Maschinenbau

Nach Vorträgen von F. Redtenbacher

Kurs 1856/57 : A

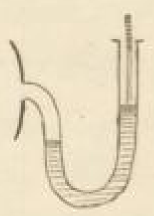
Redtenbacher, Ferdinand

Carlsruhe, 1857

[Text]

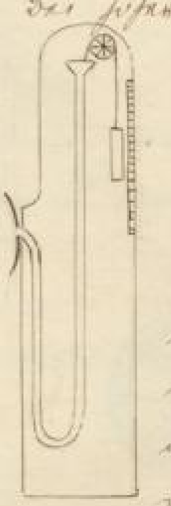
urn:nbn:de:bsz:31-278518

Manometer.



Ein Manometer in seiner einfachsten Form so wie es bei Niederdruckmaschinen gebräuchlich ist, ist das folgende: eine eiserne mit Quecksilber gefüllte Röhre wird an dem Kessel befestigt so daß der Dampf mit derselben communiciert, er wird dann auf die Quecksilbersäule einen Druck ausüben so daß sie sich in dem mit der Atmosphäre in Verbindung stehenden Röhrentheile um ein bestimmtes höher stellt. Aus der Röhre ragt nun ein getheiltes hölzernes Stäbchen hervor welches auf dem Quecksilber schwimmt & die Spannung anzeigt.

Bei höheren Dampfspannungen ist das Manometer folgendermaßen eingerichtet:



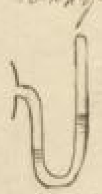
ein eiserne Röhre von ungefähr 1" Weite und 3–4 Met. Höhe communiciert mit einem Ende mit dem Kessel & ist mit Quecksilber angefüllt welches sich bei Zulassen von Dampf so stellt, daß es die Differenz der Spannungen im Kessel & der Atmosphäre anzeigt.

Diese Vorrichtungen sind sehr gut, aber theuer weil man viel Quecksilber nöthig hat, und auch nicht überall anwendbar, wie z. B. nicht auf Dampfschiffen & Locomotiven. dann werden sie auch bei hohen Dampfspannungen sehr voluminös, da man bei 5 Atmosphären z. B. die eine Röhre 5. 28" hoch machen müßte.

Man hat daher auch folgende Einrichtungen gemacht:

Luft. Die ganze Spannungsdifferenz zwischen Kessel & Luft ist zu beurtheilen nach der Summe: $h + h_1 + h_2 + \dots = H$

Dergleichen Manometer sind aber schwerfällig & nicht verläßlich.



Noch unzuverlässiger aber sind die Manometer mit comprimirter Luft, wie das neben angedeutete.

Die Federmanometer beruhen darauf, daß man durch die Dampfspannung einen Metallgegenstand deformirt und damit die Deformirung schreite in gleichem Verhältnisse mit den spannenden Kräften fort, man kann dann auf letztere zurückschließen. Darauf gründet sich folgendes Manometer:

a Röhrchen mit einem Hahnen verschließbar & an den Kessel angeschraubt, b Röhrchen aus Blech gekrümmt & von elliptischem Querschnitt, dessen Enden geschlossen & woran 2 bewegliche Stängchen c angebracht sind die mit einem leicht drehbaren Hebel d in Verbindung stehen, der in einem Zeiger endet. Wenn der Dampf eingelassen wird so deformirt er das Röhrchen b & bewegt den Zeiger längs einer Skala welche die Spannung angibt. Ist dieselbe groß, so wird das Röhrchen ausgedehnt, ist sie klein, so findet Zusammenziehung statt. Derartige Apparate sind dann zu empfehlen, wenn die vorh. besprochenen Quecksilbermanometer nicht mehr angewendet werden können, doch geben sie keine so große Sicherheit als erstere.

In den Resultaten sind Regeln über das Güteverhältniß & die Heizfläche eines Dampfkessels angegeben.

Unter Güteverhältniß einer Dampfkesselheizung ist das Verhältniß aus der in den Kessel eindringenden, & der im Brennstoff enthaltenen Wärmemenge verstanden. Bei den Seite 195 der Resultate angegebenen Bezeichnungen sind die für das Güteverhältniß entwickelten Formeln sowie die für das Verhältniß zwischen Heizfläche & Dampfmenge, & zwischen Heizfläche & Brennstoffmenge S. 195 & S. 196 hergeleitet. Die Größen welche diese Formeln liefern sind unter den Voraussetzungen S. 196 an Hand derselben in einer Tabelle zusammengestellt. Nachdem man das Güteverhältniß angenommen, kann man aus derselben die Heizfläche leicht finden.

