

Praktikum Klassische Physik II

Versuchsauswertung:

Ideales und Reales Gas

(P2-47,48,49)

Christian Buntin, Jingfan Ye

Gruppe Mo-11

Karlsruhe, 14. Juni 2010

Inhaltsverzeichnis

1	Messung mit dem Jollyschen Gasthermometer	2
2	Messung des Verhältnisses der spezifischen Wärme $\kappa = \frac{c_p}{c_v}$	5
2.1	Nach Clément-Desormes	5
2.2	Clément-Desormes, langsam	6
2.3	Nach Rüchard	7
2.4	Fehlerrechnung	7
3	Dampfdruckkurve von n-Hexan	8

1 Messung mit dem Jollyschen Gasthermometer

Unser Jollysches Gasthermometer bestand aus einer mit Luft gefüllten Glaskugel, welche mit über Glasrohre mit einer Quecksilbersäule verbunden war.

Da wir zur Berechnung der isochoren Spannungskoeffizienten (Formel in der Vorbereitung) die Absolutwerte der Drücke brauchen, müssen wir aber zuerst den Absolutdruck innerhalb der Glaskugel bei Zimmertemperatur bestimmen, um dann auf die Drücke bei anderen Temperaturen zu kommen. **Wir stellten die linke (zur Glaskugel zugewandte) Quecksilbersäule bei jeder Messung immer so ein, dass sie am Dorn der Messapparatur war.** Der Dorn befand sich bei 2,7 cm auf der Messskala. Die rechte Öffnung der Quecksilbersäule war immer mit der Außenluft verbunden (Natürlich war die Öffnung nach Außen mit Aktivkohle und Wolle geschützt, um zu verhindern, dass giftiges Quecksilber austritt). Der Barometer zeigte einen **Außendruck von** $p_0 = 997$ mbar an. Weiter bestimmten wir die **Zimmertemperatur, welche** $T_Z = 25$ °C betrug. Die Quecksilbersäule erreichte auf der rechten Seite die Markierung 10,1 cm. Es ergibt sich eine Höhendifferenz der Quecksilbersäule bei Zimmertemperatur von $\Delta h_0 = 7,4$ cm. Mit Gleichung (1.4) aus der Vorbereitung und der Dichte $\rho = 13545,9 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$ (Quelle: <http://de.wikipedia.org/wiki/Quecksilber>) von Quecksilber kann man in Bezug auf den Außendruck auf den Anfangsdruck innerhalb der Glaskugel p_A schließen:

$$p_A = p_0 + \rho \cdot g \cdot \Delta h_0 = p_0 + \rho \cdot g \cdot (0,101 \text{ m} - 0,027 \text{ m}) = p_0 + 9833,5 \text{ Pa} \approx 1095 \text{ mbar}$$

Um den isochoren Spannungskoeffizienten α zu berechnen, verglichen wir die Drücke der Luft bei konstantem Volumen (und konstanter Gasmenge), aber zwei unterschiedlichen Temperaturen, und zwar 0,2 °C und 99,2 °C. Für die tiefe Temperatur tauchten wir die Glaskugel in ein Becherglas mit Eiswasser, und für die hohe Temperatur erhitzen wir dieses Wasser anschließend mit einem Heizpilz, bis es siedete. Die jeweiligen angegebenen Temperaturen maßen wir mit einem Quecksilberthermometer.

Nahe dem Gefrierpunkt von Wasser ($T_1 = 0,2$ °C) betrug die Höhe der Quecksilbersäule auf der zur Außenluft zugewandten Seite 2,4 cm. Dies entspricht einer Höhendifferenz Δh von $-7,7$ cm. Daraus kann man dann auf den Druckunterschied zum Anfangsdruck p_A schließen:

$$\Delta p_1 = \rho \cdot g \cdot \Delta h_1 = 13545,9 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \cdot 9,81 \frac{\text{m}}{\text{s}^2} \cdot -7,7 \text{ cm} = -10232,2 \text{ Pa} \approx -102 \text{ mbar}$$

Analog erhielten wir nahe der Siedetemperatur von Wasser ($T_2 = 99,2$ °C), wo die Quecksilbersäule die Höhe 30,1 cm betrug (und damit $\Delta h_2 = 20,0$ cm), eine Druckdifferenz zum Anfangsdruck von $\Delta p_2 = 26577,1 \text{ Pa} \approx 266 \text{ mbar}$.

