

Versuch 12

Latente Wärmen

Sascha Hankele
sascha@hankele.com

Kathrin Alpert
kathrin.alpert@uni-ulm.de

12. Oktober 2006

durchgeführt am 05. Oktober 2006

Betreuer: Dominik Schmid-Lorch

Inhaltsverzeichnis

1	Theoretische Grundlagen	3
1.1	Zustandsgrößen	3
1.2	Thermodynamische Potenziale	3
1.3	Zustandsgleichungen	4
1.3.1	Zustandsgleichung für ideale Gase	5
1.3.2	Van der Waals Gleichung für reale Gase	5
1.4	Aggregatzustände	6
1.5	Clausius-Clapeyron Gleichung	7
1.6	Phasenumwandlung	7
1.7	Kalorimetrie	7
2	Versuchsbeschreibung	8
2.1	Bestimmung des Wasserwertes	8
2.2	Bestimmung der spezifischen Schmelzwärme von Eis	9
2.3	Bestimmung der spezifischen Verdampfungswärme von Wasser	9
2.3.1	Kondensationsmethode	9
2.3.2	Verdampfungsmethode	10
3	Versuchsauswertung	10
3.1	Wasserwert	10
3.2	Spezifische Schmelzwärme von Eis	11
3.2.1	1.Messung	12
3.2.2	2.Messung	13
3.2.3	Fehlerbetrachtung	14
3.3	Spezifische Verdampfungswärme von Wasser	14
3.3.1	Kondensationsmethode	14
3.3.2	Fehlerbetrachtung	15
3.3.3	Verdampfungsmethode	15
3.3.4	Fehlerbetrachtung	16
3.4	Änderung der Zustandsfunktionen	16
3.4.1	Schmelzmethode	17
3.4.2	Kondensationsmethode	17
3.4.3	Verdampfungsmethode	17

1 Theoretische Grundlagen

1.1 Zustandsgrößen

Beschreibt man den Zustand eines Stoffes durch eine bestimmte Größe, so heißt diese Zustandsgröße. Diese sind das Volumen V , die Temperatur T , die Stoffmenge n , der Druck p und die Entropie S .

Alle Zustandsgrößen lassen sich dabei in extensive und intensive Größen unterteilen. Eine extensive Größe charakterisiert sich durch ihre Abhängigkeit von der Größe des betrachteten Systems. Beispiele hierfür sind das Volumen V und die Teilchenzahl n . Das Gegenstück dazu sind intensive Größen. Diese ändern sich bei unterschiedlicher Größe des betrachteten Systems nicht. Druck p und Temperatur T sind hier ein gutes Beispiel.

1.2 Thermodynamische Potenziale

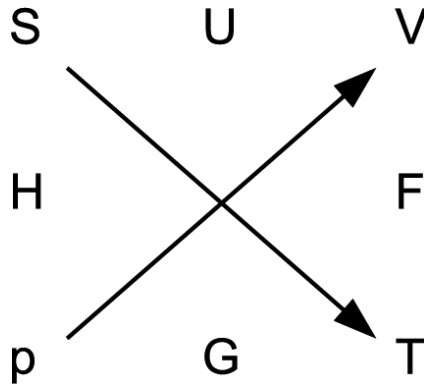
Durch Einführung der thermodynamischen Potenziale, die aus den Hauptsätzen folgen, kann man den Zustand eines Systems beschreiben. Ein weiterer Vorteil ist, dass sich alle Zustandsgrößen als partielle Ableitungen der Potenziale schreiben lassen:

Entropie	Druck	Volumen
$S = -\left(\frac{\delta G}{\delta T}\right)_p = -\left(\frac{\delta F}{\delta T}\right)_V$	$p = -\left(\frac{\delta F}{\delta V}\right)_T = -\left(\frac{\delta U}{\delta V}\right)_S$	$V = \left(\frac{\delta G}{\delta p}\right)_T = \left(\frac{\delta H}{\delta p}\right)_S$

Die untere Tabelle gibt einen Überblick über die thermodynamischen Potenziale bei konstanter Teilchenzahl:

Potenzial	Definition	Differenzial
Freie Energie	$F = U - TS$	$dF = -pdV - SdT$
Enthalpie	$H = U + pV$	$dH = TdS + Vdp$
Gibbs'sches Potenzial	$G = F + pV$	$dG = -SdT + Vdp$
Innere Energie	$U = \frac{f}{2}RT$	$dU = TdS - pdV$

Das folgende Schema ist eine gute Hilfe:



Die Gleichungen erhält man, indem man die zu den mittigen Potenzialen benachbarten Differenziale mit den zugehörigen Faktoren multipliziert. Die Faktoren erhält man, indem man den Pfeilen folgt. Die Richtung der Pfeile gibt auch das Vorzeichen an.

Durch die sogenannte Legendre-Transformation lassen sich die einzelnen Potenziale ineinander umrechnen. So lässt sich die innere Energie $U(S, V)$ in freie Energie $F(V, T)$ umformen:

$$U^{[S]}(S, V) = U - \left(\frac{\delta U}{\delta S} \right)_V S$$

aus $dU = -pdV + TdS$ folgt:

$$U^{[S]}(S, V) = U - TS =: F$$

$$F = dU - SdT - TdS$$

$$= -pdV - SdT$$

$$\implies F = F(V, T)$$

1.3 Zustandsgleichungen

Zur Beschreibung des Zustands eines Gases benötigt man, wie in 1.1 bereits erläutert verschiedene Größen. Für ein ideales Gas reichen die Zustandsgrößen Druck p , Volumen V , Temperatur T und Teilchenzahl n aus.

