

Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg



Diplomarbeit
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Karl Zrost
aus Dresden

2002

Entwicklung und Aufbau einer Quelle für langsame und
kalte Atom- und Molekülstrahlen

Die Diplomarbeit wurde von Karl Zrost ausgeführt am
Physikalischen Institut Heidelberg
unter der Betreuung von
Herrn Priv.-Doz. Dr. M. DeKieviet

Gewidmet der Kleinen.

Zusammenfassung: Die vorliegende Diplomarbeit beschreibt die Entwicklung und den Bau einer Quelle, die kalte und langsame Atom- und Molekülstrahlen im Vakuum erzeugt. Dazu wird Gas adiabatisch expandiert, wobei sich die Düse, die an einem Rotor montiert ist, bewegt, so dass sich die Düsengeschwindigkeit zu der Geschwindigkeit der Atome (Moleküle) addiert. Dabei sollten Temperaturen von 1-10K zu erreichen sein bei mittleren Strahlgeschwindigkeiten von 20-50m/s. Das Konzept von [GH99] für eine solche Quelle wurde dabei weiterentwickelt.

Erste Messungen nach dem Aufbau ergaben, dass das Konzept funktioniert und die in dieser Arbeit entwickelte Theorie sehr gut mit dem Experiment übereinstimmt. Eine Temperatur von weniger als 7K wurde erreicht. Allerdings war es nicht möglich, Messungen bei mittleren Strahlgeschwindigkeiten von unter 400m/s zu machen, da die Pumpleistung der Quellpumpe nicht ausreichte, was zur Folge hatte, dass zu viel Hintergrundgas in der Vakuumapparatur war.

Evaluation and realisation of a source for slow and cold atomic and molecular beams

Abstract: This diploma thesis describes the evaluation and the realisation of a source for cold and slow atomic and molecular beams in vacuum. Gas is being cooled and emitted slowly during the transfer through a nozzle, which is mounted on a spinning rotor. The speed of the nozzle will be added to the speed of the adiabatically expanding cloud of atoms/molecules emitted. By this temperatures of 1-10K should be reachable at a beamspeed of 20-50m/s. In this work the concept of [GH99] for this kind of sources was enhanced.

First measurements using this source showed that the concept works and that the theory developed is in very good agreement with the experiment. A temperature of less than 7K was reached. Alas, it was not possible to make measurements reaching average beam speeds of less than 400m/s due to the little pumpage vacating the source chamber. This leads to a very high background.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Die Theorie von Atom- und Molekülstrahlquellen	5
2.1	Effusive Quellen	5
2.2	Überschallexpansion	9
3	Konzeption der Molekülstrahlquelle	17
3.1	Anforderungen an die Quelle	17
3.2	Funktionsweise der Quelle	17
3.3	Prinzipieller Aufbau	19
3.4	Überlegungen zur Dimensionierung des Rotors	20
3.5	Design des Rotors	22
3.6	Die Arbeitsschritte beim Bau des Rotors	27
3.7	Simulation der Geschwindigkeits-Winkelverteilung	32
3.8	Drucküberhöhung an der Düse durch Fliehkräfte	40
4	Der Aufbau des Experiments	43
4.1	Aufbau	43
4.2	Massenspektrometer	45
5	Ergebnisse der Flugzeitmessungen	47
5.1	Methode der Flugzeitmessung	47
5.2	Chopperöffnungsfunktion	49
5.3	Messergebnisse	49
6	Zusammenfassung und Ausblick	55
A	Konstruktionszeichnungen und Mathematica-Notebook	57

Kapitel 1

Einleitung

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Entwicklung und dem Bau einer Quelle für einen Molekülstrahlquantencomputer.

Seit einiger Zeit wird in den verschiedensten Bereichen der Physik an der Möglichkeiten zur Verwirklichung von Quantencomputern geforscht. Der Grund an diesem starken Interesse liegt einerseits darin, dass die experimentellen Methoden inzwischen soweit vorgeschritten sind, dass sie genaue Manipulation an Quantensystemen erlauben. Weiterhin stoßen die klassischen Computer in absehbarer Zeit an physikalische Grenzen was die Geschwindigkeit und die Miniaturisierung angeht. Aber es gibt noch einen weiteren wichtigen Grund, warum es sich lohnt, sich mit Quantencomputern zu beschäftigen. Die Tatsache, dass sich mit Quantencomputern eine viel größere Klasse von Problemen berechnen lässt, ist der eigentliche Schlüssel, der dem Konzept des Quantencomputers zum Durchbruch verholfen hat, so dass sich heute viele Wissenschaftler damit beschäftigen.

Viele Probleme können heute bei wachsender Komplexität von klassischen Computern nur in exponentiell wachsender Zeit gelöst werden. Wenn zum Beispiel bei einer Wettersimulation Messwerte einer neuen Messstation mit berücksichtigt werden soll, steigt die Rechenzeit auf das Doppelte. Bei zwei neuen Stationen vervierfacht sich schon die Zeit zur Berechnung. Quantencomputer bieten die Möglichkeit, auch solche Probleme in polynomiell wachsender Zeit zu lösen.

Nun gibt es verschiedene Ansätze, Quantencomputer in Quantensystemen zu realisieren:

1. in Festkörpern
2. in Atom- und Ionenfallen
3. mit NMR(ESR)- Molekülen
4. rein photonische Quantencomputer

NMR- Quantencomputer sind die am weitest entwickelten. Sie existieren heute mit bis zu 5 Qbits ([MFM⁺00]) und bedienen sich einer etablierten Technik, bei der sich die Moleküle,

welche die benutzen Quantensysteme darstellen, in Lösung befinden. Dies ist aber auch ein Nachteil bei dieser Methode. Denn dadurch, dass sich die Moleküle in Lösung befinden, wechselwirken die Moleküle miteinander und mit dem Lösungsmittel. Das führt zu Dekohärenzen, die die Lebensdauer des Systems beschränken, und dazu, dass die quantenmechanischen Zustände nicht rein, sondern gemischt sind. Um mit gemischten Zuständen rechnen zu können, müssen sogenannte Pseudo- pure- states [CFH97] präpariert werden. Diese Präparation ist aber ungefähr so aufwendig wie die Rechnung selbst. Desweiteren ist aufgrund der Temperatur des Systems der Energieunterschied zwischen den Energieniveaus selbst bei Magnetfeldern von 10 – 20 Tesla nur von der Größenordnung der thermischen Energie. Deshalb ist der Besetzungsunterschied sehr klein ($10^{-6} - 10^{-5}$).

