Zeitschrift: Schweizerische Bauzeitung
Herausgeber: Verlags-AG der akademischen technischen Vereine
Band: 101/102 (1933)
Heft: 5

Artikel: Eine Kavitationsgrenze bei Kolbenpumpen
Autor: Mann, Victor
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-82943

Band 101 Der S. I. A. ist für den Inhalt des redaktionellen Teils seiner Vereinsorgane nicht verantwortlich. **Nr. 5**

Eine Kavitationsgrenze bei Kolbenpumpen.

Von Dr. Ing. VICTOR MANN, Konstanz.

Es ist bekannt, dass in einer horizontalen Rohrleitung bei der Anordnung nach Abb. 1 leicht Unterdruck entstehen kann, wobei das innere Ende (Anfang) der Rohrleitung an einen grossen unter einem gewissen Ueberdruck H stehenden Behälter angeschlossen ist, während am äussern Ende ein Kolben, der sich ungleichförmig mit einer Geschwindigkeit u nach aussen bewegt, Flüssigkeit aus dem Behälter ansaugt. Für Potentialströmung, bei der

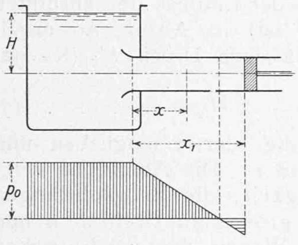

Abb. 1. Ausbildung von Unterdruck in der Saugleitung einer Kolbenpumpe.

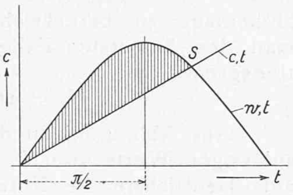

Abb. 2. Axialgeschwindigkeiten in einer Kolbenpumpe und in ihrer Saugleitung in der Anlaufperiode.

also ein Geschwindigkeitspotential Φ besteht, lässt sich dies leicht analytisch nachweisen; denn es lautet für solche für eine inkompressible Flüssigkeit die Druckgleichung

$$p = p_0 - \frac{\varrho}{2} c^2 - \varrho \frac{\partial \Phi}{\partial t} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

worin p der absolute Druck, $p_0 = B + \gamma H = B + \varrho g H$ der Druck in Höhe der Kolbenaxe, B = Barometerstand, γ spezifisches Gewicht, $\varrho = \gamma / g$ die Dichte, g die Erdbeschleunigung, H die Höhe der Wassersäule über der Kolbenaxe, $c = \sqrt{u^2 + v^2 + w^2}$ die aus den drei Koordinatengeschwindigkeiten u, v, w (rechtwinklige Koordinaten) zusammengesetzte Geschwindigkeit der Rohrströmung. Gl. (1) gilt für nichtstationäre Strömung und unterscheidet sich von jener der stationären Strömung durch das Glied $\varrho\, \partial \Phi / \partial t$. Ist x die Abszisse des Kolbenwegs, dann gilt, wenn u in die Richtung der x-Axe fällt, für die Geschwindigkeit u der Strömung

$$u = \frac{\partial \Phi}{\partial x} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

und somit in einem bestimmten Zeitpunkt

$$\Phi = u\, x \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2\,a)$$

wobei x vom Anfang des Rohres an zu zählen ist (wenn von einer Mündungskorrektur abgesehen wird). An der Stelle x ist dann

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} = \frac{du}{dt} x \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2\,b)$$

somit der nichtstationäre Druckanteil

$$-\varrho \frac{\partial \Phi}{\partial t} = -\varrho \frac{du}{dt} x \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2\,c)$$

Dieser fällt also linear mit x ab, sodass auch bei geringen Beschleunigungen der Gesamtdruck leicht auf Null sinken kann, wenn nur x genügend gross ist.[1])