Um die Absolutdrücke p zu den jeweiligen Temperaturen zu erhalten, müssen wir nur den Anfangsdruck zu den Druckdifferenzen Δp addieren. ΔT bezeichnet die Temperaturdifferenz im Vergleich zur Raumtemperatur. Unsere Messergebnisse zusammengefasst:

T in °C	ΔT in °C	Δh in cm	Δp in mbar	p in mbar
0,2	-24,8	-7,7	-102	993
99,2	74,2	20,0	266	1361

Mit den bisherigen Versuchsergebnissen und Gleichung (1.5) aus der Vorbereitung ist es nun möglich, α zu berechnen und daraus den absoluten Nullpunkt T_0 im Vergleich zur Raumtemperatur zu bestimmen:

$$\alpha = \frac{\rho g}{p_A} \cdot \frac{\Delta h}{\Delta T} \quad (1.1)$$

$$T_1 = 0,2 \text{ °C} \quad \Rightarrow \quad \alpha = 0,00376 \frac{1}{\text{K}} \quad \Rightarrow \quad T_0 = -\frac{1}{\alpha} = -266,2 \text{ K}$$

$$T_2 = 99,2 \text{ °C} \quad \Rightarrow \quad \alpha = 0,00327 \frac{1}{\text{K}} \quad \Rightarrow \quad T_0 = -\frac{1}{\alpha} = -305,4 \text{ K}$$

T_0 ist der Wert der Temperatur, um die sie in Bezug auf die Raumtemperatur geändert werden muss, damit der Druck verschwindet und damit der absolute Nullpunkt der Temperatur erreicht wird. Der erwartete Wert beträgt $-(273,15 + 25) \text{ K} = -298,15 \text{ K}$.

Nach der Versuchsanweisung sollten wir aber die experimentellen Fehler, die durch die Versuchsanordnung auftreten, berücksichtigen, und folgende Formel zur Berechnung von α aus der Vorbereitungshilfe benutzen:

$$\alpha = \frac{p_2 - p_1}{p_1} \frac{1}{\vartheta_b} + \frac{p_2}{p_1} \left(\gamma + \frac{v}{V} \frac{1}{T_Z} \right) \quad (1.2)$$

Bei der Formel ist aber zu beachten, dass hier als **Bezugstemperatur nahe der Gefrierpunkt von Wasser** (hier $0,2 \text{ °C} = 273,35 \text{ K}$) genommen wird, es werden nämlich die Drücke beim Gefrierpunkt p_1 und beim Siedepunkt p_2 verglichen. Die Raumtemperatur und den Raumdruck benutzen wir lediglich, um die Absolutdrücke bei den eben genannten relevanten Messpunkten zu erhalten. Der erwartete Wert für den absoluten Nullpunkt beträgt hier also $T_0 = -273,35 \text{ K}$.

Beim Versuch tauchten wir die Glaskugel vollständig in Wasser ein, sodass sich das schädliche Volumen v lediglich auf die Verbindungskapillare beschränkt. Wir schätzten die Länge sowie den Durchmesser dieser Anordnung mit einem Lineal ab. Bis zur Öffnung zum Rohr, wo das Quecksilber auf- und absteigt, bleibt der Durchmesser konstant bei $d = 1 \text{ mm}$. Die Länge beträgt $l = (9,8 + 17 + (28,5 - 2,7)) \text{ cm} = 52,6 \text{ cm}$ (Abschnittsweise Messung nach jeder Biegung der Kapillare). Die breiteren Rohrabschnitte, wo das Quecksilber sich bewegen soll, berücksichtigen wir nicht in dieser Abschätzung, da die Oberfläche des Glases dort relativ klein gegenüber dem eingeschlossenem Volumen ist und die Luft darin sich vermutlich nicht so schnell wie in den engen Verbindungskapillaren der Umgebungstemperatur anpasst. **Das schädliche Volumen** beträgt also $v = \pi(0,5 \cdot d)^2 \cdot l = 0,41 \text{ cm}^3 = 4,1 \cdot 10^{-7} \text{ m}^3$.