Wenn die Moleküle aber in einem dünnen Molekülstrahl durch eine Anordnung von Hochfrequenzspulen im homogenen Magnetfeld fliegen, wechselwirken sie nicht mehr miteinander. Man hat reine Zustände und damit den Besetzungsunterschied 1. Auch ist die Lebensdauer des Systems theoretisch länger.

Aus dieser Idee, folgen die Anforderungen eine Molekülstrahlquelle für einen solchen Molekülstrahlquantencomputer, die entwickelt, gebaut und auf ihre Tauglichkeit getestet werden musste:

1. Die Varianz der Geschwindigkeiten im Strahl sollte möglichst klein sein, damit die Atome bzw. Moleküle kaum miteinander wechselwirken und alle die gleiche Zeit in den Hochfrequenzspulen zubringen.
2. Die mittlere Geschwindigkeit im Strahl ist zu minimieren, damit die Durchflugszeit durch die Apparatur möglichst lang ist und viele Rechenschritte durchgeführt werden können.

Um dies zu ermöglichen, wurde eine Idee von [GH99]) aufgegriffen und weiterentwickelt. Sie besteht darin, die Düse auf einem Rotor zu montieren und Gas durch die Düse adiabatisch zu expandieren. Die Geschwindigkeit des Rotors addiert sich zu der Geschwindigkeit der ausströmenden Moleküle, wodurch diese langsamer werden oder aber schneller. Durch die Expansion wird das Gas gekühlt und so die Varianz der Geschwindigkeiten verkleinert.

In Kapitel 2 wird die Theorie von Atom- und Molekülstrahlquellen erläutert und ein Modell entwickelt, mit dem sich sicher die Geschwindkeitsverteilung vorhersagen lässt. Im Kapitel 3 wird genauer auf die Konzeption der Quelle eingegangen. Im letzten Teil der Arbeit werden die Ergebnisse vorgestellt und diskutiert.

Kapitel 2

Die Theorie von Atom- und Molekülstrahlquellen

2.1 Effusive Quellen

Bei effusiven Quellen strömt Gas durch eine Blende oder ein Röhrchen in ein Vakuumvolumen und bildet dabei einen Atom-(Molekül-)strahl. Der Fluss wird denn als effusiv bezeichnet, wenn die mittlere freie Weglänge der Atome (Moleküle) viel größer ist als die räumliche Ausdehnung der Blende oder des Röhrchens $\Lambda \gg d$, wobei d den Durchmesser der Düse bezeichnet. Dadurch wechselwirken die Teilchen beim Durchgang durch die Düse nicht miteinander und erfahren nur Stöße mit den Wänden. Das hat zur Folge, dass sich die Breite der Geschwindigkeitsverteilung nicht ändert. Die mittlere freie Weglänge ist $\Lambda = \frac{\bar{v}}{R}$. Mit der Stoßrate $R = v_{rel}\sigma n_0$ folgt

$$\Lambda = \frac{\bar{v}}{v_{rel}\sigma n_0} \tag{2.1}$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2}\sigma n_0} \tag{2.2}$$

$$= \frac{k_B T_0}{\sqrt{2}\sigma p_0} . \tag{2.3}$$

Dabei wurde das ideale Gasgesetz $p_0 = n_0 k_B T_0$ und $v_{rel} = \sqrt{2}v$ verwendet. Die eingeführten Größen sind:

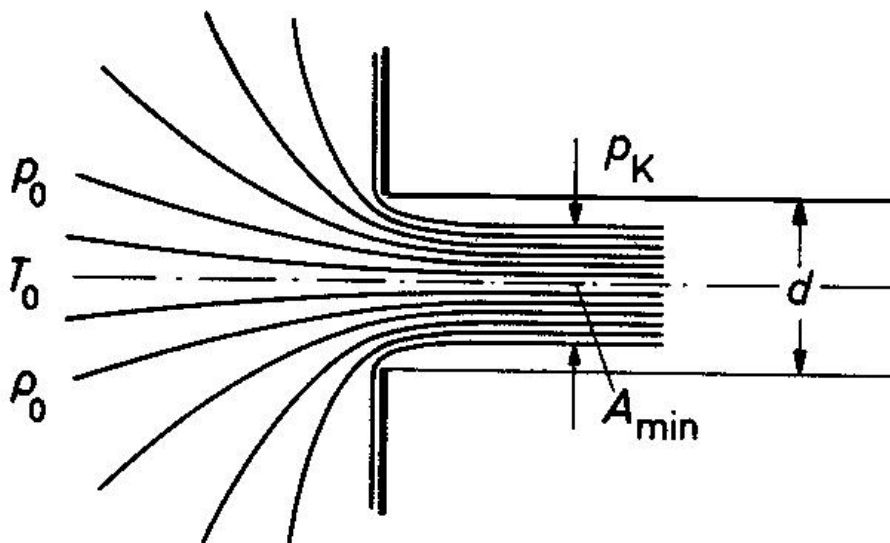


Abbildung 2.1: Strömung durch eine Blende([WAW82])

- v_{rel} : mittlere relative Geschwindigkeit zweier Teilchen
 n_0 : Teilchendichte
 σ : Streuquerschnitt
 \bar{v} : mittlere Geschwindigkeit eines Teilchens
 p_0 : Druck in der Quelle
 T_0 : Temperatur in der Quelle
 k_B : Boltzmannkonstante.

Der Streuquerschnitt ist dabei von der Größenordnung $\pi a_0^2 = 10^{-16} \text{cm}^2$, mit a_0 = Bohrscher Radius. Bei $T_0 = 800 \text{K}$ beträgt die mittlere freie Weglänge $\Lambda = 8 \text{mm}$ bei einem Druck von $p = 1 \text{mbar}$. Bei einem Druck von $p = 10^{-3} \text{mbar}$ beträgt sie schon 8m .