Bei Kolbenpumpen mit Schubkurbelantrieb von der minutlichen Umdrehungszahl n und der konstanten Winkelgeschwindigkeit $\omega = n/30 = 0{,}1046\, n$ verändert sich die Geschwindigkeit w des Kolbens in Richtung der Kolbenaxe (unter der vereinfachenden Annahme unendlich langer Kurbelstange) gemäss

$$w = r\, \omega \sin \omega\, t \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

also nach einer Sinuslinie, wenn r den Kurbelradius und t die Zeit bedeutet. Die Beschleunigung ist in jedem Augenblick gegeben durch

$$\frac{dw}{dt} = r\, \omega^2 \cos \omega\, t \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3\,a)$$

Denken wir uns der Kolbenpumpe eine Rohrleitung von der Länge L vorgeschaltet, wobei es nebensächlich ist, ob die Leitung horizontal oder geneigt ist, so kommen wir zu ähnlichen Erscheinungen, insofern die in der Rohrleitung eingeschlossene Flüssigkeitssäule durch den rückwärts im Behälter über ihr liegenden Flüssigkeitsdruck beschleunigt werden muss. Diese Beschleunigung muss gross genug sein, damit die Flüssigkeitssäule in der Leitung dem Kolben zu folgen vermag, da sie andernfalls am Kolben abreisst und somit Kavitation eintritt. Will man diese vermeiden, so muss man gewisse Bedingungen einhalten, die im Folgenden für den Fall verlustfreier Strömung untersucht werden sollen.

Einen einfachen Ausgangspunkt hierfür bildet die sogenannte Anlaufzeit der Rohrleitung. Ist c die mittlere Strömungsgeschwindigkeit im Rohr, so folgt ihr Wert bekanntlich aus $c = \sqrt{2 g H}$, die nach den Fallgesetzen gleich $b\, t$ sein muss, wenn b die Beschleunigung durch die Erdschwere. Aus dem Newton'schen Grundsatz der Mechanik „Kraft gleich Masse mal Beschleunigung" ($K = m\, b$) folgt dann für den Rohrquerschnitt F mit der Masse $m = \gamma\, F L / g$ und der Kraft $K = \gamma\, F H$ die Beschleunigung zu

$$b = \frac{K}{m} = \frac{H g}{L} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

und die Anlaufzeit T_r des Rohres, in der die Geschwindigkeit c erreicht wird, zu

$$T_r = t = \frac{c}{b} = \frac{c L}{g H} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4\,a)$$

woraus

$$c = \frac{g H}{L} T_r \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4\,b)$$

Wie man sieht, nimmt die Geschwindigkeit c linear mit der Zeit T_r bezw. t zu; Gl. (4 b) ist also in einem c, t-Diagramm eine Gerade, während w nach Gl. (3) eine Sinuslinie darstellt, wie Abb. 2 erkennen lässt. Die beiden Geschwindigkeitslinien c und w schneiden sich im allgemeinen in einem Punkt S, und der schraffierte Teil in Abb. 2 bezeichnet die Uebergeschwindigkeiten des Kolbens über die natürlichen Anlaufgeschwindigkeiten des Rohres. Es leuchtet ein, dass Kavitation eintreten muss, solange solche Uebergeschwindigkeiten vorhanden sind. Die Bedingung, dass keine Uebergeschwindigkeiten, also keine Kavitation, eintreten, besteht darin, dass die Neigung β_1 der c-Geraden grösser sei als der Winkel β_2 der Tangente an die w-Linie mit der t-Axe im Punkt $t = 0$. Dieser Winkel ist einfach zu bestimmen aus

$$\operatorname{tg} \beta_2 = dw/dt = r\, \omega^2 \cos \omega\, t \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

was für $t = 0$ ergibt

$$\operatorname{tg} \beta_2 = r\, \omega^2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5\,a)$$

Demgegenüber ist die Neigung der c-Geraden

$$\operatorname{tg} \beta_1 = \frac{g H}{L} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5\,b)$$

sodass als einfache Bedingung für die Vermeidung des Abreissens der Flüssigkeitssäule folgt:

$$\operatorname{tg} \beta_1 \geqq \operatorname{tg} \beta_2$$

oder

$$\frac{g H}{L} \geqq r\, \omega^2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5\,c)$$

[1]) J. Ackeret. „Experimentelle und theoretische Untersuchungen über Hohlraumbildung (Kavitation) in Wasser" in „Techn. Mech. u. Thermodyn." 1930, Heft 1, S. 1.
Sowie Auerbach-Hort, „Handb. d. phys. u. techn. Mech.", Bd. V, 3. Liefrg. (Leipzig 1931), S. 922 in dem Abschnitt F. Weinig, „Kavitation".