Für den **Ausdehnungskoeffizienten des Glases** γ nahmen wir $\gamma = 4,5 \cdot 10^{-6} \frac{1}{\text{K}}$ an (Gerätglas, Quelle: <http://de.wikipedia.org/wiki/Ausdehnungskoeffizient#Beispiele>). Zur Bestimmung des Volumens der Glaskugel schätzten wir ihren Radius auf 3 cm , sodass sich ein Volumen von 113 cm^3 ergibt. Da die Kugel aber eher Ellipsoid war und wir die längere Seite des Radius genommen haben, schätzen wir das Volumen auf den etwas geringeren Wert von $V = 100 \text{ cm}^3$ ein.

Wir erhalten mit Gleichung (1.2) auf der vorherigen Seite das Ergebnis:

$$\alpha = 0,00377 \frac{1}{\text{K}} \quad \Rightarrow \quad T_0 = -\frac{1}{\alpha} = -265,4 \text{ K}$$

Fehlerrechnung

Da die Versuchsanweisung die Berechnung von α nach Gleichung (1.2) auf der vorherigen Seite verlangt, führen wir die Fehlerrechnung für sie aus. Die Gleichung lautet, umgeschrieben in unseren gemessenen Werten:

$$\alpha = \frac{(p_A + \Delta p_2) - (p_A + \Delta p_1)}{p_A + \Delta p_1} \frac{1}{(T_2 - T_Z) - (T_1 - T_Z)} + \frac{p_A + \Delta p_2}{p_A + \Delta p_1} \left(\gamma + \frac{\pi \cdot (0,5d)^2 \cdot l}{V} \frac{1}{T_Z} \right)$$

$$\alpha = \frac{(p_0 + \rho g(\Delta h_2 + \Delta h_0)) - (p_0 + \rho g(\Delta h_1 + \Delta h_0))}{p_0 + \rho g(\Delta h_1 + \Delta h_0)} \frac{1}{T_2 - T_1} + \frac{p_0 + \rho g(\Delta h_2 + \Delta h_0)}{p_0 + \rho g(\Delta h_1 + \Delta h_0)} \left(\gamma + \frac{\pi \cdot 0,25d^2 \cdot l}{V} \frac{1}{T_Z} \right) \quad (1.3)$$

Gemessen wurden dabei p_0 , Δh_0 , Δh_1 , Δh_2 , T_1 , T_2 , d , l , V sowie T_Z . Für ρ , g und γ nahmen wir Literaturwerte, deren Fehler vernachlässigbar sind. Nach der Größtfehlerabschätzung folgt für den Fehler $\Delta\alpha$:

$$\Delta\alpha = \left| \frac{\partial\alpha}{\partial p_0} \right| \Delta p_0 + \left| \frac{\partial\alpha}{\partial \Delta h_0} \right| \Delta(\Delta h_0) + \left| \frac{\partial\alpha}{\partial \Delta h_1} \right| \Delta(\Delta h_1) + \left| \frac{\partial\alpha}{\partial \Delta h_2} \right| \Delta(\Delta h_2) + \left| \frac{\partial\alpha}{\partial T_1} \right| \Delta T_1$$

$$+ \left| \frac{\partial\alpha}{\partial T_2} \right| \Delta T_2 + \left| \frac{\partial\alpha}{\partial d} \right| \Delta d + \left| \frac{\partial\alpha}{\partial l} \right| \Delta l + \left| \frac{\partial\alpha}{\partial V} \right| \Delta V + \left| \frac{\partial\alpha}{\partial T_Z} \right| \Delta T_Z \quad (1.4)$$

