zylinder möglich sein, so müssen die Flüssigkeitsmengen zu beiden Seiten des Kolbens durch Kanäle, die in die Zylinder-

wandung eingeschnitten sind, oder durch in dem Kolben angebrachte Öffnungen miteinander in Verbindung stehen. Ist z. B. der Zylinder an der Lafette befestigt und bewegt sich der Kolben mit dem Rohr zurück, so wird die von dem Kolben verdrängte Flüssigkeit gezwungen, durch die engen Öffnungen in dem Kolben oder durch die engen Kanäle am Kolben vorbei auf die andere Seite des Kolbens zu treten; der Bewegung des Kolbens bzw. des Rohres wird hierbei ein Widerstand bereitet werden, der um so größer sein wird, je kleiner die Durchflußöffnungen sind und je größer die Geschwindigkeit des Kolbens ist

Dieser bremsende Widerstand entsteht dadurch, daß die Flüssigkeitsteilchen, welche durch die kleinen Öffnungen durchtreten, beschleunigt werden müssen, also einen Trägheitswiderstand dem sie antreibenden Körper, also hier dem Kolben, entgegensetzen.

Bedeutet a die Querschnittsfläche der gesamten Durchflußöffnungen und A den Flächeninhalt des wirksamen, das heißt des Flüssigkeit verdrängenden Kolbenquerschnitts, und bedeutet ferner V_x die Geschwindigkeit, mit welcher sich der Kolben bewegt, so ergibt sich für die Geschwindigkeit v_x , mit welcher die Flüssigkeitsteilchen die Durchflußöffnungen passieren müssen:

$$v_x = \frac{V_x \cdot A}{a} \quad (120)$$

Da A größer ist als a , muß auch v_x größer sein als V_x , d. h. die Flüssigkeitsteilchen, deren Geschwindigkeit anfänglich = Null war, müssen auf eine Geschwindigkeit gebracht werden, die größer als die Kolbengeschwindigkeit ist.

Durch den Widerstand, welchen die Flüssigkeitsteilchen ihrer Beschleunigung entgegensetzen, entsteht vor dem Kolben ein Flüssigkeitsdruck, von dem angenommen werden kann, daß er sich gleichmäßig in dem ganzen Raum vor dem Kolben ausbreitet, und der nach außen als Druck auf den Kolben und den Zylinder bemerkbar wird. Dieser Druck ist im folgendem stets Flüssigkeitsbremsdruck genannt und mit H bezeichnet.

Der Flüssigkeitsbremsdruck ist also in erster Linie ein Trägheitswiderstand der Flüssigkeitsteilchen, die Reibung der Flüssigkeitsteilchen in den engen Durchflußöffnungen spielt bei seiner Erzeugung nur eine untergeordnete Rolle.

Bei jeder Flüssigkeitsbremse wird außer dem Flüssigkeitsbremsdruck noch eine Stopfbüchsenreibung als bremsender Widerstand auftreten. Diese Stopfbüchsenreibung ist sowohl von der Höhe der Flüssigkeitspressung im Zylinder als auch von der Stärke des Anzugs der Stopfbüchse abhängig. Unter

normalen Verhältnissen wird sie gegenüber dem Flüssigkeitsbremsdruck nur unbedeutend sein und kann deshalb vernachlässigt werden, was um so eher angängig erscheint, als der Berechnung der Flüssigkeitsbremsdrucke selbst, wie noch besprochen werden wird, stets ein ziemlich hoher Grad von Ungenauigkeit anhaftet.

Legt der Kolben ein unendlich kleines Wegstückchen zurück, so wird dabei eine Arbeit geleistet, welche gleich ist dem Produkt aus diesem Wegstückchen und dem auf diesem Weg als konstant anzusehenden Bremsdruck. Diese Arbeit geht der kinetischen Energie der sich mit dem Kolben bewegenden Massenteile verloren, so daß also eine Verzögerung dieser Teile eintreten muß.

Andererseits findet sich diese Energiemenge wieder als lebendige Kraft der beschleunigten Flüssigkeitsteilchen. Da die Flüssigkeitsteilchen, welche die engen Durchflußöffnungen passiert haben, sich nicht frei weiter bewegen können, sondern gegen die Zylinderwandungen und die bereits hinter den Kolben befindlichen Flüssigkeitsteilchen anstoßen, verwandeln sie ihre Energie durch Stoß in Wärme. Während also in dem vor dem Kolben befindlichen Teil des Zylinders oder vielmehr in den Durchflußöffnungen die Bewegungsenergie der mit dem Kolben verbundenen Massen in solche der Flüssigkeitsteilchen umgewandelt wird, geschieht die Umwandlung der Bewegungsenergie der Flüssigkeitsteilchen in Wärme in dem hinter dem Kolben befindlichen Teil des Zylinders; der vordere Teil des Zylinders steht allein unter Druck, während der hintere Teil des Zylinders der Stoßwirkung der mit sehr großer Geschwindigkeit aus den Durchflußöffnungen heraus schießenden Flüssigkeitsteilchen ausgesetzt ist. Da diese Geschwindigkeit der Flüssigkeitsteilchen unter Umständen weit über hundert Meter beträgt, darf die Stoßwirkung auf die Wände des Flüssigkeitszylinders bei der Dimensionierung des letzteren nicht außer acht gelassen werden.

Dasselbe Quantum von Energie, das die mit dem Kolben zurücklaufenden Massen verlieren, findet sich in einer Erhöhung der inneren Wärme der Bremsflüssigkeit und der dieselben umgebenden Teile wieder.

Werden z. B. bei einem zurücklaufenden Geschütz 10000 mkg Rücklaufenergie lediglich durch die Flüssigkeitsbremse aufgenommen, so werden der Bremsflüssigkeit $\frac{10000}{424} = 23,6$ Calorien Wärme zugeführt, wodurch eine Erhöhung der Temperatur der Flüssigkeit eintritt, die sich leicht berechnen läßt, wenn die

Flüssigkeitsmenge bekannt ist und man von Strahlungs- und Leitungsverlusten absieht.

Ob bei einer Flüssigkeitsbremse, wie bisher angenommen wurde, der Kolben sich bewegt und der Zylinder still steht, oder ob sich der Zylinder bewegt und der Kolben in Ruhe bleibt, das hat auf das Funktionieren der Bremse keinen Einfluß.

Wird bei einer Flüssigkeitsbremse die Kolbenstange mit dem Kolben aus dem Zylinder herausgezogen, so wird hinter dem Kolben ein luftleerer Raum entstehen von der Größe des jeweilig aus dem Zylinder herausgetretenen Stücks der Kolbenstange. Hierdurch wird der Widerstand der Flüssigkeitsteilchen beim Durchtreiben durch die engen Durchflußöffnungen ein ganz klein wenig geringer, während andererseits, da die Kolbenstange nur von einer Seite her dem Druck der Atmosphäre ausgesetzt ist, der den Kolben verzögernde Widerstand durch diesen Druck erhöht wird. Beide Einflüsse sind gegenüber den hohen Flüssigkeitsdrucken so geringfügig, daß sie unberücksichtigt bleiben können.

Bremsen, welche in der oben beschriebenen Weise wirken, d. h. bei welchen die Kolbenstange während der Wirkungsperiode heraustritt, nennt man Zugbremsen, weil die Kolbenstange herausgezogen und also auf Zug beansprucht wird. Die zur Rücklaufbremsung bei Waffenkonstruktionen verwendeten Flüssigkeitsbremsen sind fast immer solche Zugbremsen.

Im Gegensatz zu den Zugbremsen stehen die Druckbremsen, bei welchen der Kolben während der Wirkungsperiode in den Zylinder hineingeschoben wird. Bei solchen Druckbremsen muß, wenn die Kolbenstange nicht durch den Zylinder hindurchgeht, von vornherein ein Vakuum oder ein Luftquantum im Zylinder vorhanden sein, weil sonst die Kolbenstange nicht eintreten kann. Der Kolben wird sich zunächst so lange vorwärts bewegen können, ohne daß Flüssigkeit hinter ihn tritt, bis das ganze Vakuum hinter den Kolben getreten bzw. die Luft so stark zusammengepreßt ist, daß ihre Spannung dem Flüssigkeitsdruck, welcher nötig ist, um die Flüssigkeitsteilchen durch die engen Durchflußöffnungen zu pressen, gleich geworden ist.

Während es bei größeren Geschützen in fester Aufstellung mit verhältnismäßig kurzem Rohrrücklauf meist ohne große Bedeutung für die Rücklaufverhältnisse ist, ob der Zylinder oder der Kolben mit dem Rohr zurückläuft, ist es bei Rädergeschützen in der Regel zweckmäßiger, den Flüssigkeitszylinder an dem Rücklauf des Rohrs teilnehmen zu lassen. Die größere Masse des Zylinders erhöht die Masse der zurücklaufenden Teile prozentual mehr als dies die kleinere Masse des Kolbens und

der Kolbenstange tun würde, und trägt auf diese Weise mit dazu bei, die beim Schuß entwickelte Rücklaufenergie, die ja der zurücklaufenden Masse angenähert umgekehrt proportional ist, geringer zu machen.

Ableitung einer Formel für den Flüssigkeitsbremsdruck H_x .

1. Methode.

Bewegt sich der Kolben mit der Geschwindigkeit V_x um das Stück dx , so verdrängt derselbe ein Flüssigkeitsvolumen $= A \cdot dx$, wenn A die wirksame Kolbenfläche ist.

Das Flüssigkeitsvolumen: $A \cdot dx$ besitzt, wenn A in cm^2 , dx in m eingesetzt wird, das Gewicht:

$$\frac{A \cdot dx \cdot \delta}{10} \text{ kg,}$$

also die Masse:

$\frac{A \cdot dx \cdot \delta}{10 g}$, wenn δ das spezifische Gewicht der Flüssigkeit und g die Erdbeschleunigung in m ist.

Diese Masse wird von 0 auf v_x m beschleunigt, wobei:

$$v_x = V_x \cdot \frac{A}{a_x},$$

so daß ihr die lebendige Kraft:

$$\frac{1}{2} \cdot \frac{A \cdot \delta \cdot dx}{10 g} \cdot \left(\frac{A}{a_x} \cdot V_x \right)^2 \text{ erteilt wird.}$$

Diese lebendige Kraft muß aber gleich sein der Arbeit des Flüssigkeitsdrucks auf dem Weg dx , also:

$$H_x \cdot dx = \frac{A \cdot \delta \cdot dx}{20 g} \cdot \frac{A^2}{a_x^2} \cdot V_x^2$$

$$H_x = \frac{A^3 \cdot \delta}{20 g} \cdot \frac{V_x^2}{a_x^2}$$

Beim Durchfluß von Flüssigkeit unter Druck durch sehr enge Öffnungen findet aber bekanntlich eine Zusammenziehung oder Kontraktion statt, so daß der Querschnitt des Flüssigkeitsstrahls an der engsten Stelle nur einen gewissen Prozentsatz der Durchflußöffnung beträgt. Man muß deshalb in der Gleichung für v_x an Stelle von a_x einen kleineren Wert $\varphi \cdot a_x$ einsetzen, worin $\varphi < 1$ ist.

Weiterhin wird die Arbeit $H \cdot dx$ nicht allein in lebendige Kraft der verdrängten Flüssigkeit verwandelt, sondern es wird auch eine gewisse, wenn auch nur verhältnismäßig geringe Reibung der Flüssigkeitsteilchen in dem Durchflußkanal zu überwinden sein.

Diese Reibung wird proportional zu H_x sein, so daß man für die Reibungsarbeit setzen kann: $\psi \cdot H_x \cdot dx$.

Es wäre also jetzt:

$$H_x (1 - \psi) \cdot dx = \frac{A^3 \cdot \delta}{20 g} \cdot \frac{V_x^2}{\varphi^2 \cdot a_x^2} \cdot dx \text{ worin: } (1 - \psi) < 1 \text{ ist.}$$

Also:

$$H_x = \frac{A^3 \delta}{20 g} \cdot \frac{V_x^2}{a_x^2 (1 - \psi) \varphi^2} \text{ kg}$$

Der Einfachheit halber setzen wir: $(1 - \psi) \varphi^2 = \zeta$.

So daß also wird:

$$H_x = \frac{A^3 \cdot \delta}{20 \cdot g \cdot \zeta} \cdot \frac{V_x^2}{a_x^2} \text{ kg.} \quad (121)$$

2. Methode.

In der Regel wird eine andere Ableitung der Formel für den Bremsdruck gegeben, welche einfacher ist, bei welcher jedoch das Wesen der Flüssigkeitsbremsen nicht so deutlich hervortritt.

Für die Ausflußgeschwindigkeit einer Flüssigkeit aus kleinen Öffnungen bei konstantem Druck gilt die Formel:

$$v = \lambda \sqrt{2 g h},$$

worin h die Höhe der über der Ausflußöffnung stehenden Flüssigkeitssäule in m bedeutet und λ einen Druckhöhenverlustkoeffizienten.

Eine Flüssigkeitssäule von h m Höhe wird auf den qcm einen Druck ausüben von $\frac{h \cdot \delta}{10}$ kg, wenn h in m gemessen wird, und δ wieder das spezifische Gewicht der Flüssigkeit bedeutet, denn eine 10 m hohe Wassersäule von 1 qcm Querschnitt wiegt 1 kg.

Wenn H_x der Flüssigkeitsdruck ist, so ist der Druck pro qcm Kolbenfläche:

$$\frac{H_x}{A}$$

Wenn man also H_x durch h ausdrücken will, muß man setzen:

$$\frac{H_x}{A} = \frac{h \cdot \delta}{10} \text{ oder: } h = \frac{10 \cdot H_x}{A \cdot \delta}$$

Setzt man diesen Ausdruck in die Formel für v_x , so wird:

$$v_x = \lambda \sqrt{\frac{20 \cdot g \cdot H_x}{A \cdot \delta}}$$

worin g und v in m , A in cm^2 einzusetzen ist.

Es war aber auch: $a_x \cdot v_x = A \cdot V_x$.

Verbindet man diese Gleichung mit der obigen Gleichung für v_x , so erhält man schließlich:

$$H_x = \frac{A^3 \cdot \delta}{20 \cdot g \cdot \zeta} \cdot \frac{V_x^2}{a_x^2}, \text{ wenn: } \zeta = \lambda^2 \quad (121)$$

Was den Koeffizienten ζ anbetrifft, so bildet dieser den wundensten Punkt der ganzen Theorie der Flüssigkeitsbremsen. Derselbe ist von den verschiedenartigsten Einflüssen abhängig und deshalb innerhalb sehr weiter Grenzen schwankend.