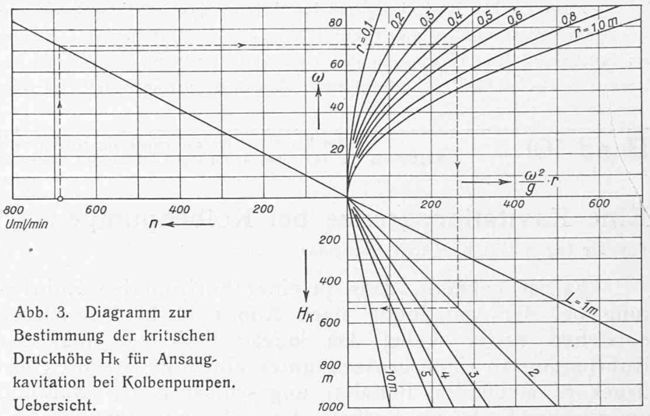

Abb. 3. Diagramm zur Bestimmung der kritischen Druckhöhe H_K für Ansaugkavitation bei Kolbenpumpen. Uebersicht.

woraus, wenn wir noch H durch H_k ersetzen, insofern H eine kritische Druckhöhe bedeutet und eine Kavitationsgrenze darstellt:

$$H_k \geq \frac{r\,\omega^2}{g}\,L \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5\,\mathrm{d})$$

wie auch unmittelbar durch Vergleich der Beschleunigungen, Gl. (3a) und (4), folgt.

Es ist zu bemerken, dass in Gl. (5d), — wie auch schon in Gl. (4a), — für L die sogenannte reduzierte Länge L_{red} einzuführen ist, wenn die Rohrleitung im Durchmesser abgestuft ist, wie dies häufig vorkommt. Dieser berechnet sich aus der Kontinuitätsgleichung $c = Q\,F$, worin Q die sekundliche Wassermenge, wenn c_1, c_2, c_3 ... die Geschwindigkeiten, F_1, F_2, F_3 ... die Querschnitte, L_1, L_2, L_3 ... die Längen der einzelnen Stufen, c, F, L_{red} die entsprechenden Werte der reduzierten Leitung sind, aus

$$c\,L_{red} = c_1\,L_1 + c_2\,L_2 + c_3\,L_3 + \dots \quad . \quad . \quad (6)$$

oder

$$\frac{Q}{F}\,L_{red} = Q\left(\frac{L_1}{F_1} + \frac{L_2}{F_2} + \frac{L_3}{F_3} + \dots\right) \quad . \quad . \quad (6\,\mathrm{a})$$

zu

$$L_{red} = F\left(\frac{L_1}{F_1} + \frac{L_2}{F_2} + \frac{L_3}{F_3} + \dots\right) \quad . \quad . \quad . \quad (6\,\mathrm{b})$$

Die reduzierte Länge ist somit eine einem an sich frei wählbaren Querschnitt F entsprechende äquivalente Rohrlänge des aus einzelnen Teillängen L_1, L_2, ... bestehenden abgestuften Rohres. Die Aequivalenz bezieht sich zunächst auf die Kontinuität. Da aber in dieser mit F auch die Geschwindigkeit c gegeben ist, so betrifft die Aequivalenz mittelbar auch alle mit c zusammenhängenden Grössen wie Bewegungsgrösse (Impuls), lebendige Kraft (Arbeit) usw. Als Bestimmungsquerschnitt F wird man jeweils den Querschnitt an der Beobachtungsstelle wählen und damit die Rohrlänge auf diese beziehen bezw. reduzieren.