Für den Außendruck p_0 und die Zimmertemperatur T_Z nehmen wir jeweils einen Fehler von $\Delta p_0 = 0,5 \text{ mbar}$ bzw. $\Delta T_Z = 0,5 \text{ }^\circ\text{C}$ an, da diese beiden Drücke mit dem gleichen Messgerät gemessen wurden, deren letzte Ziffer in der Digitalanzeige 1 mbar bzw. $1 \text{ }^\circ\text{C}$ war. Für Δh_1 und Δh_2 nehmen wir jeweils einen Fehler von 1 mm an. Dieser Wert setzt sich aus der halben Strichbreite von 0,5 mm auf der Skala sowie aus Ablesefehlern, die wir mit weiteren 0,5 mm veranschlagen, zusammen. Da für Δh_0 zwei Höhen gemessen werden mussten, nehmen wir hier den doppelten Fehler wie bei Δh_1 bzw. Δh_2 an, also 2 mm. T_1 und T_2 wurde mit einem Quecksilberthermometer gemessen, deren halbe Strichbreite $0,1 \text{ }^\circ\text{C}$ entsprach, da wir hier die Skala sehr gut ablesen konnten, beließen wir den Fehler bei diesem Wert. Der Fehler für d beträgt etwa 0,5 mm, der halbe Strichbreite des Lineals, mit dem wir den Durchmesser abgeschätzt haben. Den Fehler der Länge l schätzten auf 3 cm, da wir mit dem Lineal 3 Abschnitte gemessen haben und diese addiert haben. Da man die Länge nur sehr schwer messen konnten, schätzten wir den Fehler bei jeder Messung auf 1 cm ab, die sich bei 3 Messungen auf 3 cm summieren. Schließlich rechnen wir mit einem Fehler bei V von 10 cm. Dieser große Wert kommt dadurch zustande, da wir das Volumen wirklich komplett abgeschätzt haben und dieser damit sehr ungenau sein muss.

Mit diesen Fehler erhalten wir schließlich $\Delta\alpha = 0,00007 \frac{1}{\text{K}}$. Da $T_0 = -\frac{1}{\alpha}$ gilt, folgt für ΔT_0 :

$$\Delta T_0 = \frac{1}{\alpha^2} \Delta \alpha = 4,9 \text{ K}$$

Unser Ergebnis für den absoluten Nullpunkt der Temperatur T_0 lautet also:

$$T_0 = -265,4 \pm 4,9 \text{ K}$$

Der erwartete Wert von $T_0 = -273,35 \text{ °C}$ liegt nicht im Fehlertoleranzbereich. Vielleicht waren einige systematische Fehler zu klein gewählt. Unserer Meinung nach liegt der größte Fehler aber darin, dass der isochore Ausdehnungskoeffizient, wie in der Vorbereitung beschrieben, eigentlich ein Differential ist. Wir haben aber, um ihn messen zu können, daraus eine sehr große Differenz gemacht. Wir verglichen nämlich die Werte, die um 99 K auseinander liegen. Luft ist bekanntlich kein ideales, sondern ein reales Gas, bei dem α nicht konstant ist, wenn man die Zustandsgleichung für reale Gase betrachtet. Um den absoluten Nullpunkt zu bestimmen, haben wir α zum einen für den Temperaturbereich $0,2 \text{ °C}$ bis $99,2 \text{ °C}$ als konstant angenommen und zum anderen zu tieferen Temperaturen extrapoliert, was gezwungenermaßen zu Fehlern führt.

2 Messung des Verhältnisses der spezifischen Wärme $\kappa = \frac{c_p}{c_v}$

2.1 Nach Clément-Desormes

Wir führten die Prozessschritte wie in der Vorbereitung beschrieben durch. Hier wurde das U-Rohr-Manometer aber mit Paraffin gefüllt und ist auf beiden Seiten offen. Folglich waren die Anfangsstände beider Säulen gleich, diese betrug $h_0 = 10,15 \text{ cm}$. Wir erhielten folgende Messergebnisse:

Messung	h_1 in cm	Δh_1 in cm	h_2 in cm	Δh_2 in cm	κ	$\Delta \kappa$
1	23,25	13,1	12,4	2,25	1,21	0,034
2	21,15	11,0	12,2	2,05	1,23	0,042
3	20,5	10,35	12,5	2,35	1,29	0,050

h_1 bezeichnet den Manometerstand nach der isochoren Kompression und anschließendem Temperatenausgleich, h_2 den Manometerstand nach der adiabatischen Expansion und anschließendem Temperatenausgleich. Es gilt nach der Vorbereitung:

$$\kappa = \frac{\Delta p_1}{\Delta p_1 - \Delta p_2} = \frac{\Delta h_1}{\Delta h_1 - \Delta h_2} \quad (2.1)$$

Die Ergebnisse für jede Messung sind in der obigen Tabelle aufgelistet.

