

Versuch 202 – Bestimmung von C_p/C_V an verschiedenen Gasen mit Ultraschall

Marco Lafrentz Philipp Leser

22.11.2005 – Abtestiert am 30.11.2005

Ziel des durchgeführten Versuchs war die Bestimmung des Verhältnisses der Molwärmern C_p/C_V verschiedener Gase.

Inhaltsverzeichnis

1. Theorie	2
1.1. Das Verhältnis C_p/C_V eines idealen Gases	2
1.2. Die innere Energie verschiedener Gase	3
1.2.1. Einatomige Gase	3
1.2.2. Zweiatomige starre Moleküle	3
1.2.3. Dreiatomige starre Moleküle	4
1.2.4. Mehratomige Moleküle mit Oszillationen unter Berücksichtigung der Energiequantelung	4
1.3. Der Zusammenhang zwischen κ und der Schallgeschwindigkeit in Gasen	6
2. Durchführung des Versuchs	7
3. Auswertung	9
3.1. Experimentelle Bestimmung von κ	9
3.2. Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit Theoriewerten	11
A. Anhang	12
A.1. Literatur	12
A.2. Messdaten	12

1. Theorie

Bei der Molwärme C handelt es sich um eine Stoffeigenschaft von Gasen, die das Verhältnis aus zugeführter oder entzogener Wärmeenergie dq und der damit verbundenen Veränderung der Temperatur dT darstellt. Es gilt also

$$C = \frac{dq}{dT} \quad (1.1)$$

Zu beachten ist hierbei jedoch, dass diese Größe von der Art des thermodynamischen Vorgangs abhängt: Hält man den Druck konstant (isobarer Vorgang, $dp = 0$), erhält man eine andere Molwärme als bei konstant gehaltenem Volumen (isochorer Vorgang, $dV = 0$). Welche der beiden Größen gemeint ist, kennzeichnet man mit einem Index für die konstant gehaltene Größe; man spricht also von C_p oder C_V . In der Formel deutet man die konstant gehaltene Größe auch mit einem Index an der Klammer neben der Ableitung an:

$$C_p = \left. \frac{dq}{dT} \right)_p \quad C_V = \left. \frac{dq}{dT} \right)_V$$

Für die experimentelle Bestimmung bietet es sich an, diese beiden Größen nicht einzeln zu bestimmen, sondern das Verhältnis C_p/C_V zu messen, was einfacher realisierbar ist. Wir benötigen also Beziehungen, die die Molwärmen mit messbaren Größen ausdrücken; dazu beginnen wir mit der Betrachtung des Verhältnisses C_p/C_V bei idealen Gasen.

1.1. Das Verhältnis C_p/C_V eines idealen Gases

Unter einem idealen Gas versteht man eine Menge von Molekülen, die sich kräftefrei untereinander bewegen und nur durch elastische Stöße mit den Gefäßwänden oder anderen Molekülen beeinflusst werden.

Betrachten wir die Änderung der inneren Energie eines solchen Gases, so muss man schlussfolgern, dass diese nur durch extern angebrachte Arbeit in Form einer Volumenänderung $-pdV$ oder durch zugeführte Wärme dq beeinflusst werden kann:

$$dU = -pdV + dq$$

Wir betrachten nun zunächst einen isochoren Prozess, bei dem $dV = 0$ ist, und teilen durch die Temperaturänderung dT :

$$\left. \frac{dU}{dT} \right)_V = \left. \frac{dq}{dT} \right)_V = C_V \quad (1.2)$$