Vor allen Dingen ist er wahrscheinlich von der jeweiligen Flüssigkeitspressung und der Geschwindigkeit abhängig, so daß er also während des Rücklaufs selbst stark variiert.

Einen großen Einfluß auf ζ besitzen die Begrenzungen der Durchflußöffnungen namentlich auf der Ausflußseite; sind diese sehr scharfkantig, so wird ζ niedriger ausfallen als bei abgerundeten Kanten. Müssen die Flüssigkeitsteilchen, ehe sie den kleinsten Querschnitt der Ausflußöffnungen passieren, mehrmals ihre Strömungsrichtung ändern, so wird dadurch naturgemäß der Wert von ζ ganz besonders stark herabgezogen.

Man muß sich bei der Berechnung von Flüssigkeitsbremsen damit begnügen, für ζ gewisse aus ausgeführten bewährten Konstruktionen errechnete Mittelwerte einzusetzen. So ist z. B. für gewöhnliche gezogene Bremsen ein bewährter Mittelwert: $\zeta = 0,65$.

Bei Bremsen, in welchen die Flüssigkeit direkt, ohne ihre Richtung ändern zu müssen, durch eine einzige glatte, ringförmige, nicht durch scharfe Kanten begrenzte Durchflußöffnung passiert, wird ζ wesentlich höhere Werte bis über 0,9 erreichen, während es andererseits bei Bremsen mit komplizierteren Strömungswegen bis unter 0,4 herabsinken kann.

Aus der Formel:

$$H_x = \frac{A^3 \cdot \delta}{20 \cdot g \cdot \zeta} \cdot \frac{V_x^2}{a_x^2} \quad (121)$$

geht hervor, daß die Höhe des Bremsdrucks bei gegebener Kolbenfläche A und ζ nur von der jeweiligen Kolbengeschwindigkeit und der jeweiligen Größe der Durchflußöffnung abhängt. Da die Kolbengeschwindigkeit infolge der Bremswirkung der

Flüssigkeitsbremse selbst allmählich bis auf Null abnimmt, muß also, wenn die Durchflußöffnung konstant bleibt, der Bremsdruck mit der Abnahme der Geschwindigkeit sehr rasch sinken, oder aber es müssen, wenn der Bremsdruck während des ganzen Rücklaufs konstant bleiben soll, die Durchflußöffnungen allmählich bis auf Null abnehmen.

Löst man die obige Formel nach a_x auf, so wird:

$$a_x = \sqrt{\frac{A^3 \cdot \delta \cdot V_x^2}{20 \cdot g \cdot \zeta \cdot H_x}}, \quad (122)$$

mittelst welcher Gleichung man bei gegebenem V_x denjenigen Durchflußquerschnitt bestimmen kann, welcher zur Erzeugung eines Bremsdrucks H_x notwendig wird.

Konstruktiv läßt sich die Veränderlichkeit der Querschnitte der Durchflußöffnungen in mannigfacher Weise erreichen. Im folgenden seien nur einige der verbreitetsten Methoden angegeben.

1. In die Wandungen des Bremszylinders sind innen Längszüge von gleicher Breite und variabler Tiefe oder aber von gleicher Tiefe und variabler Breite eingeschnitten (s. Bild 20).

2. Ein oder zwei von innen in die Zylinderwandungen parallel zur Zylinderachse eingelassene Lineale von variabler Höhe greifen in entsprechende Ausschnitte der Kolbenscheibe. Je nach der Stellung des Kolbens werden zwischen den inneren Flächen der Lineale und der Kolbenausschnitte verschieden große Lücken entstehen, welche die Durchflußöffnungen bilden (s. Bild 21).

3. In der Kolbenscheibe sind ein oder mehrere Ausschnitte angebracht, welche durch einen beim Rücklauf sich drehenden Schieber allmählich abgedeckt werden. Die Steuerung des Drehschiebers erfolgt meistens dadurch, daß eine oder zwei auf seinem äußeren Umfang angebrachte Nasen in schraubenförmigen Nuten der Zylinderwandungen geführt sind (s. Bild 22).

Im Abschnitt C war gezeigt worden, wie man sowohl für Rohrrücklaufgeschütze in fester Aufstellung als auch für Rohrrücklaufgeschütze in Räderlafetten die in jedem Augenblick des Rücklaufs nötige Größe des durch die Bremse zu liefernden Bremsdrucks bestimmen kann; es wird also, falls sich auch die Rücklaufgeschwindigkeiten für jeden Augenblick des Rücklaufs bestimmen lassen, was ohne weiteres möglich ist, ein Leichtes sein, mittelst obiger Formel die richtigen Durchflußöffnungen der Flüssigkeitsbremse zu berechnen.

Bezeichnet man wieder die Summe der in jedem Augen-

blick bremsenden Widerstände mit: K_x , so daß also: $K_x = H_x + F_x + R_x - G_r \cdot \sin \epsilon$, so gilt von dem Moment ab, wo die Pulvergase zu wirken aufgehört haben, folgende Bewegungsgleichung:

$$\frac{G_r}{g} \cdot \frac{d^2 x}{dt^2} = -K_x; \text{ setzt man:} \quad (123)$$

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = V \cdot \frac{dV}{dx}, \text{ so wird:}$$

$$\frac{G_r}{g} \cdot V \cdot dV = -K_x \cdot dx \quad (124)$$

Integriert man diese Gleichung, indem man als Anfangspunkt der Bewegung den Moment des Aufhörens der Nachwirkung der Pulvergase annimmt, so erhält man:

$$\frac{G_r}{2g} \cdot V_x^2 = \frac{G_r}{2g} V_0^2 - \int_{x=\mathcal{C}'}^{x=x} K_x \cdot dx \quad (125)$$

Diese Gleichung sagt nichts weiter, als daß nach Zurücklegung des Weges ($x = \mathcal{C}'$) der Rest von Bewegungsenergie gleich der Differenz der anfänglichen Bewegungsenergie und der Arbeit der Widerstände ist.

Nach den Erörterungen des Abschnittes C ist es nun aber sowohl für Geschütze in fester Aufstellung als auch für Rädergeschütze möglich, die Arbeit der Widerstände für jeden beliebigen Rücklaufweg zu bestimmen, weshalb sich also auch die jeweilige Geschwindigkeit V_x innerhalb der Grenzen $x = \mathcal{C}'$ und $x = \varrho$ berechnen läßt.

Bestimmung der Rücklaufgeschwindigkeiten während der Verzögerungsperiode des Rücklaufs.

Betrachtet man zunächst das Stabilitäts- bzw. Bremsdruckdiagramm für Rohrrücklaufgeschütze in Räderlafetten (s. Bild 23), so erkennt man, daß die Bewegungsenergie nach dem Wege x noch gleich der schraffierten Trapezfläche sein muß. Der Inhalt dieser Fläche und also auch die Bewegungsenergie nach dem Wege x ist aber:

$$E_x = (\varrho - x) \cdot K_\varrho + \frac{1}{2} (\varrho - x) \cdot \frac{\varrho - x}{\varrho - \mathcal{C}'} (K_{\mathcal{C}'} - K_\varrho)$$

Für die Geschwindigkeit V_x hat man demnach:

$$V_x = \sqrt{\frac{2E}{G_r}} = \sqrt{\frac{g}{G_r} \cdot (\varrho - x) \cdot \left[2 K_\varrho + \frac{\varrho - x}{\varrho - \mathcal{E}'} (K_{\mathcal{E}'} - K_\varrho) \right]} \quad (126)$$

Mittelst dieser sehr einfachen Gleichung kann man also jetzt die Geschwindigkeiten für alle zwischen \mathcal{E}' und ϱ gelegenen Rücklaufwege berechnen und die Geschwindigkeitskurve in dem Diagramm einzeichnen. Letzteres empfiehlt sich namentlich auch deshalb, weil etwa bei der Berechnung einzelner Geschwindigkeitswerte gemachte Rechenfehler sich beim Zeichnen der Kurve stets herausstellen werden.

Bei den Geschützen in fester Aufstellung, wo man, wie im zweiten Abschnitt besprochen wurde, am rationellsten den Gesamtbremswiderstand während des ganzen Rücklaufs konstant hält, vereinfacht sich obige Gleichung, da hier $K_{\mathcal{E}'} = K_\varrho$ ist, auf:

$$V_x = \sqrt{\frac{2g}{G_r} \cdot K (\varrho - x)} \quad (127)$$

Etwas umständlicher gestaltet sich die Bestimmung der Rohr- bzw. Kolbengeschwindigkeit während der Beschleunigungsperiode, d. h. auf dem Wege \mathcal{E}' .

Bestimmung der Rücklaufgeschwindigkeiten bis zum Augenblick des Aufhörens der Nachwirkung der Pulvergase (nach Vallier).

Aus der Gasspannungskurve für das Rohr oder auch nach dem Heydenreichschen Verfahren aus dem Druckverhältnis der Gasspannungen kann man bestimmen:

Die Zeit t_x , welche das Geschöß zur Zurücklegung des Wegs s_x in dem Rohr gebraucht und die Geschwindigkeit v_x , welche es nach der Zeit t_x besitzt.

Für die Rohrgeschwindigkeit ergibt sich dann,¹⁾ falls kein Gegendruck K vorhanden ist:

$$V_x = \frac{v_x \left(r + \frac{A}{2} \right)}{G_r} \quad (128)$$

¹⁾ In den nachfolgenden Gleichungen ist der Kürze halber $\frac{A}{2}$, wo es als einziger Summand bei G_r stand, vernachlässigt worden.

und für den Weg des Rohres:

$$\mathfrak{s}_x = \frac{s_x \left(\Gamma + \frac{\mathcal{A}}{2} \right)}{G_r + \Gamma + \mathcal{A}} \quad (129)$$

Ist ein konstanter Gegendruck K vorhanden, so wird aus der Rohrgeschwindigkeit:

$$V_x' = \frac{v_x (\Gamma + 0,5 \mathcal{A})}{G_r} - \frac{K}{G_r} \cdot t_x \quad (130)$$

und aus dem Rohrweg:

$$\mathfrak{s}_x' = \frac{s_x (\Gamma + 0,5 \mathcal{A})}{G_r + \Gamma + \mathcal{A}} - \frac{1}{2} \cdot \frac{K}{G_r} \cdot t_x^2 \quad (131)$$

Diese Beziehungen gelten nur, solange das Geschöß im Rohr ist; für verschiedene Wege \mathfrak{S}_x' des Rohres während der Nachwirkung lassen sich unter Berücksichtigung der Vallierschen Hypothese betreffend die Entspannung der Gase während der Nachwirkung und der Gleichungen (24) bis (35) des zweiten Abschnittes ähnliche Beziehungen herleiten.

Da die Berechnung einer größeren Anzahl dieser Wege und Geschwindigkeiten ziemlich umständlich ist, wird man sich damit begnügen, die Rohrgeschwindigkeiten nur für einzelne besondere Momente festzustellen. Solche Momente sind:

1. Der Augenblick, wo das Geschöß die Mündung des Rohrs verläßt.

Für diesen Augenblick ist:

$$\mathfrak{s}' = \frac{s (\Gamma + 0,5 \mathcal{A})}{G_r + \Gamma + \mathcal{A}} - \frac{K}{2 G_r} \cdot t_0^2 \quad (132)$$

$$\text{und: } V_s' = V_0 - \frac{K}{G_r} \cdot t_0 \quad (133)$$

2. Der Augenblick, in welchem die größte Rücklaufgeschwindigkeit eintritt, nämlich dann, wenn der Gasdruck gleich dem während der Wirkung der Pulvergase als konstant angenommenen K wird.

Da nach der Vallierschen Hypothese: $P = P_e \left(1 - \frac{t}{t'} \right)$

so findet sich die Zeit t_{\max} , nach welcher $P = K$ wird vom Augenblick des Beginns der Nachwirkung an, aus:

$$K = P_e \left(1 - \frac{t_{\max}}{t'}\right) \quad \text{zu: } t_{\max} = t' \left(1 - \frac{K}{P_e}\right)$$

wenn t' die Dauer der Nachwirkung bedeutet, welche nach Gleichung (27):

$$t' = \frac{2A}{g} \cdot v_0 \frac{\left(\beta - \frac{1}{2}\right)}{P_e} \quad \text{war.}$$

Die größte Geschwindigkeit ergibt sich also zu:

$$V_{\max}' = V_0 - \frac{K}{\frac{G_r}{g}} \cdot t_0 + \frac{P_e - K}{\frac{G_r}{g}} \cdot \frac{t_{\max}}{2} \quad (134)$$

Der Weg \mathcal{S}'_{\max} , den das Rohr bis zum Eintreten der größten Geschwindigkeit V'_{\max} zurückgelegt hat, ist:

$$\mathcal{S}'_{\max} = s + V_0 \cdot t_{\max} - \frac{K}{\frac{2G_r}{g}} (t_0 + t_{\max})^2 + \frac{P_e}{\frac{G_r}{g}} \left(\frac{t_{\max}^2}{2} - \frac{t_{\max}^3}{6t'}\right) \quad (135)$$

3. Der Augenblick, wo der maximale Gasdruck herrscht. Die Geschwindigkeit des Rohrs in diesem Augenblick beträgt:

$$V'_{p_{\max}} = \frac{v_{p_{\max}} \left(\Gamma + \frac{A}{2}\right)}{\frac{G_r}{g}} - \frac{K}{\frac{G_r}{g}} \cdot t_{p_{\max}} \quad (136)$$

wenn bedeutet:

$v_{p_{\max}}$ die Geschwindigkeit des Geschosses im Augenblick des größten Gasdrucks, welche nach Heidenreich: $v_{p_{\max}} = v_0 \Phi(\eta)$ zu setzen ist und

$t_{p_{\max}}$, die Zeit bis zum Eintritt des größten Gasdrucks, welche sich nach Heydenreich zu: $t_{p_{\max}} = \frac{2s}{v_0} \Theta(\eta)$ ergibt, wenn $\Phi(\eta)$ und $\Theta(\eta)$ Funktionen des Druckverhältnisses η bedeuten, welche aus der Tabelle auf S. 78 zu entnehmen sind.