Fehlerrechnung

Die Messfehler sind in diesem Fall einzig jene, welche durch das Ablesen der Höhe der Manometersäule zustande kommen. Die halbe Strichbreite beträgt hier zwar 0,25 mm, allerdings nehmen wir als Fehler 1,5 mm aufgrund von Parallaxenfehlern an, da die Skala diesmal nicht wie in Aufgabe 1 einen Spiegel hatte.

Gleichung (2.1) auf der vorherigen Seite ausgedrückt durch unsere Messgrößen:

$$\kappa = \frac{h_1 - h_0}{(h_1 - h_0) - (h_2 - h_0)} = \frac{h_1 - h_0}{h_1 - h_2}$$

Alle h haben nach obiger Begründung jeweils den Fehler $\Delta h = 1,5$ mm.

$$\Delta\kappa = \left(\left| \frac{\partial\kappa}{\partial h_0} \right| + \left| \frac{\partial\kappa}{\partial h_1} \right| + \left| \frac{\partial\kappa}{\partial h_2} \right| \right) \cdot \Delta h$$

Die daraus errechneten statistischen Fehler sind auch in oberiger Tabelle aufgeführt.

Damit erhalten wir als Endergebnis mit statistischem und systematischem Fehler:

$$\kappa = 1,24 \pm 0,037 \pm 0,050$$

Da Luft zum größten Teil aus zweiatomigen Molekülen besteht (Stickstoff und Sauerstoff), erwarten wir $\kappa = \frac{7}{5} = 1,4$. Unser Messwert war vermutlich deswegen so gering, da zum einen bei der adiabatischen Expansion bereits unerwünschte Wärme aus der Umgebung zugeführt wurde und zum anderen diese Expansion, um genau diese Wärmezufuhr so klein wie möglich zu halten, sehr schnell durchgeführt wurde. Bekanntlich sollten reversible Prozesse langsam (theoretisch unendlich lang) ablaufen, sodass hier eine sehr irreversible Expansion vonstatten ging, deren Wirkungsgrad und folglich auch κ kleiner ist.

2.2 Clément-Desormes, langsam

Wir führten denselben Versuch wie in Aufgabe 2.1 durch, machten den Hahn nach außen allerdings nur ganz wenig auf, sodass die adiabatische Expansion deutlich länger lief. Hier die Messergebnisse:

Messung	h_1 in cm	Δh_1 in cm	h_2 in cm	Δh_2 in cm	κ
1	19,6	9,45	11,55	1,4	1,17
2	17,6	7,45	11,35	1,2	1,19

Man sieht, dass beide Werte für κ kleiner werden. Dies liegt daran, dass während der Expansion schon unerwünscht Wärme aus der Umgebung weiter in die Glasflasche mit Luft geströmt ist, weshalb die Expansion nicht mehr adiabatisch ist. Bei der adiabatischen Expansion wird Wärme der Flasche entzogen und in Arbeit umgewandelt, die durch das Ausdehnen der Luft zum Erscheinen kommt. Dadurch sinkt die Temperatur. Schließt man nach der Expansion die Glasflasche, sollte sich aufgrund der Wärmezufuhr von außen das Gas wieder ausdehnen und dadurch die Paraffinsäule nach oben drücken. Durch die Wärmezufuhr während der Expansion erreicht die Luft in der Glasflasche aber nicht mehr die eigentlich

tiefste Temperatur, sodass sie sich beim Temperatenausgleich auch nicht so stark ausdehnen kann, wodurch die Säule auch weniger hoch steigt.

Trotzdem ist dieser Effekt noch relativ klein, wenn man die Ergebnisse dieser Messung mit der aus Aufgabe 2.1 vergleicht. Dies ist ein Hinweis darauf, dass die Verluste durch Irreversibilität sehr hoch sind und diese einen wesentlichen Beitrag zu diesem schlechten Ergebnis leisten.

