

Die Dampfdruckkurve

Aufnahme der Dampfdruckkurve von Wasser und Bestimmung der Verdampfungsenthalpie

Durch unseren Versuch konnten wir die Gleichung der Dampfdruckkurve von destilliertem Wasser zu

$$\ln \frac{P}{bar} = (22,2 \pm 0,6) - \frac{(5506 \pm 202)}{T/K}$$
 bestimmen und erhielten für

$$\text{die Verdampfungsenthalpie } \Delta H_m^{LV} = (45,8 \pm 1,7) \frac{kJ}{mol}.$$



PG 268 II

Tutorin: Cornelia Sing

Protokollant: Daniel Guyot

Teilnehmer:

Diana Bednarczyk
Fabian Fleischer
Heinrich Südmeyer
Matthias Sturm
Ramin Torabi
René Könnecke

Inhaltsangabe

1. Ziel des Versuchs	3
2. Theorie	3
2.1 Zustandsgleichung des idealen Gases	
2.2 Kubische Zustandsgleichung nach van der Waals	
2.3 Das P, V_m, T – Diagramm	
2.4 Phasenübergang bei reinen Stoffen und 1. Hauptsatz der Thermodynamik	
2.5 Die Entropie und der 2. Hauptsatz	
2.6 Clausius-Clapeyron-Gleichung	
3. Aufbau	10
3.1 Geräteliste	
3.2 Versuchsaufbau und Durchführung	
4. Auswertung	12
4.1 Mess-Ergebnisse	
4.2 Literaturwerte	
4.3 Bestimmung der Ausgleichsgeraden	
4.4 $\ln P$, $1/T$ - Diagramm	
4.5 Fehlerabschätzung	
4.6 Diskussion der Ergebnisse	
5. Resümee	15
6. Literaturverzeichnis	16

1. Ziel des Versuches

Bringt man eine Flüssigkeit in ein abgeschlossenes Gefäß, das sie nur teilweise ausfüllt, so stellt man fest, dass ein Teil der Flüssigkeit verdampft und sich im Volumen oberhalb der Flüssigkeit eine Dampfphase bildet, die einen Druck $P^{LV}(T)$ auf die Wände und die Flüssigkeitsoberfläche ausübt, dessen Größe von der Temperatur T abhängt.

Diese Abhängigkeit soll in unserem Versuch in einem abgeschlossenen beheizbaren Systems durch ein Thermometer und ein Manometer gemessen werden.

Aus den erhaltenen Daten wollen wir schließlich die Verdampfungsenthalpie ΔH_m^{LV} von Wasser bestimmen, das als Versuchsstoff dient.

2. Theorie

2.1 Die Zustandsgleichung des idealen Gases

Die mathematische Verknüpfung der drei thermischen Zustandsgrößen Druck P , Volumen V und Temperatur T heißt *thermische Zustandsgleichung*.

$$P = P(V, T) \quad V = V(P, T) \quad T = T(P, V)$$

Die thermische Zustandsgleichung ist für Systeme, in denen Aggregatzustandsänderungen auftreten, kompliziert. Es liegt bisher keine Zustandsgleichung vor, die für alle Aggregatzustände befriedigend genaue Ergebnisse liefert. Durch Messungen ist

jedoch erwiesen, dass bei einem Gas unter sehr niedrigem Druck der Ausdruck $\frac{PV}{T}$ für

verschiedene Messwerte von P , V und T immer den gleichen konstanten Wert annimmt, der als *individuelle, spezielle* oder *spezifische Gaskonstante* R eines bestimmten Gases bezeichnet wird.

$$\frac{PV}{T} = R \quad \text{für } P \rightarrow 0$$

Meist wird die Gleichung umgestellt und in der Form

$$P V = R T \quad \text{für ein Mol eines Stoffes} \quad (\text{Gl. 2.1})$$

angegeben. Ein Gas, das diese Gleichung bei allen Drücken exakt befolgen würde, heißt *ideales Gas*.

(Gl. 2.1) ist demnach die *thermische Zustandsgleichung des idealen Gases*.

Zwischen den Molekülen eines idealen Gases kommt es außer elastischen Stößen zu keinen Wechselwirkungen, und die Moleküle haben kein Eigenvolumen. Die Van-der-Waals-Kraft wird vernachlässigt. Reale Gase verhalten sich annähernd ideal bei niedrigem Druck und hoher Temperatur. Dies gilt insbesondere für Edelgase.