Der Weg, den das Rohr bis zum Eintritt des maximalen Gasdrucks zurückgelegt hat, ergibt sich zu:

$$\mathcal{S}'_{p_{\max}} = \frac{s_{p_{\max}} (\Gamma + 0,5A)}{\frac{G_r}{g}} - \frac{K}{\frac{2G_r}{g}} \cdot t_{p_{\max}}^2 \quad (137)$$

Tabelle VIII.

η	$\Phi(\eta)$	$\Theta(\eta)$
0,45	0,399	0,420
0,50	0,416	0,487
0,55	0,435	0,560
0,60	0,457	0,642
0,65	0,482	0,734
0,70	0,511	0,835
0,75	0,546	0,958

Er ist meist so klein, daß man annehmen kann, das Rohr beginne seine Rücklaufbewegung direkt mit der Geschwindigkeit:

$$V'_{\text{pmax}} = \frac{v_0 \Phi(\eta) \left(\Gamma + \frac{A}{2} \right)}{G_r} - \frac{K}{\frac{G_r}{g}} \cdot \frac{2s}{v_0} \cdot \Theta(\eta) \quad (138)$$

Man wird die so gefundenen drei Geschwindigkeiten wieder in das Diagramm einzeichnen. Dabei ist zu bemerken, daß bei den Rohrrücklaufgeschützen in Räderlafetten der schon während der Beschleunigungsperiode zulässige Gesamtbremsdruck in der Regel nicht konstant angenommen werden wird; man wird deshalb am zweckmäßigsten etwa so verfahren, daß man bei der Berechnung der Geschwindigkeit V'_s und des Weges s' einen kleineren mittleren Wert von K einsetzt, etwa wie in Bild 24 und die Berechnung von V'_{max} ganz unterläßt, da dieselbe sich von V'_1 kaum unterscheidet.

Da aus dem Diagramm nunmehr sowohl die Geschwindigkeit V_x als auch die von der Flüssigkeitsbremse an jeder Stelle des Rücklaufs zu liefernden Drucke H_x bekannt sind, ist es mit Hilfe der Formel:

$$a_x = \sqrt{\frac{A^3 \cdot \delta}{20 \cdot g \cdot \zeta} \cdot \frac{V_x^3}{H_x}} \quad (121)$$

auch ein Leichtes, die Größe der Durchflußöffnungen für jede Stelle des Rücklaufs zu berechnen, und dann in dem Diagramm die Kurve der Durchflußöffnungen einzuzeichnen.

Zusammenstellung des Verfahrens zur Berechnung der Rücklaufbremsen für Rohrrücklaufgeschütze.

Zunächst stelle man auf dem im Abschnitt C angegebenen Wege die Rücklaufdiagramme auf (s. Bild 12, 13 und 23).

Man bestimme die Rücklaufgeschwindigkeit für verschiedene Rücklaufwege x , und zwar während der Beschleunigungsperiode:

1. Die Geschwindigkeit bei Eintritt des maximalen Gasdrucks also angenähert bei Beginn der Rohrbewegung:

• zu:

$$V'_{p_{\max}} = \frac{v_0 \Phi(\eta) \left(\Gamma + \frac{A}{2} \right)}{G_r} - \frac{K}{\frac{G_r}{g}} \cdot \frac{2s}{v_0} \Theta(\eta) \quad (138)$$

die Funktionen:

$\Phi(\eta)$ und $\Theta(\eta)$ sind aus Tabelle VIII S. 78 zu entnehmen.

2. Die Geschwindigkeit für den Augenblick, in welchem das Geschöß das Rohr verläßt:

$$V'_0 = V_0 - \frac{K}{\frac{G_r}{g}} \cdot t_0 \quad (133)$$

Es war:

$$V_0 = \frac{v_0 (\Gamma + 0,5 A)}{G_r} \quad \text{und:} \quad t_0 = \frac{2s}{v_0} T(\eta) \quad T(\eta) \text{ s. Tab. S. 18.}$$

Diese Geschwindigkeit V'_0 tritt ein, wenn das Rohr den Weg:

$$s' = \frac{s (\Gamma + 0,5 A)}{G_r + \Gamma + A} - \frac{K}{2 \frac{G_r}{g}} \cdot t_0^2 \quad (132)$$

zurückgelegt hat.

Bei Rädergeschützen ist für K ein Mittelwert K'_m auf dem Weg s' einzusetzen (s. Bild 24).

3. Die maximale Rücklaufgeschwindigkeit, welche während der Nachwirkung der Gase eintritt, sobald der Gasdruck = K geworden ist:

$$V'_{\max} = V_0 - \frac{K}{\frac{G_r}{g}} \cdot t_0 + \frac{P_e - K}{\frac{G_r}{g}} \cdot \frac{t_{\max}}{2}, \quad \text{wenn:} \quad (134)$$

$$t_{\max} = t' \left(1 - \frac{K}{P_e} \right) \quad \text{und} \quad t' = \frac{2A}{g} \frac{(\beta - 0,5)}{P_e} \cdot v_0$$

Die Geschwindigkeit V'_{\max} tritt ein, wenn das Rohr den Weg:

$$\mathcal{S}'_{\max} = \mathfrak{s} + V_0 \cdot t_{\max} - \frac{K}{2 G_r} (t_0 + t_{\max})^2 + \frac{P_0}{G_r} \cdot \left(\frac{t_{\max}^3}{2} - \frac{t_{\max}^3}{6 t'} \right) \quad (135)$$

zurückgelegt hat.

Bei Rädergeschützen kann die Bestimmung des Wegs \mathcal{S}'_{\max} und der Geschwindigkeit V'_{\max} unterbleiben.

4. Die Geschwindigkeit V_1' und den Weg \mathcal{S}' am Ende der Nachwirkung der Pulvergase nach Formel (32) und (35).

Während der Verzögerungsperiode ergeben sich die Rohrgeschwindigkeiten zu:

$$V_x = \sqrt{\frac{g}{G_r} (\rho - x) \left[2 K_0 + \frac{\rho - x}{\rho - \mathcal{S}'} (K_{\mathcal{S}'} - K_0) \right]} \quad (126)$$

bei Rädergeschützen;

$$\text{und zu: } V_x = \sqrt{\frac{2g}{G_r} \cdot K (\rho - x)} \quad (127)$$

bei Geschützen in fester Aufstellung.

Man zeichne das Geschwindigkeitsdiagramm.

Man errechne aus den aus dem Diagramm zu entnehmenden Werten von H_x und V_x die zugehörigen Durchflußöffnungen mittelst der Formel:

$$a_x = \sqrt{\frac{A^3 \cdot \delta}{20 \cdot g \cdot \zeta} \cdot \frac{V_x^2}{H_x}} \quad (122)$$

Über die Wahl von A , δ und ζ ist folgendes zu sagen:

Die wirksame, d. h. tatsächlich unter Flüssigkeitsdruck stehende Kolbenfläche A kann man beliebig annehmen. Es gilt, wenn p den spezifischen Flüssigkeitsdruck im Zylinder bedeutet: $H = A \cdot p$ oder $A = \frac{H}{p}$.

Mit dem spezifischen Druck p geht man nun zweckmäßig nicht über 300 kg pro cm^2 , weil sonst der Verschleiß der Dichtungen leicht zu groß wird. Ist das Geschütz unter Umständen genötigt, eine große Anzahl Schüsse hintereinander abzugeben, so wird sich das Glycerin sehr stark erhitzen und zwar um so mehr, je geringer die Flüssigkeitsmenge ist.

Der Ausdehnungskoeffizient des Glycerins ist größer als derjenige des Stahls, das Glycerin dehnt sich also stärker aus als der Zylinder. Geschieht dies z. B., während die Kolbenstange herausgezogen ist, und sie soll nach Beendigung des Rücklaufs in den Zylinder eintreten, so findet sie einen Teil des Raumes,

den sie vorher eingenommen hatte, von dem ausgedehnten Glycerin ausgefüllt, sie kann also nicht ganz eintreten, was zur Folge hat, daß das Rohr nicht bis ganz in seine Schußstellung vorlaufen kann.

Ausdehnung eines Flüssigkeitsgemischs von 50 % Glycerin und 50 % Wasser bei seiner Erwärmung.

Es beträgt bei:

0° Celsius	das Volumen	10 000 cm ³
10°	"	" 10 034 "
20°	"	" 10 076 "
40°	"	" 10 175 "
60°	"	" 10 285 "
80°	"	" 10 404 "

Es ist also vorteilhaft, entweder von vornherein einen gewissen Luftraum in dem Zylinder zu lassen, d. h. die Bremse nicht ganz zu füllen, oder aber mindestens die Dimensionen der Flüssigkeitsbremse und den Durchmesser der Kolbenstange nicht zu knapp zu bemessen.

Als Flüssigkeit wird in der Regel ein Gemisch von Glycerin mit Wasser verwendet, dessen spezifisches Gewicht δ = etwa 1,15 ist und das erst bei hohen Kältegraden gefriert.

Was die Wahl der Größe des Koeffizienten anbelangt, so werde auf das S. 72 Gesagte verwiesen.

Zweckmäßig ist es im allgemeinen, den Koeffizienten ζ von vornherein nicht zu klein zu wählen. Ergibt der erste Schießversuch zu kurzen Rücklauf, so kann man ja leicht durch Erweitern der Durchflußöffnungen etwas nachhelfen.

Bremsen mit konstantem Druck.

In der Literatur über Flüssigkeitsbremsen findet man sehr häufig die Flüssigkeitsbremsen mit konstantem Druck als rationellste Bremsen empfohlen. Wie im Abschnitt C gezeigt wurde, ist aber für die Beanspruchung der Laffette nicht der Flüssigkeitsdruck allein maßgebend, sondern der sich aus Flüssigkeitsdruck, Vorholerspannung und Reibung zusammensetzende Druck, weshalb es auch richtiger ist, um ein Minimum der Laffettenbeanspruchung zu bewirken, diesen resultierenden Druck während des Rücklaufs konstant zu erhalten. Bei größeren Geschützen mit kurzem Rohrrücklauf ist allerdings der bremsende Widerstand des Vorholmittels gegenüber dem Flüssigkeitsdruck meist sehr gering, so daß in diesem Falle der Flüssigkeitsdruck auch annähernd konstant bleibt.

Sollen die Durchflußöffnungen für eine Bremse mit konstantem Druck bestimmt werden, so kann man ebenso verfahren, wie oben gezeigt wurde; man kann hier aber auch den rein analytischen Weg einschlagen. Für die Praxis empfiehlt es sich, stets die erste Methode anzuwenden, weil diese außer der genauen Bestimmung des Durchflußquerschnitts auch noch eine klare Uebersicht über die Geschwindigkeits- und Druckverhältnisse auf dem ganzen Rücklaufweg ergibt. Sie besitzt große Einfachheit und Uebersichtlichkeit; vor allen Dingen aber läßt sie sich für alle Gesetze der Druckänderung anwenden. Die rein analytische Methode ist mehr vom mathematischen Standpunkt aus interessant.

Nimmt man an, der Bremsdruck H soll während des ganzen Rücklaufs konstant bleiben, und die Spannung des Vorholmittels, die Reibung und die Gewichtskomponente seien gegenüber H so klein, daß man sie vernachlässigen kann, so wird nach Gleichung (125):

$$\frac{M V_0^2}{2} - \frac{M \cdot V_x^2}{2} = H \cdot x$$

$$V_x^2 = V_0^2 - \frac{2H}{M} \cdot x$$

und da:

$$a_x^2 = \frac{C}{H} \cdot V_x^2, \text{ wenn: } C = \frac{A^3 \cdot d}{20 \text{ g} \cdot \zeta}$$

$$a_x^2 = \frac{C}{H} \cdot V_0^2 - \frac{2C}{M} \cdot x \quad (139)$$

In dieser Gleichung sind a_x und x die Variablen; also ist dies die Gleichung einer Parabel.

Sind z. B. die Durchflußöffnungen als Züge von konstanter Breite in die Zylinderwandung eingeschnitten, so wird die Tiefe dieser Züge nach einer Parabel abnehmen.

Die Größe des konstanten Bremsdrucks ergibt sich aus:

$$\frac{M \cdot V_0^2}{2} = H \cdot \varrho \text{ zu: } H = \frac{M \cdot V_0^2}{2 \cdot \varrho}$$

Setzt man diesen Wert von H in Gleichung (139) ein, so wird:

$$a_x^2 = \frac{C \cdot V_0^2 \cdot 2 \varrho}{M \cdot V_0^2} - \frac{2C}{M} \cdot x$$

$$a_x^2 = \frac{C \cdot 2 \varrho}{M} - \frac{2C \cdot x}{M}$$

$$a_x^2 = \frac{2C}{M} (\varrho - x) \quad (140)$$

Aus dieser Gleichung geht die außerordentlich wichtige Tatsache hervor, daß die Größe der Durchflußöffnungen bei gegebener Rücklauflänge von der Größe der Anfangsgeschwindigkeit unabhängig ist, oder mit anderen Worten: Bei einer Flüssigkeitsbremse, bei welcher die Durchflußöffnungen nach Gleichung (140) berechnet sind, läuft das Rohr, einerlei, mit welcher Ladung es schießt, d. h. einerlei, welche maximale Rücklaufgeschwindigkeit es besitzt, stets um das Stück q zurück; sein Rücklauf bleibt immer gleich lang.

Hierbei war vorausgesetzt, daß keine anderen nennenswerten Bremswiderstände, wie der Druck des Vorholmittels und die Reibung vorhanden sind.

Aber auch wenn letzteres der Fall ist und außerdem die Bremse auch nicht eine solche für konstanten Druck ist, bleibt die Länge des Rücklaufs bei einer für eine bestimmte Erhöhung und Geschwindigkeit berechneten Bremse in hohem Maße unabhängig sowohl von der jeweiligen Erhöhung als auch der Leistung des Rohrs.

Es läßt sich in dieser Beziehung folgendes aussprechen:

1. Wird mit einer Erhöhung geschossen, welche größer ist als diejenige, für welche die Bremse berechnet ist, so wird bei gleicher Leistung des Rohrs die Länge des Rücklaufs doch dieselbe bleiben, trotz der Vermehrung der durch die Bremse aufzunehmenden Energiemenge und selbst dann, wenn die Durchflußöffnungen am Ende des Rücklaufs q nicht absolut gleich Null sind, was praktisch immer der Fall sein wird, da zwischen Kolben und Zylinderwandungen stets ein geringes Spiel vorhanden sein muß. Die Bremsdrucke werden allerdings am Ende des Rücklaufs unter Umständen ein Vielfaches des höchsten bei normaler Erhöhung eintretenden Bremsdrucks werden, ohne daß hierbei jedoch bei Rädergeschützen die bei 0° Erhöhung etwa vorhandene Stabilität des Geschützes gefährdet wird, weil diese in noch höherem Maße mit der Erhöhung zunimmt.

