

205 – Adiabatische Zustandsänderungen

1. Aufgaben

- 1.1 Bestimmen Sie den Adiabatenexponenten von Luft nach den Verfahren von Clement-Desormes und Rüchardt!
- 1.2 Vergleichen Sie beide Methoden in Bezug auf Messgenauigkeit und Erreichen des theoretischen Wertes!

2. Grundlagen

Stichworte:

Basiswissen: Ideales Gas, Allgemeine Gasgleichung, Zustandsänderungen (speziell isotherm, adiabatisch), Adiabatenexponent, Wärmekapazität, 1.Hauptsatz der Wärmelehre, U-Rohr-Manometer
Weiterführend: Freiheitsgrade, Gleichverteilungssatz, Schwingungsgleichung, Kondensationswärme, Sättigungsdampfdruck

2.1 Adiabatische Vorgänge in der Natur

Warum ist es auf dem Rennsteig meistens kälter als in Jena? Oder allgemeiner gefragt: Warum nimmt die Lufttemperatur mit der Höhe ab? Da man sich der Sonne nähert, müsste es doch eigentlich wärmer werden, oder?

Es gibt zwei Gründe: Erstens erwärmt die Sonne nicht direkt die Luft, sondern hauptsächlich den Erdboden und dieser dann von unten her die Luftschichten. Und zweitens – das ist für unseren Versuch interessant – gelangt Luft beim Aufsteigen (entweder thermisch durch Sonneneinstrahlung oder weil sich ein Hindernis (Gebirge) in den Weg stellt) in ein Gebiet mit niedrigerem Luftdruck. Dadurch muss sie sich ausdehnen. Da die Luftmasse kaum (höchstens an den äußeren Rändern) mit der Umgebung wechselwirken kann, entspricht dies physikalisch gesehen einer „**adiabatischen Expansion**“. Dabei verrichtet die Luft (ob sie will oder nicht) mechanische Arbeit auf Kosten ihrer inneren Energie, d.h. sie kühlt sich ab. Die Folge: auf den Bergen ist es kälter als unten im Tal.

Auch bei einigen Wetterphänomenen wie dem „Föhn“ oder der Entstehung von Gewitterwolken (Überentwicklungen) sowie in der Technik (z.B. Verbrennungsmotor) spielen adiabatische Prozesse eine entscheidende Rolle (vgl. Anhang 6).

2.2 Das ideale Gas und seine Zustandsgrößen

Das „ideale Gas“ ist eine Modellvorstellung, bei der das Eigenvolumen der Moleküle sowie die Anziehungskräfte zwischen ihnen vernachlässigt werden. Sein Zustand kann durch die Gleichung

$$p \cdot V = n \cdot R \cdot T \quad \text{bzw.} \quad \frac{p \cdot V}{T} = n \cdot R = \text{const.} \quad (1)$$

beschrieben werden (p ... Druck, V ... Volumen, n ... Stoffmenge in Mol, R ... universelle Gaskonstante, T ... absolute Temperatur des Gases). Trockene Luft bei Zimmertemperatur entspricht in ihren Eigenschaften bereits sehr gut einem idealen Gas.

Wenn sich eine abgeschlossene Menge ($n = \text{const.}$) eines idealen Gases in einem Zustand „1“ befindet, der durch die Zustandsgrößen Druck (p_1), Volumen (V_1) und Temperatur (T_1) charakterisiert ist, und sich eine der Zustandsgrößen ändert (z.B. das Volumen auf V_2), so müssen sich nach Gl.(1) auch die anderen beiden Zustandsgrößen ändern. Für den durch p_2 , V_2 und T_2 charakterisierten neuen Zustand „2“ gilt:

$$\frac{p_1 \cdot V_1}{T_1} = \frac{p_2 \cdot V_2}{T_2} \quad (2).$$

Im Allgemeinen ändern sich alle drei Zustandsgrößen gleichzeitig, was eine mathematische Beschreibung schwierig macht. Für verschiedene Spezialfälle (isotherm, isobar, isochor und adiabatisch) lassen sich aber aus Gl.(2) einfache Zusammenhänge ableiten und auch grafisch gut darstellen. Zur Veranschaulichung eignet sich ein p - V -Diagramm mit darin eingezeichneten Isothermen.