Die Bestimmung von R erfolgt über Messung von P , V , T idealer Gase.

$$R = 8,314510 \pm 0,000007 \left[\frac{\text{kJ}}{\text{kmol} \cdot \text{K}} \right]$$

In Zustandsbereichen eines Gases, in denen (Gl. 2.1) nicht anwendbar ist, ist für dieses Gas auch die Bezeichnung *nichtideales (reales) Gas* gebräuchlich. Die Ausdrücke ideales oder nichtideales Gas bezeichnen also nicht die Stoffeigenschaften des Gases, sondern kennzeichnen lediglich den zu betrachtenden Zustandsbereich ein und desselben Gases.

Für die Stoffmenge v hat die thermische Zustandsgleichung des idealen Gases die Form

$$P V = v R T$$

2.2 Die Kubische Zustandsgleichung nach van der Waals

Die Zustandsgleichung des idealen Gases berücksichtigt weder Eigenvolumen noch Wechselwirkungen zwischen den Molekülen. Sie ist daher eine starke Vereinfachung und kann das Verhalten realer Gase nur näherungsweise beschreiben. Die Ausbildung einer flüssigen oder festen Phase kann sie gar nicht beschreiben.

Experimentell hat van der Waals aber eine brauchbare Zustandsgleichung entwickelt:

$$\left(P + \frac{a}{V_m^2} \right) \cdot (V_m - b) = RT \quad \text{van der Waals Gleichung}$$

Die van der Waals Gleichung enthält die stoffspezifischen Parameter a und b :

Das „Kovolumen“ b berücksichtigt das Eigenvolumen der Moleküle. Anschaulich steht den realen Molekülen nur das um das Eigenvolumen b verminderte Volumen ($V_m - b$) zur Verfügung.

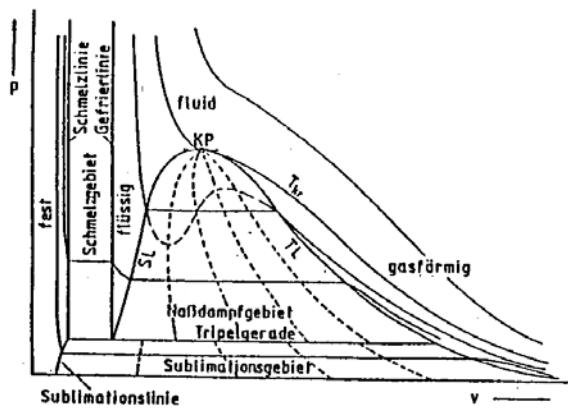
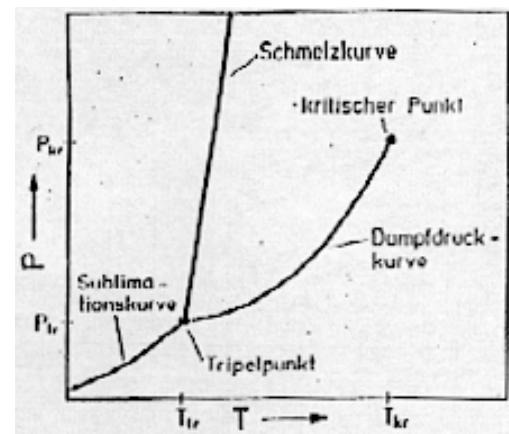
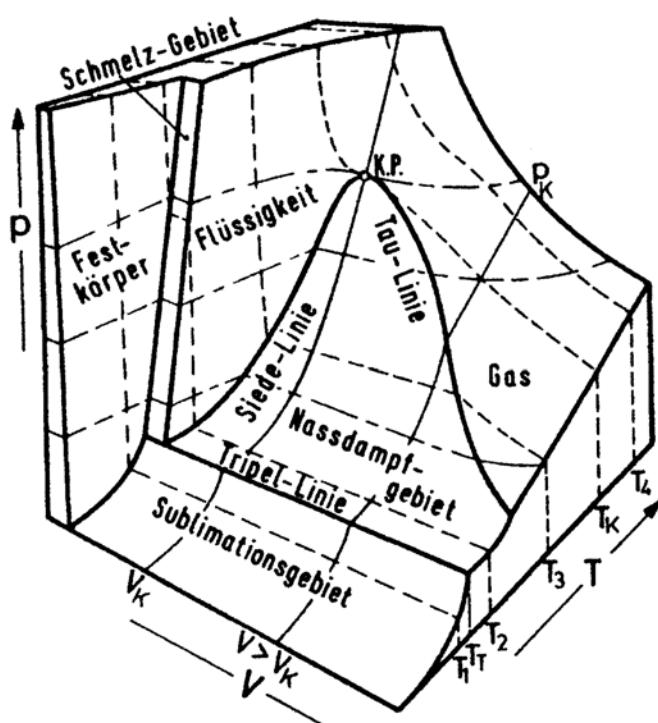
Durch den „Kohäsionsdruck“ a / V_m^2 werden die van der Waals'schen Anziehungskräfte berücksichtigt, die auf der Dipol-Wechselwirkung beruhen. Sie lassen die Moleküle näher zusammenrücken, als wäre der Druck um a / V_m^2 erhöht.