Ein Vergleich mit Gleichung 1.1 zeigt, dass wir damit C_V bereits gefunden haben, es handelt sich um die Änderung der inneren Energie mit der Temperatur:

$$dU = C_V dT \quad (1.3)$$

Den zweiten Vorgang berücksichtigen wir jetzt mit $dp = 0$: Stellen wir Gleichung 1.2 nach dq um, und setzen in die Gleichung für die innere Energie ein, so sieht man, dass

$$dU = -pdV + C_p T \quad (1.4)$$

Diese Gleichung kann man mit Formel 1.3 kombinieren, um das Verhältnis der beiden Molwärmern zu errechnen. Wir nutzen dabei zusätzlich die allgemeine Gasgleichung für ein Mol $pV = RT$ (R ist die allgemeine Gaskonstante), um die Ableitung von V nach T auszuführen. Das Verhältnis der beiden Molwärmern bezeichnen wir dann mit κ :

$$\kappa := \frac{C_p}{C_V} = \frac{C_V + R}{C_V}$$

Da nach Gleichung 1.2 C_V direkt von der inneren Energie abhängt, wollen wir nun die innere Energie von einigen Gasen berechnen.

1.2. Die innere Energie verschiedener Gase

Beim idealen Gas besteht die innere Energie nur aus der kinetischen Energie, weil Wechselwirkungen durch Kräfte ausgeschlossen sind. Man kann nun statistische Betrachtungen durchführen, um eine mittlere Geschwindigkeit der Teilchen anzugeben. Darauf basierend ist dann eine Betrachtung der Impulserhaltung bei den auftretenden Stößen möglich. Nach einer längeren Rechnung leitet man so das *Äquipartitionsgesetz* her; für ein Mol gilt (mit f als Anzahl der Freiheitsgrade)

$$U = f \frac{1}{2} RT$$

Durch Einsetzen in 1.3 und 1.4 kann man jetzt κ in Abhängigkeit von den Freiheitsgraden aufschreiben:

$$\kappa = \frac{f + 2}{f}$$

1.2.1. Einatomige Gase

In einem einatomigen Gas existieren nur die drei Translationsfreiheitsgrade, da Rotationen aufgrund der nicht-vorhandenen Ausdehnung nicht möglich sind. Damit

$$\kappa_{\text{einatomig}} = \frac{5}{3} \quad (1.5)$$

1.2.2. Zweiatomige starre Moleküle

Ein Molekül eines zweiatomigen Gases mit starrer Verbindung der Atome ist als Gerade anzusehen, damit gibt es neben den drei Translationsfreiheitsgraden noch die Möglichkeit der Rotation um zwei Achsen:

$$\kappa_{\text{zweiatomig}} = \frac{7}{5} \quad (1.6)$$

1.2.3. Dreiatomige starre Moleküle

Dreiatomige Moleküle haben in der Regel eine dreieckige Anordnung, so dass hier ein weiterer Rotationsfreiheitsgrad hinzukommt.

$$\kappa_{\text{dreiatomig}} = \frac{4}{3} \quad (1.7)$$

Bei dreiatomigen Molekülen mit einer stabförmigen Anordnung kann man ganz analog wie bei zweiatomigen Molekülen von nur zwei Rotationsfreiheitsgraden ausgehen.

1.2.4. Mehratomige Moleküle mit Oszillationen unter Berücksichtigung der Energiequantelung

Die bisher benutzten Näherungen vernachlässigen die Tatsache, dass Moleküle mit zwei oder mehr Atomen Schwingungen gegeneinander ausführen können. Jedes Atom hat in diesem Fall drei Ortskoordinaten zur eindeutigen Festlegung der Position. Wegen den Bindungskräften zwischen den einzelnen Atomen kann aber nur das Atom als ganzes Drehungen und Schwerpunktsbewegungen ausführen, die Freiheitsgrade muss man also wieder abziehen. Man kommt also auf höchstens $f_{\text{osc}} = 3n - 6$ Freiheitsgrade (n ist die Anzahl der Atome im Molekül), oder für ein entlang einer Achse angeordnetes Molekül auf $f_{\text{osc}} = 3n - 5$ Freiheitsgrade. Die gemittelte Energie pro Molekül und Freiheitsgrad lautet bei Oszillationen $\langle E \rangle_{\text{osc}} = kT$ mit der BOLTZMANN-Konstante k .