Die Zustandsgleichungen zeigen den Zusammenhang der einzelnen messbaren Eigenschaften.

1.3.1 Zustandsgleichung für ideale Gase

Zur Herleitung verwendet man die kinetische Gastheorie:

Bei einem von Wänden begrenzten Gasvolumen, erzeugen die Teilchen durch ihre Bewegung einen Druck auf die Wände. Da dies in drei Richtungen geschieht erhält man mit $v = \frac{N}{V}$ für die Anzahl der Stöße q :

$$q = \frac{1}{6} \frac{Nvdt}{Vdt} = \frac{1}{6} v v$$

Mit Wandfläche A , Teilchenmasse m und Druck $p = \frac{F}{A}$ erhält man:

$$F = 2qAmv = \frac{1}{3} Avmv^2$$

$$\implies p = \frac{1}{3} vmv^2 = \frac{1}{3} \frac{N}{V} mv^2$$

Mit $\frac{1}{2}mv^2 = \frac{f}{2}kT$ folgt weiter:

$$pV = \frac{1}{3} NfkT$$

Für ein ideales Gas ist die Anzahl der Freiheitsgrade 3 und weiter ist $N = nN_A$ und $R = kN_A$. Damit ergibt sich nun die ideale Gasgleichung:

$$pV = nRT$$

1.3.2 Van der Waals Gleichung für reale Gase

Beim idealen Gas betrachtet man ein idealisiertes Modell eines Gases mit starken Vereinfachungen. So werden alle Teilchen als ausdehnungslose Massenpunkte angenommen, die sich frei bewegen können. D.h. sie verspüren keine Kräfte außer beim Stoß an Wänden oder mit anderen Teilchen.

Betrachtet man ein Gas allerdings unter bestimmten Bedingungen wie hohem Druck oder hoher Temperatur zeigt sich schnell, dass auf Grund der geringeren Abstände die Teilchen auch untereinander molekular wechselwirken. Auch ist die Annahme der Ausdehnungslosigkeit nur idealisiert.

Um zu einer genaueren Aussage für Gase zu kommen fügt man zwei Korrekturterme hinzu. Diese Sorgen für die Berücksichtigung des Eigenvolumens b der Moleküle und der Anziehungskräfte a der Moleküle. Damit erhält man eine erweiterte Form der idealen Gasgleichung - die Van-der-Waals-Gleichung:

$$\left(p + \left(\frac{n}{V} \right)^2 a \right) (V - nb) = nRT$$

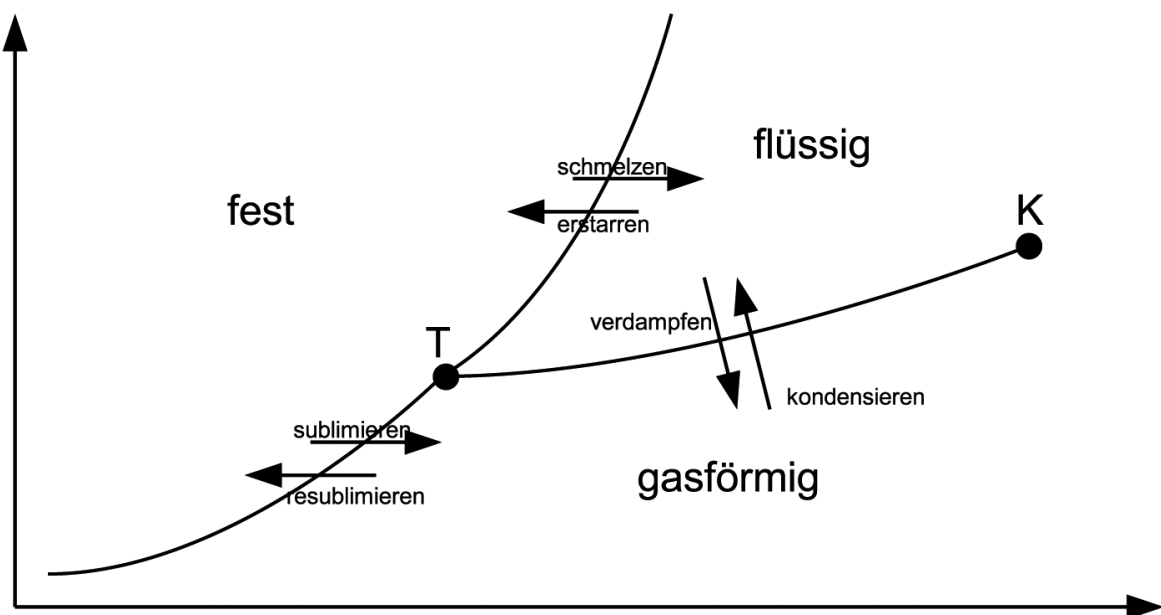
1.4 Aggregatzustände

Der Begriff der Phase beschreibt ein homogenes Gebiet in einem allgemeinen System mit Trennungsf lächen zwischen den unterschiedlichen Phasen. Hier wird der Begriff der Phase auf Aggregatzustände angewendet.

Fest, flüssig und gasförmig sind Zustände in denen alle Stoffe vorkommen können. Dabei kennzeichnet sich ein fester Stoff durch geringe Abstände und eine feste Struktur aus wohingegen beim flüssigen Zustand die Struktur beweglich ist. Ist ein Stoff gasförmig, so sind die einzelnen Moleküle des Stoffes frei beweglich. Aus diesem Grund kann in einem System auch nur eine gasförmige Phase existieren: die Teilchen durchmischen sich und sind so nicht mehr voneinander durch eine Trennungsf läche abgegrenzt.