2.3 Das P , V_m , T - Diagramm

Das P , V_m , T -Verhalten eines realen Stoffes lässt sich in einem Diagramm mit den drei Achsen Druck P , Temperatur T und Volumen V anschaulich machen. Gebräuchlicher sind jedoch die Projektionen auf die P , T Ebene oder die P , V_m -Ebene. Die mit S = solid

(fest), L = liquid (flüssig) und G = gas gekennzeichneten Flächen entsprechen den Bereichen von P , V_m und T in denen der Stoff nur als Gas oder Flüssigkeit oder Feststoff vorliegt. Man spricht dann von einem Einphasengebiet. Eine Phase ist ein Bereich in dem der Stoff einheitliche physikalische und chemische Eigenschaften besitzt.

In den Zweiphasengebieten existieren zwei Phasen (Aggregatzustände) gleichzeitig. Es gibt fest-flüssig Gebiete (S-L) (Beispiel: Eis in Wasser), flüssig-gasförmig Gebiete (L-G) (Wasserdampf über kochendem Wasser) und fest-gasförmig Gebiete (S-G) (z.B. entsteht Wasserdampf direkt aus Schnee (also Eis)).



P, V - Diagramm

2.4 Phasenübergang bei reinen Stoffen und 1. Hauptsatz der Thermodynamik

Mit Phasenübergang ist hier ein Wechsel des Aggregatzustandes gemeint. Ein Phasenübergang ist ein Prozess mit gekoppelten energetischen und stofflichen Vorgängen und ist durch folgendes gekennzeichnet:

1. Moleküle der beteiligten Phasen wechseln in die jeweilig andere Phase über. Man kann Gleichgewichtszustände von Nicht-Gleichgewichtszuständen unterscheiden. Im Gleichgewicht wechseln in einem Zeitabschnitt genauso viele Moleküle von Phase 1 in Phase 2 wie von Phase 2 in Phase 1. Herrscht kein Gleichgewicht, dann überwiegt eine Richtung.. Es kommt meist zu einem vollständigem Phasenwechsel und ein neues Gleichgewicht stellt sich ein.
2. Druck und Temperatur bleiben konstant. Ist eine der beiden Größen vorgegeben, so ergibt sich die andere zwangsläufig. Dadurch ergibt sich im P, T - Diagramm die Dampfdruckkurve als Grenzlinie zwischen Flüssigkeit und Gas. Die Dampfdruckkurve besteht aus den Punkten (P, T - Wertepaaren) bei denen Gas (Dampf) und Flüssigkeit gleichzeitig existieren können. Entsprechendes gilt für die Schmelzdruckkurve und die Sublimationsdruckkurve.
3. Solange der Phasenübergang andauert, existieren im Normalfall zwei Phasen (z.B. Feststoff und Flüssigkeit) nebeneinander. Am sogenannten Tripelpunkt liegen sogar alle drei Aggregatzustände eines Stoffes gleichzeitig vor.
4. Der "Energiegehalt" (thermodynamisch: Enthalpie) eines Stoffes steigt bei Phasenübergängen stark und sprunghaft an (Richtung: fest \rightarrow flüssig \rightarrow gasförmig) oder fällt entsprechend ab.

$$dH = dQ + dW$$

1. Hauptsatz der Thermodynamik

Der erste Hauptsatz der Thermodynamik besagt, dass eine Erhöhung des Energiegehaltes (der Enthalpie H) eines Stoffes nur durch Zufuhr einer Wärmemenge dQ oder einer Arbeit dW erreicht werden kann. Zum Beispiel muss zum Verdampfen einer bestimmten Menge Stoffes diesem eine bestimmte Wärmemenge zugeführt werden. Dieselbe Wärmemenge wird beim Verflüssigen (Kondensieren) des gleichen Stoffes wieder frei. Diese Wärmemenge wird Verdampfungsenthalpie ΔH_m^{LV} (oft auch Verdampfungswärme)

genannt. Die Verdampfungsenthalpie ist eine temperaturabhängige stoffspezifische Größe.