2.3 Nach Rüchard

Wir stellten sicher, dass Kugel und Glasrohr ausreichend sauber waren. Anschließend ließen wir die Kugel wie in der Aufgabenstellung beschrieben in der Röhre über einem luftdichten großen Glasbehälter schwingen und maßen die Schwingungsdauer T .

Die Stahlkugel hat nach Versuchsanweisung einen Durchmesser von $d = 16 \pm 0,08$ mm, die Querschnittsfläche beträgt dann $A = \pi \cdot 0,25 \cdot d^2$. Die Masse der Stahlkugel beträgt ebenfalls nach Versuchsanweisung $m = 16,68 \pm 0,02$ g. Der Glasbehälter hat nach Versuchsanweisung ein Volumen von $V_0 = 10,58 \pm 0,04$ dm³. Der Außendruck p_0 wurde bereits in Aufgabe 1 gemessen und beträgt $p_0 = 997 \pm 0,5$ mbar.

Mit folgender Gleichung, welche in der Vorbereitung gezeigt wurde, lässt sich nun κ bestimmen:

$$\kappa = 4\pi^2 \cdot \frac{mV_0}{A^2 p_0} \frac{1}{T^2} = 4\pi^2 \cdot \frac{mV_0}{\pi^2(0,5d)^4 p_0} \frac{1}{T^2} = \frac{64 \cdot mV_0}{d^4 p_0} \cdot \frac{1}{T^2} \quad (2.2)$$

Unsere Messergebnisse:

Schwingungen	Zeit in s	Schwingungsdauer T in $\frac{1}{s}$	κ	$\Delta\kappa$
12	13,47	1,12	1,37	0,036
10	11,41	1,14	1,33	0,034
13	14,86	1,14	1,32	0,034
8	9,49	1,19	1,23	0,032
9	10,66	1,18	1,23	0,032
13	14,88	1,14	1,32	0,034
12	13,9	1,16	1,29	0,033
10	11,59	1,16	1,29	0,033
12	13,95	1,16	1,28	0,033
13	14,84	1,14	1,33	0,034

2.4 Fehlerrechnung

Wir führen auch hier eine Größtfehlerabschätzung durch. Dazu benutzen wir Gleichung (2.2). Für den Fehler der Zeitmessung nehmen wir eine halbe Sekunde pro Messung an, was etwa einem Fehler von 0,05 s für die Schwingungsdauer entspricht:

$$\Delta\kappa = \left| \frac{\partial\kappa}{\partial m} \right| \cdot \Delta m + \left| \frac{\partial\kappa}{\partial V_0} \right| \cdot \Delta V_0 + \left| \frac{\partial\kappa}{\partial d} \right| \cdot \Delta d + \left| \frac{\partial\kappa}{\partial p_0} \right| \cdot \Delta p_0 + \left| \frac{\partial\kappa}{\partial T} \right| \cdot \Delta T$$

Diese dadurch errechneten systematischen Fehler sind in obrieger Tabelle aufgeföhrt.

Damit erhalten wir als Endergebnis mit statistischem und systematischem Fehler:

$$\kappa = 1,30 \pm 0,043 \pm 0,036$$

Der erwartete Wert von 1,4 wird auch hier nicht erreicht, obwohl die Kompressionen und Expansionen sehr schnell vonstatten gehen. Wahrscheinlich liegt es wieder an der Irreversibilität.

3 Dampfdruckkurve von n-Hexan

Um die Dampfdruckkurve von n-Hexan zu bestimmen, haben wir den Dampfdruck eines mit n-Hexan gefüllten Glaskolbens mit einem angeschlossenen Hg-Manometer gemessen. Dazu haben wir bei Raumtemperatur die Höhe des Quecksilbers im linken vom Glaskolben abgewandtem Schenkel zu $h_2 = 30,755$ cm gemessen, als der rechte dem Glaskolben zugewandte Schenkel eine Quecksilberhöhe von $h_1 = 28,48$ cm angezeigt hat.

Aus der Literatur entnehmen wir für den Dampfdruck von n-Hexan bei 25°C $p_0 = 151,28$ Torr (Quelle: <http://en.wikipedia.org/wiki/Hexane>). Zu Beginn herrscht also dieser Druck im Glaskolben.