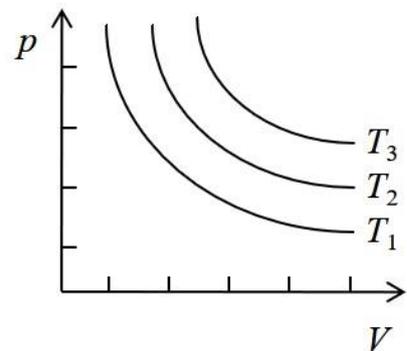


Bild 1: Zusammenhang von Druck p , Volumen V und Temperatur T in einem p - V -Diagramm. Die Kurven T_1 , T_2 und T_3 sind Isotherme.

2.3 Was heisst „adiabatisch“?

Als adiabatisch bezeichnet man eine Zustandsänderung, bei der kein Wärmeaustausch des Systems mit der Umgebung erfolgt. Das System kann Arbeit auf Kosten der Verringerung der inneren Energie verrichten. Für adiabatische Zustandsänderungen ist charakteristisch, dass sie schnell ablaufen (schnell heißt hier: im Vergleich zur Wärmeleitung). Während bei der adiabatischen Kompression die Temperatur ansteigt, kommt es bei adiabatischer Expansion zur Abkühlung des Systems. Die Veränderung von Druck und Volumen wird dabei durch die Adiabatengleichung

$$p \cdot V^\kappa = \text{const.} \quad (3)$$

beschrieben (Herleitung aus dem 1. Hauptsatz der Thermodynamik und der Zustandsgleichung des idealen Gases). Der **Adiabatexponent** κ (Kappa) ist gleich dem Verhältnis der Wärmekapazitäten bei konstantem Druck C_p und konstantem Volumen C_v . Sein Wert hängt vom Aufbau der Gasmoleküle ab (ein-, zwei- oder mehratomig). Für ein ideales zweiatomiges Gas (als solches kann man die Luft bei Zimmertemperatur näherungsweise betrachten) gilt:

$$\kappa = \frac{C_p}{C_v} \approx \frac{7}{5} = 1,40 \quad (4).$$

2.4 Warum gibt es bei Gasen zwei verschiedene Wärmekapazitäten?

Wird einem Gas Wärmeenergie ΔQ zugeführt, so erhöht sich dadurch seine Temperatur. Desweiteren kann es sich ausdehnen, wobei Volumenarbeit $\Delta W = -p \cdot \Delta V$ verrichtet wird. Der Temperaturerhöhung entspricht eine Zunahme der inneren Energie um ΔU . Den Zusammenhang zeigt der **1. Hauptsatz der Wärmelehre**:

$$\Delta Q = \Delta U - (p \cdot \Delta V) \quad (5).$$

Bei Flüssigkeiten und Festkörpern wird zugeführte Wärmeenergie vollständig in die Erhöhung der inneren Energie (Temperaturerhöhung) gesteckt. Es gilt:

$$\Delta Q = c \cdot m \cdot \Delta T \quad \text{bzw.} \quad (\text{für ein Mol}) \quad \Delta Q = C \cdot \Delta T,$$

$$\text{d.h.} \quad C = \frac{\Delta Q}{\Delta T} \quad (6).$$

Die Konstanten c bzw. C sind die spezifische bzw. molare Wärmekapazität. Der Begriff „Kapazität“ ist dabei durchaus wörtlich zu verstehen, wobei C ein Maß dafür ist, wieviel Energie in einem Körper bzw. einer Gas- oder Flüssigkeitsmenge gespeichert ist, wenn sich die Temperatur um ΔT geändert hat.

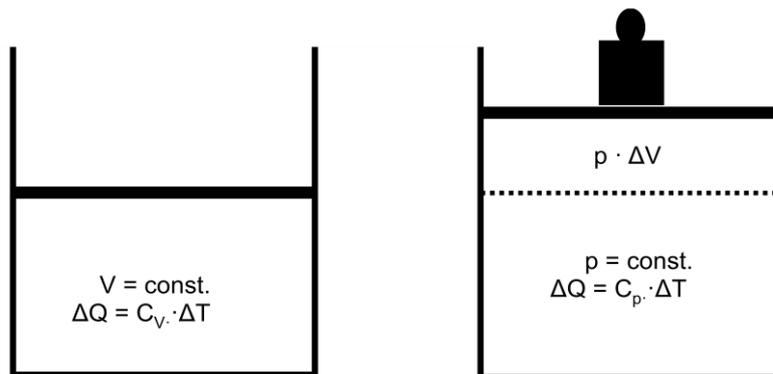


Bild 2: Zur Verdeutlichung des Unterschiedes zwischen C_v und C_p .