Darüber hinaus gibt es noch weitere Aggregatzustände, wie Plasma, Fermigas und andere, welche durch Vergrößerung des Drucks und Erhöhung der Temperatur erscheinen.

Im folgenden Phasendiagramm sind Phasenübergänge und der Tripelpunkt T, welcher den Schnittpunkt der drei Kurven bezeichnet eingetragen. Ab einem gewissen kritischen Punkt K kann keine flüssige Phase mehr existieren. Dies ist der Fall, wenn die Temperatur einen bestimmten Wert überschreitet.



Die Gibbs'sche Phasenregel liefert einen Zusammenhang zwischen den thermodyn. Freiheitsgraden f , den vorhandenen Phasen p und den Komponenten k :

$$f = k + 2 - p$$

1.5 Clausius-Clapeyron Gleichung

Zur Berechnung des Verlaufs der Trennlinie zwischen der flüssigen und gasförmigen Phase - der Dampfdruckkurve - verwendet man die Gleichung von Clausius-Clapeyron:

$$\frac{dp}{dT} = \frac{H}{(V_{gas} - V_{fl})T}$$

Dabei sind V_{gas} und V_{fl} die spezifischen Volumina von Gas und Flüssigkeit.

1.6 Phasenumwandlung

Da sich beim Übergang von einer Phase in eine andere die Art der Bindung ändert, muss dazu Energie aufgenommen oder abgegeben werden. Bei diesem Versuch geschieht dies in Form von Wärme, da während des ganzen Versuchs Umgebungsdruck herrscht. Dies zeigt sich unter Annahme von konstantem Druck bei Betrachtung der Enthalpie $dH = TdS + Vdp$ und der Entropie $dS = \frac{\delta Q_{rev}}{T} = \frac{cm\Delta T}{T}$:

$$dH = TdS + Vdp = T \frac{c_p m \Delta T}{T} = c_p m \Delta T = \Delta Q_{rev}$$

Da sich während des Phasenübergangs die Temperatur des Stoffes nicht ändert bezeichnet man die Energie als latente Wärme (latent = versteckt). Dabei gibt es die sogenannte Schmelzwärme, Verdampfungswärme und Sublimationswärme. Man unterscheidet zwischen spezifischer Wärme, die sich auf die Masse m bezieht und molarer Wärme, die sich auf die Stoffmenge n bezieht. Die folgende Tabelle gibt einen Überblick:

Umwandlungswärme	spezifisch in J/kg	molar in J/mol
Schmelzwärme Q_s	λ_s	Λ_s
Verdampfungswärme Q_v	λ_v	Λ_v
Sublimationswärme Q_{sub}	λ_{sub}	Λ_{sub}

1.7 Kalorimetrie

Im Allgemeinen bezeichnet Kalorimetrie die Messung von Wärmemengen bei biologischen, chemischen oder physikalischen Vorgängen. Bei diesem Versuch wird ein Kalorimeter verwendet um die spezifischen Wärmen von Wasser zu bestimmen. Für ein möglichst unverfälschtes Ergebnis versucht man, den Austausch von Wärme mit der Umgebung zu unterdrücken. Das Kalorimeter ist daher ein doppelwandiger, verspiegelter und evakuierter Becher.

Der Wärmeaustausch mit der Umgebung kann prinzipiell auf drei Arten geschehen:

Wärmeleitung: Durch den Temperaturunterschied entsteht ein Wärmefluss in einem Kontinuum von Warm nach Kalt. Begründet werden kann dies durch den 2. Hauptsatz der

Thermodynamik. Beim Kalorimeter wird daher versucht die Kontaktstellen von Innen- und Außenwand so klein wie möglich zu halten.

Wärmestrahlung: Elektromagnetische Strahlung, die von der Temperatur T^4 abhängt überträgt Energie an seine Umgebung. Um zu verhindern, dass diese Strahlung das Gefäß verlässt, ist es verpiegelt.

Konvektion: Sie kennzeichnet sich dadurch aus, dass die Wärmeübertragung durch die Bewegung von Teilchen passiert. Bei unterschiedlicher Temperatur in einem Medium entstehen auf Grund der unterschiedlichen Dichteverhältnisse Strömungen in Flüssigkeiten und Gasen.

Da jeder Körper eine Wärmekapazität besitzt, wird zunächst die Wärmekapazität des Kalorimeters untersucht, um diesen Einfluss während des Versuchs berücksichtigen zu können. Der sog. Wasserwert des Kalorimeters wird bestimmt, indem man zunächst warmes Wasser der Masse m_w in das Kalorimeter füllt und den Temperatúrausgleich abwartet. Die Temperatur T_w ist dann die Temperatur des Gefäßes. Nun wird das Gefäß entleert und ein Körper der Temperatur T_k mit Masse m_k wird in das Gefäß gegeben. Nach kurzer Zeit stellt sich eine Mischungstemperatur T_m ein. Durch aufstellen einer Energiebilanz erhält man den Wasserwert des Kalorimeters:

$$\begin{aligned}\Delta Q_{\text{Kalorimeter}} + \Delta Q_{\text{H}_2\text{O}} + \Delta Q_{\text{Körper}} &= 0 \\ \Gamma(T_m - T_w) + m_k c_k (T_m - T_k) &= 0 \\ \implies \Gamma &= \frac{m_k c_k (T_m - T_k)}{T_w - T_m}\end{aligned}$$