Mit diesen Angaben können wir nun die Molwärme und damit κ für gewinkelte Atome oder allgemein Atome mit $n > 2$ angeben:

$$\begin{aligned} C_{V,\text{gewinkelt}} &= \frac{R}{2} f_{\text{tr,rot}} + R f_{\text{osc}} \\ &= 3(n-1)R \\ \kappa_{n>2,\text{osc}} &= \frac{3n-2}{3n-3} \end{aligned} \quad (1.8)$$

Für Atome mit nur 2 Oszillationsfreiheitsgraden erhalten wir entsprechend

$$\begin{aligned} C_{V,\text{gestreckt}} &= \frac{5}{2}R + (3n-5)R \\ &= \left(3n - \frac{5}{2}\right)R \\ \kappa_{n>1,\text{osc}} &= \frac{3n - \frac{3}{2}}{3n - \frac{5}{2}} \end{aligned} \quad (1.9)$$

Sobald man Oszillationsfreiheitsgrade in die Berechnung von κ einbezieht, fällt jedoch auf, dass messbare Werte teilweise stark von der Theorie abweichen. Der

Grund dafür liegt in der nicht berücksichtigten Quantelung der Energie. Die Quantenmechanik zeigt, dass die Energie in einem Molekül oder Atom nur in diskreten Paketen aufgenommen oder abgegeben werden kann: die Größe dieser kleinsten möglichen Pakete im Verhältnis zur Größenordnung der gegebenen Energie entscheidet nun darüber, ob die Bewegung entlang des Freiheitsgrads tatsächlich stattfindet.

Ist das minimale Energiequant ΔE deutlich kleiner als die mittlere Energie pro Freiheitsgrad, so kann die Bewegung stattfinden; im anderen Fall kann es sein, dass die im Molekül vorhandene Energie nicht ausreicht, um die Bewegung tatsächlich auszuführen. Man kann zeigen, dass die Energiequanten der Oszillationsenergie in der Größenordnung von kT , also der mittleren Energie pro Freiheitsgrad, liegen¹.

Nur wenn die Temperatur so hoch ist, dass kT wieder groß gegen die Energiequanten wird, nehmen wieder alle Moleküle am Energietausch teil. Dies zeigt deutlich, dass das Äquipartitionsgesetz nur in diesem Grenzfall wirklich gültig ist. Für diesen Versuch ist es zweckmäßig, κ unter Berücksichtigung der Energiequantelung zu berechnen, um bessere Theoriewerte angeben zu können:

Die an anderer Stelle hergeleitete mittlere Schwingungsenergie eines quantenmechanischen Oszillators lautet (h ist das PLANCK'sche Wirkungsquantum, ν die Eigenfrequenz der Schwingung)

$$\langle E \rangle_{\text{osc,qu}} = \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1}$$

Durch Ableiten nach der Temperatur erhalten wir die Molwärme C_V (mit der Ersetzung $R = kN_L$ und N_L als LOSCHMIDT'sche Zahl):

$$C_{V,\text{osc}} = R \left(\frac{h\nu}{kT} \right)^2 \frac{e^{h\nu/kT}}{(e^{h\nu/kT} - 1)^2}$$

Da ein Molekül verschiedene Schwingungsfrequenzen haben kann und unter Berücksichtigung der verbleibenden anderen Freiheitsgrade erhält man schließlich insgesamt für C_V :

$$C_V = 3R + R \sum_{i=1}^{3n-6} \left(\frac{h\nu_i}{kT} \right)^2 \frac{e^{h\nu_i/kT}}{(e^{h\nu_i/kT} - 1)^2}$$

Beim gestreckten Molekül haben wir entsprechend

$$C_V = \frac{5}{2}R + R \sum_{i=1}^{3n-5} \left(\frac{h\nu_i}{kT} \right)^2 \frac{e^{h\nu_i/kT}}{(e^{h\nu_i/kT} - 1)^2}$$

