Die calorische Maschine

Redtenbacher, Ferdinand

Mannheim, 1853

Bestimmung dieses Gesetzes

urn:nbn:de:bsz:31-266513

Zweite Theorie der Maschine mit Zugrundlegung des potenzirten Mariott'schen Gesetzes.

Bestimmung dieses Gesetzes.

Die vorhergehende Theorie der Maschine wurde unter der Voraussetzung entwickelt, dass die Spannkraft der Luft sowohl während ihrer Verdichtung in der Pumpe, als auch während ihrer Ausdehnung im Treibcylinder, das *Mariott'sche* Gesetz befolge.

Diese Voraussetzung ist aber, wie schon Seite 56 ausgesprochen wurde, eine unrichtige, denn jene Dichtigkeitsänderungen gehen in grossen Gefässen und sehr schnell vor sich, so dass der Wärmegehalt der Luft keine merkliche Aenderung erleiden kann; die Verdichtung wird daher mit steigender, die Verdünnung mit abnehmender Temperatur, demnach nicht nach dem *Mariott'schen* Gesetz erfolgen.

Das wahre Gesetz, nach welchem sich die Spannkraft einer Luftmasse ändert, wenn sie, ohne von aussen Wärme aufzunehmen, oder nach aussen Wärme abzugeben, ihre Dichte verändert, ist nicht bekannt.

Nach Versuchen von *Dulong* hat das Verhältniss der Wärmekapazitäten der atmosphärischen Luft bei gleichem Druck und bei gleichem Volumen einen konstanten Werth $\mu = 1{\cdot}421$, und unter dieser Voraussetzung findet man nach *Poisson* *) die Spannkraft s_1 und Temperatur Θ_1, die in eine Luftmasse eintritt, wenn dieselbe aus einem Zustand, in welchem ihre Dichte ϱ_0, ihre Temperatur Θ_0 und ihre Spannkraft s_0 ist, ohne Aenderung ihres Wärmegehaltes in eine andere Dichte ϱ_1 übergeht, durch folgende Ausdrücke:

$$\left.\begin{aligned} s_1 &= s_0 \left(\frac{\varrho_1}{\varrho_0}\right)^{\mu} \\ \Theta_1 &= \left(272{\cdot}5 + \Theta_0\right)\left(\frac{\varrho_1}{\varrho}\right)^{\mu - 1} - 272{\cdot}5 \\ \mu &= 1{\cdot}421 \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots \quad (0)$$

Aus dem ersteren dieser Ausdrücke sieht man, dass die Spannkraft der Luft, wenn die Dichte wächst, in einem höheren Grade zunimmt, als die Dichte, dass also das *Mariott'sche* Gesetz gleichsam potenzirt auftritt. Wahrscheinlich ist auch diese Regel nicht

*) Traité de mecanique, Tome seconde, Pag. 647.

ganz streng, denn es scheint, dass die Spannkraft der Luft nicht blos von dem Verhältniss der Dichten, sondern auch von der Raschheit abhängt, mit welcher der Uebergang von einer Dichte zur andern erfolgt. In Ermanglung eines ganz scharfen Gesetzes, und in Berücksichtigung, dass es sich doch nur um eine Genauigkeit handelt, die mit den groben praktischen Zwecken harmonirt, will ich nun die Theorie der calorischen Maschine mit Zugrundlegung dieses potenzirten *Mariott'schen* Gesetzes entwickeln. Dabei können die Seite 10 und 38 gewählten Bezeichnungen beibehalten werden, mit Ausnahme von Einer. Es ist nämlich, wenn das potenzirte *Mariott'sche* Gesetz gilt, die Temperatur der Luft in der Verdichtungspumpe nach beendigter Verdichtung nicht mehr gleich der Temperatur der von der Pumpe aufgenommenen äussern atmosphärischen Luft.

Es sei nun:

$\mathfrak{T}$ die Temperatur der atmosphärischen Luft, welche die Verdichtungspumpe aufnimmt;

t_0 die Temperatur, welche in dieser Luft eintritt, nachdem sie so weit verdichtet worden ist, dass in derselben eine Spannkraft p entsteht.

Berechnung der Pumpe.

Ich nehme an, der Treibcylinder und die Pumpe seien doppelt wirkend.

Beim Beginn eines Kolbenschubes ist hinter dem Kolben ein Luftvolumen m a l von einer Spannkraft p und Temperatur t_0. Vor dem Kolben befindet sich gleichzeitig ein Luftvolumen $a\,l + m\,a\,l = a\,l\,(1 + m)$ von einer Spannkraft $\mathfrak{A}$ und Temperatur $\mathfrak{T}$. Nachdem der Kolben einen Weg $\xi_1 < x_1$ zurückgelegt hat, ist nach dem durch die erste der Gleichungen (1) ausgedrückten Gesetz, die Spannung hinter dem Kolben:

$$\sigma_1 = p\left(\frac{m\,l}{m\,l + \xi_1}\right)^{\mu} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

Vorausgesetzt, dass man die Gewichte der Ventile vernachlässigt, oder dass dieselben balancirt sind, öffnen sich die Saugventile, nachdem die Spannung hinter dem Kolben gleich $\mathfrak{A}$ geworden ist. Dies tritt ein, nachdem der Kolben einen Weg

$$x_1 = m\,l\left[\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{1}{\mu}} - 1\right] \quad \ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

zurückgelegt hat.