Bei Gasen muss unterschieden werden, ob der Prozess der Energieaufnahme bei konstantem Volumen (ohne Verrichtung mechanischer Arbeit) oder bei konstantem Druck (mit Volumenarbeit) stattfindet. Bild 2 soll das verdeutlichen: Eine Gasmenge in einem Gefäß mit Deckel wird erwärmt (Wärmemenge ΔQ). Einmal ist der Deckel fest, beim zweiten Mal beweglich (nach oben verschiebbar). Im ersten Fall wird die gesamte Wärmeenergie zur Temperaturerhöhung verwendet. Es gilt:

$$\Delta Q = \Delta U = C_v \cdot \Delta T \quad (\text{Index } v \text{ wegen } V = \text{const.}, \text{ isochor}). \quad (7)$$

Im zweiten Fall kann sich das Gas ausdehnen. Ein Teil der Wärme wird zur Verrichtung mechanischer Arbeit benötigt, d.h. um dieselbe Temperaturerhöhung wie im 1. Fall zu erreichen, muss eine größere Wärmemenge zugeführt werden.

$$\Delta Q = \Delta U + \Delta W = C_p \cdot \Delta T \quad (\text{Index } p \text{ wegen } p = \text{const.}, \text{ isobar}). \quad (8)$$

Diese Energie ist natürlich danach auch im Gas gespeichert. Da ΔQ im zweiten Fall größer ist als im ersten, gilt $C_p > C_v$.

2.5 Methode nach Clement-Desormes

Bei diesem Verfahren wird folgende einfache Versuchsanordnung benutzt (Bild 3a):



Bild 3: Versuchsaufbauten

a) nach Clement und Desormes und b) nach Rüchardt

In einer Glasflasche wird mittels eines Gummiballons ein Überdruck Δp_1 gegenüber dem Luftdruck p_L erzeugt, der sich an einem wassergefüllten U-Rohr-Manometer als Höhendifferenz h_1 ablesen lässt. Dann öffnet man kurzzeitig das Ventil zum Druckausgleich. Diese (annähernd) **adiabatische Entspannung** auf den äußeren Luftdruck bewirkt einen Temperaturabfall.

Der nachfolgende Temperatenausgleich des wieder abgeschlossenen Gasvolumens mit der Umgebung (isochore Erwärmung) führt zu einem Druckanstieg Δp_2 gegenüber dem äußeren Luftdruck p_L , der sich wieder am Manometer als Höhendifferenz h_2 messen lässt.

Im Zustandsdiagramm (Anhang 1, Bild 4) sind die beiden nacheinander ablaufenden Prozesse der adiabatischen Entspannung und der isochoren Erwärmung dargestellt. Sie führen das Gas vom Anfangszustand A über den Zwischenzustand Z in den Endzustand E über. Der Endzustand könnte auch durch einen isothermen Prozess erreicht werden, wenn das Gas so langsam expandieren würde, dass es sich immer im thermischen Gleichgewicht mit der Umgebung befindet. Durch Gegenüberstellung beider Prozesse (vgl. Anhang 1) erhält man die Gleichung

$$\kappa = \frac{h_1}{h_1 - h_2} \quad (9).$$

2.6 Methode nach Rüchardt

Eine große Glasflasche (Volumen V) wird mit einem senkrecht stehenden Rohr (Querschnitt A) versehen, in welchem man eine genau passende Stahlkugel (Masse m) fallen lässt (Bild 3b). Man beobachtet, dass die Kugel auf dem „Luftpolster“ Schwingungen mit gedämpfter Amplitude ausführt. Da Kompression und Expansion schnell verlaufen, sind die Zustandsänderungen des Gases annähernd adiabatisch. Die Schwingungsdauer T ist von V , A und m und darüberhinaus noch vom Druck p in der Flasche abhängig, welcher sich aus dem Luftdruck p_L und dem Schweredruck der Kugel ergibt:

$$p = p_L + \frac{m \cdot g}{A} \quad (10)$$

Der Adiabatenexponent kann nach Gl.(11) berechnet werden (Herleitung vgl. Anhang 2)

$$\kappa = \frac{4\pi^2 \cdot V \cdot m}{T^2 \cdot p \cdot A^2} \quad (11).$$

3. Versuchsdurchführung

3.1 zu Clement-Desormes

Nachdem im Gefäß ein Überdruck erzeugt wurde, muss abgewartet werden (ca. 2-3 min) bis sich die Temperatur wieder an die der Umgebung angeglichen hat. Erst dann ist die Höhendifferenz h_1 abzulesen. Dasselbe gilt vor dem Ablesen von h_2 . Die Öffnungszeit des Ventils muss groß genug sein, um einen vollständigen Druckausgleich zu ermöglichen. Andererseits ist sie klein zu halten wegen des in dieser Zeit bereits stattfindenden Wärmeaustausches mit der Umgebung. Empfohlen wird ein Wert zwischen 0.5 und 1 Sekunde. Möglich ist auch die Aufnahme einer Messreihe, welche die Abhängigkeit des Ergebnisses von der Öffnungszeit untersucht. Temperatureinflüsse von außen (offenes Fenster, Berühren des Gefäßes o.ä.) sind während dieser Zeit zu vermeiden.