Nun maßen wir die Drücke bei verschiedenen Temperaturen zwischen Raumtemperatur und absolutem Nullpunkt. In der Vorbereitung wurde folgendes Verhältnis zwischen Dampfdruck und Temperatur hergeleitet:

$$\ln(p) - \ln(p_0) = \ln\left(\frac{p}{p_0}\right) = -\frac{\Delta H_m}{R} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right) \quad (3.1)$$

p_0 und T_0 sind die Zustandsgrößen bei Raumtemperatur. Wir trugen also $\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}$ gegen $\ln\left(\frac{p}{p_0}\right)$ auf (siehe Abbildung 1 auf der nächsten Seite). Der Druck p bei anderen Temperaturen berechneten wir mit der Formel $\Delta p = 2 \cdot \rho g \Delta h$. Der Faktor 2 kommt daher zustande, da der Hexandampf beim Ausdehnen und Zusammenziehen das Quecksilber an beiden Säulen bewegt. Für Δh gilt $\Delta h = h_0 - h$, wobei h_0 die Höhe der zum Hexan zugewandten Quecksilbersäule bei T_0 bzw. p_0 ist und h die Höhe bei der anderen Temperatur bzw. Dampfdruck.

Für die Steigung m erhielten wir nach linearem Fit $m = -1952,16$ K. Nach Gleichung (3.1) gilt:

$$m = -\frac{\Delta H_M}{R} \Leftrightarrow \Delta H_m = -m \cdot R = 16,2 \frac{\text{kJ}}{\text{mol}}$$

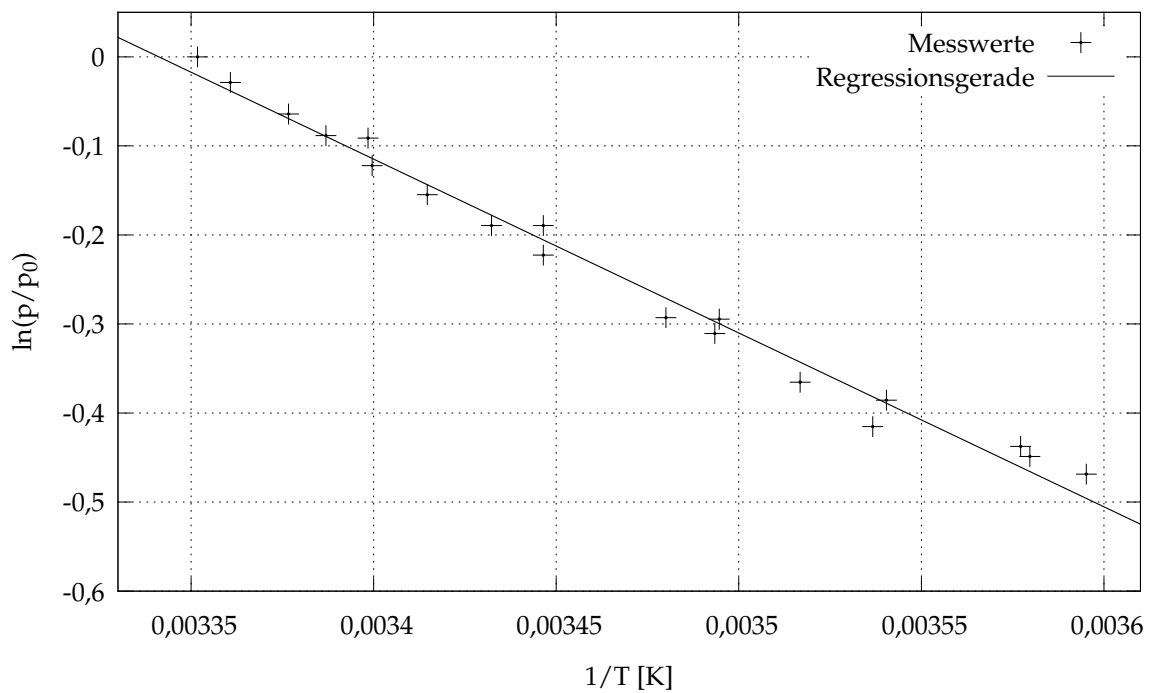


Abbildung 1: Gemessene Dampfdruckkurve von n-Hexan.