Der Teilchenfluss, der durch die Düse strömt, wird beschrieben durch

$$\frac{dN}{dt} = n_0 S f(v) v dv \frac{\cos \theta}{4\pi} d\Omega, \quad (2.4)$$

wobei

- dN/dt : Anzahl austretender Moleküle pro Zeiteinheit
 $f(v)$: Geschwindigkeitsverteilung in der Quelle (Maxwell-Boltzmann)
 $d\Omega$: Raumwinkelement
 v : Geschwindigkeit des austretenden Teilchens
 θ : Winkel zur Öffnungsnormalen
 S : Öffnungsfläche der Düse
 dv : Breite der beobachteten Geschwindigkeitsgruppe.

Die Maxwell-Boltzmann-Verteilung ist mit der wahrscheinlichsten Geschwindigkeit

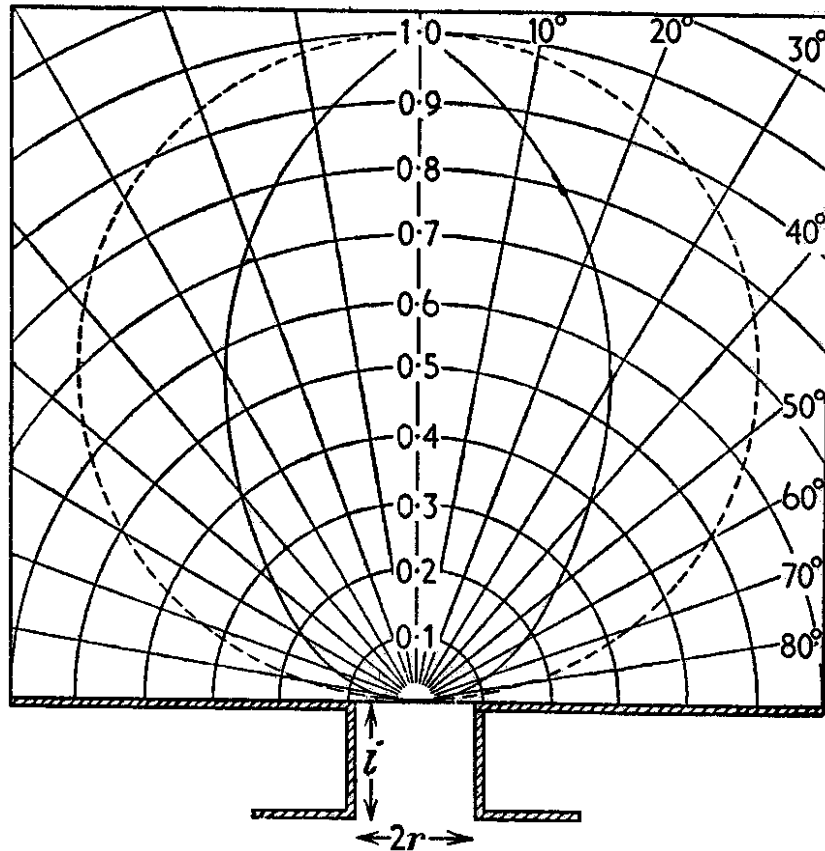


Abbildung 2.2: Winkelverteilung bei einem Effusivstrahl; Die gestrichelte Linie stellt ein Cos-Verteilung dar, die bei 0° ihr Maximum hat. Sie tritt dann auf, wenn die Düse nur aus einer Blende besteht. Ersetzt man die Blende durch einen Kanal, wird der Strahl in Vorwärtsrichtung gebündelt. Ein Beispiel dafür zeigt die durchgezogene Linie. ([Sco88])

$v_w = \sqrt{\frac{2k_B T}{m}}$ gegeben durch:

$$f(v)dv = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \frac{v^2}{v_w^3} e^{-\frac{v^2}{v_w^2}} . \quad (2.5)$$

Somit folgt für den Fluss

$$\frac{dN}{dt}(\theta, v) = \frac{n_0 S}{\pi^{3/2}} \frac{v^3}{v_w^3} e^{-\frac{v^2}{v_w^2}} dv \cos \theta d\Omega . \quad (2.6)$$

Aus Gl.2.6 folgt, dass die Geschwindigkeitsverteilung entlang des Strahls mit v^3 skaliert, und nicht wie in der Quelle mit v^2 . Die wahrscheinlichste Geschwindigkeit im Strahl beträgt $v_{w,Beam} = \sqrt{3/2}v_w = \sqrt{\frac{4k_B T}{m}}$, und die mittlere Geschwindigkeit $\bar{v}_{Beam} = 3/4\sqrt{\pi}v_w$. Nach dem Verlassen der Düse behalten die Teilchen im Strahl diese Geschwindigkeitsverteilung in ihrer Geschwindigkeitskomponente parallel zur Strahlrichtung bei, da aufgrund der

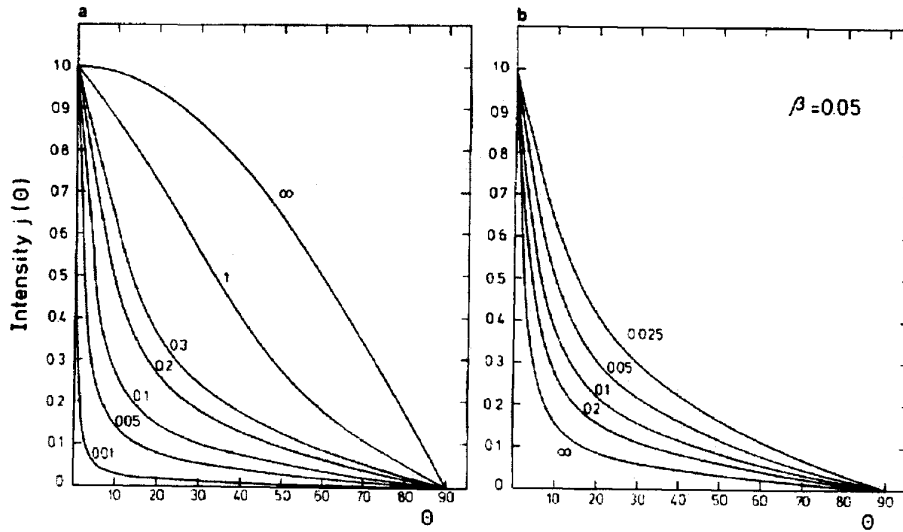


Abbildung 2.3: Vorwärtsbündelung eines Atomstrahls für verschiedene Kanallängen und Knudsenzahlen ([Sco88]) Bild (a): das charakteristische Strahlprofil für verschiedene Werte von $\beta = d/L$; Ist $\beta = \infty$, wird die Düse zu einer Blende in einer unendlich dünnen Wand und das Strahlprofil wird cosinusförmig. Bild (b): das charakteristische Strahlprofil normiert auf gleiche Intensität bei 0° bei $\beta = 0,05$ für verschiedene Knudsenzahlen.

