

Zeitschrift: Schweizerische Bauzeitung
Herausgeber: Verlags-AG der akademischen technischen Vereine
Band: 119/120 (1942)
Heft: 17

Artikel: Anmerkung zum Wellenkompressor
Autor: K.H.G.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-52457>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 08.07.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

Anmerkung zum Wellenkompressor

Zum Durchlaufen des mit Flüssigkeit der Dichte ρ gefüllten Kompressorrohrs von der Länge l mit der Schallgeschwindigkeit a benötigt eine Welle die Dauer $T = l/a$. Um sich in groben Zügen¹⁾ klar zu machen, wie bei der die Dauer $4T$ beanspruchenden Schaltung II der Druck $p(x, t)$ und die Strömungsgeschwindigkeit $v(x, t)$ in Funktion des im Intervall $[0, l]$ veränderlichen Abstandes x vom linken Rohrende A und der im Intervall $[0, 4T]$ veränderlichen Zeit t variieren, betrachte man zunächst zwei lineare Kombinationen φ und ψ von p und v :

$$\begin{aligned}\varphi &= \frac{1}{2} \left(v + \frac{1}{\rho a} p \right) \\ \psi &= \frac{1}{2} \left(v - \frac{1}{\rho a} p \right) \quad \dots (1)\end{aligned}$$

Da nämlich²⁾ φ für einen mit Schallgeschwindigkeit a nach rechts (im positiven x - und v -Sinn), ψ für einen gleich schnell nach links bewegten Beobachter konstant ist, d. h. in der x, t -Ebene

$$\varphi = \text{const längs den Geraden } x - at = \text{const},$$

$$\psi = \text{const längs den Geraden } x + at = \text{const},$$

sind die die Funktionen $\varphi(x, t)$ und $\psi(x, t)$ über dem bezeichneten Streifen $0 \leq x \leq l$, $0 \leq t \leq 4T$ der x, t -Ebene darstellenden Flächen Zylinder mit Erzeugenden je parallel zu einer der genannten Geradenscharen, von aus den Anfangs- und den Randbedingungen bestimmbarer Gestalt: Weil $v(x, 0) = 0$ und $p(x, 0) = p_{\min} (= 1 \text{ ata})$, ist

$$\begin{aligned}\varphi(x, 0) &= \frac{p_{\min}}{2\rho a} = \varphi_0 \quad \text{und} \quad \psi(x, 0) = -\frac{p_{\min}}{2\rho a} = \\ &= \psi_0 = -\varphi_0, \quad 0 \leq x \leq l \quad \dots (2)\end{aligned}$$

Damit sind (Abb. 1) für die Dauer T auch $\varphi(l, t)$ und $\psi(0, t)$ gegeben:

$$\varphi(l, t) = \varphi_0, \quad 0 \leq t < T \quad \dots (3a)$$

$$\psi(0, t) = \psi_0, \quad 0 \leq t \leq T \quad \dots (3b)$$

Für die Dauer $[0, 2T]$ ist das linke Rohrende A mit dem Behälter vom Mitteldruck $p_M (= 5 \text{ ata})$ verbunden, für die Dauer $[T, 3T]$ das rechte Ende B mit dem Behälter vom Hochdruck $p_H (= 7 \text{ ata})$, während es vorher, für die Dauer $[0, T]$, geschlossen war:

$$p(0, t) = p_M, \quad 0 \leq t < 2T \quad \dots (4)$$

$$v(l, t) = 0, \quad 0 \leq t < T \quad \dots (5)$$

$$p(l, t) = p_H, \quad T \leq t < 3T \quad \dots (6)$$

Da $v = \varphi + \psi$, $p = \rho a (\varphi - \psi)$ (7) folgt aus (5) und (3a):

$$\psi(l, t) = v(l, t) - \varphi(l, t) = -\varphi_0 = \psi_0, \quad 0 \leq t < T \quad (8)$$

Infolgedessen bleibt am Rohrende A der Wert ψ_0 nicht nur (Gl. (3b)) für die Dauer $(0, T]$, sondern für die doppelte Dauer bestehen;

$$\psi(0, t) = \psi_0, \quad 0 \leq t < 2T \quad \dots (9)$$

¹⁾ Nämlich unter Vernachlässigung der zur ruckweisen Veränderung der Randbedingungen jeweils erforderlichen Zeiten.

²⁾ Warum, ist auseinandergesetzt in dem Aufsatz von K. H. Grossmann: Zur Analyse der Druckeinspritzung in Diesel-Motoren. SBZ, Bd. 112 (1938), S. 249*.