Die Berechnung von κ erfolgt nach Gl.(9). Führen Sie die gesamte Messung mehrfach (z.B. fünf mal) durch und mitteln Sie die jeweils erhaltenen κ -Werte. Nutzen Sie zur Abschätzung der Genauigkeit $\Delta\kappa$ die Streuung der κ -Werte um den Mittelwert.

3.2 zu Rüchardt

Die Schwingungsdauer wird mit einer Stoppuhr bestimmt. Um den zufälligen Fehler bei der Zeitmessung zu verringern, sollte man über mehrere (ca.10) Schwingungen messen und die Messung etwa 20 mal wiederholen. Die Berechnung von κ geschieht mit Gl.(11). Folgende Größen sind gegeben:

Masse der Kugel	$m = (16.50 \pm 0.05) \text{ g}$
Gasvolumen	$V = (11.6 \pm 0.1) \text{ dm}^3$
Querschnittsfläche des Glasrohres	$A = (2.02 \pm 0.01) \text{ cm}^2$

Der Luftdruck p_L wird an einem Quecksilber-Barometer abgelesen. Beachten Sie, dass der in Gl.(11) verwendete Druck p geringfügig größer ist als p_L . Bei der Fehlerrechnung kann diese Korrektur vernachlässigt werden (\rightarrow Addieren relativer Fehler).

3.3 Hinweise zur Genauigkeitsabschätzung

Clement-Desormes: Wenn das gesamte Experiment mehrfach wiederholt wurde, so ist es am besten, von den verschiedenen κ -Werten den Mittelwert zu bilden (ggf. grobe Ausreißer ausschließen) und ihre Streuung als Fehler $\Delta\kappa$ zu betrachten.

Eine Größtfehlerabschätzung durch partielle Ableitung (vgl. Anhang 5) wäre auch denkbar, ist aber hier nicht die Methode der Wahl.

Rüchardt: Die Berechnung von $\Delta\kappa$ erfolgt durch Addition der relativen Fehler aller fünf Messgrößen.

$$\frac{\Delta\kappa}{\kappa} = \frac{\Delta m}{m} + \frac{\Delta V}{V} + 2\frac{\Delta T}{T} + \frac{\Delta p}{p} + 2\frac{\Delta A}{A}$$

Wichtig: Nicht sofort das Gesamtergebnis (in %) addieren, sondern zuerst die einzelnen Summanden (Fehleranteile von m , V , T , p , A) notieren. Dort steckt die Information, welche Messgrößen eigentlich die „kritischen“ sind und wo man evtl. bei der Messung etwas großzügiger verfahren kann. Schreiben Sie die prozentualen Anteile der einzelnen Messgrößen am Gesamtfehler mit ins Protokoll und diskutieren Sie das Ergebnis.

Anhang

Anhang 1: Methode nach Clement-Desormes

Wir betrachten die vom Anfangszustand A (Bild 4) ausgehende Isotherme und Adiabate

Isotherme: $p_{\text{iso}} \cdot V = \text{const.}$

Adiabate: $p_{\text{ad}} \cdot V^\kappa = \text{const.}$

und bilden von beiden Gleichungen das totale Differential:

$$p \cdot dV + V \cdot dp = 0$$

$$p \cdot \kappa \cdot V^{\kappa-1} \cdot dV + V^\kappa \cdot dp = 0.$$

Daraus folgt:

$$dp/p = -dV/V$$

bzw.

$$dp/p = -\kappa \cdot dV/V$$

(12).

