

abnahme von a bis d als Funktion des Kolbenweges oder besser des Kurbelwinkels darzustellen, zerfällt demgemäss in drei Teile:

1. Teil, Strecke ab . Allmähliches Oeffnen des Auslasskanals, in verschiedener Weise je nach dem Steuerungsantrieb. — Dieser Teil ist der wichtigste, weil er den stärksten Druckabfall enthält.

2. Teil, Strecke bc . Kanal ganz offen. Da in b sehr häufig der Druckausgleich noch nicht beendet ist, so bildet dieser Abschnitt meist in seinem ersten Teil, oft auch weiterhin eine unmittelbare Fortsetzung der Periode ab . Die *Kolbenbewegung* spielt dabei eine um so grössere Rolle, je näher der Punkt d gegen die Hubmitte liegt.

Von dem Punkt des beendigten Druckausgleichs an, wenn ein solcher überhaupt eintritt, findet Hinausschieben des Dampfes durch den Kolben unter Ueberwindung der Strömungswiderstände in Kanälen und Rohrleitungen statt.

3. Teil, Strecke cd . Kanal schliesst allmählich. Dabei erhebt sich kurz vor dem Abschluss unter Umständen der Druck wieder merkbar. Diesem Abschnitt kommt geringere Bedeutung zu, falls der Druck wenigstens beim Punkt c hinreichend ausgeglichen ist.

Für sämtliche Abschnitte ist zu bemerken, dass sich das *Strömungsgesetz* von dem Augenblick an völlig ändert, wo der Druck im Dampfzylinder kleiner als das 1.7-fache des äusseren Druckes wird, also des Atmosphärendruckes bei Auspuff-, der Kondensatorspannung bei Kondensationsbetrieb. Dieser Umstand hat zur Folge, dass für Auspuffmaschinen die Aufgabe im allgemeinen schwieriger wird als für Kondensationsmaschinen, bei denen die Dampfspannung im Zylinder sehr häufig das erwähnte Vielfache der Kondensatorspannung nicht oder nicht viel unterschreitet.

Die Berechnung der Druckabnahme.

Vom Vorausströmungspunkt A ab fällt der Druck im Zylinder aus *zwei* Ursachen, einerseits, weil der Zylinderdampf nach Mass der zunehmenden Kanaleröffnung und des vorhandenen Ueberdruckes *allmählich* aus dem Zylinder abströmt, andererseits, weil das Dampfvolmen des Zylinders bis zum Hubwechsel wächst und der Dampf dabei weiter expandiert. Vom Totpunkt an tritt umgekehrt eine stetige Kompression der Zylinderrückstände ein. Die *Bewegung* des Kolbens wirkt also von a bis t fördernd, von t ab hemmend auf den Druckausgleich. — Es ist zwar möglich, diesen *zwei* Ursachen des Druckabfalls gleichzeitig gerecht zu werden. Zunächst dürfte ein einfacherer Weg vorzuziehen sein. Die durch die Volumenänderungen in der Nähe des Totpunktes bewirkten Druckänderungen sind nämlich verhältnismässig gering, und daher gegenüber dem Druckabfall infolge Abströmens oft von untergeordneter Bedeutung. Man kann deshalb bei der Entwicklung der Formeln zunächst von dem Einfluss der Expansion absehen und den Druckabfall auf Grund der Ausströmung bei gleichbleibendem Gesamthalt gesondert bestimmen. Zu diesem Wert ist dann die überschlägig zu ermittelnde Drucksenkung infolge der Kolbenbewegung hinzuzuzählen.