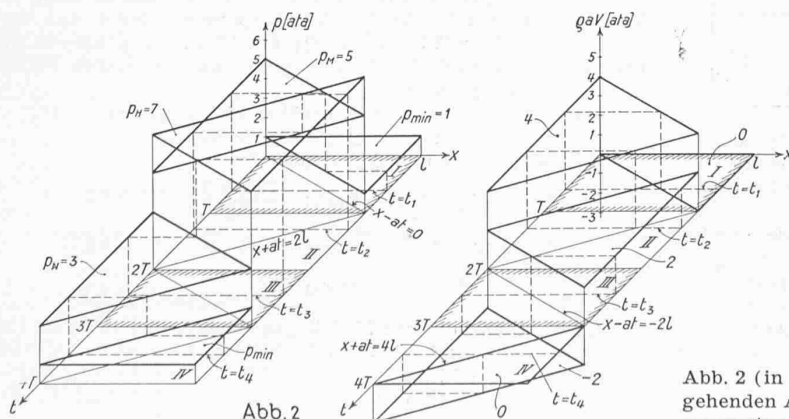


Schaubild der Funktionen $p(x, t)$ und $qav(x, t)$

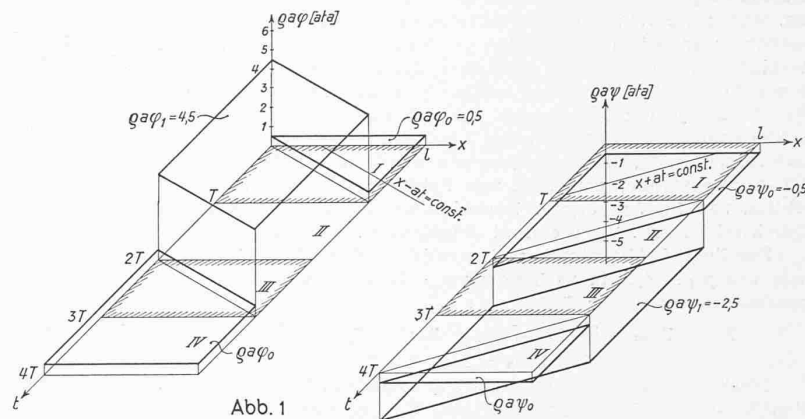


Abb. 1

Schaubild der Funktionen $qav(x, t)$ und $qavpsi(x, t)$

Hieraus und aus (4) folgt mit Rücksicht auf (2):

$$\varphi(0, t) = \frac{1}{\rho a} p(0, t) + \psi(0, t) = \frac{1}{\rho a} \left(p_M - \frac{p_{\min}}{2} \right) = \varphi_1, \quad 0 \leq t < 2T \quad \dots (10)$$

Somit ist auch

$$\varphi(l, t) = \varphi_1, \quad T < t < 3T \quad \dots (11)$$

Dies, zusammen mit (6), bewirkt mit (10):

$$\begin{aligned}\psi(l, t) &= \varphi(l, t) - \frac{1}{\rho a} p(l, t) = \\ &= \frac{1}{\rho a} \left(p_H - p_M + \frac{p_{\min}}{2} \right) = \psi_1, \quad T < t < 3T \quad (12)\end{aligned}$$

und damit

$$\psi(0, t) = \psi_1, \quad 2T < t < 4T \quad \dots (13)$$

Da während $[2T, 4T]$ das Ende A auf den Behälter vom Niederdruck $p_N (= 3 \text{ ata})$ geschaltet ist —

$$p(0, t) = p_N, \quad 3T \leq t < 4T \quad \dots (14)$$

—, ergibt sich aus (13) und (12):

$$\begin{aligned}\varphi(0, t) &= \psi(0, t) + \frac{1}{\rho a} p(0, t) = \\ &= \frac{1}{\rho a} \left(p_H - p_M - p_N + \frac{p_{\min}}{2} \right), \quad 2T < t < 4T\end{aligned}$$

Die Wahl

$$p_{\min} = p_M + p_N - p_H \quad \dots (15)$$

bewirkt somit (siehe Gl. (2)):

$$\varphi(0, t) = \frac{1}{2\rho a} p_{\min} = \varphi_0, \quad 2T < t < 4T \quad \dots (16)$$

Damit wird

$$\varphi(l, t) = \varphi_0, \quad 3T < t \leq 4T \quad \dots (17)$$

und, da zur Zeit $3T$ das Ende B wieder geschlossen wird, also

$$v(l, t) = 0, \quad 3T \leq t \leq 4T \quad \dots (18)$$

ist:

$$\psi(l, t) = v(l, t) - \varphi(l, t) = -\varphi_0 = \psi_0, \quad 3T < t \leq 4T \quad (19)$$

Vermöge (16) und (19) ist zur Zeit $4T$ der Anfangszustand wiederhergestellt:

$$\varphi(x, 4T) = \varphi_0, \quad \psi(x, 4T) = \psi_0, \quad 0 \leq x \leq l \quad (20)$$

sodass der Zyklus von neuem ablaufen kann.

In der die Funktionen qav und $qavpsi$ veranschaulichenden Abb. 1 ist der Bereich $0 \leq x \leq l$, $0 \leq t \leq 4T$ in vier gleiche Felder je von der zeitlichen Ausdehnung T geteilt: In den Feldern I und III ist φ , im zweiten und vierten Feld ist ψ konstant. Daher unterscheiden sich gemäss Gl. (7) im ersten und dritten Feld die Funktionen qav und p nur um eine Konstante ($\pm \rho a \psi$) von qav , im zweiten und vierten Feld nur um eine Konstante ($\rho a \varphi$) von $\pm \rho a \psi$. Somit haben p und v dank den von Eichelberg gewählten Betriebsbedingungen abwechselnd den Charakter von φ und von ψ , d. h. von nach rechts und nach links wandernden Wellen; diese Wellen laufen mit Schallgeschwindigkeit dem Rohr entlang, abwechselnd am rechten und am linken Ende «reflektiert». In der Tat lehrt die Betrachtung der aus Abb. 1 nach Gl. (7) konstruierten, die Funktionen $p(x, t)$ und $qav(x, t)$ darstellenden Abb. 2 (in der die «Momentaufnahmen» der Abb. 8 des vorangehenden Aufsatzes gestrichelt eingezeichnet sind), dass in den genannten Feldern abwechselnd längs den Geraden $x - at = \text{const}$ und $x + at = \text{const}$ auch p und v konstant sind. K. H. G.