2 Versuchsbeschreibung

2.1 Bestimmung des Wasserwertes

Der Wasserwert, der für die Wärmekapazität des kompletten Kalorimeters steht, wird mit Hilfe der Ausschüttungsmethode bestimmt. Man gibt heißes Wasser in das Kalorimeter und wartet ab, bis sich der Temperatúrausgleich eingestellt hat. Das heiße Wasser wird nun entleert. Das Kalorimeter hat nun die Temperatur T_w

Nun wird kaltes Wasser der Temperatur T_k und Masse m_k in das Gefäß eingefüllt, wobei die Masse durch Wiegen bestimmt wird. Nach kurzer Wartezeit stellt sich die Mischtemperatur T_m ein. Wie in (1.7) bereits beschrieben stellt man eine Energiebilanz auf. Analog dazu ergibt sich:

$$\Gamma_k = \frac{m_k c_k (T_m - T_k)}{T_w - T_m}$$

Zu beachten ist allerdings, dass der Wasserwert des Kalorimeters von der Masse des eingefüllten kalten Wassers abhängt. Um den Wasserwert für eine beliebige Masse bestimmen zu können, führt man den Versuch mit unterschiedlichen Wassermengen durch.

2.2 Bestimmung der spezifischen Schmelzwärme von Eis

Mit dem nun bekannten Wasserwert Γ_k kann man die spezifische Schmelzwärme von Eis λ_s bestimmen. Dazu wird in ein mit Wasser der Temperatur T_w und Masse m_w gefülltes Kalorimeter der gleichen Temperatur abgetrocknetes Eis der Masse m_E gegeben. Die Massen werden dabei durch Wiegen bestimmt.

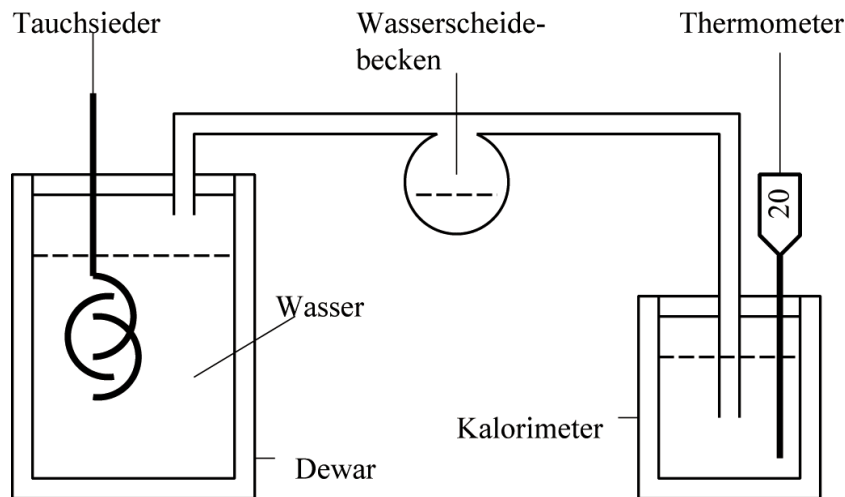
Ist das Eis komplett geschmolzen, so kann man über die Mischtemperatur T_m die spezifische Schmelzwärme von Eis über eine Energiebilanz bestimmen:

$$Q_{ab} = (\Gamma + m_w c_w) (T_w - T_m) = m_E c_w (T_m - T_E) + \lambda_s m_E = Q_{auf}$$

$$\Rightarrow \lambda_s = \frac{(\Gamma + m_w c_w) (T_w - T_m)}{m_E} - c_w (T_m - T_E)$$

2.3 Bestimmung der spezifischen Verdampfungswärme von Wasser

2.3.1 Kondensationsmethode



Mit Hilfe eines Tauchsieders wird Wasser bei bestimmtem Luftdruck zum Sieden gebracht. Im Kalorimeter befindet sich Wasser der Temperatur T_w und Masse m_w . In dieses wird der Wasserdampf über eine isolierte Leitung mit Wasserscheidebecken geleitet, wo sich das mitgerissene Wasser abscheidet. Unter Abgabe seiner Kondensationswärme kondensiert der Wasserdampf im Kalorimeter, wodurch das Wasser erwärmt wird.

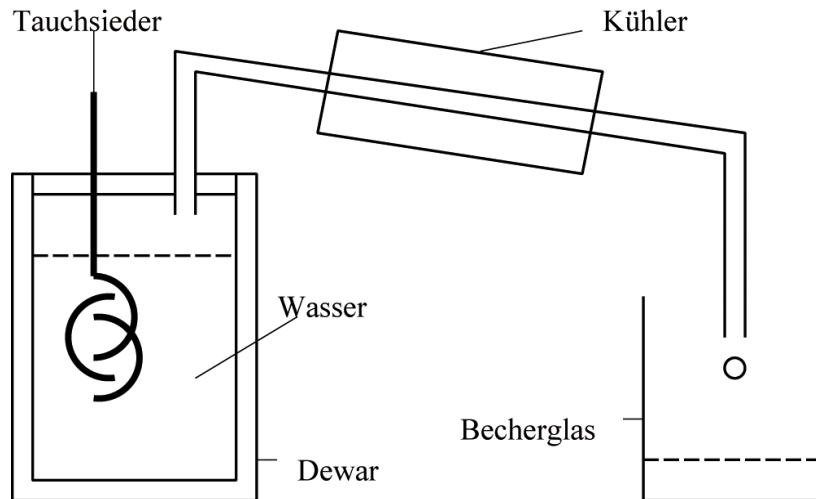
Die Messung wird 5 Minuten lang durchgeführt mit dem Messintervall 30 Sekunden. Dabei wird jeweils die Temperatur im Kalorimeter mit Hilfe des Thermometers gemessen. Vor Entleeren des Wassers wird noch die Gewichts Differenz zum Anfang (m_w) bestimmt. So erhält man die Masse m_D des im Kalorimeter kondensierten Wassers.