Ist also G_i das Dampfgewicht, das sich beim beliebigen Kurbelwinkel $\varphi > \varphi_a$ noch im Zylinder befindet, so ist von φ_a bis φ abgeströmt das Gewicht $G = G_o - G_i$ wenn bei A G_o kg Dampf, vom Gesamtvolumen V_o im Zylinder enthalten waren. Während die Kurbel sich um den Winkel $d\varphi$, in der Zeit dt , dreht, strömt also aus:

$$dG = - dG_i$$

Nun ist: $G_i = \frac{V_o}{v_i}$

wenn v_i das spezifische Volumen beim Winkel φ ist. Daraus folgt:

$$dG_i = - V_o \cdot d\left(\frac{1}{v_i}\right)$$

Von der Zustandsänderung des Zylinderrückstandes ist nur bekannt, dass sie unter Wärmezufuhr vor sich geht, also sicher nicht adiabatisch ist, da die durchschnittliche Zylindertemperatur höher liegt als die Dampftemperatur während der Ausströmung. Man wird nicht weit fehlgehen, wenn man das Hyperbelgesetz zwischen Druck und spezifischem Volumen, wie es während der Expansionsperiode häufig genug, bei gesättigtem Dampfe, gilt, auch für die hier vorliegende Fortsetzung zu grunde legt.³⁾

Dann ist also:

$$p_o v_o = p_i v_i$$

wenn p_o und v_o für den Beginn der Ausströmung gelten. Hiermit wird

$$d\left(\frac{1}{v_i}\right) = \frac{1}{v_o} d\left(\frac{p_i}{p_o}\right)$$

somit $dG = - \frac{V_o}{v_o} d\left(\frac{p_i}{p_o}\right)$

Ist nun weiter f der Eröffnungsquerschnitt während der Zeit dt , beim beliebigen Kurbelwinkel φ , so entströmt dem Zylinder während dieser Zeit infolge des Ueberdruckes gemäss der allgemeinen Ausflussformel das Dampfgewicht

$$dG = a \psi \cdot f \cdot \sqrt{\frac{p_i}{v_i}} \cdot dt$$

mit a als Kontraktionskoeffizient und $\psi =$ konstant für $\frac{p_i}{p_a} > 1.7$. Für $\frac{p_i}{p_a} < 1.7$ ist dagegen ψ eine von $\frac{p_i}{p_a}$ abhängige, sehr stark veränderliche Grösse.

Mit ω als Winkelgeschwindigkeit der Kurbel wird

$$dt = \frac{1}{\omega} d\varphi$$

somit $dG = \frac{a \psi f}{\omega} \sqrt{\frac{p_i}{v_i}} \cdot d\varphi$

Nun ist aber wegen

$$p_i v_i = p_o v_o$$

auch $\sqrt{\frac{p_i}{v_i}} = \frac{p_i}{p_o} \sqrt{\frac{p_o}{v_o}}$

somit $dG = \frac{a \psi f}{\omega} \sqrt{\frac{p_o}{v_o}} \cdot \frac{p_i}{p_o} d\varphi$

Durch Gleichsetzen mit dem früher für dG erhaltenen Ausdruck wird

$$- \frac{V_o}{v_o} d\left(\frac{p_i}{p_o}\right) = \frac{a \cdot \psi \cdot f}{\omega} \sqrt{\frac{p_o}{v_o}} \cdot \frac{p_i}{p_o} \cdot d\varphi$$

$$\frac{1}{p_o} \cdot d\left(\frac{p_i}{p_o}\right) = - \frac{a \psi}{\omega \cdot V_o} \sqrt{p_o v_o} \cdot f d\varphi$$

Für $\psi =$ konstant ergibt die Integration also:

$$\ln \frac{p_i}{p_o} = - \frac{a \psi}{\omega} \cdot \frac{F}{V_o} \sqrt{p_o v_o} \cdot \int_{\varphi_a}^{\varphi} \frac{f d\varphi}{F} \dots \dots \dots 1)$$

³⁾ Näheres über die Begründung und die Unterschiede in den Ergebnissen bei Annahme von $p \cdot v =$ konstant und $p \cdot v^k =$ konstant vergl. D. p. J. 1903, 318, S. 355 u. f.