großen mittleren freien Weglänge die Atome bzw. Moleküle nicht mehr miteinander stoßen. Da die Trajektorien der Teilchen Geraden sind (Schwerkraft vernachlässigt), kommen bei großen Abständen von der Quelle keine Atome (Moleküle) mit großen Komponenten von v_\perp mehr vor, da alle Teilchen außerhalb eines kleinen Raumwinkelbereichs um die Strahlachse mittels Blenden ausgeblendet werden. Die Verteilung $f(v_\perp)$ wird also mit zunehmender Distanz von der Quelle schmaler. Dieser Prozess wird *geometrische Kühlung* genannt.

Die Integration von Gl.2.6 über alle Geschwindigkeiten ergibt den Teilchenfluss in einem Winkelement $d\Omega$:

$$dI(\theta) = \frac{n_0 \bar{v}}{4} S \cos \theta \frac{d\Omega}{\pi}, \quad (2.7)$$

wobei $\bar{v} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} v_w \approx 1.13 v_w$ die mittlere Geschwindigkeit im Quellgas bezeichnet. Die Gesamtrate der Moleküle, die die Öffnung verlassen, ist also $n_0 \bar{v} S / 4$. Dabei wird die Winkelverteilung durch den Kosinus beschrieben. Die Intensität in Vorwärtsrichtung ($\theta = 0$) ist durch

$$\frac{dI(0)}{d\Omega} = \frac{n_0 \bar{v} S}{4\pi} \quad (2.8)$$

gegeben.

Häufig ist es erwünscht, dass der Teilchenfluss im Strahl sehr hoch ist, um zum Beispiel eine gute Statistik in kurzer Zeit zu bekommen. Um den Fluss zu erhöhen, bietet sich an, den Druck und den Düsendurchmesser zu erhöhen. Dabei ist man aber durch die Bedingungen 2.1 für die Effusivität limitiert. Wird der Druck erhöht sinkt die freie Weglänge, so

dass die Bedingung 2.1 bei zu hohen Drücken nicht mehr erfüllt ist. Genauso ist es nicht möglich, den Düsendurchmesser beliebig zu erhöhen, da er unter der Dimension der freien Weglänge bleiben muss. Allerdings gibt es die Möglichkeit, den Fluss in Vorwärtsrichtung zu erhöhen, indem die Öffnung durch einen langen Kanal ersetzt wird. Dabei muss auch die Bedingung für die Effusivität erfüllt sein, und die räumlichen Dimensionen des Kanals (Länge wie Breite) unterhalb der freien Weglänge liegen. Das Verhältnis der freien Weglänge zur Länge der Düse bezeichnet die Knudsenzahl K . Sie ist ein Maß für die Effusivität.

$$K = \frac{\Lambda}{L} \gg 1 \quad (2.9)$$

Wenn diese Bedingung erfüllt ist, bleibt der Durchgang der Teilchen durch den Kanal stoßfrei. Die Erhöhung der Intensität in Vorwärtsrichtung reduziert auch die erforderliche Pumpleistung an der Quellkammer. Allerdings ist auch die Pumpleistung in einem solchen kleinen Kanal beschränkt. Das führt wiederum zu einer Druckerhöhung im Kanal, weshalb der Druck in der Quelle niedriger gewählt werden muss. Das limitiert aber wieder den Fluss. Um dem zu entgehen, kommt häufig eine Matrix von parallelen Kanälen zum Einsatz. Dafür lassen sich zum Beispiel sogenannte Multichannel Plates verwenden, die aus vielen im Durchmesser $50\mu\text{m}$ messenden und 3mm langen Röhren bestehen. Die Röhren der Multichannel Plates sind mit einer hochohmigen Schicht beschichtet, da die Plates normalerweise in der Teilchendetektion als Sekundärelektronenvervielfacher eingesetzt werden.

2.2 Überschallexpansionen, adiabatische Strahlexpansion durch eine Düse

Das Prinzip der Expansion

Bei der Überschallexpansion wird Gas unter hohem Druck durch eine Düse gepresst. Dabei erreicht das Gas Überschallgeschwindigkeit. Da die Strömungsgeschwindigkeit sehr hoch ist, geschieht der Übergang des Gases am Ende der Düse in den freien Raum sehr schnell. Wird dieser Vorgang im Ruhesystem eines Volumenelements dV , das sich mit der Strömungsgeschwindigkeit v_D bewegt, betrachtet, sieht man, dass die das Gas eingrenzenden Wände sehr schnell weggenommen werden. Das Gas im Volumenelement dV kann in den freien Raum expandieren. Dabei reduziert sich die Temperatur des Gases. Da das Gas überschallschnell ist, kann das Volumenelement dV ungestört expandieren, weil die Wechselwirkung mit den nachfolgenden Volumenelementen ausgeschaltet ist. Im Gegensatz zur effusiven Quelle, in der die Teilchen keine Stöße beim Durchgang durch die Düse erfahren, muss bei der adiabatischen Expansion

$$\Lambda \ll d \quad (2.10)$$

gelten. Nur das bewirkt, dass die Atome und Moleküle beim Durchgang sehr häufig stoßen, und nur so kann das Gas bei der Expansion thermalisieren und sich abkühlen. Die Enthalpie