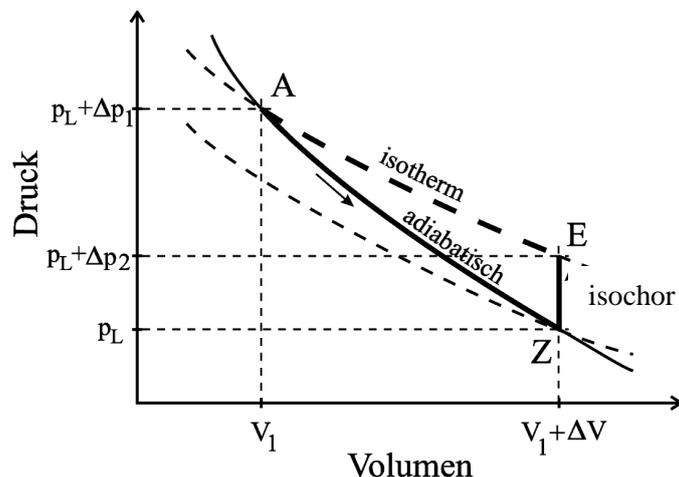


Bild 4: Vergleich der adiabatisch + isochoren Zustandsänderung (A→Z→E) mit der isothermen Zustandsänderung (A→E) im p - V -Diagramm.

Wir ersetzen dp und dV durch die entsprechenden Differenzen Δp und ΔV . Da beide Prozesse einen gemeinsamen Anfangszustand haben, sind die Größen V , p und ΔV auf beiden Seiten gleich, und man erhält:

$$\Delta p_{\text{ad}} = \kappa \cdot \Delta p_{\text{iso}} \quad (13).$$

Wegen $\Delta p_{\text{ad}} = \Delta p_1$ und $\Delta p_{\text{iso}} = \Delta p_1 - \Delta p_2$ (14)

ergibt sich für den Adiabatenexponenten κ

$$\kappa = \frac{\Delta p_{\text{ad}}}{\Delta p_{\text{iso}}} = \frac{\Delta p_1}{\Delta p_1 - \Delta p_2} \quad \text{bzw.} \quad \kappa = \frac{h_1}{h_1 - h_2},$$

wenn man die Druckdifferenzen durch die Höhendifferenzen am Manometer ausdrückt.

Anhang 2: Methode nach Rüchardt

Zur Herleitung der Schwingungsgleichung betrachten wir Bild 5. Wird die Kugel um die Strecke x aus der Ruhelage gelenkt, so ist die rüchtreibende Kraft bei der Gasdruckänderung Δp

$$F_R = A \cdot \Delta p \quad (15).$$

Da Kompression und Expansion schnell verlaufen, ist die Zustandsänderung des Gases annähernd adiabatisch und wir erhalten für die Druckänderung Δp_{adi} aus Gl.(12)

$$\Delta p_{\text{adi}} = -\frac{\kappa \cdot p}{V} \cdot \Delta V \quad (16).$$

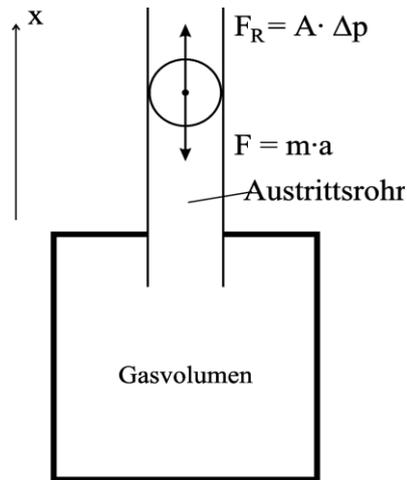


Bild 5: Versuchsaufbau nach Rüchardt

Mit $\Delta V = A \cdot x$ und Gl.(15) erhält man aus der Grundgleichung der Mechanik ($F = m \cdot \ddot{x}$) folgende Schwingungsgleichung (Differentialgleichung):

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + \frac{\kappa p A^2}{V} x = 0 \quad (17).$$

Die Lösung dieser Schwingungsgleichung

$$m \cdot \ddot{x} + C \cdot x = 0 \quad \text{mit} \quad C = \frac{\kappa \cdot p \cdot A^2}{V}$$

erfolgt mit dem Ansatz $x(t) = \hat{x} \cdot \sin(\omega \cdot t)$.

Damit werden $\dot{x} = \omega \cdot \hat{x} \cdot \cos(\omega \cdot t)$ und $\ddot{x} = -\omega^2 \cdot \hat{x} \cdot \sin(\omega \cdot t)$.