Mit Hilfe einer Energiebilanz erhält man die spezifische Verdampfungswärme:

$$Q_{ab} = m_D c_D (T_s - T_m) + \lambda_v m_D = (\Gamma + m_w c_w) (T_m - T_w) = Q_{auf}$$

$$\Rightarrow \lambda_v = \frac{(\Gamma + m_w c_w) (T_m - T_w)}{m_d} - c_D (T_s - T_m)$$

2.3.2 Verdampfungsmethode



Das Wasser wird wieder zum Sieden gebracht und durch ein gekühltes Rohr geleitet. Die Kühlung geschieht nach dem Gegenstromprinzip, da diese am effektivsten ist. Dadurch kondensiert der Wasserdampf im Rohr. Das kondensierte Wasser wird in einem Becherglas aufgefangen.

Gemessen wird die Spannung U und die Stromstärke I über einen Zeitraum von 5 Minuten mit einem Messintervall von 30 Sekunden. Zum Schluss wird die Masse m_D des aufgefangenen Kondensats gewogen.

Nimmt man an, dass die komplette elektrische Energie nur zum Verdampfen des Wassers verwendet wird, so ergibt sich:

$$W_{el} = \overline{UI} \Delta t = m_D \lambda_v = Q_{auf}$$

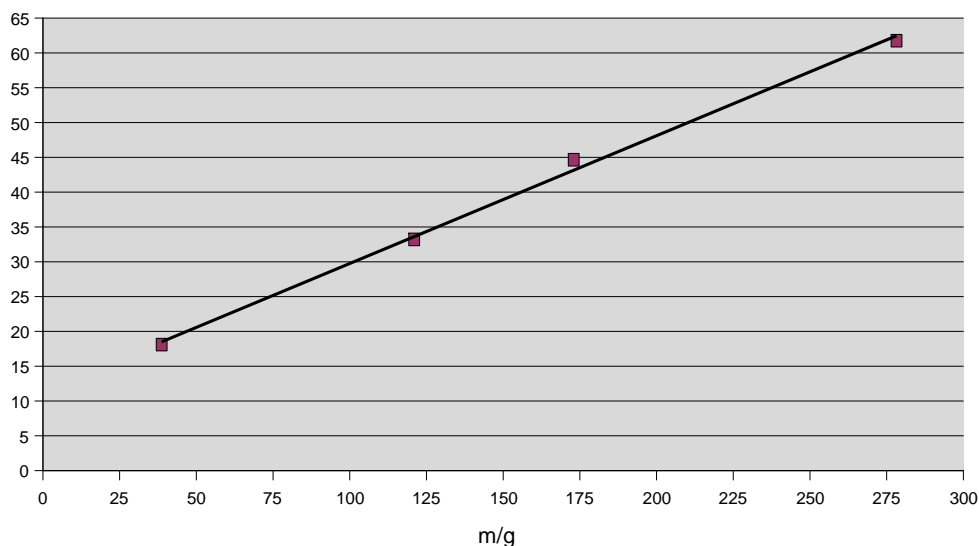
$$\Rightarrow \lambda_v = \frac{W_{el}}{m_D}$$

3 Versuchsauswertung

3.1 Wasserwert

$$c_{wasser} = 4,182 \frac{kJ}{kgK}$$

$T_{kalt}/^{\circ}C$	$T_{heiss}/^{\circ}C$	$T_{misch}/^{\circ}C$	$\Delta T/^{\circ}C$	m_k/g	$\Delta m/g$	$\Gamma_k/(J/K)$	$\Delta\Gamma_k/(J/K)$
21,9	57,6	23,7	0,1	278,2	0,1	61,76	7,096
21,9	56,3	23,9	0,1	173,0	0,1	44,66	4,76
21,9	56,0	24,0	0,1	121,0	0,1	33,21	3,40
21,9	54,7	25,2	0,1	38,7	0,1	18,10	1,79



Die Ausgleichsgerade liefert:

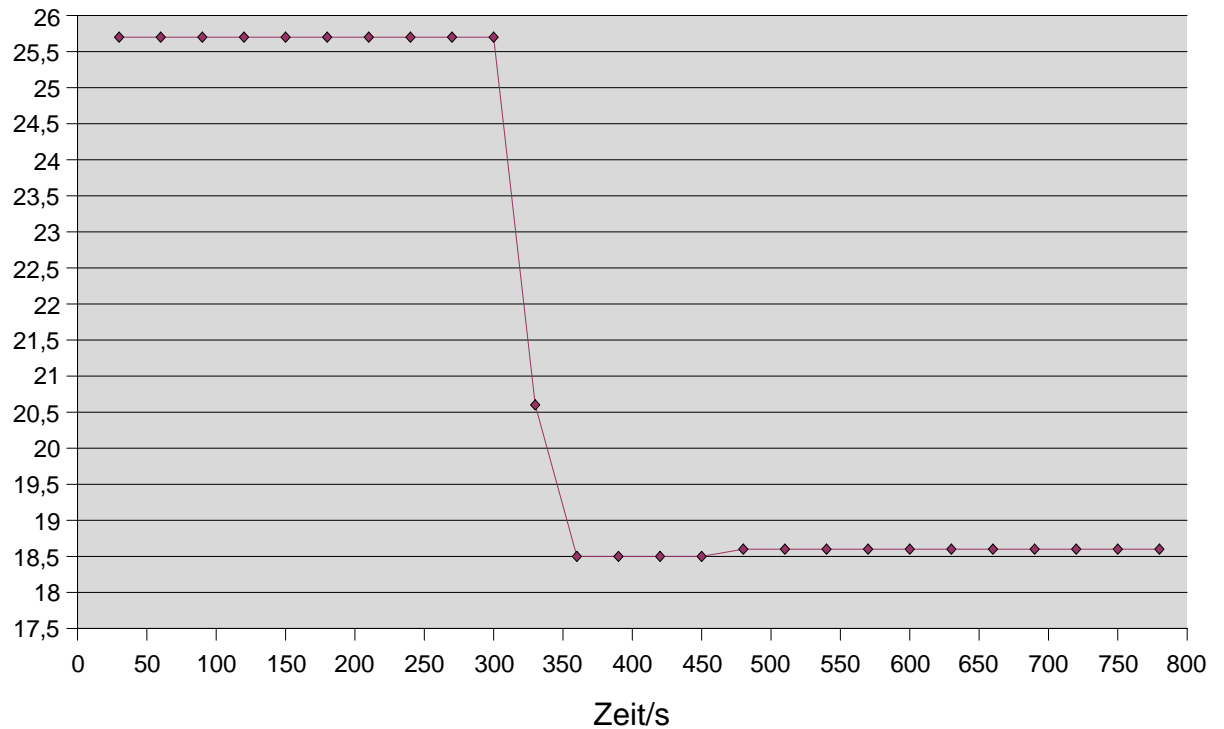
$$\Gamma = 11,395J/K + 0,18358m_wJ/(Kg)$$

mit Fehlern von $0,0071511J/(Kg)$ für die Steigung und einem Fehler von $1,2420J/K$ für den Achsenabschnitt. D.h. man hat nun den Wasserwert in Abhängigkeit der Wassermasse ermittelt.

3.2 Spezifische Schmelzwärme von Eis

Durch Regression lassen sich die benötigten Temperaturen ermitteln. Dazu wird durch die Messwerte der ersten und letzten 5 Minuten eine Regressionsgerade gelegt. Nun ermittelt man die Zeit t_{mittel} so dass die Flächen zwischen den Regressionsgeraden und der Geraden von $y = t_{mittel}$ gleich sind. Die Werte zu t_{mittel} sind dann die gesuchten Werte.

3.2.1 1.Messung



Regressionsgerade unten: $U(t) = 18,4371^{\circ}\text{C} + 0,0002418\frac{\text{C}}{\text{s}}t$

Oben: $O = 25,7^{\circ}\text{C} \pm 0,1^{\circ}\text{C}$

$t_{\text{mittel}} = 325\text{s} \pm 10\text{s}$

$\Rightarrow T_{\text{heiss}} = 25,7^{\circ}\text{C}$

$T_{\text{kalt}} = 18,5157^{\circ}\text{C} \pm 0,002418^{\circ}\text{C}$

$m_w = 0,2341\text{kg} \pm 0,0001\text{kg}$

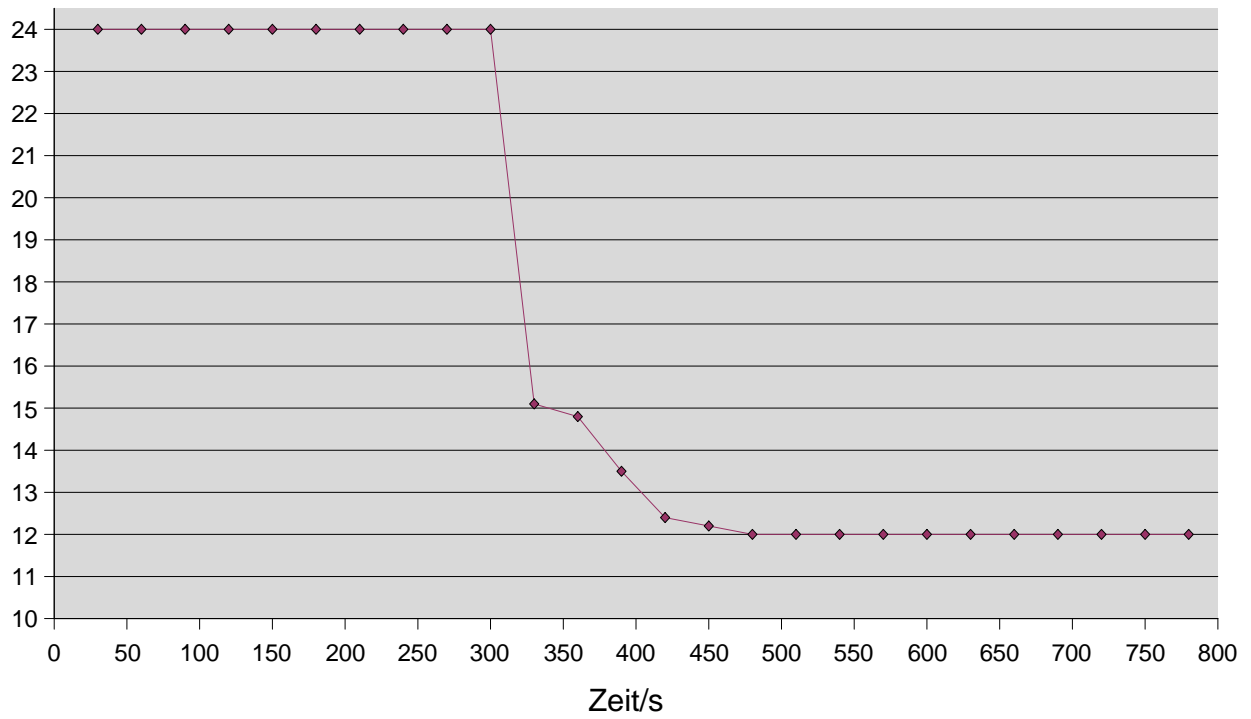
$m_E = 0,0185\text{kg} \pm 0,0001\text{kg}$