Damit können wir mit der bekannten Formel κ ausrechnen und erhalten die beste Näherung für mehratomige Gase, die wir in diesem Versuch benutzen (n ist die Anzahl der Schwingungszustände):

$$\kappa_n = \frac{C_V + R}{C_V}$$

¹Die Größe des Energiequants ist stark von der Eigenfrequenz ν der Oszillation abhängig: $\Delta E_{\text{osc}} = z h \nu$ ($z = 1, 2, \dots$, h ist das PLANCK'sche Wirkungsquantum)

$$\begin{aligned} & 4 + \sum_{i=1}^{3n-6} \left(\frac{h\nu_i}{kT} \right)^2 \frac{e^{h\nu_i/kT}}{(e^{h\nu_i/kT} - 1)^2} \\ = & \frac{4 + \sum_{i=1}^{3n-6} \left(\frac{h\nu_i}{kT} \right)^2 \frac{e^{h\nu_i/kT}}{(e^{h\nu_i/kT} - 1)^2}}{3 + \sum_{i=1}^{3n-6} \left(\frac{h\nu_i}{kT} \right)^2 \frac{e^{h\nu_i/kT}}{(e^{h\nu_i/kT} - 1)^2}} \end{aligned} \quad (1.10)$$

Und analog für gestreckte Moleküle

$$\kappa_{n,\text{gestreckt}} = \frac{\frac{7}{2} + \sum_{i=1}^{3n-5} \left(\frac{h\nu_i}{kT} \right)^2 \frac{e^{h\nu_i/kT}}{(e^{h\nu_i/kT} - 1)^2}}{\frac{5}{2} + \sum_{i=1}^{3n-5} \left(\frac{h\nu_i}{kT} \right)^2 \frac{e^{h\nu_i/kT}}{(e^{h\nu_i/kT} - 1)^2}} \quad (1.11)$$

1.3. Der Zusammenhang zwischen κ und der Schallgeschwindigkeit in Gasen

Die Elastizitätstheorie liefert uns einen Zusammenhang zwischen κ und der Schallgeschwindigkeit c in Gasen: Man kann aus einer Betrachtung der sich als Druckschwankungen fortpflanzenden Schallwelle eine Wellengleichung herleiten. Betrachtet man ein Volumenelement dV in einem mit Gas gefülltem Rohr mit dem Querschnitt Q , so herrscht an der Stelle x der Druck p (Abbildung 1 aus [1] zeigt die Situation). Ein Stück weiter an der Stelle $x + \xi$ ist der Druck auf $p + \Delta p$ angestiegen. Diese Druckänderung vergrößert des Volumenelement dV um ein Stück $\delta(dV)$. Mit einer linearen Näherung können wir dann angeben

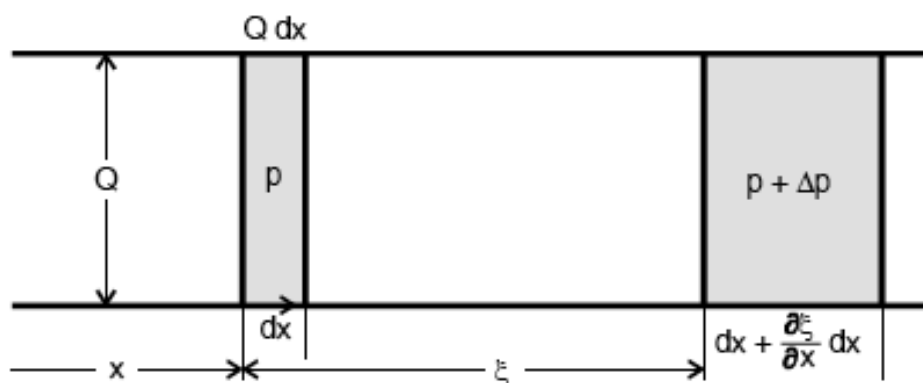


Abbildung 1: Skizze zur Herleitung der Wellengleichung in Gasen

$$\delta(dV) = Q \frac{\partial \xi}{\partial x} dx$$

Die Beziehung zwischen der Volumenänderung $\delta(dV)$ und der Druckänderung Δp erhalten wir mit Hilfe des Kompressionsmoduls η :

$$\begin{aligned} \eta & := -V \frac{dp}{dV} \\ & = -\frac{dV}{\delta(dV)} \Delta p \end{aligned}$$