Regel für die Rostfläche, die Einmauerung des Kessel & ihre Wanddicke & für die Fläche der Sicherheitsventile sind S. 198–200 d. Resultate angegeben.

Der Wasserdampf.

Die Natur des Wasserdampfes ist bis jetzt noch nicht ergründet, thatsächlich kennt man nur einige Verhältnisse & diese wollen wir jetzt näher betrachten. Wir unterscheiden 2 Gattungen von Dämpfen, Kesseldämpfe, & sog. überhitzte Dämpfe; unter ersteren verstehen wir solche, wie sie sich in Kesseln bilden & unter überhitzten Dämpfen diejenigen, welche man erhält wenn man ein leeres Gefäß mit Kesseldampf füllt & dieses noch erhitzt.

Eigenschaften der Kesseldämpfe.

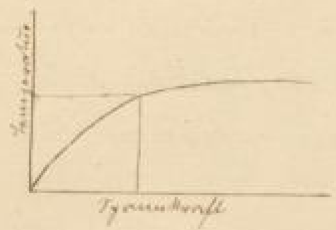
Die Wärmemenge welche erforderlich ist, um 1 Kilogr. Wasser von 0° Temperatur in Dampf von einer beliebig hohen Temperatur zu verwandeln, ist nach Watt unabhängig von der Spannkraft und Temperatur des aus dem Wasser entstandenen Dampfes und beträgt 650 Wärmeeinheiten. Nach Southern'schen Element ist sie $= 550 + t$ & nach Regnault $606{\cdot}5 + 0{\cdot}305\,t$.

Die Regel von Regnault kann als die genaueste angesehen werden, allein wir nehmen für unsere Betrachtungen die Watt'sche Regel an, denn sie ist für technische Zwecke hinreichend genau.

Wir können daher sagen: Kesseldampf ist solcher Dampf, der zu seinem Bestehen eine ganz bestimmte, constante Temperatur fordert & nicht mehr bestehen kann, wenn man ihm von dieser Wärme entzieht. Die Spannkraft p des Dampfes ist der Druck in Kilogr. auf einen Quadratmeter, t sei die Temperatur, gemessen auf dem 100-theiligen Thermometer, Δ die Dichte des Dampfes, d.h. das Gewicht von 1 Cub. Met. Dampf.

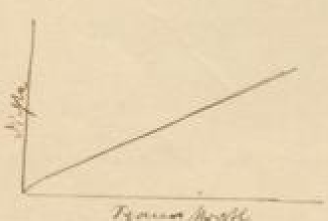
Machen wir vorläufig einen idealen Versuch: Wir nehmen einen Dampfkessel und bringen an ihm ein Manometer, 2 Thermometer, von denen das eine in den Dampfraum, das andere in den Wasserraum taucht, & einen Ballon von 1 Cub. Met. Inhalt an, dessen Gewicht genau bekannt ist. Wir heizen nun den Kessel, lassen durch Öffnen eines Hahnes vorher die Luft aus, & beginnen mit dem Versuch. Wir können nun die Dampfspannung & die Temperatur leicht ablesen & indem wir den Ballon von Zeit zu Zeit mit Dampf füllen & wägen, das Gewicht von 1 Cub. Met. Dampf unter verschiedenen Spannungen zu finden suchen. Es zeigt sich dann daß die beiden Thermometer einerlei Temperatur anzeigen, die mit der Geschwindigkeit der Feuerung stets wächst, die Quecksilbersäule des Manometers wird höher steigen & das Gewicht des Dampfes im Ballon steigen. In der Tabelle S. 189 der Resultate sind die zusammengehörenden Werthe von p, t, h, Δ angegeben. h ist die Niveaudifferenz des Quecksilbers in der Manometerröhre.

Es ist daraus ersichtlich, daß die Zahlen für h & p in einem andern Verhältniß wachsen als t, so daß wenn man die Spannkraft p als Abscissen, die Temperatur als Ordinaten aufträgt, man untenstehende Curve erhält.



Anfangs ändert sich die Spannkraft mit der Temperatur sehr stark, später nur mehr sehr wenig. Man suchte die Abhängigkeit zwischen p & t durch eine Formel auszudrücken, weil dies aber nicht gelang, so wurden beinahe von jedem Beobachter empirische Regeln aufgestellt. Nach Biot ist: $p = 1033(0{\cdot}2847 + 0{\cdot}0071531\,t)^5$.