2. Wird die Ladung, d. h. also die maximale Rücklaufgeschwindigkeit des Rohres vermehrt, so wird die Länge des Rücklaufs ebenfalls dieselbe bleiben, wobei die Bremsdrucke natürlich bedeutend höher werden und bei Rädergeschützen die bei normaler Leistung ev. vorhandene Stabilität bei der Steigerung der Ladung rasch verloren geht.

3. Wird die Ladung verringert, so nimmt die Rücklauflänge ein wenig ab. Diese Verkürzung des Rücklaufs ist im allgemeinen sehr unbedeutend, sie wird um so stärker ausfallen, je kräftiger unter sonst gleichen Bedingungen das Vorholmittel ist.

Einen sehr interessanten, aber ziemlich umständlichen

theoretischen Beweis für die Richtigkeit dieser Sätze bei Geschützen mit Vorholfedern lieferte Kapitän **de Stefano** in seiner eingangs angeführten Arbeit.

Wie man für eine Bremse mit gegebenen Durchflußöffnungen für jede beliebige Leistung und Erhöhung des Rohrs den Verlauf der Bremsdrucke und Rücklaufgeschwindigkeiten in beliebig genauer Annäherung ohne allzu umständlichen rechnerischen Apparat feststellen kann, sei im nachstehenden auseinandergesetzt.

Man teilt den ganzen Rücklaufweg (S. Bild 25) von \odot bis ρ in eine möglichst große Anzahl von Abschnitten, und macht die Annahme, daß auf jedem Abschnitt die Durchflußöffnung konstant bleibe. Ferner nimmt man an, die Geschwindigkeit bleibe auf dem Wegstück 12 ebenfalls konstant gleich der Rücklaufgeschwindigkeit V_1 , so daß also auf dem Weg 12 ein konstanter Bremsdruck: $H_1 = \frac{A^3 \cdot \delta}{20 \cdot g \cdot \zeta} \cdot \frac{V_1^2}{a_1^2}$ herrsche. Man macht dabei den Fehler, die Geschwindigkeit gegen Ende des Wegstücks etwas zu groß anzunehmen, was aber teilweise wieder dadurch kompensiert wird, daß man die Durchflußöffnung am Ende des Wegstücks ebenfalls zu groß annimmt. In 2 wird die Bewegungsenergie um die auf dem Wege 12 durch den konstanten Bremsdruck, das Vorholmittel, die Reibung und die negative Gewichtskomponente geleistete Arbeit kleiner sein als in 1. Diese Arbeit ist leicht auszurechnen, so daß man die Bewegungsenergie E_2 und die Geschwindigkeit V_2 in Punkt 2 bestimmen kann. Für das Wegstück 23 nimmt man nun wieder die Geschwindigkeit und die Durchflußöffnung als konstant gleich V_2 bzw. a_2 an, so daß sich wieder ein konstanter Bremsdruck H_2 ergibt. Man findet dann wieder die Bewegungsenergie E_3 und die Geschwindigkeit V_3 . Verfährt man so immer weiter mit allen Wegstücken und verbindet die Endpunkte der in den Punkten 1, 2, 3 usw. als Ordinaten aufgetragenen Flüssigkeitsdrucke, H_1, H_2, H_3 , usw., so erhält man den angenäherten Verlauf der Bremsdruckkurve. In je mehr Teile man den Rücklaufweg einteilt, um so genauer wird das Resultat ausfallen. Wirkt die Flüssigkeitsbremse auch schon während der Beschleunigungsperiode, so läßt sich auch für diese Periode ein ähnliches Annäherungsverfahren aufstellen.

Mit Hilfe dieses Verfahrens läßt sich die Richtigkeit der oben angeführten Sätze bezüglich des Verhaltens einer ausgeführten Bremse unter anderen als den der Rechnung zugrunde gelegten Verhältnissen für jeden einzelnen Fall ebenfalls nachweisen.

Für die praktische Berechnung von Rücklaufbremsen dürfte sich unter Berücksichtigung der auf S. 83 angeführten 3 Sätze folgendes Vorgehen empfehlen:

a) Bei Geschützen in fester Aufstellung berechne man die Bremse für die größte vorkommende Erhöhung und kontrolliere mit Hilfe des Annäherungsverfahrens den Ausfall der Bremsdrucke bei Null Grad Erhöhung.

b) Bei Rohrrücklaufgeschützen in Räderlafetten wird man die Rücklaufbremsen am zweckmäßigsten in Rücksicht auf die Stabilität bei Horizontalstellung des Rohrs berechnen und dann kontrollieren, wie hoch der höchste Bremsdruck bei größter Erhöhung ausfallen wird.

c) Bei Haubitzen in Räderlafetten, von welchen verlangt wird, daß sie selbst beim Schießen mit größter Ladung und kleinster Erhöhung möglichst stabil seien, muß man die Länge des Rücklaufs und die Bremse für die größte Leistung und geringste Erhöhung berechnen. Sind die horizontalen Schildzapfen nicht am hinteren Ende der Wiege angebracht, so muß man bei größeren Erhöhungen die Länge des Rücklaufs verkürzen, weil das Rohr sonst auf den Boden aufstoßen würde. Aus dem Gesamtaufbau des Geschützes wird sich für jede Erhöhung eine bestimmte größte zulässige Rücklaufänge ergeben. Es wird hier demnach nötig werden, die Rücklaufbremse so einzurichten, daß mittelst irgendeiner, am zweckmäßigsten automatischen Steuerung für jede bestimmte Erhöhung die Durchflußöffnungen vermindert werden und die durch die Konstruktion vorgeschriebene Rücklaufänge durch den vollständigen Abschluß der Öffnungen bewirkt wird.

Für jede Erhöhung und jede Rücklaufänge wird ein ganz bestimmter, theoretisch günstigster Verlauf der Größe der Durchflußöffnungen bestehen, und es wäre also das idealste, die Steuerung der Durchflußöffnungen mit der Erhöhung so zu gestalten, daß sie automatisch für alle Erhöhungen jenen günstigsten Verlauf der Durchflußöffnungen bewirkte. Eine solche vollkommene Steuerung dürfte sich jedoch praktisch nicht so leicht ohne unzulässig große Komplikationen herstellen lassen; man wird zufrieden sein müssen, wenn man den günstigsten Verlauf der Durchflußöffnungen wenigstens angenähert erreichen kann. Jedenfalls wird es sich empfehlen, für einige gleichmäßig zwischen den Erhöhungsgrenzen gelegenen Elevationswinkel den günstigsten Verlauf der Durchflußöffnungen bei größter Ladung des Rohrs festzustellen und dann zu versuchen, durch die Konstruktion der Steuerung diesem günstigsten Verlauf wenigstens angenähert nahe zu kommen.

Bei Haubitzen mit nach hinten verlegten Schildzapfen ist die umständliche Einrichtung des mit der Erhöhung variablen Rücklaufs nicht erforderlich.

F. Die Vorlaufbremsen.

Wie schon im Abschnitt D ausführlich besprochen wurde, müssen die Vorholer so stark sein, daß sie das Rohr bei der größten vorkommenden Erhöhung anstandslos wieder in die Schußstellung befördern.

Sie müssen dabei noch einen gewissen Überschuß an Arbeit leisten, damit sowohl bei einem etwaigen geringen Nachlassen ihrer Spannkraft als auch beim Auftreten einer sehr starken Reibung des Rohres in seiner Führung der vollständige Vorlauf des Rohres möglichst gesichert bleibt.

Da nun die durch den Vorholer beim Rücklauf aufgespeicherte Arbeit bei allen Erhöhungen — wegen des stets gleich langen Rücklaufs — dieselbe bleibt, so wird auch die beim Vorlauf frei werdende Arbeit stets gleich groß sein und somit, da schon bei der größten Erhöhung durch den Vorholer ein Arbeitsüberschuß geleistet wird, bei kleinen Erhöhungen erst recht ein beträchtlicher Arbeitsüberschuß des Vorholers beim Vorlauf vorhanden sein, der um so größer wird, je kleiner die Erhöhung ist. Diese durch den Vorholer geleisteten, je nach der Erhöhung verschieden großen Arbeitsüberschüsse müssen nun, damit das Rohr nicht mit zu großer Kraft gegen seine vorderen Begrenzungen auf der Lafette anrennt und die ganze Lafette aus ihrer Stellung mitreißt oder deformiert, durch eine Vorlaufbremse weggebremst, d. h. in Wärme verwandelt werden.

Die Vorlaufbremse hat also im Gegensatz zu der Rücklaufbremse die Aufgabe, je nach der Erhöhung verschieden große Arbeitsmengen wegzubremsen. (Vergl. Bild 26 und 27.)

Die Wirkung der Rücklaufbremse beim Vorlauf

Es ist nun zunächst die Frage, ob nicht die Rücklaufbremse selbst während des Vorlaufs eine genügende Bremsung bewirkt, und wie sich die Wirkung der für den Rücklauf berechneten Rücklaufbremse überhaupt beim Vorlauf äußert.

Um diese Wirkung mathematisch festzustellen handelt es sich darum, eine Gleichung für die Geschwindigkeit aufzustellen, welche das Rohr an irgend einer beliebigen Stelle des Vorlaufs unter der beschleunigenden Einwirkung des Vorholmittels und unter der Gegenwirkung des unbekanntenen Bremsdrucks besitzt.

Gelingt es die Geschwindigkeit des Rohres an jeder Stelle des Vorlaufs zu bestimmen, so ist es auch ohne weiteres mög-

lich den Vorlaufbremsdruck für diese Stelle des Vorlaufs zu berechnen, da ja die Durchflußöffnungen der Rücklaufbremse und somit auch in dem von uns betrachteten Fall die Durchflußöffnungen für den Vorlauf gegeben sind.

Bedeutet:

$$M = \frac{G_r}{g} \text{ die Masse der vorlaufenden Teile.}$$

H_x den Flüssigkeitsdruck beim Vorlauf in dem Augenblick, wo das Rohr den Weg x von seiner äußersten Rücklaufstellung an vorgelaufen ist,

\mathfrak{B} die Geschwindigkeit des Vorlaufs,

F_x den Druck des Vorholmittels in demselben Augenblick,

$G_r(\sin \varepsilon + \mu \cos \varepsilon)$ die während des Vorlaufs als angenähert konstant anzusehende Summe der Gewichtskomponente in Richtung der Seelenachse und der Reibung, so läßt sich wieder folgende Bewegungsgleichung aufstellen:

$$M \cdot \mathfrak{B} \cdot \frac{d\mathfrak{B}}{dx} = F_x - H_x - G_r(\sin \varepsilon + \mu \cos \varepsilon) \quad (141)$$

Den Flüssigkeitsdruck können wir ausdrücken durch:

$$H_x = \frac{A_v^3 \cdot \delta}{20 \cdot g \cdot \zeta} \cdot \frac{\mathfrak{B}^2}{a_x^2}$$

wenn jetzt A_v die für den Vorlauf in Betracht kommende wirkliche Kolbenfläche bedeutet, welche bei nicht durchlaufender Kolbenstange stets von derjenigen beim Rücklauf etwas verschieden ist. Bezeichnet man zur Abkürzung:

$$\frac{A_v^3 \cdot \delta}{20 \cdot g \cdot \zeta} = C, \text{ so wird:} \quad (142)$$

$$M \cdot \mathfrak{B} \cdot d\mathfrak{B} + \left[C \cdot \frac{\mathfrak{B}^2}{a_x^2} + G_r(\sin \varepsilon + \mu \cos \varepsilon) - F_x \right] dx = 0 \quad (143)$$

Wenn nun die Durchflußöffnungen a_x als Funktion von x gegeben sind, und ebenso die Gleichung für die Veränderlichkeit des Vorholmittels F_x , was beides der Fall ist, so wäre die Aufgabe gelöst, vorausgesetzt daß die Integration möglich wäre. Die Integration dieser Gleichung ist jedoch in den meisten Fällen so umständlich und führt zu so komplizierten Formeln, daß es für die Praxis ausgeschlossen ist, sich derselben zu bedienen.

Man wird deshalb hier mit Vorteil wieder ein Annäherungsverfahren einschlagen, das richtig angewendet, beliebig genaue Rechnungsergebnisse ergibt.

Wir denken uns den ganzen Vorlaufweg in eine größere Anzahl von Wegstrecken geteilt und nehmen an, daß während

des Durchlaufens einer solchen Wegstrecke sowohl die Durchflußöffnung als auch das Vorholmittel ihre Größen nicht verändern. Kennt man die Vorlaufgeschwindigkeit zu Beginn einer solchen Wegstrecke, so läßt sich durch Integration obiger Bewegungsgleichung dann die Geschwindigkeit am Ende derselben Wegstrecke berechnen. Diese Endgeschwindigkeit der soeben betrachteten Wegstrecke ist aber wieder die Anfangsgeschwindigkeit für die nächste Wegstrecke. Durch die Annahme, daß auf eine kurze Wegstrecke die Durchflußöffnung konstant = der zu Anfang der Wegstrecke vorhandenen sei, begeht man einen Fehler: Die Durchflußöffnung am Ende der Wegstrecke ist tatsächlich größer, die wirkliche Geschwindigkeit wird also größer sein als die errechnete. Die Annahme, daß auf derselben Wegstrecke die Kraft des Vorholmittels ihren Anfangswert beibehält, ruft ebenfalls einen Fehler hervor, aber im entgegengesetzten Sinn: Die Kraft des Vorholmittels ist am Schlusse der Wegstrecke tatsächlich kleiner, mithin die wirkliche Geschwindigkeit kleiner, als die errechnete. Beide Fehler suchen sich also aufzuheben.

Es ist ohne weiteres ersichtlich, daß man bei Annahme einer recht großen Anzahl von Wegstrecken und durch Zusammenstellung aller der Anfangs- und Endgeschwindigkeiten des Rohrs oder Kolbens für die einzelnen Wegstrecken in einem Diagramm, die Geschwindigkeitskurve für den Vorlauf mit beliebig genauer Annäherung bestimmen kann.