Daraus folgt, indem wir $\delta(dV)$ einsetzen

$$\Delta p = -\eta \frac{\partial \xi}{\partial x}$$

Betrachtet man eine Stelle, die dx weiter auf der x -Achse liegt, so gilt dort für den geänderten Druck (mit einer TAYLOR-Annäherung) und unter Benutzung der letzten Gleichung für Δp :

$$d(\Delta p) = -\eta \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} dx$$

Da unser Ziel eine Bewegungsgleichung ist, schreiben wir jetzt den Ausdruck für die auftretende Kraft dF im Volumenelement als Differenz der Kräfte an den Stirnflächen:

$$\begin{aligned} dF &= -Q(\Delta p + d(\Delta p)) + Q\Delta p \\ &= Q\eta \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} dx \end{aligned}$$

Die Trägheitskraft der Masse $\rho Q dx$ (ρ ist die Gasdichte) im Volumenelement dV wirkt der eben hergeleiteten Kraft entgegen:

$$dF_T = Q\rho dx \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}$$

Damit erhalten wir durch Gleichsetzen eine Wellengleichung

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \frac{\eta}{\rho} \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2}$$

Man kann nun den Ausdruck vor der rechten Ableitung als Quadrat der Schallgeschwindigkeit c^2 identifizieren:

$$c = \sqrt{\frac{\eta}{\rho}}$$

Den adiabatischen Kompressionsmodul können wir nun mit $\eta = \frac{\kappa \rho RT}{M}$ (M ist das Molekulargewicht) ersetzen, wozu wir die POISSON-Gleichung $pV^\kappa = \text{const.}$ und die allgemeine Gasgleichung benutzen. Schlussendlich erhalten wir als einfache Beziehung zwischen der Schallgeschwindigkeit c und der gesuchten Größe κ

$$c^2 = \frac{\kappa RT}{M} \tag{1.12}$$

2. Durchführung des Versuchs

Abbildung 2 aus [1] zeigt den schematischen Aufbau der benutzten Apparatur. Wir füllen den Vakuumbehälter nacheinander mit den zu vermessenden Gasen und führen eine Messung der Wellenlänge λ der Schallwellen durch. Da die Schallgeschwindigkeit c mit der Wellenlänge λ und der Frequenz ν über die Beziehung