Trägt man, um die Abhängigkeit zwischen p & Δ zu finden, die Spannkraft als Abscissen, die Dichte als Ordinaten auf, so erhält man eine Linie, die nur in der Nähe des Coordinatenanfangs eine schwache Krümmung zeigt.

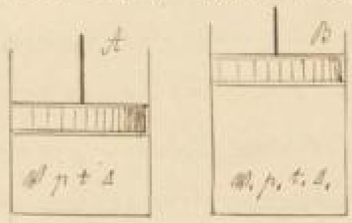


Da wir es aber nicht mit Dampf von ganz geringer Spannung zu thun haben, so haben wir uns nur für das gerade Stück zu interessiren & können daher annähernd schreiben: $\Delta = \alpha + \beta p$

Die Werthe von α & β sind allerdings nicht für jede Spannkraft gleich groß.

Nach der Tabelle S. 189 der Resultate kann man die Dichte der Dämpfe für verschiedene Spannungszustände so genau als es nöthig ist, bestimmen.

Fragen wir nach dem Verhalten des Kesseldampfes wenn wir ein Gefäß damit füllen & das Volumen des Gefäßes vergrößern, dabei aber weder Wärme zu- noch ableiten.



Wir denken uns das bei dieser Betrachtung so, als wenn das Gefäß absolut dicht wäre, & nehmen also an ein Gefäß dessen Volumen $= V$, sei mit Kesseldampf gefüllt, dessen Spannung $= p$, Temperatur $= t$ & Dichte $= \Delta$ sei.

Wir vergrößern nun das Volumen bis es zu V_1 wird & die übrigen correspondirenden Werthe $p_1\ t_1\ \Delta_1$ sind, & fragen wie sich die drei letzteren Größen jetzt verhalten wenn V in V_1 übergegangen ist. Da nach unserer Annahme weder Wärme dazu noch davon gekommen, so wird der Dampf wieder Kesseldampf sein, d.h. $p_1\ t_1\ \Delta_1$ stehen in der Beziehung zu einander, wie es die Tabellenwerthe S. 189 d. Res. angeben.

Bei Fig. A ist annähernd $\Delta = \alpha + \beta p$ & das Gewicht des eingeschlossenen Dampfes $= V(\alpha + \beta p)$. Bei B ist: $\Delta_1 = \alpha + \beta p_1$ & das Gewicht des Dampfes $= V_1(\alpha + \beta p_1)$.

Da nun Wärme weder aus- noch eingetreten, so ist:

$$V(\alpha + \beta p) = V_1(\alpha + \beta p_1)$$

woraus:

$$\alpha + \beta p_1 = \frac{V}{V_1}(\alpha + \beta p)$$

$$p_1 = \frac{V}{V_1}\left(\frac{\alpha}{\beta} + p\right) - \frac{\alpha}{\beta}$$

Diese Formel wollen wir die Dampfregel nennen; sie ist annähernd das Mariotte'sche Gesetz; wenn es dasselbe exakt wäre, so müßte man haben: $p_1 = \frac{V}{V_1} p$.

Dieses Gesetz ist besonders wichtig bei der Theorie der Expansionsdampfmaschinen. Bei allen im geordneten Zustande sich befindenden Dampfmaschinen sind nämlich die gewissen Voraussetzungen

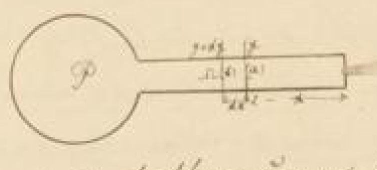
bezüglich des Verhaltens der Wärme beinahe vollkommen genau erfüllt, denn die Cylinder sind immer sehr gut gegen Abkühlung geschützt, & die Kolben gehen ziemlich rasch & deshalb kann die vorhin entwickelte Formel darauf angewendet werden.
Entziehen wir dem gesättigten Dampf auch nur einen kleinen Theil seiner Wärme, so wird sich ein entsprechendes Quantum (unserer Voraussetzung gemäß) condensiren.
Nehmen wir ein Gefäß mit S Kilogr. Dampf, & geben q Kilogr. Wasser von einer Temperatur t_0 hinzu, so wird das Wasser dem Dampf von seiner Wärme entziehen, letzterer sich condensiren, & es werden sich auf dem Boden außer den q Kilogr. Wasser noch soviel befinden als dem Gewicht des condensirten Dampfes entspricht & zwar Wasser von einer Temperatur t_1.
Das Wasser hatte ursprünglich eine Temperatur t_0 & um ihm eine Temperatur t_1 zu geben, war eine Wärmemenge $q(t_1 - t_0)$ nöthig; diese Wärme mußte der Dampf abgeben & sich daher zu Wasser von t_1 Temperatur condensirt haben.
Dieser Dampf hat bei seinem Uebergang in Wasser genau so viel Wärme verloren, als nöthig ist, um Wasser von t_1° und S Kilogr. Gewicht in Dampf zu verwandeln.
Um Wasser von 0° in Dampf zu verwandeln, sind 650 Wärmeeinheiten nöthig & um Wasser von t_1° in Dampf zu verwandeln $650 - t_1^\circ$ & um S Kilogr. in Dampf überzuführen $(650 - t_1)S$
Es muß daher sein: $q(t_1 - t_0) = S(650 - t_1)$