Es liegt also jetzt die Aufgabe vor, die Bewegungsgleichung:

$$M \cdot \mathfrak{B} \cdot d\mathfrak{B} + \left[C \cdot \frac{\mathfrak{B}^2}{a_x^2} + G_r (\sin \epsilon + \mu \cos \epsilon) - F_x \right] dx = 0 \quad (143)$$

zu integrieren für den Fall, daß $a_x = \text{konst.} = a$ und $F_x = \text{konst.} = F$.

Zur Abkürzung werde noch gesetzt:

$$F - G_r (\sin \epsilon + \mu \cos \epsilon) = L, \quad \text{so daß:} \quad (144)$$

$$M \cdot \mathfrak{B} \cdot d\mathfrak{B} + \left(C \cdot \frac{\mathfrak{B}^2}{a^2} - L \right) dx = 0 \quad (145)$$

Hieraus folgt:

$$\frac{\mathfrak{B} \cdot d\mathfrak{B}}{C \frac{\mathfrak{B}^2}{a^2} - L} + \frac{dx}{M} = 0, \quad (146)$$

also eine Differentialgleichung mit den Variablen x und \mathfrak{B} , in welcher diese Variablen bereits getrennt sind. Multipliziert man obige Gleichung mit $\frac{2C}{a^2}$, so folgt:

$$\frac{\frac{C}{a^2} 2 \mathfrak{B} \cdot d \mathfrak{B}}{\frac{C}{a^2} \mathfrak{B}^2 - L} + \frac{2 C dx}{a^2 M} = 0 \quad (147)$$

oder:

$$\frac{d \left(\frac{C}{a^2} \mathfrak{B}^2 - L \right)}{\frac{C}{a^2} \mathfrak{B}^2 - L} + \frac{2 C dx}{a^2 M} = 0 \quad (148)$$

bzw.:

$$d \left[\lg \left(\frac{C}{a^2} \mathfrak{B}^2 - L \right) \right] = - \frac{2 C dx}{a^2 M} \quad (149)$$

Integriert man nun in den Grenzen \mathfrak{B}_0 und \mathfrak{B}_x und dementsprechend von 0 bis x , so wird:

$$\int_{\mathfrak{B} = \mathfrak{B}_0}^{\mathfrak{B} = \mathfrak{B}_x} d \left[\lg \left(\frac{C}{a^2} \mathfrak{B}^2 - L \right) \right] = - \int_{x=0}^{x=x} \frac{2 C dx}{a^2 M} \quad (150)$$

$$\lg \left(\frac{C}{a^2} \mathfrak{B}_x^2 - L \right) - \lg \left(\frac{C}{a^2} \mathfrak{B}_0^2 - L \right) = - \frac{2 C x}{a^2 M}$$

oder:

$$\frac{C}{a^2} \mathfrak{B}_x^2 - L = \left(\frac{C}{a^2} \mathfrak{B}_0^2 - L \right) e^{-\frac{2 C x}{a^2 M}} \quad (151)$$

Schließlich wird:

$$\mathfrak{B}_x = \sqrt{\frac{1}{\frac{2 C}{e M \cdot a^2} \cdot x} \left(\mathfrak{B}_0^2 - \frac{L \cdot a^2}{C} \right) + \frac{L \cdot a^2}{C}} \quad (152)$$

Worin also:

$$C = \frac{A_v^3 \cdot \delta}{20 \cdot g \cdot \zeta} \quad \text{und: } L = F - G_r (\sin \varepsilon + \mu \cos \varepsilon)$$

Mit Hilfe dieser Formel wurden z. B. für ein 7,5-cm Feldgeschütz die Rohrgeschwindigkeiten und im Anschluß daran die Flüssigkeitsdrucke berechnet, welche sich durch die Wirkung der Rücklaufbremse beim Vorlauf unter 0° und unter 20° Erhöhung ergeben:

Man sieht aus der Zusammenstellung dieser Größen in dem nachfolgenden Diagramm (Vergl. Bild 28), daß die Rücklaufbremse beim Vorlauf wohl eine sehr bedeutende Bremswirkung ausübt, daß sie aber nicht in stande ist, die durch das Vorholmittel hervorgebrachte Geschwindigkeit so weit zu zügeln, daß das Rohr nicht mit einem sehr heftigen Stoß gegen seinen Anschlag in der Schußstellung geworfen wird, denn die Endgeschwindigkeiten bzw.

lebendigen Kräfte mit welchen das Rohr in der Schußstellung ankommt, betragen bei 0° Erhöhung 2,78 m bzw. ∞ 157 mkg und bei 20° Erhöhung 2,16 m bzw. 95,5 mkg.

Es ist also erwiesen, daß die Rücklaufbremse allein beim Vorlauf des Rohrs den Überschuß an Arbeit, welchen das Vorholmittel bei kleinen Erhöhungen liefert, nicht wegzubremsen imstande ist, sondern daß es vielmehr noch einer besonderen Vorlaufbremse bedarf.

Diese Vorlaufbremsen können vollständig von der Rücklaufbremse getrennt sein; sie können aber auch, und das ist die Regel, mit der Rücklaufbremse kombiniert werden, so daß nur ein Bremszylinder benötigt wird. Da die Vorlaufbremsen nur viel geringere Energiemengen in Wärme umzusetzen haben als die Rücklaufbremsen, können sie viel geringere Dimensionen erhalten als diese. Man findet sie deshalb sehr häufig und sehr zweckmäßig in der Form von Gegenstangen in die hohlen Kolbenstangen der Rücklaufbremse eingebaut (s. Bild 30 u. 32).

Solche in die Rücklaufbremse eingebauten Vorlaufbremsen können nun im Prinzip von zweierlei Art sein. Nämlich einmal kann man die Vorlaufbremse von Beginn des Vorlaufs an wirken lassen, oder aber man läßt die Vorlaufbremse erst nach Zurücklegung eines bestimmten Wegs durch das Rohr mit ihrer Wirkung einsetzen.

Vorlaufbremsen der ersteren Art haben den Vorteil, daß sie einmal ohne jeden Stoß wirken und dann, was bei Rädgeschützen von Bedeutung ist, daß die Höhe des Bremsdrucks während des Vorlaufs innerhalb der für ein ruhiges Verhalten des Geschützes nötigen ziemlich niedrigen Grenzen gehalten werden kann.

Sie haben aber der zweiten Gattung gegenüber den Nachteil, daß sie in konstruktiver Hinsicht etwas komplizierter ausfallen.

Ehe wir zur näheren Betrachtung dieser beiden Arten von Vorlaufbremsen übergehen, seien zunächst erst noch kurz die Stabilitätsverhältnisse von Rädgeschützen mit Rohrrücklauf beim Vorlauf näher untersucht.

Außer den Stützdrücken Q_1 , Q_2 und der Reibung R wirken beim Vorlauf an der Lafette nach vorn der Flüssigkeitsdruck, nach hinten der Federdruck. Es läßt sich nachweisen, daß, ähnlich wie beim Rücklauf die Wirkung aller dieser Kräfte in bezug auf das ganze Geschütz angenähert dieselbe ist, als wenn in der Parallelen zur Seelenachse durch den Rohrschwerpunkt die Kräfte R und H_x nach vorn und F_x nach hinten auf das Geschütz wirken. Als Bedingung für die Stabilität des Geschützes bei 0° Erhöhung in bezug auf die Verbindungslinie der Radauflagepunkte gilt dann:

$$G_1 \cdot \bar{s}_1 + G_r \cdot \bar{s}_r > (H_x + R - F_x) \cdot h \text{ oder:} \quad (153)$$

$$G_1 \cdot \frac{s_1}{h} + G_r \cdot \frac{s_r}{h} + F_x > H_x + R \text{ oder:} \quad (154)$$

$$H_x < G_1 \cdot \frac{s_1}{h} + G_r \cdot \frac{s_r}{h} + F_x - R, \quad (155)$$

s_1 und s_r werden dabei von der Radauflage aus gerechnet, s_r variiert während der Bewegung und h ist der Abstand der Parallelen zur Seelenachse durch den Rohrschwerpunkt vom Kippunkt.

So lange also $F_x > H_x + R$, ist stets Stabilität vorhanden, d. h. der Lafettenschwanz wird sich nicht hochheben können. Dies ist der Fall, so lange das Rohr nach vorn zu beschleunigt wird. Sobald der Federdruck F_x kleiner geworden ist als $(H_x + R)$, sobald also das Rohr verzögert wird, tritt eine Kraft auf, welche die Lafette um die Verbindungslinie der Radauflagepunkte nach vorn zu kippen und gleichzeitig das ganze Geschütz vorwärts zu schieben sucht.

Bei nicht gebremsten Rädern ist die Gefahr des Gekipptwerdens geringer als bei gebremsten Rädern, weil hier der Kippunkt höher, nämlich in der Radachse liegt. Dagegen wird das nicht gebremste Geschütz schon durch eine sehr geringe Vorschubkraft vorwärts geschoben werden können, falls der Schwanzspaten nach vorn zu keine Anlage hat. Letzteres kann beim Schießen auf weichem Boden sehr leicht eintreten, da nämlich beim Rücklauf der Boden hinter dem Spaten meist stark zusammen- und etwas zurückgedrängt zu werden pflegt.

Am übersichtlichsten werden die Verhältnisse, wenn man sich der graphischen Darstellung bedient. (Vgl. Bild 29.)

Man trage von der Abszissenachse nach unten die Reibungen als Ordinaten ab, dann von der Begrenzungslinie der Reibungen nach oben die Spannungen des Vorholmittels. Von der so erhaltenen Kurve der Vorholspannungen trage man weiter nach oben als Ordinaten auf die Werte:

$$\frac{G_1 \cdot s_1}{h} + \frac{G_r \cdot s_r}{h}.$$

Die Ordinaten der erhaltenen obersten Begrenzungslinien von der ursprünglichen Abszissenachse aus gemessen haben also die Größe:

$$G_1 \cdot \frac{s_1}{h} + G_r \cdot \frac{s_r}{h} + F_x - R$$

So lange also die als Ordinaten von der Abszissenachse aus aufzutragenden Bremsdrücke H_x unter der obersten Begrenzungslinie des Diagramms liegen, so lange wird bei gebremsten Rädern Stabilität stattfinden. Übertagen die die Bremsdrücke darstellenden Ordinaten die Kurve der Spannungen des Vorhol-

mittels (s. Bild 31), so stellen die überragenden Stücke die vorhin erwähnten Vorschubkräfte dar, welche das ganze Geschütz nach vorn zu schieben trachten, und die namentlich bei ungebremsten Rädern nur sehr klein sein dürfen, soll das Geschütz beim Vorlauf des Rohrs nicht nach vorn rollen.

I. Vorlaufbremsen, welche nur während des letzten Teils des Vorlaufs zur Wirkung kommen.

Zu dieser Art von Bremsen gehören in erster Linie diejenigen, bei welchen die Bremsung beim Vorlauf dadurch entsteht, daß eine am hinteren Ende des Bremszylinders angebrachte Vorlaufstange in die hohle Kolbenstange eintritt und die in diese eindringende Flüssigkeit an sich vorbei nach hinten hinausdrängt. Bild 30 stellt in schematischer Weise eine solche Bremse dar. Die Füllung der Kolbenstange kann bei dieser Art von Bremsen erst während des Vorlaufs stattfinden und zwar wird sie erst vollendet sein, wenn das ganze Vakuum im Zylinder vor den Rücklaufkolben übergetreten sein wird.

Da auch die Rücklaufbremse beim Vorlauf erst nach Übertritt des Vakuums bremsend wirken kann, wird also während des Übertritts des Vakuums keinerlei Verzögerung, abgesehen von dem Einfluß der Reibung und der Gewichtskomponente in Richtung der Seelenachse, sondern nur eine Beschleunigung des Rohrs durch das Vorholmittel stattfinden.

Ähnlich so liegen die Verhältnisse bei den Steuerschieberbremsen, bei welchen beim Vorlauf die Öffnungen für die Rücklaufbremsung in den Kolben teilweise überdeckt werden, so daß für den Vorlauf wesentlich kleinere Durchflußöffnungen entstehen. Auch hier kann natürlich eine Bremsung erst nach Übertritt des Vakuums beginnen.

Das zweckmäßigste Verfahren, die Größe der Durchflußöffnungen für solche Vorlaufbremsen zu bestimmen, läßt sich am besten an der Hand eines Diagramms erläutern (s. Bild 31).

Zunächst läuft das Rohr unter dem Antrieb des Vorholmittels frei vor, bis nach Zurücklegung des Weges 01 (vgl. Bild 31, welches unter der Annahme, daß die Erhöhung 0° beträgt, gezeichnet ist) das Vakuum übergetreten ist. Die Geschwindigkeit des Rohrs in Punkt 1 ergibt sich aus: $V_1 = \sqrt{\frac{2 \varepsilon_1}{G_r}}$, worin

ε_1 gleich der Fläche des Trapezes $0, 1, 1', 0'$ ist.

In obigem Beispiel wird jetzt zunächst die Rücklaufbremse allein zur Wirkung kommen, dieselbe liefert in 1 den Bremsdruck

1a, welcher nach früherem leicht zü berechnen ist. Erst wenn das Rohr den Weg 0,2 zurückgelegt hat, beginnt in obigem Beispiel der Dorn der Vorlaufbremse in die hohle Kolbenstange einzutreten. Die Geschwindigkeit V_2' ergibt sich wieder aus:

$$V_2' = \sqrt{\frac{2 \varepsilon_2}{\frac{G_r}{g}}}, \text{ wenn } \varepsilon_2 \text{ gleich der Differenz des Trapezes}$$

1, 0, 0', 1' und der Fläche 1', 2', b, a ist. Soll das Rohr nun mit der Geschwindigkeit Null am Ende des Vorlaufs ankommen, so muß die durch Differenz der genannten beiden Flächen dargestellte Energie durch die Bremsdrucke aufgezehrt werden. Man lege jetzt über die Linie 2', ϱ' eine Fläche von der Größe der genannten Flächendifferenz, derart, daß die Erhebung der oberen Begrenzungslinie c d dieser Fläche über die Linie 2' ϱ' eine möglichst geringe bleibt, denn die Ordinaten 2', c usw. stellen die Vorschubkräfte dar. Hat man die Linie c d durch Ausprobieren festgelegt, so daß also jetzt die Fläche d, c, 2', ϱ' = der Fläche 1, 0, 0', 1' weniger der Fläche 1', 2', b, a ist, so kann man jetzt leicht für alle Punkte des Vorlaufs die Geschwindigkeiten berechnen. Hat man aber die Geschwindigkeiten, so findet man, da die Durchflußöffnungen für den Rücklauf bekannt sind, leicht die Bremsdrucke, welche die Rücklaufbremse liefert, und die in dem Bild 31 durch die Ordinaten des Linienzuges ϱ f b dargestellt sind. Da im ganzen Bremsdrucke gleich den Ordinaten der Linie d c geleistet werden müssen, werden also die in Richtung der Ordinatenachse gemessenen Abstände der Linie d c von der Kurve ϱ f b die Größe der von der Vorlaufbremse zu leistenden Bremsdrucke darstellen. Aus den bereits bekannten Vorlaufgeschwindigkeiten und den jetzt gefundenen Bremsdrucke der Vorlaufbremse lassen sich nun schließlich

mittelst der Formel: $a_x = \sqrt{\frac{\mathfrak{A}^3 \cdot \delta}{20 \cdot g \cdot \zeta} \cdot \frac{V_x^2}{H_x''}}$ die gesuchten Durch-

flußöffnungen der Vorlaufbremse berechnen, worin \mathfrak{A} z. B. bei den Bremsen mit Vorlaufdorn den Querschnitt der hohlen Kolbenstange bedeutet.