$\Gamma(m) = 56,069\frac{\text{J}}{\text{K}} \pm 1,698\frac{\text{J}}{\text{K}}$

Aus diesen Werten errechnet man:

$$\lambda_s = (324,54 \pm 9,7034)\frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$$

3.2.2 2.Messung



Unten: $U = 12,0^{\circ}\text{C} \pm 0,1^{\circ}\text{C}$

Oben: $O = 24,0^{\circ}\text{C} \pm 0,1^{\circ}\text{C}$

$t_{\text{mittel}} = 350\text{s} \pm 10\text{s}$

$\Rightarrow T_{\text{heiss}} = 24,0^{\circ}\text{C}$

$T_{\text{kalt}} = 12,0^{\circ}\text{C}$

$m_w = 0,2488\text{kg} \pm 0,0001\text{kg}$

$m_E = 0,0368\text{kg} \pm 0,0001\text{kg}$

$\Gamma(m) = 60,448 \frac{\text{J}}{\text{K}} \pm 3,3779 \frac{\text{J}}{\text{K}}$

Aus diesen Werten errechnet man:

$$\lambda_s = (308,81 \pm 12,3787) \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$$

Aus den beiden Messungen wird der gemittelte Wert berechnet: $\lambda_s = 316,675 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$. Die Abweichung zum Literaturwert von $334 \frac{\text{kJ}}{\text{kg}}$ beträgt 5,19%.

3.2.3 Fehlerbetrachtung

Die Fehler wurden entweder numerisch durch ein Algebra-System ermittelt oder es wurde der Größtfehler berechnet. Für den Fehler für die Schmelzwärme gilt:

$$\Delta\lambda = \frac{T_h - T_m}{m_E} \Delta\Gamma + \frac{c_w(T_h - T_m)}{m_E} \Delta m_w + \frac{\Gamma + c_w m_w}{m_E} \Delta T_h + \left(\frac{\Gamma + c_w m_w}{m_E} + c_w \right) \Delta T_m$$

Der Messwert ist etwas kleiner als der Literaturwert. Trotzdem liegt der so erhaltene Wert nicht mehr im Bereich des erwarteten Größtfehlers. Es wird sich daher wohl um einen systematischen Fehler handeln.

3.3 Spezifische Verdampfungswärme von Wasser

Mit Hilfe des abgelesenen Luftdrucks von 711torr lässt sich der Siedepunkt nachschlagen. Der so ermittelte Wert beträgt:

$$T_{sied} = 97,8^\circ C \pm 0,1^\circ C$$

3.3.1 Kondensationsmethode

Für die Berechnung von λ_v wird bei der Kondensationsmethode wie oben beschrieben nur die Temperatur T_m und die Masse des niedergeschlagenen Wasserdampfes m_D benötigt. Die Energiewerte sind für die Berechnung unerheblich.

m_w/g	m_D/g	$T_m/^\circ C$	$T_w/^\circ C$	$T_s/^\circ C$	$\Gamma(m)/(J/K)$
221,8±0,1	12,1±0,1	34,5±0,1	21,0±0,1	97,8±0,1	53,214±1,10148
273,0±0,1	14,8±0,1	48,3±0,1	23,1±0,1	97,8±0,1	62,871±1,35849

Mit den Werten aus der Tabelle erhält man:

$$\begin{aligned} \text{1.Versuch:} & \quad \lambda_v = 1094,26 \pm 24,59 \\ \text{2.Versuch:} & \quad \lambda_v = 1948,04 \pm 33,59 \end{aligned}$$

Dies stellt eine sehr große Abweichung zum Literaturwert dar. Streicht man die erste Messung unter der Annahme eines Messfehlers, so weicht der zweite Wert um 13,7% vom Literaturwert $\lambda_v = 2257 \frac{kJ}{kg}$ ab. Dies ist deutlich mehr, als der erwartete Größtfehler.

3.3.2 Fehlerbetrachtung

Oben wurde der Größtfehler berechnet mit:

$$\Delta\lambda = \frac{\Gamma + m_w c_w}{m_D} \Delta T_m + c_D \Delta T_s + \frac{T_m - T_w}{m_d} \Delta \Gamma + \frac{c_w (T_m - T_w)}{m_D} \Delta m_w + \frac{(\Gamma + m_w c_w)(T_m - T_w)}{m_D^2} \Delta m_D + \frac{\Gamma + m_w c_w}{m_D} \Delta T_w$$

Insgesamt ist die Abweichung vom Literaturwert deutlich höher als der erwartete Größtfehler. Dies liegt wohl an systematischen Fehlern: So kann Wärme durch das Glasrohr mit der Umgebung ausgetauscht werden. Anhand des gemessenen Temperaturverlaufs erkennt man auch, dass die Temperatur immer wieder sprunghaft ansteigt. Dies liegt daran, dass der Dampf schon im Rohr zu kondensieren beginnt, wodurch sich Wasser ansammelt. Dieses kommt nur stoßweise ins Kalorimeter. Auch der Wasserwert des Kalorimeters ist eine große Fehlerquelle.