Ein Einsetzen in die Schwingungsgleichung ergibt:

$$-\omega^2 \cdot m \cdot \sin(\omega \cdot t) + C \cdot \sin(\omega \cdot t) = 0$$

$$\text{bzw.} \quad \omega^2 = \frac{C}{m} \quad \text{und damit} \quad T = 2\pi \sqrt{\frac{V \cdot m}{\kappa \cdot p \cdot A^2}} \quad (18).$$

Die Lösung dieser Gleichung ist also eine harmonische Schwingung mit der Schwingungsdauer T . Umgestellt nach κ ergibt sich Gl.11.

Anhang 3: Methode nach Flammersfeld

Ein Problem bei der Methode von Rüchardt sind unvermeidliche Gasverluste, die während des Kugelfalls durch Vorbeiströmen der Luft zwischen Kugel und Rohrwand auftreten. Das hat u.a. zur Folge, dass der gedämpften Kugelschwingung eine stetige Abwärtsbewegung überlagert ist.

Der Gasoszillator nach Flammersfeld vermeidet diesen Nachteil durch ein zusätzlich am Volumen angebrachtes Gaseinleitungsrohr, durch welches Luft (oder ein anderes Gas) unter leichtem Überdruck nachströmt und damit die o.g. Gasverluste kompensiert. Im oberen Teil des Glasrohres befindet sich ein Schlitz, durch den überschüssiges Gas nach erfolgter Auslenkung des Schwingkörpers entweichen kann. Indem der Körper nach unten sinkt verschließt er diese Öffnung wieder, und es ergibt sich im Unterschied zu 2.6 eine ungedämpfte Schwingung, die über sehr viele Perioden hinweg vermessen werden kann. Die Gleichungen zur Berechnung von κ sind identisch denen im Abschnitt 2.6.

Als Schwingkörper dient ein Kunststoffzylinder, der vor Beginn der Messung sorgfältig gereinigt werden muss. Eine Lichtschranke mit Digitalzähler dient zur Messung der Schwingungsdauer. Es ist empfehlenswert, mehrere Messungen mit jeweils 100 Schwingungen durchzuführen. Wenn die gemessene Schwingungsdauer reproduzierbare Werte liefert, kann daraus ein Mittelwert gebildet werden.

(Dieser Versuch wäre auf Nachfrage durchführbar, ist allerdings etwas aufwändig.)

Anhang 4: Ergänzungen zu C_P , C_V und f

In Abschnitt 2.4 wurde gezeigt, warum bei Gasen zwei verschiedene Wärmekapazitäten existieren. Wie groß sind diese und wie groß ist ihr Unterschied?

Die Differenz zwischen beiden ergibt sich aus der Zustandsgleichung des idealen Gases (Gl.1) aufgeschrieben für 1 mol und $p = \text{const.}$: $p \cdot \Delta V = R \cdot \Delta T$.

Nun ist $p \cdot \Delta V$ gerade die mechanische Arbeit ΔW , welche bei isobarer Prozessführung zusätzlich aufgewendet werden muss, und ΔW geteilt durch ΔT ist der dadurch entstehende zusätzliche Beitrag für die Wärmekapazität. Nach Gl.1 ist das genau die Gaskonstante R .

Die Größe von C_V hängt von f , der jeweiligen Zahl an Freiheitsgraden ab, also der möglichen Bewegungsrichtungen der Moleküle, die energetisch angeregt werden können. Bei 1-atomigen Gasen sind das $f = 3$ (drei Raumrichtungen für die Translation) bei 2-atomigen Gasen $f = 5$ (drei Mal Translation + zwei Mal Rotation). Ab 3-atomig wird's kompliziert.

In jedem Freiheitsgrad eines Moleküls steckt (im Mittel) der Energiebetrag $E = \frac{1}{2} \cdot k \cdot T$, also hochgerechnet für ein Mol $E = \frac{1}{2} \cdot R \cdot T$ (wegen $R = k \cdot N_A$). Damit ergibt sich für die Wärmekapazitäten:

1-atomiges Gas: $C_V = \frac{3}{2} R$, entsprechend $C_P = \frac{5}{2} R$ (wegen $C_P = C_V + R$) und damit $C_P/C_V = 5/3 = 1.67 = \kappa$

2-atomiges Gas: $C_V = \frac{5}{2} R \rightarrow C_P = \frac{7}{2} R \rightarrow C_P/C_V = 7/5 = 1.40 = \kappa$.