Die Anwendung dieser Formel bedarf bei den Vorlaufbremsen mit Vorlaufdorn in der hohlen Kolbenstange noch einer Berichtigung, weil der Ausfluß der Flüssigkeitsteilchen aus der hohlen Kolbenstange in einen unter Druck stehenden Raum erfolgt. Um diesem Umstand Rechnung zu tragen, braucht man nur in der Formel für a_x anstatt H_x'' zu setzen:

$$H_x'' - \frac{\mathfrak{A}}{A_v} \cdot H_x', \text{ also:}$$

$$a_x = \sqrt{\frac{\mathfrak{A}^3 \cdot \delta}{20 \cdot g \cdot \zeta} \cdot \frac{V_x^2}{H_x'' - \frac{\mathfrak{A}}{A_v} \cdot H_x'}} \quad (155)$$

worin wieder H_x' den von der Rücklaufbremse gelieferten Bremsdruck und H_x'' den von der Vorlaufbremse zu liefernden Bremsdruck bedeutet, und A_v der um \mathfrak{A} verminderte Rücklaufkolbenquerschnitt ist.

Aus dem Diagramm geht hervor, daß bei den Vorlaufbremsen, welche sich erst während des Vorlaufs füllen, ein Teil des Vorlaufwegs für die Bremsung verloren geht und daß infolgedessen, sobald das Vakuum übertreten ist, ein verhältnismäßig hoher Bremsdruck und eine hohe Vorschubkraft entstehen müssen. Bei Rädergeschützen, welche mit derartigen Bremsen versehen sind, wird man beim Vorlauf immer in dem Augenblick, wo die Rücklaufbremse, nach Uebertritt des Vakuums nach vorn, zu wirken beginnt, ein plötzliches ruckartiges Stocken des vorlaufenden Rohres bemerken.

II. Vorlaufbremsen, welche sich während des Rücklaufs füllen.

Die konstruktive Anordnung der Vorlaufbremsen, welche sich während des Rücklaufs füllen und deshalb schon vom ersten Augenblick des Vorlaufs an zur Wirkung gelangen können, was bei den zuerst behandelten Vorlaufbremsen wegen des stets vorhandenen Vakuums nicht möglich war, kann eine sehr mannigfache sein. Meistens wird die Vorlaufbremse wieder in die hohle Kolbenstange verlegt, so daß sie etwa, wie die schematische Skizze Bild 32 zeigt, angeordnet ist. Man findet aber auch manchmal bei Geschützen mit verhältnismäßig kurzem Rücklauf die in Bild 33 schematisch skizzierte Anordnung.

Bewegt sich bei der Bremse nach Bild 32 der Kolben beim Rücklauf nach links, während der Zylinder stehen bleibt, so entsteht auf der linken Seite des Kolbens eine Flüssigkeitspressung. Die Flüssigkeit wird teils durch die Rücklaufdurchflußöffnungen, welche als in die Zylinderwand eingeschnittene Züge gedacht werden können, in den hinteren Teil des Zylinders übertreten, teilweise wird sie durch die Oeffnungen a und b strömen, das nur leicht belastete Rückschlagventil hochheben und an dem Vorlaufdorn vorbei in die hohle Kolbenstange eintreten. Beim Vorlauf, wo dann der Kolben sich von links nach rechts bewegt, wird die Vorlaufstange in die jetzt mit Flüssigkeit gefüllte hohle Kolbenstange hinein gestoßen. Die in der Kolbenstange befindliche Flüssigkeit kann nun nicht mehr durch die beiden Kanäle

a und b entweichen, da das Rückschlagventil durch die Flüssigkeit fest auf seinen Sitz gepreßt wird; sie kann jetzt nur durch eine oder mehrere kleine in die Oberfläche des Vorlaufdorns geschnittene Nuten bei C in den hinteren Teil des Zylinders entweichen.

Dadurch, daß der Querschnitt der Nuten im Vorlaufdorn mit dem Vorlauf variabel gemacht werden kann, hat man es bei der Konstruktion in der Hand, die Höhe des Bremsdrucks der Vorlaufbremse beliebig zu gestalten.

Aus der obigen Betrachtung der Wirkungsweise einer solchen Vorlaufbremse geht hervor: 1. daß unbedingt ein Rückschlagventil vorhanden sein muß, welches den Flüssigkeitsraum der Vorlaufbremse beim Rücklauf mit dem vorderen Flüssigkeitsraum der Rücklaufbremse in Verbindung setzt, beim Vorlauf dagegen diese beiden Räume gegeneinander abschließt, und 2, daß die Oeffnungen a und b, durch welche die Flüssigkeit beim Rücklauf in die Vorlaufbremse eintreten soll, eine bestimmte Mindestgröße haben müssen, wenn sich die Vorlaufbremse beim Rücklauf füllen soll und daß sie andererseits, wenn sie diese Mindestgröße besitzen, nicht ohne Einfluß auf die Gestaltung der Durchflußöffnungen für den Rücklauf sein können.

Unsere nächste Aufgabe wird jetzt darin bestehen, den Einfluß der Einstromöffnungen auf das richtige Volllaufen der Vorlaufbremse beim Rücklauf und auch die Größe der eigentlichen Rücklauföffnungen rechnerisch festzustellen.

1. Die Bedingungen zum richtigen Volllaufen der Vorlaufbremse beim Rücklauf.

Es bedeuten:

- A die wirksame Kolbenfläche beim Rücklauf,
- a_x die variable Durchflußöffnung der Rücklaufbremse,
- \mathcal{A} den wirksamen Querschnitt der Vorlaufbremse,
- i den kleinsten Querschnitt des Zuströmungskanals,
- V_x die Kolbengeschwindigkeit beim Rücklauf,
- v_x die Geschwindigkeit der Flüssigkeitsteilchen beim Passieren der Öffnungen a_x ,
- v_x die Geschwindigkeit der Flüssigkeitsteilchen beim Passieren des Querschnitts i.

Beim Rücklauf entsteht links vom Kolben die Flüssigkeits-
 pression p pro cm^2 Fläche. Unter dieser Pressung wird die
 Flüssigkeit teils durch i teils durch a_x auf die rechte Seite des
 Kolbens treten. Die bezüglichen Geschwindigkeiten beim
 Passieren der Öffnungen sind: v_x und v_x .

Die Druckhöhe ist: $h = \frac{10 \cdot p}{\delta} \cdot m.$

Somit:

$$v_x = \lambda_1 \sqrt{2 \cdot g \cdot h} = \lambda_1 \sqrt{\frac{20 \cdot g}{\delta} \cdot p} \quad (156)$$

$$v_x = \lambda_2 \sqrt{2 \cdot g \cdot h} = \lambda_2 \sqrt{\frac{20 \cdot g}{\delta} \cdot p} \quad (157)$$

Wenn die Vorlaufbremse vollaufen soll, muß:

$$i \cdot v_x = \mathfrak{A} \cdot V_x \quad (158)$$

$$i = \frac{\mathfrak{A} \cdot V_x}{v_x} = \frac{\mathfrak{A} \cdot V_x}{\lambda_2 \sqrt{\frac{20 \cdot g}{\delta} \cdot p}} = \frac{1}{\lambda_2} \sqrt{\frac{\mathfrak{A}^2 \cdot V_x^2 \cdot \delta}{20 \cdot g \cdot p}} \quad (159)$$

Wenn in jedem Augenblick diese Bedingung erfüllt ist, muß die Flüssigkeitspressung p sein:

$$p = \frac{H_x}{A}, \text{ also:} \quad (160)$$

$$i = \frac{1}{\lambda_2} \sqrt{\frac{\mathfrak{A}^2 \cdot A \cdot \delta}{20 \cdot g} \cdot \frac{V_x^2}{H_x}} \quad (161)$$

Da $\frac{V_x^2}{H_x}$ variabel ist, muß auch i variabel sein.

Die Durchflußöffnungen für den Rücklauf a_x ergeben sich — unter der Annahme, daß i nach obiger Gleichung variabel gemacht wird, aus folgender Überlegung.

Es ist allgemein:

$$a_x \cdot v_x \cdot dt + i \cdot v_x \cdot dt = A \cdot V_x \cdot dt, \quad (162)$$

also:

$$a_x \cdot \lambda_1 = \frac{A \cdot V_x - i \cdot \lambda_2 \sqrt{\frac{20 \cdot g \cdot p}{\delta}}}{\sqrt{\frac{20 \cdot g}{\delta} \cdot p}} \quad (163)$$

so daß:

$$a_x = \frac{1}{\lambda_1} \sqrt{\frac{A^2 \cdot V_x^2 \cdot \delta}{20 \cdot g \cdot p}} - i \cdot \frac{\lambda_2}{\lambda_1}$$

$$a_x = \frac{1}{\lambda_1} \sqrt{\frac{A^3 \cdot \delta}{20 \cdot g} \cdot \frac{V_x^2}{H_x}} - i \cdot \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \quad (164)$$

2. Bestimmung der Rücklaufdurchflußöffnungen für den Fall, daß i konstant gemacht wird.

Wird an irgend einer Stelle des Rücklaufs i kleiner als es nach obiger Formel sein müßte, so wird, da die Geschwindigkeit v_x von der Größe von i unabhängig ist, in diesem Augenblick nicht das zum Füllen der Vorlaufbremse nötige Quantum Flüssigkeit in die Vorlaufbremse hineinfließen können. Soll die Bremse richtig vollaufen, so muß stets:

$$i > \frac{1}{\lambda_2} \sqrt{\frac{\mathfrak{A}^2 \cdot \delta \cdot V_x^2}{20 \cdot g \cdot p}} \quad (165)$$

Soll i konstant gemacht werden und doch die Vorlaufbremse an jeder Stelle des Rücklaufs richtig vollaufen, so muß:

$$i \geq \left(\frac{1}{\lambda_2} \cdot \sqrt{\frac{\mathfrak{A}^2 \cdot \delta \cdot V_x^2}{20 \cdot g \cdot p}} \right)_{\max} \quad (166)$$

Dieser Ausdruck wird aber am größten in dem Augenblick, wo $V = V_{\max}$ ist; in diesem Augenblick herrscht nur links vom Kolben die Pressung p , welche $= \frac{H_{\max}}{A}$ ist.

Somit mache man:

$$i = \frac{1}{\lambda_2} \sqrt{\frac{\mathfrak{A}^2 \cdot A \cdot \delta \cdot V_{\max}^2}{20 \cdot g \cdot H_{\max}}} \quad (167)$$

Wenn nun aber an den übrigen Stellen des Rücklaufs i größer als notwendig ist, so würde durch i mehr Flüssigkeit hindurchfließen, als zum Füllen der Vorlaufbremse nötig ist. Es wird sich deshalb der Druck, der in der Rücklaufbremse auftritt, teilweise in die Vorlaufbremse fortpflanzen.

Die Geschwindigkeit, mit welcher die Flüssigkeit durch i hindurch in die Vorlaufbremse fließt, wird sein:

$$v_x = \frac{\mathfrak{A} \cdot V_x}{i}$$

Die Pressung, welche zur Erzeugung dieser Geschwindigkeit nötig ist, ergibt sich aus:

$$v_x = \lambda_2 \sqrt{2 \cdot g \cdot h} = \lambda_2 \sqrt{\frac{20 \cdot g}{\delta} \cdot p} \quad (168)$$

zu:

$$p = \frac{v_x^2}{\lambda_2^2} \cdot \frac{\delta}{20 \cdot g} = \frac{\mathfrak{A}^2 \cdot V_x^2}{\lambda_2^2 \cdot i^2} \cdot \frac{\delta}{20 \cdot g} \quad (169)$$

Die Pressung in der Vorlaufbremse wird sein:

$$p - p$$

Die Bremse liefert eine verzögernde Kraft:

$$H_x = A \cdot p - \mathfrak{A} (p - p) = p (A - \mathfrak{A}) + \mathfrak{A} \cdot p \quad (170)$$

oder:

$$H_x = p (A - \mathfrak{A}) + \frac{\mathfrak{A}^3 \cdot V_x^2}{\lambda_2^2 \cdot i^2} \cdot \frac{\delta}{20 \cdot g} \quad (171)$$

Es ist also zu setzen:

$$p = \frac{H_x - \frac{\mathfrak{A}^3 \cdot V_x^2}{i^2} \cdot \frac{\delta}{20 \cdot g \cdot \lambda_2^2}}{A - \mathfrak{A}} \quad (172)$$

Weiter muß sein:

$$\begin{aligned} A \cdot V_x &= a_x \cdot v_x + i \cdot v_x, \quad \text{und da: } i \cdot v_x = \mathfrak{A} \cdot V_x \\ \text{wird: } a_x \cdot v_x &= V_x (A - \mathfrak{A}) \quad \text{und demnach:} \\ a_x &= \frac{V_x (A - \mathfrak{A})}{v_x} \end{aligned} \quad (173)$$

Es war aber:

$$v_x = \lambda_1 \sqrt{\frac{20 \cdot g}{\delta} \cdot p}$$

Setzt man hierin den Wert von p aus Gleichung (172), so wird:

$$v_x = \lambda_1 \sqrt{\frac{\frac{20 \cdot g}{\delta} H_x - \frac{\mathfrak{A}^3 \cdot V_x^2}{\lambda_2^2 \cdot i^2}}{A - \mathfrak{A}}}$$

Dieser Wert in Gleichung 163 eingesetzt, ergibt schließlich:

$$a_x = \frac{1}{\lambda_1} \sqrt{\frac{(A - \mathfrak{A})^3 \cdot V_x^2}{\frac{20 \cdot g}{\delta} H_x - \frac{\mathfrak{A}^3 \cdot V_x^2}{\lambda_2^2 \cdot i^2}}} \quad (174)$$

und wenn man wie früher setzt: $\lambda^2 = \zeta$:

$$a_x = \sqrt{\frac{(A - \mathfrak{A})^3}{\frac{20 \cdot g}{\delta} \cdot \zeta_1 \cdot \frac{H_x}{V_x^2} - \left(\frac{\zeta_1}{\zeta_2}\right) \frac{\mathfrak{A}^3}{i^2}}} \quad (175)$$

Der Weg, welchen man beim Berechnen einer sich beim Rücklauf füllenden Vorlaufbremse am vorteilhaftesten einschlägt, sei wieder an der Hand eines Diagramms (Bild 34) auseinandergesetzt.