Der durch Gl. (5b) bestimmte Grenzwert von H_k ist linear veränderlich mit $r\,\omega^2$, kann also in einem H, $r\,\omega^2$-Diagramm durch ein Strahlenbüschel durch den Ursprung dargestellt werden. Die Gl. (5d) ist in Abb. 3 in einem dreifachen Anschlussdiagramm dargestellt, in dem man, ausgehend von einer bestimmten Drehzahl n der Kolbenpumpe im n, ω-Feld über ω und im ω, $r\,\omega^2/g$-Feld, in dem r als Parameter auftritt, über $r\,\omega^2/g$ in das $\frac{r\,\omega^2}{g}$, H_k-Feld gelangt. In diesem ist die Rohrlänge L anzuschneiden; der zum Schnittpunkt gehörende H_k-Wert entspricht dann der Gl. (5d).

Abb. 4 gibt einen Ausschnitt zu Abb. 3 für ein enger begrenztes Gebiet. Man sieht, dass man bei grossen Drehzahlen und grossen Radien r, also bei grossen Kolbengeschwindigkeiten, schon bei sehr kleinen Rohrlängen L zu sehr bedeutenden Ueberdruckhöhen H_k kommt, die praktisch kaum je gegeben sein werden. Da die Strömung im Rohr abreisst, wenn diese Mindesthöhe nicht vorhanden ist, so folgt hieraus die Notwendigkeit der Beschränkung der Pumpendrehzahlen und event. des Kolbenhubes auf kleine Werte. Für diese gibt Abb. 4 zunächst einen Anhalt, aber man sieht, dass man mit Drehzahlen $n > 100$ fast immer auf H_k-Werte kommt, die nur in Druckleitungen gegeben sein können. Für Saugleitungen dagegen, in denen äussersten Falles der Atmosphärendruck 1 at = 10,33 m Wassersäule verfügbar ist, kommt man bei Drehzahlen $n \sim 60$ bis 80 oft zu brauchbaren Werten von H_k. Dabei ist zu berücksichtigen, dass die Gl. (5d) für verlustfreie Strömung gilt; für wirkliche Strömungen muss also noch ein Abzug für die Verluste gemacht werden. Stets wird allfälliger Dampfdruck des Wassers zu berücksichtigen sein, sodass dieser, der Wassertemperatur entsprechend, die oberste zulässige Grenze von H_k darstellt. Allgemeine Strömungsverluste in Krümmern, Absperrorganen usw. bedeuten einmalige Verluste, die in kurzen wie in langen Leitungen vorkommen; für lange Rohrleitungen fallen schliesslich die Rohrreibungsverluste erheblich ins Gewicht, da sie mehrere Meter Wassersäule betragen können. Bringt man alle diese Verluste vom Druck der äusseren Atmosphäre (wobei gegebenen Falles der Einfluss der absoluten Höhenlage zu berücksichtigen ist) in Abzug, so erhält man den äussersten Falles zulässigen Druck H_k (Kavitationsgrenze) zu

$$H_k = 10{,}333 - \Sigma H_v \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

Aus Abb. 4 folgen dann die hierfür möglichen und zulässigen Werte von L, n, und r. Die Abbildung zeigt aufs Deutlichste die Notwendigkeit, die Saugrohrlängen umso mehr zu beschränken, je grösser die Drehzahl n und je grösser der Kolbenhub $2\,r$. Wegen des quadratischen Auftretens von ω in Gl. (5d) ist n von besonderem Einfluss auf H_k und Beschränkung in der Grösse der Drehzahl n deshalb von besonderer Wichtigkeit. Eine Verdopplung der Drehzahl n lässt bei gleichem zugelassenen H_k nur den vierten Teil der möglichen Rohrlänge L der kleineren Drehzahl zu. — Die Abb. 4 bestätigt noch die bekannte Notwendigkeit langsamen Oeffnens der Absperrorgane von Druckleitungen.