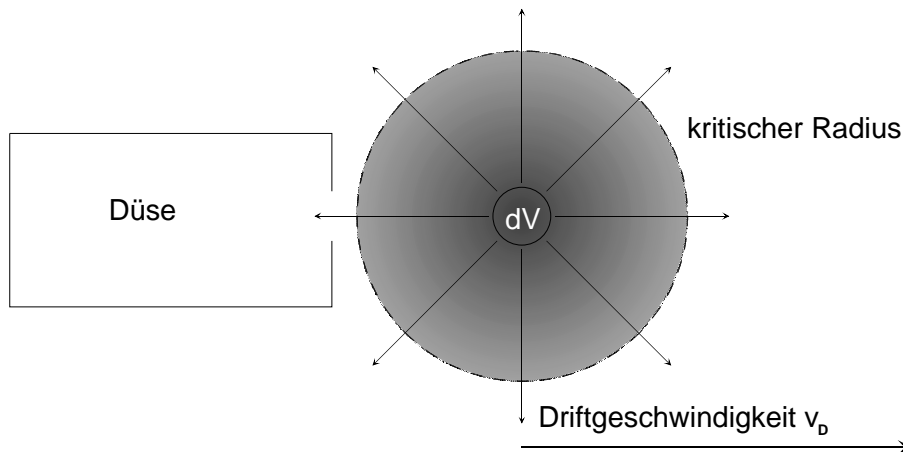


Abbildung 2.4: Im Ruhesystem des Volumenelements dV , das sich mit der Driftgeschwindigkeit v_D aus der Düse bewegt, expandiert das Gas isotrop in alle Richtungen und thermalisiert bis zum kritischen Radius, bei dem die kritische Stoßrate unterschritten wird.

bleibt beim Durchgang durch die Düse allerdings konstant.

$$U_0 + p_0 V_0 + \frac{1}{2} M v_0^2 = U + pV + \frac{1}{2} M v_D^2 \quad (2.11)$$

Vor der Expansion ist die Driftgeschwindigkeit $v_0 = 0$. Da die Expansion in das Vakuum stattfindet, gilt nach der Expansion $p \approx 0$. Daraus folgt:

$$U_0 + p_0 V_0 = U + \frac{1}{2} M u^2, \quad (2.12)$$

wobei

$U = U_{trans} + U_{rot} + U_{vib}$: die innere Energie des Gases,
 pV : die Kompressionsenergie und
 $\frac{1}{2} M u^2$: die Strömungsenergie ist.

Gasdynamik

Diese thermodynamische Betrachtung zeigt, dass bei hohen Strömungsgeschwindigkeiten die Temperatur des expandierten Gases sinkt. Nun ist aber auch interessant, was für Strahltemperaturen und Strahlgeschwindigkeiten (Strömungsgeschwindigkeiten) erreicht werden. Für diese weitergehenden Betrachtungen muss man sich mit der Gasdynamik des Systems beschäftigen.

Dazu wird eine stationäre Strömung angenommen. Stationär heißt, dass alle Bestimmungsgrößen wie Druck, Geschwindigkeit und Dichte an jedem Ort des Strömungsfeldes

zeitlich konstant bleiben. Das bedeutet explizit auch, dass Anlaufvorgänge der Strömung nicht berücksichtigt werden.

Man betrachtet einen Stromfaden, Also einen Teil der Strömung entlang einer Stromlinie mit der Koordinate s , dem Querschnitt $A(s)$ und der Länge ds . Die Länge ds sei so klein, dass die Zustandsgrößen und die Geschwindigkeit über das Volumen des Stromfadens praktisch als konstant angesehen werden können. Alle Bestimmungsgrößen hängen also nur vom Ort s des Stromfadens ab. Auf die Gasmasse $dm = \rho \cdot dV$ im Volumen $dV = A \cdot ds$ wirkt auf einer Seite die Kraft pA und auf der anderen die Kraft $(p + (\frac{dp}{ds})ds)A$. Die resultierende Kraft ist $dF = -A\frac{dp}{ds}ds$. Nach dem 1. Newtonschen Gesetz wird die Gasmasse also beschleunigt:

$$\begin{aligned} dF &= dm a \\ &= dm \frac{dv}{dt} \\ &= dm \frac{dv}{ds} \frac{ds}{dt} \\ &= dm v \frac{dv}{ds} . \end{aligned} \tag{2.13}$$

Es gilt also

$$\begin{aligned} -A \frac{dp}{ds} ds &= \rho A ds \frac{dv}{ds} v \\ \Leftrightarrow -\frac{dp}{\rho} &= v dv \\ &= \frac{1}{2} dv^2 . \end{aligned} \tag{2.14}$$

Dies ist die Bernoullische Gleichung in differentieller Form. Ihre Integration von der Stelle 0 (s_0, v_0, ρ_0, p_0) zur Stelle x (s_x, v_x, ρ_x, p_x) ergibt

$$\frac{1}{2}(v_x^2 - v_0^2) = \int_0^x \frac{dp}{\rho} . \tag{2.15}$$

Diese Gleichung lässt sich lösen, wenn der Zusammenhang zwischen ρ und p bekannt ist. Unter der Bedingung, dass sich die Anzahl der Freiheitsgrade für ein Atom oder Molekül innerhalb des betrachteten Temperaturintervalls nicht ändert, wird dieser Zusammenhang von der Poissongleichung

$$\frac{p_x}{p_0} = \left(\frac{V_0}{V_x} \right)^\kappa = \left(\frac{T_x}{T_0} \right)^{\kappa/(\kappa-1)} = \left(\frac{\rho_x}{\rho_0} \right)^\kappa \tag{2.16}$$

beschrieben, wobei

- p : Druck
- V : Volumen
- T : Temperatur
- ρ : Dichte

in den Zuständen 0 und 1 bezeichnet und der Adiabatenexponent κ

Gas	v_{max}
Kr	$385m/s$
Xe	$308m/s$
Cl_2	$500m/s$
SF_6	$613m/s$

Tabelle 2.1: Die Maximageschwindigkeiten für einige Gase

$$\kappa = \frac{c_p}{c_v} = \frac{f+2}{f} \quad (2.17)$$

beschreiben wird, wobei f die Anzahl der Freiheitsgrade des Atoms bzw. Moleküls bezeichnet. Setzt man den Ausdruck

$$\frac{1}{\rho} = \frac{p_0^{1/\kappa}}{\rho_0} \frac{1}{p^{1/\kappa}} \quad (2.18)$$

aus der Poissongleichung 2.16 in die Bernoulligleichung 2.14 ein und integriert von p_0 bis p , erhält man die Geschwindigkeit v als Funktion der Anfangswerte v_0 und $\frac{p_0}{\rho_0}$, sowie des Expansionsverhältnisses $\frac{p}{p_0}$. Da sich das Gas in der Quelle im Ruhezustand befindet ist $v_0 = 0$. Ersetzt man $\frac{p_0}{\rho_0}$ mittels des idealen Gasgesetzes durch $k_B T_0/m$, folgt für die Strömungsgeschwindigkeit

$$v = \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa-1} \frac{k_B T_0}{m} \left(1 - \left(\frac{p}{p_0}\right)^{(\kappa-1)/\kappa}\right)} \quad (2.19)$$