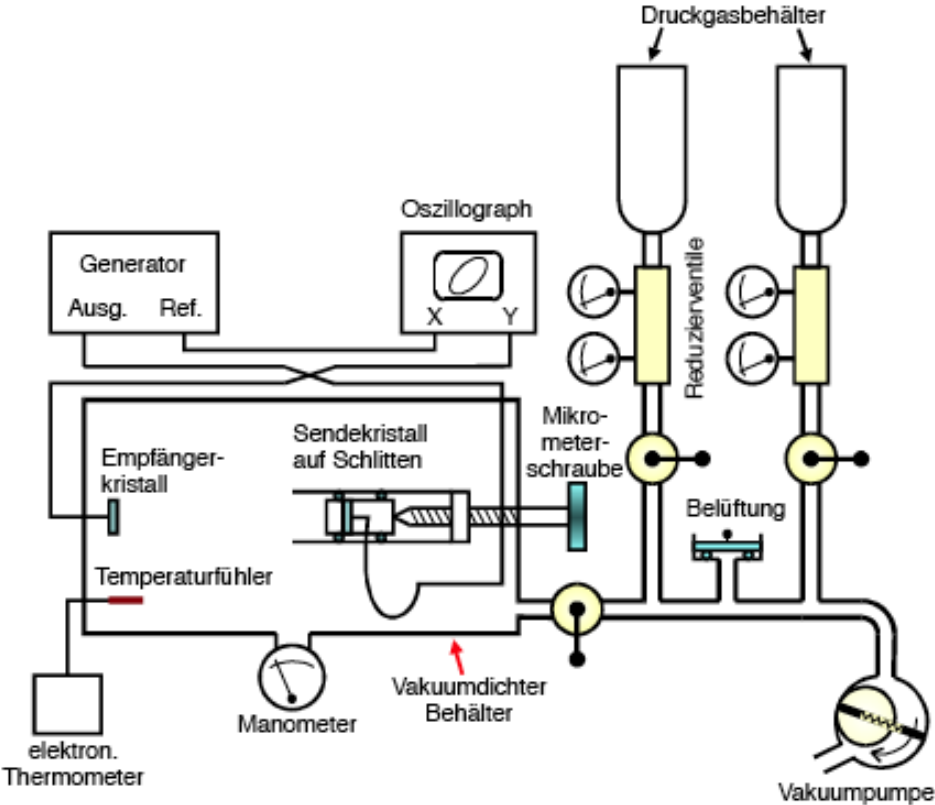


Abbildung 2: Die für die Messung der Schallgeschwindigkeit c benutzte Apparatur

$c = \lambda\nu$ zusammenhängt, legen wir zunächst am Sinusgenerator eine Frequenz ν fest, die wir über eine Amplitudenmessung mit der Resonanzfrequenz der Piezokristalle abgleichen.

Die Bestimmung der Wellenlänge λ gelingt leicht über eine Messung der Entfernung von Punkten gleicher Phase. Dazu nutzen wir ein Oszilloskop, welches am X-Eingang das Referenzsignal aus dem Generator und am Y-Eingang das Empfangssignal erhält. Die beobachtbaren LISSAJOUS-Figuren entarten an Punkten gleicher (oder um π verschobener) Phase in Geraden. Den auf einer Mikrometerschraube verschiebbaren Sendekristall verschieben wir nun entlang seiner Skala und notieren jeweils die Stellen, an denen wir eine Gerade beobachten, d.h. wir messen die halbe Wellenlänge. Aufgrund der Ungenauigkeit unserer Apparatur messen wir jede Position zwei mal.

Weiterhin achten wir darauf, dass der Druck p im Vakuumbehälter bei allen benutzten Gasen gleich ist ($p = 1$ bar) und notieren die gemessene Temperatur T . Sinnvollerweise warten wir nach dem Einfüllen eines neuen Gases, bis die Temperatur wieder konstant wird, um genau messen zu können.

3. Auswertung

3.1. Experimentelle Bestimmung von κ

Wir untersuchen in unserem Versuch die Gase Luft, Argon und CO_2 mit dem oben beschriebenen Verfahren und bestimmen für jedes Gas die Größe κ .

Die Bestimmung der jeweiligen Schallgeschwindigkeit c erfolgt über die Messung der halben Wellenlänge $\frac{\lambda}{2}$ einer Schallwelle mit der Frequenz 36.72kHz ($c = f\lambda$). Diese Frequenz erweist sich als die Resonanzfrequenz unserer Piezokristalle und ist somit gut für unsere Messung geeignet. Unsere Messreihen finden alle bei einem Druck von ungefähr 1bar statt.