Die Wirkung der Vorlaufbremse beginnt sofort mit dem Vorlauf. Es ist jedoch nicht vorteilhaft, die Wirkung der Vorlaufbremse gleich von vornherein zu stark zu machen, da sonst das Rohr nicht rasch genug in Gang kommt und überhaupt der ganze Vorlauf zu langsam vonstatten gehen wird. In dem Bei-

spiel ist angenommen, der Bremsdruck der Vorlaufbremse wachse nach einer geraden Linie an und erreiche in dem Augenblick, wo das Vakuum ganz übergetreten ist, die Höhe des Federdrucks. (Natürlich könnte der Verlauf des Bremsdrucks auch anders angenommen werden.)

Die Geschwindigkeit V_1 , welche das Rohr im Punkte 1 besitzt, läßt sich leicht aus seiner Bewegungsenergie E_1 , welche gleich der schraffierten Dreiecksfläche ist, berechnen. Sobald der Punkt 1 erreicht ist, wird auch die Rücklaufbremse zu wirken beginnen. Der im Punkt 1 von der Rücklaufbremse gelieferte Bremsdruck ist, da die Rohrgeschwindigkeit V_1 und die Durchflußöffnung a_1 bekannt sind, ohne weiteres zu berechnen. Soll das Rohr mit der Geschwindigkeit Null in seiner Schußstellung ankommen, so muß seine Bewegungsenergie auf dem Wege 1 bis ρ durch die bremsenden Widerstände, die außerdem in jedem Augenblick den Druck des Vorholmittels überwinden müssen, aufgehoben werden.

Man lege nun über die Begrenzungslinie des Vorholerdiagramms eine Fläche $1', a, b, \rho'$, welche gleich der schraffierten Dreiecksfläche ist, derartig, daß sich die Begrenzungslinie $1' a b$ an allen Stellen möglichst wenig über das Vorholerdiagramm erhebt. Die Kurve $0, 1', a, b$ stellt dann die Kurve der Bremsdrucke dar, d. h. die von der Abscissenachse 0ρ aus gemessenen Ordinaten dieser Kurve sind die für ein vorteilhaftes Arbeiten der Bremse erforderlichen Bremsdrucke. Die Stücke, um welche diese Ordinaten die Ordinaten der Vorholmittelkurve überragen, stellen die Vorschubkräfte dar. Sobald die Kurve $0, 1', a, b$ festgelegt ist, ist es ein leichtes, die Rohrgeschwindigkeit für jeden beliebigen Vorlaufweg zu berechnen. So wird z. B. die Geschwindigkeit \mathfrak{B}_2 sein:

$$\mathfrak{B}_2 = \sqrt{\frac{2 E_2}{\frac{G_r}{g}}}$$

wenn E_2 gleich der Differenz der in mkg ausdrückenden Flächen $0, 0', 1'$ und $1', 2', a$ ist.

Hat man die Vorlaufgeschwindigkeiten für verschiedene Punkte ausgerechnet, so kann man auch die Bremsdrucke H_x' der Rücklaufbremse beim Vorlauf für diese Punkte berechnen und nunmehr findet man als Differenzen der Gesamtbremsdrucke H_x und der Bremsdrucke H_x' der Rücklaufbremse die von der Vorlaufbremse zu liefernden Drucke H_x'' .

Die Durchflußöffnungen der Vorlaufbremse ergeben sich dann wieder aus der Formel:

$$\alpha_x = \sqrt{\frac{2^3 \cdot \delta}{20 \cdot g \cdot \zeta} \cdot \frac{V_x^3}{H_x'' - \frac{2}{A_v} \cdot H_x'}}$$

Wie aus der Kurve der nach dieser Formel berechneten Durchflußöffnungen ersichtlich ist, tritt natürlich im Punkte 1 ein Sprung von einer engen zu einer viel weiteren Durchflußöffnung ein. Macht man die auf der Oberfläche des Vorlaufdorns eingeschnittene Nut von konstanter Tiefe, aber variabler Breite, so kann man ohne Schwierigkeit die erforderliche Unstetigkeit in der Größe der Durchflußöffnung erzielen.

Vergleicht man die beiden prinzipiell verschiedenen Arten von Vorlaufbremsen, so ergibt sich, daß die sich beim Rücklauf füllenden Vorlaufbremsen hinsichtlich ihrer Wirkungsweise den anderen voran stehen, da mit ihnen ein ruhiger Vorlauf zu erreichen ist. Bei den sich erst während des Vorlaufs füllenden Bremsen wird im Augenblick des Beginns der Wirkung der Rücklaufbremse nach dem Übertritt des Vakuums eine ruckartige Wirkung der Bremsung nicht ganz vermieden werden können. Diese Bremsen haben jedoch den Vorteil größerer Einfachheit für sich. Wie sich aus den Geschwindigkeitskurven leicht bestimmen läßt, wird auch der Vorlauf ein etwas schnellerer werden.

Nach dem vorgetragenen Verfahren läßt sich also jede Art von Vorlaufbremsen ohne Schwierigkeit berechnen, wobei es ganz gleichgültig ist, ob das Vorholmittel aus einer Feder oder aus komprimierter Luft besteht.

Bei den Vorlaufbremsen für Rohrrücklaufgeschütze in fester Aufstellung, wo weder die Stabilitätsverhältnisse beim Vorlauf, noch auch die Vorschubkräfte eine nennenswerte Rolle spielen, kann das Verfahren natürlich noch etwas vereinfacht werden, aber auch hier empfiehlt es sich, von einem im voraus festzusetzenden Verlauf der Vorlaufbremsdrucke auszugehen.

Nachdem die Vorlaufbremsen mit 0° Erhöhung berechnet sind, ist es mittelst des oben gezeigten Annäherungsverfahrens leicht möglich, den Verlauf der Vorlaufgeschwindigkeiten und der Bremsdrucke für andere Erhöhungen festzustellen. Die Vorlaufgeschwindigkeiten und die Vorlaufbremsdrucke werden niedriger ausfallen, als bei Null Grad Erhöhung.

Zum Schlusse sei noch bemerkt, daß Vorlaufbremsen mit konstanten Durchflußöffnungen weder bei den sich während des Vorlaufs noch bei den sich während des Rücklaufs füllenden Bremsen empfehlenswert sind. Wendet man bei ersteren konstante Durchflußöffnung an, so muß, falls das Rohr mit nur ganz geringer Bewegungsenergie in die Schlußstellung gelangen soll,

diese Öffnung verhältnismäßig sehr klein sein, und es wird deshalb beim Beginn der Wirkung der Vorlaufbremse ein unverhältnismäßig hoher Bremsdruck, also eine sehr hohe Vorschubkraft und eine Gefährdung der Stabilität bewirkt werden.

Wendet man bei den sich während des Rücklaufs füllenden Bremsen konstante Durchflußöffnung an, so wird, falls die konstante Durchflußöffnung so bemessen ist, daß das Rohr bei Null Grad Erhöhung ohne heftigen Stoß in die Schußstellung gelangt, bei größter Elevation ein sehr langsamer Vorlauf erfolgen. Wird die Durchflußöffnung dagegen größer gemacht, damit bei größter Erhöhung der Vorlauf ein nicht zu träger ist, so wird das Rohr bei Null Grad Erhöhung einen zu heftigen Anschlag in der Schußstellung erleiden. Diese Verhältnisse lassen sich mittelst des angegebenen Annäherungsverfahrens ohne Schwierigkeit nachweisen.

Bedeutung der benutzten Buchstabenbezeichnungen.

$A = 1$. Das in einer Vorholfeder durch deren Zusammendrückung um $a + \rho'$ cm aufgespeicherte Arbeitsvermögen in cmkg.

2. Die bei der Zustandsänderung der Luft in einem Luftvorholer aufgespeicherte äußere Arbeit.

3. Flächeninhalt des wirksamen, d. h. Flüssigkeit verdrängenden Kolbenquerschnitts in cm^2 der Rücklaufbremse.

$A_v =$ die für den Vorlauf in Betracht kommende wirksame Kolbenfläche der Rücklaufbremse in cm^2 .

$A_\rho =$ Die zum Vorholen des Rohres bei größter Elevation notwendige Arbeit.

$a = y + z = q_1 - q_2$. (s. Bild 1 u. 3.)

$a =$ Vorspannlänge, d. h. die Zusammendrückung der Vorholfeder in cm bis zur Erreichung der Vorspannung F_v .

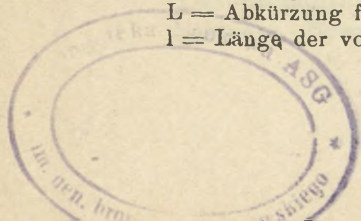
a u. $a_x =$ Querschnittsfläche der gesamten Durchflußöffnungen in cm^2 für die Bremsflüssigkeit der Rücklaufbremse.

B und $B_x =$ Bremsdruck, welcher sich zusammensetzt aus Flüssigkeitsbremsdruck und Druck des Vorholers in kg.

$b =$ die parallel zur Achse der Federsäule stehende kleinere Seite des rechteckigen Drahtquerschnittes, bzw. kleine Achse des elliptischen Drahtquerschnittes einer Vorholfeder (s. Bild 15).

$C =$ Abkürzung für $\frac{A^3 \cdot \delta}{20 \cdot g \cdot \zeta}$ bzw. $\frac{A_v^3 \cdot \delta}{20 \cdot g \cdot \zeta}$.

- c = Abstand der Wirkungslinie des Bremsdruckes B von der durch den Schwerpunkt der zurücklaufenden Teile zur Seelenachse parallelen Linie (s. Bild 1 und 7). Greift der Bremsdruck B oberhalb des Rohrschwerpunktes an, so ist c negativ zu setzen.
- d = 1. Abstand des Schwerpunkts der zurücklaufenden Teile von Seelenachse. Wenn Schwerpunkt über Seelenachse liegt, dann ist d negativ zu setzen (s. Bild 1 u. 7).
2. Durchmesser des runden Drahtquerschnittes einer Vorholfeder in cm.
- E u. E_x = Rücklaufenergie in mkg bei anfänglich freiem Rücklauf.
- E' = Rücklaufenergie in mkg im Augenblick, wo die Pulvergase aufhören auf das Rohr einzuwirken, bei von vornherein gebremstem Rücklauf.
- e = 1. Hebelarm von B in bezug auf Drehpunkt C (s. Bild 3).
2. Basis der natürlichen Logarithmen.
- F u. F_x = Widerstand des Vorholmittels in kg.
- F_e = größte Endspannung der Vorholfeder in kg bei der Zusammen drückung um $a + \rho'$ cm.
- F_m = der Mittelwert aus den auf der ganzen Rücklauflänge vorhandenen Spannungen des Vorholmittels in kg.
- F_v und F_{v_0} = Vorspannung des Vorholmittels in kg.
- F_{v_1} = die von der Luft eines Luftvorholers ausgeübte Vorspannung in kg.
- $F_1, F_2, F_3 \dots$ = Vorspannungen mehrerer, einfach ineinander geschobener Vorholfedern in kg, Reihenfolge der Bezeichnungen von außen anfangend.
- f = Abkürzung für $a + \rho'$.
- G = Gewicht des ganzen Geschützes in kg.
- G_f = Gewicht einer Vorholfeder mit beliebigem Drahtquerschnitt in kg.
- G_1 = Gewicht der Lafette einschliesslich Wiege in kg.
- G_0 = Gewicht einer Vorholfeder mit rundem Drahtquerschnitt in kg.
- G_r = Gewicht der zurücklaufenden Teile in kg.
- G_w = Gewicht der Wiege in kg.
- g = Erdbeschleunigung in m/sec^2 .
- H u. H_x = Bremsdruck der Rücklaufbremse in kg.
- H'_x = der von der Rücklaufbremse beim Vorlauf gelieferte Bremsdruck in kg.
- H'_x'' = der von der Vorlaufbremse gelieferte Bremsdruck in kg.
- h (s. Bild 3, 6, 10 u. 11).
- h = die senkrecht zur Achse der Federsäule stehende, größere Seite des rechteckigen Drahtquerschnittes, bzw. große Achse des elliptischen Drahtquerschnittes einer Vorholfeder (s. Bild 15).
- $h_1, h_2, h_3 \dots$ = die senkrecht zur Achse der Federsäule stehenden, größeren Seiten der rechteckigen Drahtquerschnitte mehrerer ineinander geschobener Vorholfedern in cm, Reihenfolge der Bezeichnungen von außen anfangend.
- J = Querschnittsfläche des die Zusammendrückung der Luft im Luftvorholer vermittelnden Kolbens in qm (s. Bild 18).
- i = kleinster Querschnitt des zum Vollaufen der Vorlaufbremse dienenden Zuströmungskanals in cm^2 .
- K u. K_x = gesamter Bremswiderstand, der sich der Rohrbewegung entgegenstellt.
- K_ρ = GröÙe der Kraft K , wenn das Rohr um ρ m zurückgelaufen ist.
- $K_{\mathcal{S}}$ = GröÙe der Kraft K , wenn das Rohr um \mathcal{S} m zurückgelaufen ist.
- K'_m = Mittelwert von K auf dem Weg \mathcal{S}' .
- k = zulässige Materialbeanspruchung für Drehung in kg/cm^2 .
- L = Abkürzung für $F - G_r (\sin \varepsilon + \mu \cdot \cos \varepsilon)$.
- l = Länge der vorgespannten Vorholfeder in cm.