Im Falle der Dampfdruckkurve gibt es eine weitere Besonderheit: Sie endet am kritischen Punkt KP. An diesem Punkt sind die Enthalpien (Energieinhalte) des Gases und der Flüssigkeit gleich. Daher gibt es oberhalb dieses Punktes keine Trennung mehr zwischen Gas und Flüssigkeit. Man spricht von hoch verdichtetem Gas (Gas mit der Dichte einer Flüssigkeit).

2.5 Die Entropie und der 2. Hauptsatz

Es existiert eine thermodynamische Zustandsfunktion, die Entropie S genannt wird. Wie auch die anderen thermodynamischen Zustandsfunktionen kann man sich Entropie nicht „vorstellen“. Aber man kann die Auswirkungen dieser Funktion auf „irdische“ Berechnungen studieren.

Die Entropieänderung wird definiert als:

$$dS = \frac{dQ}{T}$$

Für ein System existiert die Größe S mit $\Delta S \geq 0$
für isolierte Systeme und Übergänge zwischen
Gleichgewichtszuständen.

2. Hauptsatz der Thermodynamik

Der 2. Hauptsatz liefert folgende Erfahrungen:

1. Der reversible (vollständig umkehrbare) Prozess ist der, der ohne Entropiezuwachs auskommt. Das ist eine idealisierte Vorstellung, denn alle natürlichen Prozesse sind (mindestens teilweise) irreversibel.
2. Bei jedem natürlichen Prozess nimmt die in Arbeit umwandelbare Energie ab.
3. Aus der statischen Mechanik kommend kann man sich die Entropie auch als Maß für die Unordnung vorstellen.
4. Aus der Informationstheorie kommend hat Entropie mit Wissen zu tun.
5. Die Entropie eines perfekten Kristalls ist Null. Die Ordnung ist perfekt.
6. Die Entropie ist ein in die Zukunft gerichteter Pfeil, sie bleibt konstant oder nimmt mit der Zeit zu.

Verstößt man durch eine (ausgedachte) Maschine gegen den 2. Hauptsatz, dann ist die Maschine ein Perpetuum mobile 2. Art, z.B.

- durch vollständige Wandlung von Energie in Arbeit
- Gewinnung von Arbeit durch Abkühlung unter Umgebungstemperatur

2.6 Die Clausius-Clapeyron-Gleichung

Die Abhängigkeit des Druckes im Nassdampfgebiet P^{LV} von der Temperatur T lässt sich aus der Clausius-Clapeyron-Gleichung ablesen, die im Folgenden hergeleitet werden soll:

Erläuterung der Indizes:

$(.)'$ = flüssige Phase

$(.)''$ = Dampfphase

$(.)^{LV}$ = $(.)$ am Phasenübergang flüssig – gasförmig

$(.)_m$ = $(.)$ pro Mol

Zunächst wird der unten beschriebene Kreisprozess betrachtet, der sowohl in ein P,V-Diagramm (Abb. 1) als auch in ein T,S-Diagramm (Abb. 2) eingetragen wird. In beiden Fällen lässt sich der Betrag der Kreisarbeit als umschlossene Fläche im Diagramm ablesen.

Die Herleitung erfolgt durch Gleichsetzen der beiden aus den verschiedenen Diagrammen abgelesenen Arbeiten.

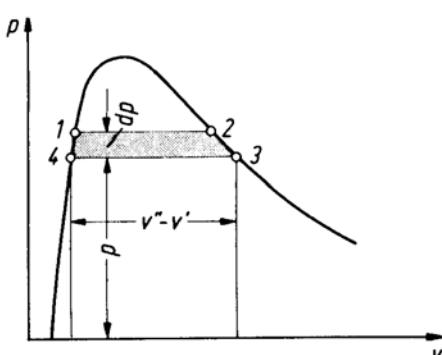


Abb. 1 : P,V_m-Diagramm

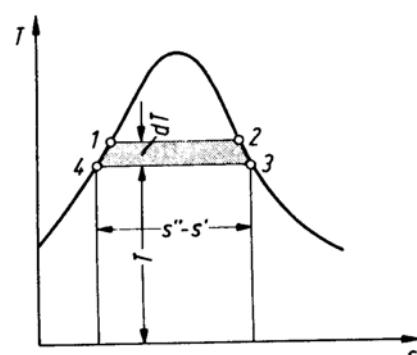


Abb. 2 : T,S_m-Diagramm

Kreisprozess:

1 → 2 : Verdampfen bei $P + dP$ und $T + dT$

2 → 3 : Expansion des gesättigten Dampfes auf P

3 → 4 : Kondensation des Dampfes bei P und T

4 → 1 : Verdichtung der Flüssigkeit auf $P + dP$

Die verrichtete Arbeit A stellt sich in beiden Diagrammen jeweils als vom Kreisprozess eingeschlossene Fläche dar.