Die Messergebnisse sind der folgenden Tabelle zu entnehmen, wobei zu beachten ist, dass wir entlang der Skala der Mikrometerschraube beide Richtungen einmal vermessen, um für jeden Punkt gleicher oder um π verschobener Phase zwei Messwerte zu erhalten:

Luft		Argon		CO ₂	
Hin[mm]	Zurück[mm]	Hin[mm]	Zurück[mm]	Hin[mm]	Zurück[mm]
3.11	31.40	0.62	31.25	2.20	31.25
8.00	26.75	4.98	26.90	5.90	27.65
12.70	22.10	9.38	22.55	9.50	23.95
17.35	17.30	13.85	18.15	13.20	19.35
22.10	12.70	18.20	13.80	16.65	16.70
26.80	7.95	22.60	9.40	19.40	13.10
31.40	3.30	26.95	5.00	24.05	9.45
		31.25	0.60	27.70	5.90
				31.25	2.20
$\frac{\lambda}{2}$ [mm]:		$\frac{\lambda}{2}$ [mm]:		$\frac{\lambda}{2}$ [mm]:	
4.89	4.65	4.36	4.35	3.70	3.60
4.70	4.65	4.40	4.35	3.60	3.70
4.65	4.80	4.47	4.40	3.70	4.60
4.75	4.60	4.35	4.35	3.45	2.65
4.70	4.75	4.40	4.40	2.75	3.60
4.60	4.65	4.35	4.40	4.65	3.65
		4.30	4.40	3.65	3.55
				3.55	3.70
λ	9.398mm	λ	8.754mm	λ	7.263mm
abs. Fehler:	0.050mm	abs. Fehler:	0.022mm	abs. Fehler:	0.251mm
rel. Fehler:	0.5%	rel. Fehler:	0.2%	rel. Fehler:	3.5%
c	345.11 $\frac{m}{s}$	c	321.46 $\frac{m}{s}$	c	266.68 $\frac{m}{s}$
abs. Fehler:	1.82 $\frac{m}{s}$	abs. Fehler:	0.80 $\frac{m}{s}$	abs. Fehler:	9.22 $\frac{m}{s}$
rel. Fehler:	0.5%	rel. Fehler:	0.2%	rel. Fehler:	3.5%

Hierbei berechnet sich die Wellenlänge λ , die Schallgeschwindigkeit c und ihre relativen Fehler r (GAUSS'sche Fehlerfortpflanzung) und absoluten Fehler σ nach (s = Standardabweichung, N = Anzahl an Messwerten):

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{\lambda}{2} \right\rangle &= \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left(\frac{\lambda}{2} \right)_i \\ \lambda &= 2 \left\langle \frac{\lambda}{2} \right\rangle \\ s^2 &= \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N \left[\left(\frac{\lambda}{2} \right)_i - \left\langle \frac{\lambda}{2} \right\rangle \right]^2 \\ r_{\left\langle \frac{\lambda}{2} \right\rangle} &= \frac{s}{\sqrt{N}} \\ r_\lambda &= r_{\left\langle \frac{\lambda}{2} \right\rangle} \\ \sigma_\lambda &= r_\lambda \lambda \\ c &= f \lambda \\ r_c &= r_\lambda \\ \sigma_c &= r_c c \end{aligned}$$

Über die Schallgeschwindigkeit c lässt sich mit der Beziehung $c^2 = \frac{\kappa RT}{M}$, Gleichung 1.12 im Theorieteil, (R = allgemeine Gaskonstante, T = Temperatur, M = Molekulargewicht) die gesuchten κ berechnen. Die in Grad Celcius gemessenen Temperaturen T rechnen wir noch in Kelvin um (mit $0^\circ\text{C} = 273.16\text{K}$):

	Luft	Argon	CO ₂
T	19.80°C	20.90°C	21.10°C
T	292.96K	294.06K	294.26K

Desweiteren rechnen wir mit den Werten (Molekulargewichte aus [2]; Konstanten h/R & k aus [3]):

$$M_{\text{Luft}} = 29.30 \frac{\text{g}}{\text{mol}}$$

$$M_{\text{Argon}} = 39.94 \frac{\text{g}}{\text{mol}}$$

$$M_{\text{CO}_2} = 44.01 \frac{\text{g}}{\text{mol}}$$

$$R = 8.314 \frac{\text{J}}{\text{mol} \cdot \text{K}}$$

$$h = 6.626 \cdot 10^{-34} \frac{\text{J}}{\text{s}}$$

$$k = 1.381 \cdot 10^{-23} \frac{\text{J}}{\text{K}}$$

Wir erhalten dann mit der Gleichung 1.12 folgende Werte für die zu messende Größe κ :