Bemerkungen:

Die Gleichung $E = \frac{1}{2} \cdot k \cdot T$ ist fundamental, da sie einen direkten und ganz einfachen Zusammenhang zwischen der Temperatur und der mittleren kinetischen Energie der Teilchen liefert. Die Teilchenenergie, welche für nahezu alle physikalischen Prozesse relevant ist (z.B. auch für solche Dinge wie Lichtemission, elektronische Anregung in Halbleitern, Schallgeschwindigkeit, ...) hängt alleine von der jeweils herrschenden Temperatur ab (und der Zahl der Freiheitsgrade). Die zwischen beiden vermittelnde Größe ist die Boltzmann-Konstante $k = 1.38 \cdot 10^{-23}$ J/K, die übrigens die Dimension einer Wärmekapazität hat (J/K)! Das was die Boltzmann-Konstante für ein Teilchen ist, das ist die Gaskonstante R für ein Mol, d.h. die Bedeutung von R ist nicht auf Zustandsänderungen von Gasen beschränkt.

Anhang 5: Zusätzliche Hinweise zur Genauigkeitsabschätzung

Clement-Desormes: Zur Ermittlung von $\Delta\kappa$ aus Δh_1 und Δh_2 kann auch die Methode der partiellen Ableitungen verwendet werden. Die Ableitung 1. Ordnung von Gl.(9) nach der „Quotienten Regel“ zuerst nach h_1 und dann nach h_2 jeweils multipliziert mit den Messunsicherheiten der Höhen h_1 und h_2 liefert folgendes Ergebnis (Bitte nachvollziehen!):

$$\Delta\kappa = \left| \frac{-h_2}{(h_1 - h_2)^2} \right| \cdot \Delta h_1 + \left| \frac{h_1}{(h_1 - h_2)^2} \right| \cdot \Delta h_2 \quad (19).$$

Da sowohl die Höhen der Wassersäulen als auch deren Messunsicherheiten bei allen Messungen etwa in derselben Größenordnung liegen, genügt es, die Berechnung von $\Delta\kappa$ exemplarisch nur für eine Messung durchzuführen.

Sinnvoller ist aber, die Streuung der κ -Werte der fünf Messungen als Fehler zu betrachten, da man hier die Unsicherheit sofort sieht und nicht auf Schätzungen angewiesen ist. Statistische Hilfsmittel wie die Bestimmung der Standardabweichung können verwendet werden, müssen aber nicht.

Man kann auch beide Methoden probieren. Normalerweise müssten dann beide $\Delta\kappa$ ungefähr gleich sein, weil ja die Unterschiede in den einzelnen Ergebnissen durch die Unsicherheit der Messung, also durch Δh_1 und Δh_2 hervorgerufen werden. Wenn sich dies bestätigt, so lernen wir daraus, dass man anstatt der mehr oder weniger aufwändigen „Fehlerrechnung“ auch einfach Statistik betreiben kann, d.h. mehrmals messen und schauen, wie sehr die Ergebnisse streuen \rightarrow die Streuung als Messungenauigkeit betrachten. Ist die Streuung viel kleiner als der abgeschätzte Größtfehler, dann kann das zum einen Zufall sein, oder man hat sich bei der Einschätzung der eigenen Messmöglichkeiten vertan (die Höhen sind doch genauer messbar als gedacht). Ist die Streuung viel größer, so hat man sich entweder in der Gegenrichtung vertan (Höhenmessung ist ungenauer als erwartet) oder es gibt neben den Höhen h_1 und h_2 weitere Fehlerquellen. Denkbar wären hier unterschiedliche Öffnungszeiten des Ventils.

Rüchardt: Hier gibt es insgesamt fünf Messgrößen, von denen aber bereits drei vorgegeben sind. Für die Messung der Schwingungsdauer wird ziemlich viel Aufwand betrieben (10 Schwingungen und das Ganze noch 20 mal wiederholt). Der resultierende Wert für T (Mittelwert) erhält dadurch eine relativ hohe Genauigkeit. Sein Fehler kann statistisch bestimmt werden (vgl. z.B. Versuch 303: Standardabweichung geteilt durch Wurzel n mal t -Parameter), aber man sollte auch hier die Streuung der $10T$ -Werte noch ganz gut abschätzen können. Um von $\Delta(10T)$ auf ΔT zu kommen, muss natürlich noch durch 10 geteilt werden.

Die Berechnung von $\Delta\kappa$ kann durch Addition der relativen Fehler erfolgen. Die kleine „Störgröße“ mg/A kann man dabei wegdiskutieren. Näheres dazu finden Sie in „Fehlerrechnung - leicht gemacht“ auf der Homepage des Praktikums.