Arbeit im P, V_m -Diagramm:

$$\text{Arbeit pro Mol} = |A_m| = \left(V_m'' - V_m' \right) \cdot dP \quad (\text{für } dP \rightarrow 0) \quad V_m'', V_m' \text{ bei Sättigung}$$

Arbeit im T, S_m -Diagramm:

$$\text{Arbeit pro Mol} = |A_m| = \left(S_m'' - S_m' \right) \cdot dT \quad (\text{für } dT \rightarrow 0)$$

$$\text{da } \Delta S_m = \frac{\Delta Q_m}{T} \quad 2. \text{ Hauptsatz der Thermodynamik}$$

hier: ΔQ_m = Wärmeverbrauch bei isobarer Verdampfung $\equiv \Delta H_m^{LV}$

$$(dH_m = dQ_m + V_m dP)$$

$$\Rightarrow |A_m| = \frac{\Delta H_m^{LV}}{T} dT$$

Gleichsetzung beider Ausdrücke für die Arbeit ergibt:

$$\left(\frac{dP}{dT} \right)^{LV} = \frac{\Delta H_m^{LV}}{T \left(V_m'' - V_m' \right)} \quad \text{Clausius-Clapeyron-Gleichung} \quad (\text{Gl. 1})$$

$$\left(\frac{dP}{dT} \right)^{LV} = \text{Steigung der Dampfdruckkurve (im P,T-Diagramm)}$$

Um für die Dampfdruckkurve zu einer einfachen Funktion $P = f(T)$ zu gelangen, werden zunächst drei Vereinfachungen eingeführt:

- 1) Das spezifische Volumen der Flüssigkeit ist gegenüber dem spezifischen Dampfvolumen vernachlässigbar klein:

$$V_m'' \gg V_m' \Rightarrow V_m'' - V_m' \approx V_m''$$
- 2) Die Temperaturabhängigkeit der Verdampfungsenthalpie wird vernachlässigt:

$$\Delta H_m^{LV} \neq f(T) \quad (\text{wichtig für die Integration})$$
- 3) Für die Gasphase gilt die Zustandsgleichung des idealen Gases. Es ergibt sich:

$$V_m'' = \frac{RT}{P^{LV}} \text{ mit } \left[V_m'' \right] = 1 \frac{m^3}{mol}$$

$$\Rightarrow \left(\frac{dP}{dT} \right)^{LV} = \frac{\Delta H_m^{LV}}{RT} = \frac{\Delta H_m^{LV}}{RT^2} \cdot P$$

$$\Leftrightarrow \frac{dP^{LV}}{P^{LV}} = \frac{\Delta H_m^{LV}}{RT^2} \cdot dT \text{ mit } [H_m^{LV}] = 1 \frac{J}{mol} \quad (\text{Gl. 2})$$

Integration von P_1^{LV} , T_1 bis P_2^{LV} , T_2 :

$$\int_{P_1^{LV}}^{P_2^{LV}} \frac{dP^{LV}}{P^{LV}} = \int_{T_1}^{T_2} \frac{\Delta H_m^{LV}}{RT^2} dT$$

$$\ln P_2^{LV} - \ln P_1^{LV} = -\frac{\Delta H_m^{LV}}{R} \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right) \quad (\text{Gl. 3})$$

$$\ln \frac{P_2^{LV}}{P_1^{LV}} = \frac{\Delta H_m^{LV}}{R} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) \quad \text{vereinfachte Clausius-Clapeyron-Gleichung (Gl. 4)}$$

mit Bezug auf den Druck am kritischen Punkt, also $P_1^{LV} = P_{KP}$, und der zugehörigen kritischen Temperatur T_{KP} :

$$\ln P_2^{LV} = \ln P_{KP} + \frac{\Delta H_m}{R \cdot T_{KP}} - \frac{\Delta H_m}{R} \cdot \frac{1}{T_2}$$

$$\text{mit } A = \ln P_{KP} + \frac{\Delta H_m}{R \cdot T_{KP}} \text{ und } B = \frac{\Delta H_m}{R}$$

$$\Rightarrow \ln P^{LV} = A - \frac{B}{T} \quad \text{August-Gleichung} \quad (\text{Gl. 5})$$

Antoine fügte noch eine Konstante C hinzu, um die Temperaturabhängigkeit besser berücksichtigen zu können:

$$\Rightarrow \log P^{LV} = A - \frac{B}{t + C} \quad \text{Antoine-Gleichung} \quad (\text{Gl. 6})$$

Aus den Gleichungen (Gl. 3) und (Gl. 5) wird deutlich, dass im $\ln P, 1/T$ – Diagramm die Dampfdruckkurve eine Gerade der Steigung $-\Delta H_m^{LV} / R$ ist.