	Luft	Argon	CO ₂
κ :	1.433	1.688	1.279
abs. Fehler:	0.015	0.008	0.088
rel. Fehler:	1.1%	0.5%	6.9%

Der Fehler (GAUSS'sche Fehlerfortpflanzung) von κ berechnet sich nach (Temperatur und Frequenz werden als fehlerfrei angenommen):

$$r_\kappa = \sqrt{4r_c^2}$$

$$\sigma = r_\kappa \kappa$$

Im weiteren Verlauf werden wir unsere experimentellen Ergebnisse im Vergleich zu den Theoriewerten diskutieren.

3.2. Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit Theoriewerten

Die Eigenfrequenzen eines CO₂-Moleküls betragen laut Aufgabenstellung:

$$\nu_1 = \nu_2 = 19.9\text{THz}$$

$$\nu_3 = 40\text{THz}$$

$$\nu_4 = 70\text{THz}$$

Somit ergeben die in der Theorie gegebenen Formeln die folgenden theoretischen Werte für κ :

Atomanzahl n :	1	2	3
starr (Formeln 1.5, 1.6, 1.7)	1.667	1.400	(gerade/gewinkelt) 1.400/1.333
nicht starr (Formeln 1.9, 1.8)	–	1.286	1.154/1.167
mit Energiequantelung für CO_2 (Formeln 1.10, 1.11)	–	–	1.28961/1.25307

Für den direkten Vergleich erneut unsere experimentellen Werte:

	Luft	Argon	CO_2
$\kappa =$	1.433 ± 0.015	1.688 ± 0.008	1.279 ± 0.088

Luft besteht hauptsächlich aus N_2 und O_2 Molekülen und kann somit als zweiatomiges Molekül betrachtet werden. Im Vergleich kommt unser gemessener Wert $\kappa_{\text{Luft}} = 1.433 \pm 0.15$ dem theoretischen Wert eines zweiatomigen, starren Gasmoleküls von $\kappa = 1.400$ sehr nahe. Somit kann die Frage ob N_2 und O_2 Moleküle bei Zimmertemperatur als starr angesehen werden können zustimmend beantwortet werden.

Bei dem Edelgas Argon handelt es sich um ein einatomiges Gas. Auch hier kommt unser gemessener Wert $\kappa_{\text{Argon}} = 1.688 \pm 0.008$ dem theoretischen Wert eines einatomigen Gases von $\kappa = 1.667$ sehr nahe.

Der gemessene Wert $\kappa_{\text{CO}_2} = 1.279 \pm 0.088$ für CO_2 hat zwar einen großen Fehler, liegt aber dafür sehr nah an dem Theoriewert für gerade, dreiatomige Moleküle unter Berücksichtigung der Energiequantelung ($\kappa = 1.28961$). Dies deckt sich mit unseren Vorkenntnissen, dass die Atome eines CO_2 -Moleküls auf einer Geraden liegen.

Die leichten Abweichungen von den theoretischen Werten erklären wir uns mit den von uns nicht berücksichtigten Ungenauigkeiten, wie z.B. dem Auflösungsvermögen des Oszillographen oder dem nicht vollständig zu evakuierenden Tank.

A. Anhang

A.1. Literatur

- [1] Die Abbildungen im Theorieteil stammen aus der Versuchsanleitung (<http://berners-lee.physik.uni-dortmund.de/praktikum/AP-Anleitungen/INHALTneu.htm>).
- [2] <http://www.top-wetter.de/themen/atmcompo.htm> am 24.11.2005
- [3] Stöcker –Taschenbuch der Physik – Verlag Harri Deutsch – S.735/ S.581

A.2. Messdaten

Angefügt in Kopie.