Die Gl. (5d) ist für den Anlauf einer Rohrleitung entwickelt. Da nach dem ersten Kolbenhub die Bewegung der Flüssigkeitssäule zum Stillstand kommt, so wird bei neuem Kolbenhub die Erscheinung aufs Neue eintreten. Dynamische Drucksteigerungen oder Unterdruck können dabei je nach der Phase, mit der sie mit dem neuen Kolbenhub zusammentreffen, die Erscheinung abschwächen oder erhöhen; denn sie entsprechen ja effektiv einer Erhöhung bezw. Verminderung des verfügbaren Druckes H. Doppelt wirkende Kolbenpumpen dürften hierbei grundsätzlich im Vorteil sein, da die noch in Bewegung befindliche Flüssigkeitssäule (unter Ausnutzung ihrer Kompressibilität), ohne vollständig zum Stillstand zu kommen, nach Beendigung des einen Kolbenhubes sofort einen Ausweg nach dem sich gleichzeitig eröffnenden Raum des neuen Kolbenhubes findet.

Die bisher gemachten Ausführungen sollten zeigen, zu welch ungünstigen Drehzahlgrenzen man bei Kolbenpumpen durch die dargelegten mechanischen Verhältnisse kommt. Dass die praktische Technik in der Vorschaltung eines Saugwindkessels vor die Pumpe diese qualitativ längst erkannten schädlichen Folgen zu beseitigen weiss, ist bekannt. Indem man den Saugwindkessel dicht neben die Pumpe legt, kann man die Rohrlänge L zwischen dieser und dem Saugwindkessel so klein (also z. B. $L < 1$ m, vgl. Abb. 4) machen, dass für die Drehzahl n recht hohe und praktischen Bedürfnissen wohl immer genügende Beträge zulässig werden. Dem Saugwindkessel fällt dann eine ähnliche Aufgabe zu wie dem Wasserschloss beim Reguliervorgang von Wasserturbinen, indem er für jeden Kolbenhub eine gewisse fluktuierende Wassermenge aufzunehmen und abzugeben hat, die der Differenz zwischen dem mit der Zeit veränderlichen Hubvolumen des Kolbens und der (annähernd) konstanten Förderung der durch die ausgleichende Wirkung des Saugwindkessels (annähernd) statio-

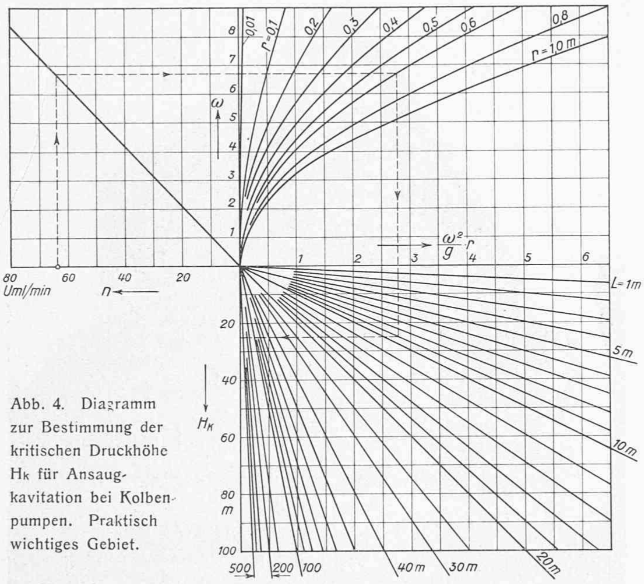

Abb. 4. Diagramm zur Bestimmung der kritischen Druckhöhe H_K für Ansaug-kavitation bei Kolbenpumpen. Praktisch wichtiges Gebiet.