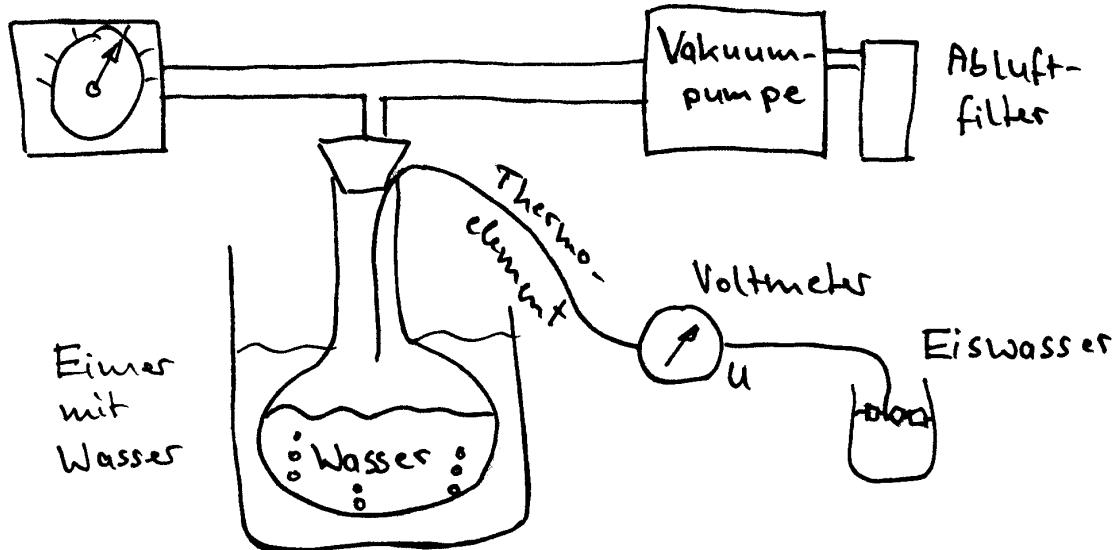
3. Aufbau

3.1 Geräteliste

Gerät	PL-Inventarnummer
1. Apothekergefäß	PL 614 a
2. Thermoelement + Tabelle	PL 632 e
3. Multimeter (digital)	PL 034 b
4. Manometer	PL 313 b
5. Vorpumpe Leybold Trivac + Abluftfilter	PL 313 a
6. Schellen + O-Ringe	PL 321 a
7. Thermometer	PL 633 a
8. Stativ	PL 816 a
9. Eimer	PL-Küche
10. Schliffstopfen	PL 614 b
11. diverse Schläuche u. Rohre	PL-Werkstatt
12. Baysilone-Paste	PL 321 a

3.2 Versuchsaufbau und Durchführung

Manometer



Gemessen werden sollten der Druck und die Temperatur, bei der das destillierte Wasser im Apothekergefäß anfängt zu sieden. Die Druckregulierung nahmen wir über die Vakuumpumpe vor, die Temperatur des im Eimer befindlichen Wassers senkten wir durch Zugabe von flüssigem Stickstoff oder erhöhten sie durch Zugabe von kochendem Wasser. Der eingestellte Druck ließ sich dann vom Manometer ablesen. Zur Bestimmung der Temperatur benutzten wir ein Thermoelement, das wir auf eine Spannung von 4,07 mV bei einer Temperaturdifferenz von 100 K eichten. Als Referenztemperatur wählten wir die von Eiswasser bei Normaldruck, also 0 °C.

Den Dampfdruck des destillierten Wassers bestimmten wir folgendermaßen:

Wir stellten einen Druck im Apothekergefäß ein, bei dem das Wasser noch nicht siedete. Dann senkten wir den Druck allmählich. Beim Aufsteigen der ersten Dampfblasen aus dem dann siedenden Wasser lasen wir den jeweiligen Druck und die zugehörige Spannung an unserem Thermoelement ab.