Gleichung 2.19 zeigt, dass die Geschwindigkeit des Stromfadens nur von der Ruhetemperatur T_0 und dem Expansionsverhältnis $\frac{p}{p_0}$ abhängt. Bei der größtmöglichen Expansion bei $p = 0$ wird die maximale Geschwindigkeit

$$v_{max} = \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa-1} \frac{k_B T_0}{m}} \quad (2.20)$$

erreicht. Die Tabelle 2.1 zeigt die maximalen Geschwindigkeiten, die die Teilchen bei einer Überschallexpansion erreichen, für verschiedene Gase. Da nun die Geschwindigkeit in Abhängigkeit des Expansionsverhältnisses und der Ruhetemperatur (Düsentemperatur) bekannt ist, kann man mit der Poissongl. 2.16 und Gl. 2.19 die Strahltemperatur bestimmen.

$$T = T_0 \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \quad (2.21)$$

Dasselbe Ergebnis erhält man, wenn die Gleichung 2.19 für die Strahlgeschwindigkeit in die Gleichung 2.12 für die Enthalpieerhaltung einsetzt. Abb. 2.5 bis 2.8 zeigen die Abhängigkeiten der Temperatur und der Strahlgeschwindigkeit vom Quelldruck p_0 bei verschiedenen Quellkammerdrücken, in die expandiert wird. Man sieht deutlich, wie bei steigendem Quelldruck die Geschwindigkeit sich der Maximalgeschwindigkeit annähert.

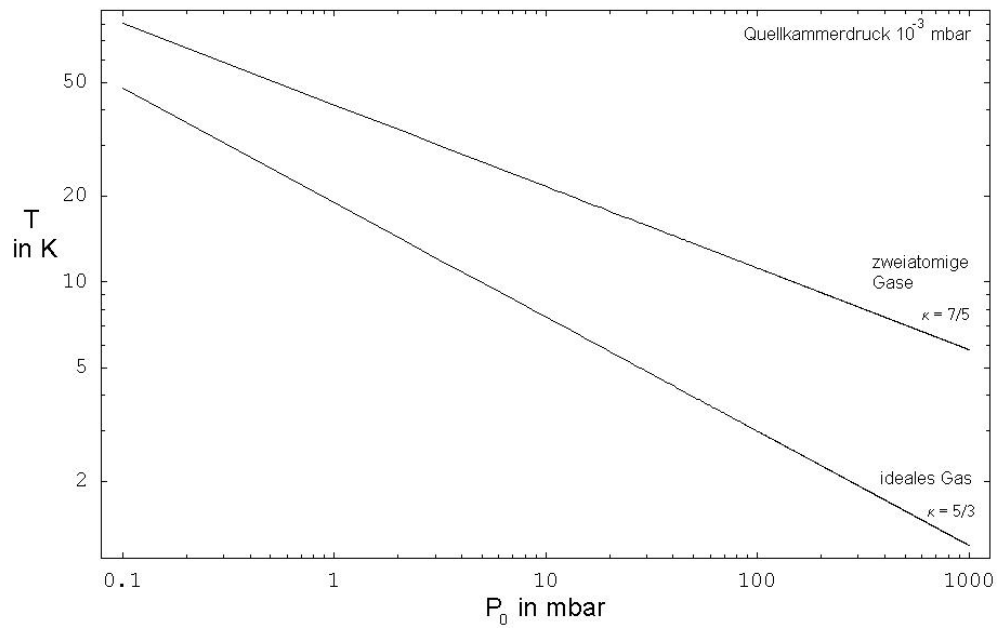


Abbildung 2.5: Die Abhängigkeit der Strahltemperatur (T) vom Quelldruck (p_0) bei $p = 10^{-3}$ mbar Quellkammerdruck und einer Quelltemperatur von $T_0 = 300$ K

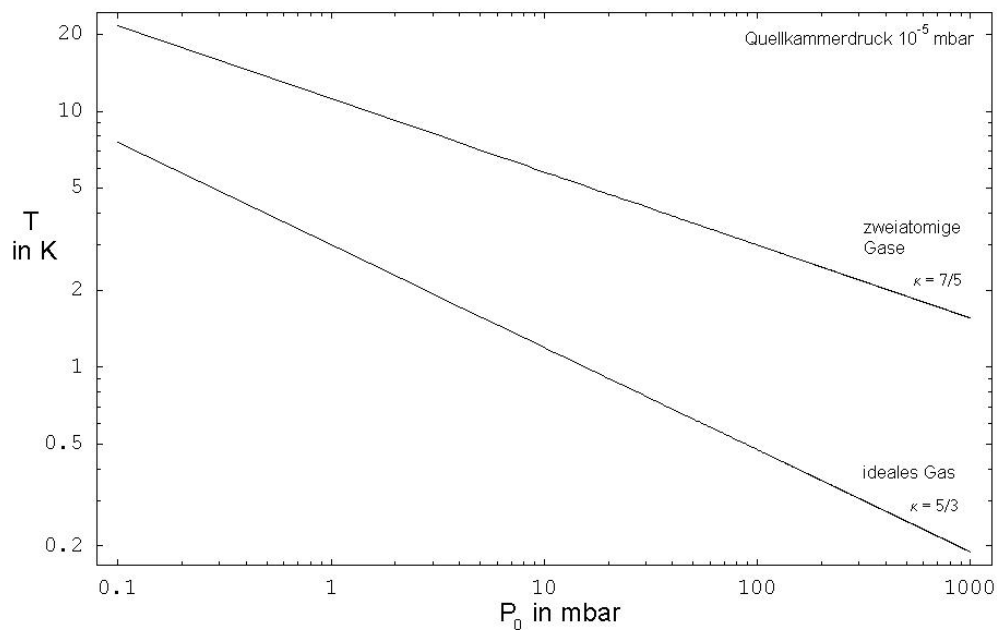


Abbildung 2.6: Die Abhängigkeit der Strahltemperatur (T) vom Quelldruck (p_0) bei $p = 10^{-5}$ mbar Quellkammerdruck und einer Quelltemperatur von $T_0 = 300$ K