nären Rohrströmung im Saugrohr vor dem Windkessel entspricht. Während beim Wasserschloss die beschleunigende Kraft für die im Stollen zwischen Staubecken und Wasserschloss fliessende Wassersäule aus dem Wasserüberdruck im Staubecken folgt, ergibt sich die beschleunigende Kraft für die Rohrströmung zwischen Pumpensumpf und Saugwindkessel aus dem Ueberdruck der freien Atmosphäre am Pumpensumpf über den im Saugwindkessel herrschenden Druck, dessen Mindestgrösse durch die Dampfspannung des angesaugten Wassers bestimmt ist. Es leuchtet ein, dass das Fassungsvermögen des Saugwindkessels mindestens die Grösse der fluktuierenden Wassermenge haben muss, dass seine Leistung aber auch von dem in ihm herrschenden (veränderlichen) Druck abhängt. Immerhin wird man in den meisten Fällen mit einem Windkessel-Volumen auskommen, in dem das Kolbenhubvolumen nur einige wenige Male enthalten ist. Je grösser das Volumen im Windkessel ist, desto geringer werden die Druckschwankungen in ihm sein, und umso geringere Schwingungen werden in der Saugrohrleitung entstehen.

Im Ruhezustand befindet sich das ganze Flüssigkeitssystem in statischem Gleichgewicht; der Druck im Windkessel ist gleich jenem über dem Pumpensumpf, also im allgemeinen gleich dem Atmosphärendruck. Lässt man die Pumpe anlaufen, so entnimmt sie dem Windkessel die Fördermenge Q m³/sec, wobei der Druck im Windkessel abnimmt und der Wasserspiegel sinkt. Dies hat eine zweifache Wirkung; nach der Pumpenseite hin steht nun nicht mehr der Atmosphärendruck zur Förderung der Flüssigkeitsmenge Q vom Windkessel nach der Pumpe zur Verfügung, sondern ein kleinerer Druck; anderseits entsteht ein Druckgefälle zwischen Windkessel und Pumpensumpf, wo im Ruhezustand keines vorhanden war. Indem wir zunächst von dem Zustand und den Vorgängen auf der Strecke Windkessel-Pumpe absehen, ist für die Strecke Windkessel-Pumpensumpf ohne Weiteres klar, dass sich der Flüssigkeitsspiegel im Windkessel und damit der Druck in diesem soweit senken wird, dass das hierdurch entstehende Druckgefälle Pumpensumpf-Windkessel ausreicht, die Flüssigkeitsmenge Q durch die Saugleitung nach dem Windkessel zu drücken, wo die Menge Q ersetzt werden muss. Da anfangs ein Ueberschuss an Flüssigkeit im Windkessel vorhanden ist, wird sich dieser Zustand als Beharrungszustand erst nach einigen Kolbenhüben einstellen; dann wird der Pumpensumpf in (angenähert) stationärer Strömung dauernd die Menge Q nach dem Windkessel liefern.