4. Auswertung

4.4 $\ln P, 1/T$ – Diagramm

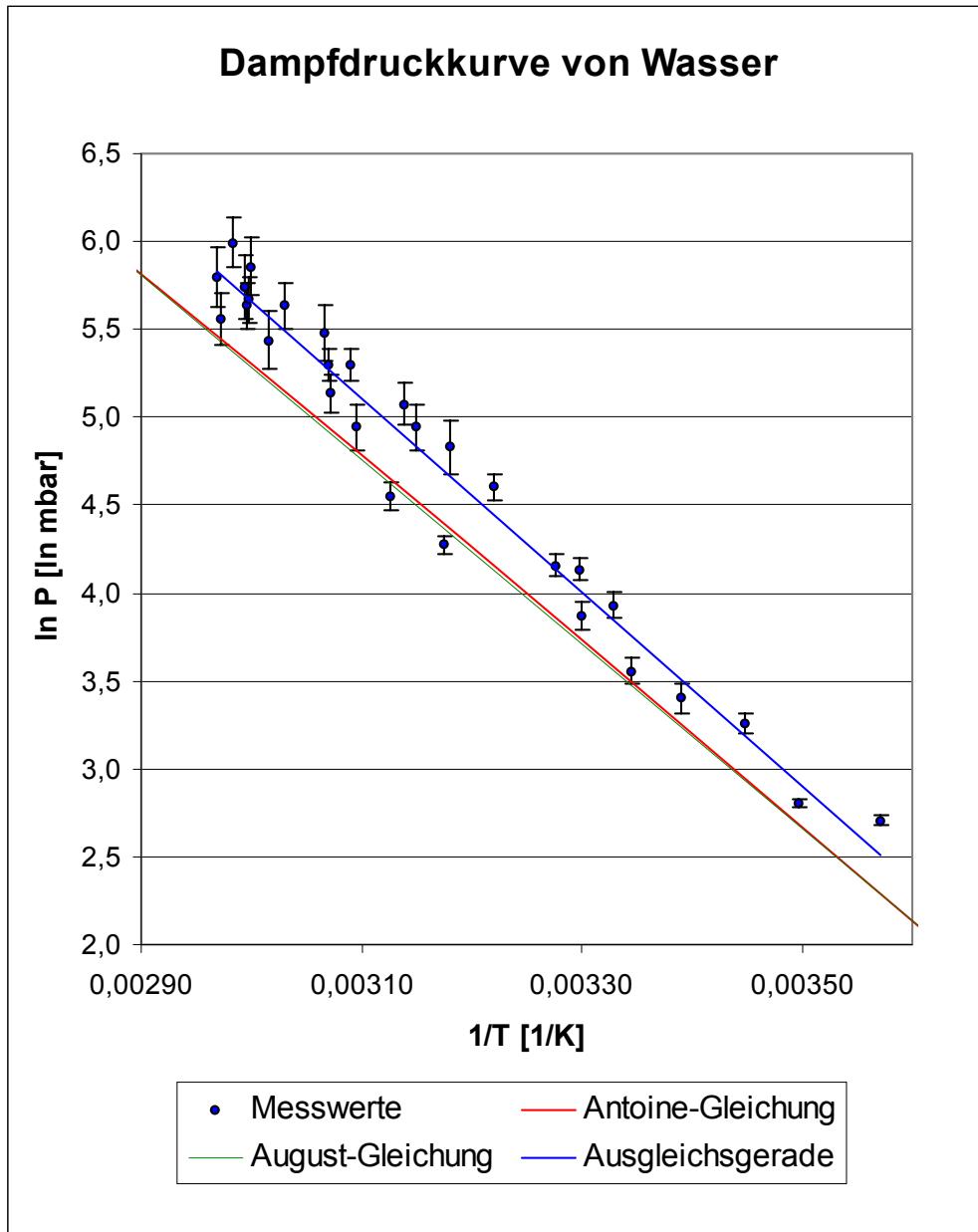


Abb. 3 : $\ln P, 1/T$ - Diagramm

4.5 Fehlerabschätzung

Folgende Fehler könnten im Rahmen des Versuchs aufgetreten sein:

- Ablesefehler inklusive Missweisung des analogen Manometers ($\Delta P = \text{Skalaschrittweite} / 4$)
- Ablesefehler inklusive Missweisung des analogen Thermometers ($\Delta T = \pm 0,5^\circ\text{C}$)
- Wasser lag nicht in reiner Form vor (Wasser-Luft-Gemisch)
- Temperaturschwankungen innerhalb des Tripelpunktgefäßes
- Fehler durch Vereinfachungen in der Herleitung

Die von uns berechneten Fehler berücksichtigen nur die Verteilung der Messwerte um die Ausgleichsgerade, also nur die statistischen Fehler. Systematische Fehler, wie beispielsweise einen eventuellen Druckabfall zwischen Manometer und Messkolben werden nicht mit einbezogen.