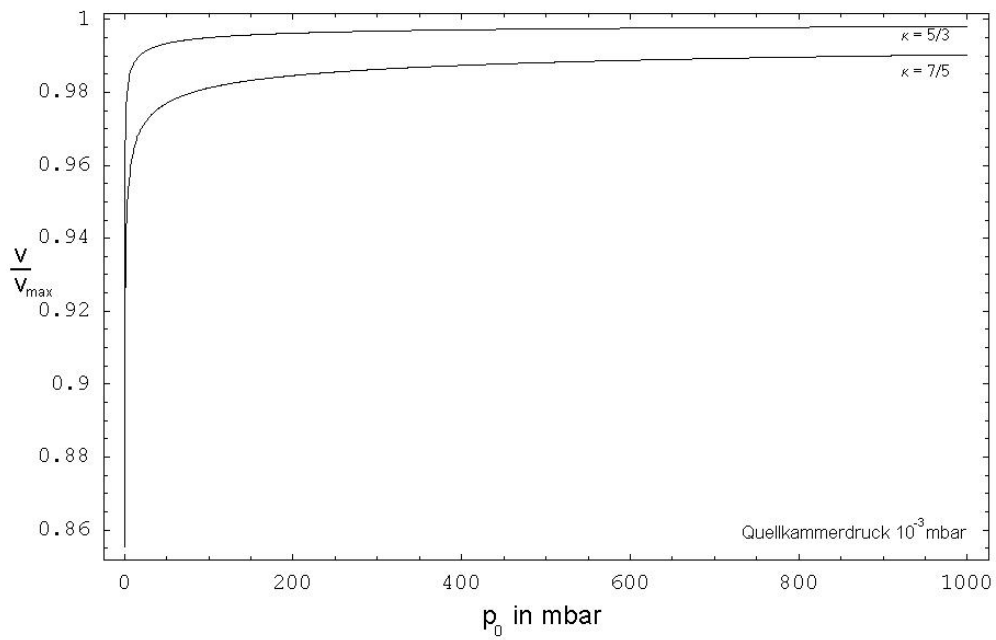


Abbildung 2.7: Die Abhängigkeit der relativen Strahlgeschwindigkeit vom Quelldruck (p_0) bei $p = 10^{-3}$ mbar Quellkammerdruck und einer Quelltemperatur von $T_0 = 300$ K

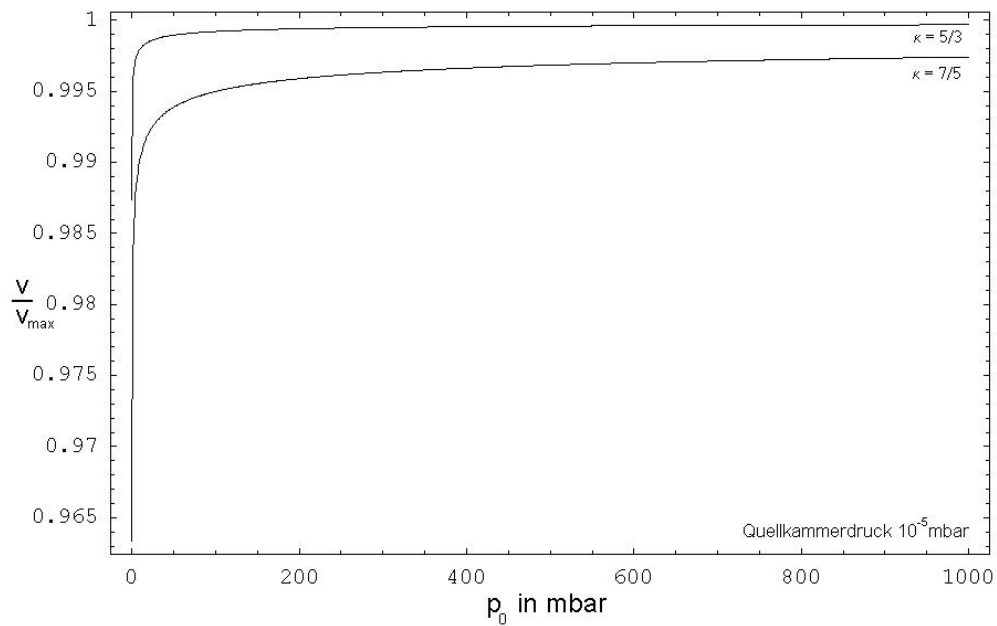


Abbildung 2.8: Die Abhängigkeit der relativen Strahlgeschwindigkeit vom Quelldruck (p_0) bei $p = 10^{-5}$ mbar Quellkammerdruck und einer Quelltemperatur von $T_0 = 300$ K

Einfluss der Düse auf die Expansion

Darauf, wie sich der Durchmesser der Düse auf die Expansion auswirkt, wurde bei den obigen Betrachtungen noch nicht eingegangen. Dies ist nicht verwunderlich, da die Betrachtungen von einem Stromfaden ausgingen. Aufgrund der Bedingung 2.10 $\Lambda \ll d$ ist aber klar, dass der Durchmesser der Düse ein wichtiger Parameter ist. Qualitativ gilt, dass bei zu kleinem Düsendurchmesser die Teilchen nicht mehr genügend miteinander stoßen können, um zu thermalisieren. Wenn man wieder das bewegte Bezugssystem betrachtet, fängt bei kleinen Düsendurchmessern eine kleine Gaswolke an zu expandieren, wenn die räumliche Begrenzung durch die Düse wegfällt. Die Gaswolke expandiert und verdünnt sich. Bei zunehmender Verdünnung mit zunehmendem Radius der Wolke nimmt die Stoßrate ab, bis sie einen kritischen Wert unterschreitet und die Teilchen nicht mehr thermalisieren können. Ab diesem Zeitpunkt ist die Geschwindigkeitsverteilung fest, und es findet nur noch geometrische Kühlung statt, wie in Kapitel 2.1 beschrieben wurde. Dieser kritische Radius, ab dem das Gas nicht mehr thermalisiert, wird größer sein, wenn die Ausdehnung der ursprünglichen Wolke aufgrund einer breiteren Düse auch schon größer war. Der genaue Zusammenhang variiert von Düse zu Düse, da insbesondere die genaue Form der Düse kritisch ist. Grob ergibt sich aus einem großen Düsendurchmesser eine kleinere Stahltemperatur und eine bessere Annäherung der Strahlgeschwindigkeit an ihren theoretischen Maximalwert.