Anhang 6: Beispiele für adiabatische Zustandsänderungen in Natur und Technik

Föhn (einfache Erklärung, in der Praxis ist es etwas komplizierter):

Die im Abschnitt 2.1 besprochene Temperaturänderung mit der Höhe beträgt etwa 1 Grad pro 100m Höhendifferenz, also beim Aufstieg $-1^\circ/100\text{m}$, beim Absinken $+1^\circ/100\text{m}$.

Wenn feuchte Luft an ein Gebirge gedrückt und dadurch zum Aufsteigen gezwungen wird, kühlt sie sich wegen der adiabatischen Expansion ab und erreicht außerdem irgendwann ihren Sättigungspunkt (vgl. Versuch 204, Dampfdruck). D.h. der in der Luft enthaltene (unsicht-

bare) Wasserdampf kondensiert, und es bilden sich Wolken. Dabei wird Kondensationswärme freigesetzt (vgl. Versuch 200). Die Kondensationswärme wirkt der Abkühlung entgegen, wodurch sich diese von $-1^\circ/100\text{m}$ auf z.B. $-0.5^\circ/100\text{m}$ verringert. Falls sich die Wolken in der Kammregion des Gebirges abregnen, kann die (nun viel trockenere) Luft, welche beim Aufsteigen um $-0.5^\circ/100\text{m}$ (feuchtadiabatisch) abgekühlt wurde, hinter dem Gebirge (im Lee) beim Absinken sich wieder um $+1^\circ/100\text{m}$ (trockenadiabatisch) erwärmen. So kommt es, dass bei Südföhn an den Alpen z.B. in München deutlich höhere Temperaturen herrschen als z.B. in Brixen (etwa gleiche Höhe ü. NN) auf der Alpensüdseite.

Gewitterwolken (Überentwicklungen):

Wenn im Sommer bei kräftiger Sonneneinstrahlung die Luft am Boden erwärmt wird, so steigt sie wegen ihrer geringeren Dichte nach oben. Beim Aufstieg in die Atmosphäre passiert dasselbe wie am Gebirge: aufgrund des geringer werdenden Luftdrucks dehnt sie sich aus und kühlt dabei (adiabatischer Vorgang) wieder ab. Diese Abkühlung (mit ca. $-1^\circ/100\text{m}$) ist in der Regel stärker als die Temperaturabnahme der Umgebungsluft (im Mittel $-0.65^\circ/100\text{m}$, „Standardatmosphäre“), so dass irgendwann der Aufstieg ein Ende hat, weil sich die aufsteigende Luft auf das Niveau der Umgebung abgekühlt hat.

Wenn aber nun auf dem Weg nach oben bereits Kondensation (Wolkenbildung) einsetzt, weil die Luft relativ feucht war, so verringert sich die Temperaturabnahme (wie beim Föhn) auf z.B. $-0.5^\circ/100\text{m}$. Da $0.5^\circ < 0.65^\circ$ bedeutet das: in der Wolke kühlt sich die aufsteigende Luft langsamer ab als die normale Atmosphäre, d.h. wenn sie zu Beginn der Kondensation noch deutlich wärmer war als die Umgebung, dann bleibt sie das auch und der Aufstieg kann (solange genügend Wasserdampf vorhanden ist) nicht mehr von selber gestoppt werden, die Wolke „wächst in den Himmel“. Im weiteren Verlauf beginnt es dann zu gewittern (aufgrund von Ladungstrennung in Eiskristallen etc. ...; das ist aber ein anderes Thema). Dass nicht jede Wolke zur Gewitterwolke wird, kommt hauptsächlich daher, weil sich die Atmosphäre nur selten an Standardvorgaben hält und im Höhenprofil meist mehrere sog. „Inversionen“ eingebaut sind, an denen das Wolkenwachstum zum Erliegen kommt (spätestens an der „Tropopause“ in ca. 12 km Höhe).

Dieselmotor

Die Besonderheit des Dieselmotors im Vergleich zum Otto- (Benzin-) Motor ist die Tatsache, dass er ohne Zündkerzen auskommt. Der Kraftstoff wird in den Verbrennungsraum eingespritzt, in dem sich Luft befindet, welche vorher im Zylinder stark komprimiert wurde. Durch die näherungsweise **adiabatische Kompression** erreicht die Luft eine so hohe Temperatur, dass der Kraftstoff verdampft und sich das Kraftstoff-Luft-Gemisch selber entzünden kann. Der Vorteil des Dieselmotors gegenüber dem Ottomotor liegt u.a. in einem besseren Wirkungsgrad aufgrund der höheren Verdichtung. Nachteilig ist z.B. der höhere Geräuschpegel.