4.6 Diskussion der Ergebnisse

Das Diagramm und das hohe Bestimmtheitsmaß der Ausgleichsgeraden von $R^2 = 97\%$ bestätigt den linearen Zusammenhang von $\ln P$ und $1/T$, der durch die theoretischen Überlegungen vorhergesagt wurde.

Zudem stimmt unsere Ausgleichsgerade gut mit der Literaturgeraden überein. Die Tatsache, dass unsere Gerade etwas überhalb der Literaturgeraden verläuft, ist vermutlich auf systematische Fehler zurückzuführen, da unsere Fehlerrechnung diese unberücksichtigt lässt.

So liegt der Literaturwert des Koeffizienten A aus der August-Gleichung außerhalb des Fehlerbereiches des von uns bestimmten Koeffizienten. Dieser geht jedoch nicht in die Bestimmung der Verdampfungsenthalpie ein.

Die Vernachlässigung des Temperaturmessfehlers und die Vereinfachungen in der Herleitung scheinen gerechtfertigt, da die Abweichung der von uns bestimmten Verdampfungsenthalpie vom Literaturwert noch im Rahmen unseres abgeschätzten Fehlers von 4 % liegt.

5. Resümee

Durch unseren Versuch konnten wir die Gleichung der Dampfdruckkurve von destilliertem Wasser zu $\ln \frac{P}{bar} = (22,2 \pm 0,6) - \frac{(5506 \pm 202)}{T/K}$ bestimmen und erhielten für die

$$\text{Verdampfungsenthalpie } \Delta H_m^{LV} = (45,8 \pm 1,7) \frac{kJ}{mol}.$$

In Anbetracht einer Abweichung gegenüber den Antoine-Werten, die im Rahmen unseres Fehlers von 4 % liegt, kann unser Versuch als Bestätigung unserer theoretischen Vorüberlegungen angesehen werden. Der lineare Zusammenhang zwischen $\ln P$ und $1/T$ ist in unserem Diagramm deutlich zu erkennen und die Verdampfungsenthalpie konnten in Konsistenz mit dem Literaturwert innerhalb unserer Fehlertoleranz bestimmt werden.

Zur Vermeidung von systematischen Fehlern beispielsweise durch nicht erfasste Druckgefälle innerhalb des Aufbaus ist zu raten, die Druckmessung möglichst nah am siedenden Medium durchzuführen.

Eine Bestimmung des Tripelpunktes von Wasser war allerdings nicht möglich, da der Innendruck in unserem Apothekergefäß sich nicht weit genug senkt ließ und wir daher die notwendige Vermessung der Sublimationsdruckkurve nicht durchführen konnten. Ursache dafür war vermutlich ein doch nicht hundertprozentig luftdichter Aufbau. Die Vakuumpumpe kann laut Information auch Drücke von $10^{-3} - 10^{-4}$ mbar aufrecht erhalten, was deutlich unterhalb des Tripeldrucks von Wasser (6 mbar) liegt.

Einen Aufbau unter Verwendung der Kälte-/Heizmaschine für die Temperaturregelung im Apothekergefäß können wir nicht besonders empfehlen, da die Kältemaschine extrem lange zur Abkühlung brachte. Das Abkühlen durch Zugabe von flüssigem Stickstoff hat sich dagegen sehr bewährt. Von zu komplizierten Aufbauten mit vielen Übergängen ist bei der Arbeit mit hohem Unterdruck generell abzuraten, da jeder Übergang eine potentielle Quelle einer ungewollten Luftzufuhr von außen darstellt.

6. Literaturverzeichnis

- W. Artl, *Grundzüge der Thermodynamik I (Skript)*, TU Berlin 2000
- J. A. Riddick, W. B. Burger, *Organic Solvents, Physical Properties and Methods of Purification, Third Edition*, Wiley-Interscience 1970
- Stephan, Mayinger, *Thermodynamik 1: Einstoffsysteme*, Springer-Verlag 1990
- Cerbe, Hoffmann, *Einführung in die Thermodynamik*, Carl Hanser Verlag 1994
- Demtröder, *Experimentalphysik 1: Mechanik und Wärme*, Springer-Verlag 1994
- Meyberg, Vachenauer, *Höhere Mathematik 1*, Springer-Verlag 1990
- Bartsch, *Taschenbuch mathematischer Formeln*, Carl Hanser Verlag 1999
- Kusch, *Tafelwerk*, Cornelson Verlag 1991
- J. Taylor, *Fehleranalyse*, VCH-Verlagsgesellschaft mbH, 1988