3.3.3 Verdampfungsmethode

1. Messung:

t/s	I/A	U/V	$\Delta I/A$	$\Delta U/V$
0	1,51	70,8	0,01	0,1
30	1,51	70,8	0,01	0,1
60	1,52	70,9	0,01	0,1
90	1,51	70,8	0,01	0,1
120	1,51	70,8	0,01	0,1
150	1,51	70,9	0,01	0,1
180	1,51	70,7	0,01	0,1
210	1,51	70,8	0,01	0,1
240	1,52	71,0	0,01	0,1
270	1,51	70,9	0,01	0,1
300	1,51	71	0,01	0,1

Es wurde die Masse des kondensierten Wassers im Becherglas ermittelt: $m_D = 13,1g$. Mit obigen Werten folgt: $\bar{U} = 70,85V$ $\bar{I} = 1,51A$. Aus diesen Werten lässt sich die spezifische Verdampfungswärme berechnen:

$$\lambda_d = 2433,78 \pm 22,41 \frac{kJ}{kg}$$

2. Messung:

t/s	I/A	U/V	$\Delta I/A$	$\Delta U/V$
0	1,71	80,2	0,01	0,1
30	1,71	80,2	0,01	0,1
60	1,72	80,4	0,01	0,1
90	1,72	80,5	0,01	0,1
120	1,72	80,4	0,01	0,1
150	1,71	80,3	0,01	0,1
180	1,72	80,3	0,01	0,1
210	1,72	80,3	0,01	0,1
240	1,72	80,5	0,01	0,1
270	1,72	80,6	0,01	0,1
300	1,72	80,6	0,01	0,1

Es wurde die Masse des kondensierten Wassers im Becherglas ermittelt: $m_D = 16,9g$. Mit obigen Werten folgt: $\bar{U} = 80,39V$ $\bar{I} = 1,71A$ Aus diesen Werten lässt sich die spezifische Verdampfungswärme berechnen:

$$\lambda_d = 2440,24 \pm 19,56 \frac{kJ}{kg}$$

Aus der 1. und 2. Messung ergibt sich ein gemittelter Wert von $\lambda_{d,mittel} = 2437,01 \frac{kJ}{kg}$. Der Literaturwert beträgt $\lambda_d = 2257 \frac{kJ}{kg}$, was einer Abweichung von 7,96% entspricht.

3.3.4 Fehlerbetrachtung

Die Betrachtung mittels Größtfehler hat gezeigt, dass die Abweichung vom Realwert größer ist als der Größtfehler. D.h. es wird sich wohl um einen systematischen Fehler handeln. So kann Kondenswasser in der Aperatur verbleiben. Es ist auch möglich, dass nicht der komplette Dampf kondensiert.

3.4 Änderung der Zustandsfunktionen

Da während des gesamten Experiments der Druck p konstant bleibt und während des Phasenübergangs die Temperatur T währenddessen konstant bleibt ergibt sich für die Zustandsfunktionen:

$$\begin{array}{ll} \text{Gibbs'sches Potential} & dG = -SdT + Vdp = 0 \\ \text{Enthalpie} & dH = TdS + Vdp = \lambda m \\ \text{Freie Energie} & dF = -pdV - SdT = -pm \left(\frac{1}{\rho_{nach}} - \frac{1}{\rho_{vor}} \right) \\ \text{Innere Energie} & dU = TdS - pdV = \lambda m - pm \left(\frac{1}{\rho_{nach}} - \frac{1}{\rho_{vor}} \right) \end{array}$$

Mit Hilfe der Literaturwerte für die spez. Schmelz- und Verdampfungswärme lassen sich die theoretischen Werte berechnen.

3.4.1 Schmelzmethode

Mit $m_E = 0,0277kg$, $\lambda = 334\frac{kJ}{kg}$, $p = 94791,9Pa$, $\rho_w = 999,1\frac{kg}{m^3}$, $\rho_E = 917\frac{kg}{m^3}$ folgt:

$$dU = 9486,83J$$

$$dF = 235,03J$$

$$dH = 9251,8J$$

3.4.2 Kondensationsmethode

Mit $m_D = 0,01345kg$, $\lambda = 2257\frac{kJ}{kg}$, $p = 94791,9Pa$, $\rho_w = 999,1\frac{kg}{m^3}$, $\rho_D = 0,880\frac{kg}{m^3}$ folgt:

$$dU = 1477,87J$$

$$dF = 1447,51J$$

$$dH = 30,36J$$

3.4.3 Verdampfungsmethode

Mit $m_D = 0,015kg$, $\lambda = 2257\frac{kJ}{kg}$, $p = 94791,9Pa$, $\rho_w = 999,1\frac{kg}{m^3}$, $\rho_D = 0,880\frac{kg}{m^3}$ folgt:

$$dU = 1648,19J$$

$$dF = 1614,33J$$

$$dH = 33,86J$$

Quellen

[1] W. Demtröder, Experimentalphysik 1, Mechanik und Wärme, Axel Springer Verlag, 2006

[2] W. Walcher, Praktikum der Physik, Stuttgart, 1989

[3] David R. Lide, CRC Handbook of Chemistry and Physics, 84. Auflage, 2003

[4] J. Krause, J. Grehn, Metzler Physik, Schroedel Verlag GmbH, Hannover 2004

Anmerkung: Alle Vergleichswerte stammen von [3]