$$q = S\,\frac{650 - t_1}{t_1 - t_0}$$

Ueberhitzte Dämpfe.

Das Verhalten der Dämpfe so lange sie in überhitztem Zustande bleiben, ist ein durch Versuchen bis jetzt noch nicht ergründetes. Man glaubte sie verhalten sich wie Gase & man könnte das Mariotte'sche & Gay-Lussac'sche Gesetz auf sie anwenden. Es ist dies annähernd auch wirklich wahr. Bei der Theorie der gewöhnlichen Dampfmaschinen kommen wir aber nicht in den Fall, die Eigenschaften des überhitzten Dampfes kennen zu müssen, sondern wir haben es dort nur mit Sattdämpfen zu thun. Indessen hat man es auch in neuerer Zeit versucht bei den gewöhnlichen Dampfmaschinen überhitzte Dämpfe anzuwenden.

Ausströmung des Dampfes aus einem Gefäße.



In einem Gefäß herrsche eine constante Spannung P & der Dampf ströme in einen Raum wo eine Spannung p vorhanden sei. In einer Entfernung x sei die Spannung y & in $x + dx$ Entfernung $y + dy$. Wenn die Geschwindigkeit bei (b) $= v$ ist, so ist sie bei (a) $v + dv$ & wenn Ω der Querschnitt der Ausströmungsröhre ist, so ist die Pressung bei (b) im ganzen Querschnitt $= \Omega(y + dy)$; vermöge dieses Druckes bewegt sich die Dampfmasse zwischen ab vorwärts & von (a) aus wirkt ein Druck Ωy der Bewegung entgegen; es bleibt also ein Druck

$$\Omega(y + dy) - \Omega y = \Omega\, dy \qquad \text{nach vorwärts.}$$

Wir können also schreiben: $\dfrac{dv}{dt} = -g \dfrac{\Omega\, dy}{\Omega\, dx(\alpha + \beta y)}$

Das dx ist willkürlich & kann so angenommen werden daß es gleich dem Weg ist den ein Dampftheilchen in der Zeit t zurücklegt, es ist also $dx = v\,dt$ und wir haben:

$$\frac{dv}{dt} = -g \frac{\Omega\, dy}{\Omega\, v\, dt(\alpha + \beta y)} \; ; \quad v\, dv = -g \frac{dy}{\alpha + \beta y}$$

Integrirt: $\frac{1}{2} v^2 = -\frac{g}{\beta} \log nat (\alpha + \beta y) + Const.$

Ist U die Geschwindigkeit mit welcher der Dampf entweicht, so wird für $y = P$ $v = 0$ & wir haben: $0 = -\frac{g}{\beta} \log n(\alpha + \beta P) + Const.$ (A)

für $y = p$ wird $v = U$: $\frac{1}{2} U^2 = -\frac{g}{\beta} \log(\alpha + \beta p) + Const.$ (B)

Subtrahirt: $U = \sqrt{\frac{2g}{\beta} \log nat \frac{\alpha + \beta P}{\alpha + \beta p}}$ (Siehe S. 191 d. Tabelle)

Die Dampfmenge welche ausströmt:

$$Q = k\, \Omega\, (\alpha + \beta p) \sqrt{\frac{2g}{\beta} \log nat \frac{\alpha + \beta P}{\alpha + \beta p}} \qquad k = \text{Contractionscoeff.}$$

Die Werthe von U für verschied. Werthe von $\frac{\alpha + \beta P}{\alpha + \beta p}$ siehe Tabelle S. 191 d. Resultate.