Der abgesenkte Druck im Windkessel muss nun noch einen Drucküberschuss für die Förderung der Flüssigkeit vom Windkessel nach der Pumpe übrig lassen. Hier herrschen nun die oben geschilderten und durch Abb. 3 und 4 dargestellten Verhältnisse vor. Da die Verbindungsleitung nach der Pumpe durch deren Steuerorgan im Rhythmus der Drehzahl der Pumpe geöffnet und geschlossen wird, tritt der Anlaufvorgang in dieser Verbindungsleitung immer aufs neue in Erscheinung. Es muss also im Windkessel noch eine Druckhöhe zur Verfügung stehen, die diesen Anlaufvorgang in einer so kurzen Zeit ermöglicht, als durch die Drehzahl der Pumpe bedingt ist. Diese Mindestdruckhöhe H_k ist aber bereits in Gl. (5 d) in ihrem Zusammenhang mit dem Kolbenhub $2r$ und der Drehzahl $n = 30\,\omega/\pi$ der Pumpe gekennzeichnet. Bringen wir diesen erforderlichen Mindestdruck im Windkessel von dem Druck im Pumpensumpf p_s/γ (in m Flüssigkeitssäule, meist Atmosphärendruck) in Abzug, so steht der verbleibende Druck $p/\gamma = p_s/\gamma - H_k$ für den Transport vom Pumpensumpf zum Windkessel zur Verfügung, wobei auch die Ueberwindung von Höhenunterschieden aus diesem Druck bestritten werden muss (negative Höhen, wenn der Flüssigkeitsspiegel im Pumpensumpf höher liegt als die Pumpe, also unter Druck angesaugt wird; positive Höhen, wenn die Pumpe höher liegt als der Flüssigkeitsspiegel). Der für die Verbindungsleitung Windkessel-Pumpe erforderliche Druck ist also der primär-massgebende; erst in zweiter Linie ist der noch übrige Druck für die Förderung in der Saugleitung zu verwenden und darnach unter Berücksichtigung ihres Druckhöhenbedarfs die Saugleitung zu bemessen. Wählt man ihre Abmessungen reichlich, so wird der verfügbare Druck p/γ nicht ganz für die Förderung in der Saugleitung aufgebraucht, und der verbleibende Druck kann für ein Luftpolster im Windkessel verwendet werden, das in Verbindung mit dem Mariotteschen Gesetz zur Bestimmung des freien, nicht von Flüssigkeit erfüllten Raumes im Windkessel dient.

Da die Flüssigkeit elastisch ist, wird sich der Vorgang in der Verbindungsleitung Windkessel-Pumpe nicht genau so abspielen, wie wir dies bisher angenommen haben, vielmehr werden sich dank der Elastizität der Flüssigkeit und der in dieser durch die Steuerorgane der Pumpe hervorgerufenen Stösse Longitudinalschwingungen ausbilden, die mit Druckschwankungen innerhalb der Flüssigkeitssäule zwischen Pumpe und Windkessel verbunden sind. Diese Eigenschwingungen der Flüssigkeitssäule erfolgen mit einer Fortpflanzungsgeschwindigkeit a m/sec (Schallgeschwindigkeit in dem betreffenden Medium oder Material), für die für Wasser $a = 1000$ m/sec ein meist gut brauchbarer Mittelwert ist, und mit der Laufzeit $2\,L/a = T_1$. Die am Steuerorgan (Abschlussorgan) der Pumpe bei deren Abschluss entstehende Welle läuft zum Windkessel und wird dort, da Querschnittsänderungen reflektierende Wirkung ausüben, reflektiert und kehrt zur Pumpe zurück. Wird die Pumpe im Augenblick der Rückkehr der Welle geöffnet, so verläuft sich die Druckwelle unschädlich im Saughub der Pumpe; wird aber die Pumpe bei Rückkehr der Welle eben wieder geschlossen, so tritt Resonanz ein und die Druckwelle wird verstärkt nach dem Windkessel zurückgeworfen, also aufgeschaukelt. Oeffnet sich dann das Steuerorgan der Pumpe, so befindet sich zu diesem Zeitpunkt dort ein Wellental, also Druckerniedrigung, und bei weiterem Aufschaukeln der Eigenschwingung der Flüssigkeitssäule in Resonanz mit der Drehzahl der Pumpe wird bei Oeffnen des Steuerorgans der Druck bald nicht mehr ausreichen, um Flüssigkeit in die Pumpe zu fördern (da der Schwingungsdruck der Welle alsdann H_k entgegenwirkt, sodass unter Umständen die Flüssigkeitssäule abreisst). Es ist deshalb zu vermeiden, dass die Drehzahl n der Pumpe mit der Eigenschwingungszahl der Flüssigkeitssäule $f = 1/T = a/2\,L$ zusammenfällt. — Es ist überdies zu bedenken, dass Schwingungsunterdruck am geöffneten Pumpenventil nicht nur den Förderdruck H_k herabsetzt, sondern dass durch ihn auch die Pumpenarbeit vergrössert, der Wirkungsgrad der Pumpe also verschlechtert wird.