M_c = von den Befestigungsschrauben des Sockels einer Sockellafette beim Schufs aufzunehmendes Moment.

M u. M_r = Masse der zurücklaufenden Teile = $\frac{Gr}{g}$.

m (s. Bild 7).

$m = \frac{P_\varrho}{P_o}$.

N_o u. N_d = vorderer und hinterer Auflagerdruck der Lafette (s. Bild 3).

n (s. Bild 3).

n = Anzahl der Windungen einer Vorholfeder.

$P = 1$. Gasdruck in kg, d. h. Gasspannung p multipliziert mit Seelenquerschnitt.

2. Luftdruck im Luftvorholer in kg/qm.

P_o = Mündungsgasdruck in kg.

P_m = mittlerer Gasdruck in kg.

P_{max} = größter Gasdruck in kg.

P_o = Anfangsdruck im Luftvorholer in kg/qm.

P_ϱ = Druck im Luftvorholer nach dem Rücklauf des Rohres um ϱ m in kg/qm.

p = spezifischer Flüssigkeitsdruck im Rücklaufbremszylinder in kg/cm².

p = Gasspannung in kg/cm².

p_o = Gasspannung in dem Augenblick, wo der Geschöfssboden die Mündung verläßt.

Q_1 u. Q_2 = Auflagerdruck in kg in der Geradföhrung des Rohres (s. Bild 1-3 u. 7).

q_1 u. q_2 = Hebelarme von Q_1 u. Q_2 in bezug auf Drehpunkt C (s. Bild 3).

R u. $R_x = R_1 + R_2$ = Gesamtreibungswiderstand, der sich der Rohrbewegung entgegenstellt.

$R_1 = \mu \cdot Q_1$.

$R_2 = \mu \cdot Q_2$.

r_1 u. r_2 (s. Bild 1 u. 7).

r und r_o = mittlerer Wickelungshalbmesser einer Vorholfeder in cm (s. Bild 15).

$r_1, r_2, r_3 \dots$ = die mittleren Wickelungshalbmesser mehrerer einfach ineinander geschobener Vorholfedern in cm, Reihenfolge der Bezeichnungen von außen anfangend.

$2S$ = Schildzapfendruck.

$2S_1$ u. $2S_2$ = Komponenten von $2S$ senkrecht bzw. parallel zur Seelenachse (s. Bild 7).

s = horizontale Entfernung des Gesamtschwerpunktes des Geschützes von C (s. Bild 3).

s u. s_x = Weg des Geschosses im Rohr in m.

s_1 = horizontale Entfernung des Lafettenschwerpunktes von C (s. Bild 3).

s_{pmax} = Weg des Geschosses in m bis zum Eintritt des größten Gasdrucks.

s_r = horizontale Entfernung des Rohrschwerpunktes von C (s. Bild 3).

T = Horizontalschub im Punkt C (s. Bild 3) in kg.

T_o = absolute Anfangstemperatur der Luft im Luftvorholer.

T_ϱ = absolute Endtemperatur der Luft im Luftvorholer nach dem Rücklauf des Rohres um ϱ m.

t u. t_x = Zeit in Sek.

t_o = Zeit, die das Geschöfss zum Durchlaufen des Rohres benötigt.

t' = Zeitdauer der Nachwirkung der Pulvergase.

t_{max} = Zeit, nach der die größte Rücklaufgeschwindigkeit eintritt, vom Beginn der Nachwirkung der Pulvergase an gerechnet.

- $t_{p_{\max}}$ = Zeit bis zum Eintritt des größten Gasdrucks.
 V = Volumen der Vorholfeder.
 V u. V_x = Rücklaufgeschwindigkeit des Rohres und des Kolbens der Flüssigkeitsbremse in m/sec.
 V_0 = 1. Anfangsvolumen der Luft im Luftvorholer in cbm.
 2. Rücklaufgeschwindigkeit des Rohres in m/sec in dem Augenblick, wo das Geschofs das Rohr verläßt, bei freiem Rücklauf.
 V_0' = Rücklaufgeschwindigkeit des Rohres in m/sec in dem Augenblick, wo das Geschofs das Rohr verläßt, bei von vornherein gebremstem Rücklauf.
 V_{\max} = größte Rücklaufgeschwindigkeit des Rohres in m/sec bei freiem Rücklauf.
 V'_{\max} = größte Rücklaufgeschwindigkeit des Rohrs in m/sec bei von vornherein gebremstem Rücklauf.
 $V_{\bar{s}}$ = Rücklaufgeschwindigkeit des Rohrs in m/sec nach Zurücklegung des Weges \bar{s} .
 $V'_{p_{\max}}$ = Rücklaufgeschwindigkeit des Rohrs in m/sec im Augenblick des größten Gasdrucks.
 V_1' = Rücklaufgeschwindigkeit des Rohres in dem Augenblick, wo die Nachwirkung der Pulvergase aufhört, bei von vornherein gebremstem Rücklauf.
 V_ρ = Endvolumen der Luft im Luftvorholer in cbm nach dem Rücklauf des Rohres um ρ m.
 v_0 = Mündungsgeschwindigkeit des Geschosses in m/sec.
 v_x = 1. Geschwindigkeit, mit der die Flüssigkeitsteilchen die Durchflußöffnungen in der Rücklaufbremse passieren in m/sec. 2. Geschwindigkeit des Geschosses im Rohr in m/sec zur Zeit t_x .
 $v_{p_{\max}}$ = Geschwindigkeit des Geschosses in m/sec im Augenblick des größten Gasdrucks.
 W = Richtmaschinenendruck in kg (s. Bild 7).
 w = Hebelarm von W in bezug auf die Schildzapfen (s. Bild 7).
 x = wechselnde Länge des Rücklaufs des Rohrs.
 Y = 1. Abkürzung für $\frac{h_1}{r_1} = \frac{h_2}{r_2} \dots = \omega \sqrt{\frac{k \cdot \lambda}{\mathcal{G}}}$
 2. Abkürzungszeichen (s. Seite 21).
 y u. y' (s. Bild 1, 3 u. 7).
 Z = 1. Abkürzung für $\sqrt{\frac{F_3}{F_2}} = \sqrt{\frac{F_2}{F_1}} = \dots$
 2. Abkürzungszeichen (s. Seite 21).
 z u. z' (s. Bild 1, 3 u. 7).
 \mathcal{M} = Flächeninhalt des wirksamen, d. h. Flüssigkeit verdrängenden Kolbenquerschnitts der Vorlaufbremse in cm^2 .
 α u. α_x = dasselbe wie α_x u. α , jedoch bei der Vorlaufbremse.
 \mathcal{G} = Schubelastizitätsmodulus des Federstahls.
 \mathcal{S} = $\bar{s} + \sigma$ = Weg des Rohrs in m bis zum Aufhören der Nachwirkung der Pulvergase, bei freiem Rücklauf.
 \mathcal{S}' = $\bar{s}' + \sigma'$ = Weg des Rohrs in m, bis zum Aufhören der Nachwirkung der Pulvergase, bei von vornherein gebremstem Rücklauf.
 $\mathcal{S}_{p_{\max}}$ = Weg des Rohrs in m bis zum Eintritt des größten Gasdrucks.
 \mathcal{S}'_{\max} = Weg des Rohrs in m bis Erreichung der Geschwindigkeit V'_{\max} .
 \bar{s} = Weg des Rohrs in m, bis zum Geschofsaustritt, bei freiem Rücklauf.
 \bar{s}' = Weg des Rohrs in m, bis zum Geschofsaustritt, bei von vornherein gebremstem Rücklauf.

dessen Erreichung sich die einzelnen Gewindegänge der Vorholfeder berühren, d. h. eine Länge, die etwas größer ist, als die normale Rücklaufänge ϱ .

σ = Weg des Rohrs in m, während der Nachwirkung der Pulvergase, bei freiem Rücklauf.

σ' = Weg des Rohrs in m, während der Nachwirkung der Pulvergase, bei von vornherein gebremstem Rücklauf.

φ, ψ (s. Bild 7).

φ = 1. Abkürzung für $\sqrt[3]{\frac{4,5 \gamma^2}{1 + \gamma^2}}$ bei rechteckigem Drahtquerschnitt der Vorholfeder (s. Tabelle III, S. 41).

2. Abkürzung für $\sqrt[3]{\frac{16}{\pi} \gamma^2}$ bei elliptischem Drahtquerschnitt der Vorholfeder (s. Tabelle IV, S. 42).

3. Kontraktionskoeffizient für die Durchflußöffnungen der Flüssigkeitsbremse.

Φ = 1. Abkürzung für $\frac{45}{4} \cdot \frac{\gamma^2}{1 + \gamma^2} \cdot \frac{1}{2\pi}$ bei rechteckigem Drahtquerschnitt der Vorholfeder.

2. Abkürzung für $\frac{16}{\pi^2} \cdot \frac{\gamma^2}{1 + \gamma^2}$ bei elliptischem Drahtquerschnitt der Vorholfeder.

ψ = 1. Abkürzung für $\sqrt[4]{\left(\frac{\Phi}{\varphi}\right)^3}$ bei rechteckigem und elliptischem Drahtquerschnitt der Vorholfeder (s. Tabelle III, S. 41, bzw. IV, S. 42).

2. = const. = 0,5687 (S. 36).

3. = Reibungskoeffizient für die Durchflußöffnungen der Flüssigkeitsbremse.

ω = Abkürzung für $\varphi \sqrt{\frac{2}{\delta + 1}} \cdot \sqrt[3]{\frac{1}{\psi^2}}$ (s. Tabelle V, S. 52).

Druckfehlerverzeichnis.

Seite 6 Zeile 1 von unten ist statt $N_d + N$ zu setzen: $N_d + N_s$.

" 7 " 18 " " " " $\varrho_1 - z_1$ " " $\varrho_1 - r_1$.

" 8 " 17 " oben " " B_1, R_1 " " B, R .

" 21 " 11 " unten " " t_1^2 " " t^2 .

" 22 " 8 u. 9 von oben soll lauten: Der mittlere Gasdruck ist $\frac{2640000}{227 \cdot 5}$

= ≈ 2300 , also: $\eta = \frac{2300}{3200} = 0,72$ und T (η) nach Tab.: 1,36. so daß:

$t_0 = 0,0151$ Sek.

" 22 Zeile 13 von oben ist statt 0,0133 zu setzen: 0,0151.

" " 14 " " " " 85 000 " " 82 500.

" 23 " 18 " " " " 719 400 " " 726 000.

" 49 " 12 " " " " $\delta < 1$ " " $\delta > 1$.

Bild 14.

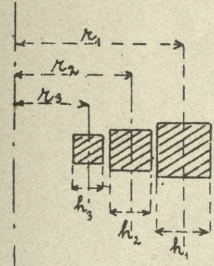
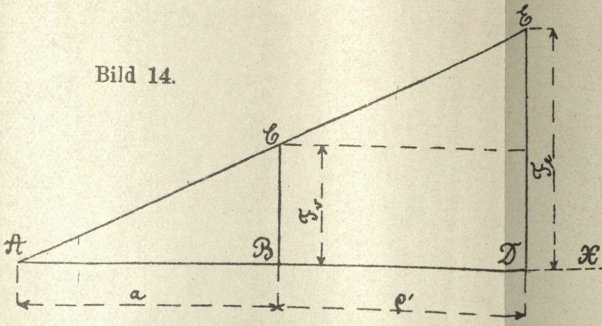


Bild 17.

Bild 15.

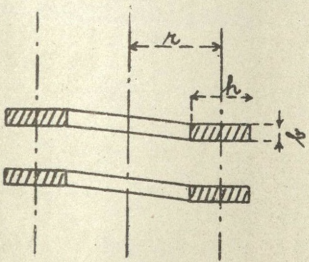


Bild 19.

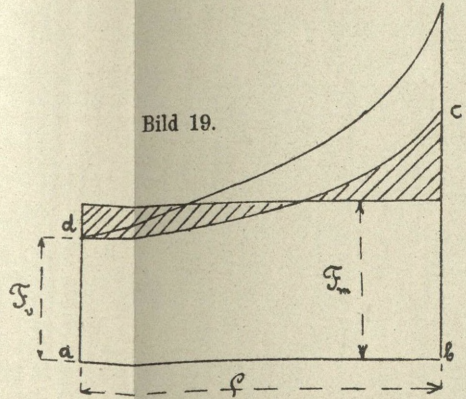


Bild 16

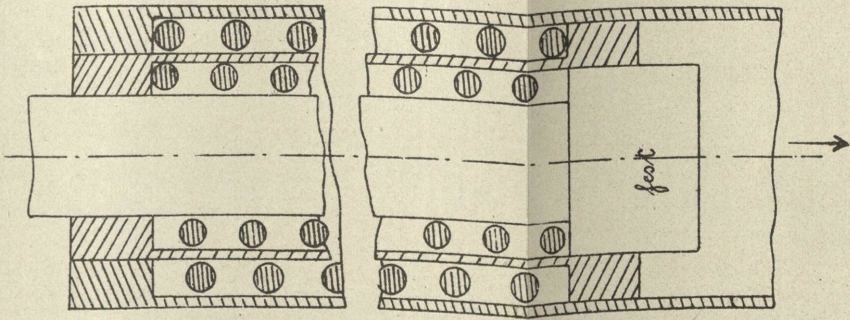
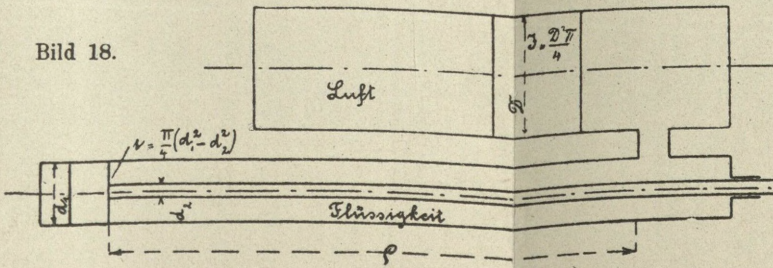


Bild 18.



Bibliothek

BIBLIOTEKA

ASG

NAUKOWA

48721