Die Geschwindigkeits-Winkelverteilung wird in Kapitel 3.7 behandelt. Weitergehende Rechnungen zum Thema Molekülstrahlen finden sich in [WAW82] und [Sco88].

Kapitel 3

Konzeption der Molekülstrahlquelle

Dieses Kapitel beschreibt das Konzept der entwickelten Molekülstrahlquelle. Im weiteren Verlauf werden auch die Details beschrieben, welche beim Bau der Quelle zu beachten sind.

3.1 Anforderungen an die Quelle

Die Quelle soll langsame Moleküle mit einer schmalen Geschwindigkeitsverteilung emittieren. Bei einem einatomigen idealen Gas wird bei Effusivstrahlen die wahrscheinlichste Geschwindigkeit im Strahl gegeben durch $v_{w\parallel} = \sqrt{\frac{4k_B T}{m}}$ (s. 2.1) und bei Überschallstrahlen durch $v_{w\parallel} = \sqrt{\frac{5k_B T}{m}}$ (s. 2.2). Das bedeutet, dass zum Beispiel ein Heliumstrahl bei Zimmertemperatur 1700m/s schnell ist und Argon 550m/s . Diese Geschwindigkeiten liegen um einen Faktor 10 – 100 über der Geschwindigkeit, die die Teilchen im Laborsystem haben sollen. Es wäre gut, wenn sich diese wahrscheinlichste Geschwindigkeit, sowie die Breite der Verteilung einstellen ließen. Die Quelle soll leicht handzuhaben sein und dabei einen Strahl mit reproduzierbaren Eigenschaften emittieren.

3.2 Funktionsweise der Quelle

Die prinzipielle Idee, die gewünschten Eigenschaften zu erreichen, besteht darin, die Düse nicht fest zu montieren, sondern beweglich zu lagern. In diesem Fall addieren sich die Geschwindigkeiten der Düse und der Moleküle. Der Strahl den eine Düse emittiert, ist gerichtet. Wenn die Düse also entgegengesetzt der Strahlrichtung gezogen wird, haben die Moleküle im Laborsystem die Geschwindigkeit $v_{Labor} = v_{Mol} - v_D$. Nun ist es sehr schwierig lineare Systeme zu realisieren, die eine kontinuierlich emittierende Quelle darstellen. Dazu kommt, dass bei typischen Geschwindigkeiten von Molekülen um $500\frac{\text{m}}{\text{s}}$, die die Düse auch erreichen müsste, ein System auf Schienen oder ähnlichem sehr schwierig zu realisieren wäre. Diese muss auch noch große Anforderungen an die Genauigkeit erfüllen. Auch die

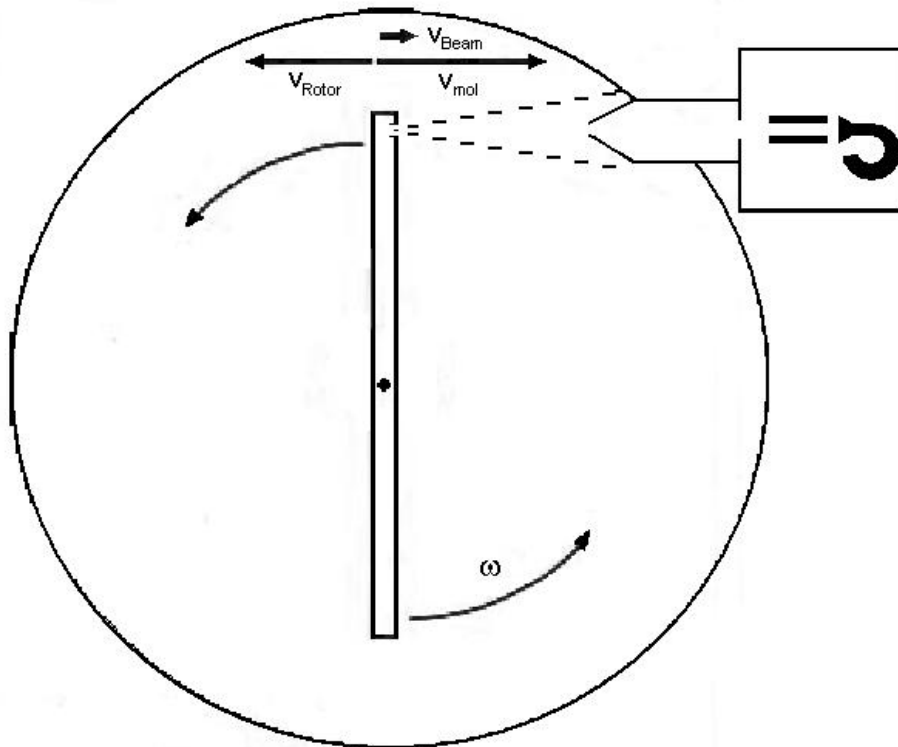


Abbildung 3.1: Durch die Rotation hat die Düse die Geschwindigkeit $v_{Rotor} = v_D$. Diese ist der Geschwindigkeit der Atome (Moleküle) v_{mol} entgegengerichtet. Zusammen addieren sie sich zur Strahlgeschwindigkeit v_{Beam}

Idee, die Düse in ein schwingendes System zu integrieren (Beispiel Stimmgabel), stellt sich als nicht realisierbar heraus. Um bei einer akzeptablen Pulswiederholrate von $\geq 1\text{Hz}$ Geschwindigkeiten der Düse von $500\frac{\text{m}}{\text{s}}$ zu erreichen, sind nach $a_{max} = v_{max} * \omega$ Beschleunigungen von $\geq 3000\frac{\text{m}}{\text{s}^2}$ nötig. Während einer Schwingung würde die Düse eine Strecke von 160m zurücklegen müssen. Diese Strecke wird zwar mit größerer Frequenz kleiner ($s_{max} = v_{max}/\omega$), aber die Beschleunigung wird im selben Maße größer.

Wenn die Düse allerdings an das Ende eines Rotor montiert wird, hat sie eine immer gleichbleibende Bahngeschwindigkeit $v_D = \omega * r$. Die Pulswiederholrate, mit der die Düse in Strahlrichtung emittieren kann, hängt nun bei einer festen zu erreichenden Geschwindigkeit der Düse nur noch von der Länge des Rotor r ab. Die Strahlrichtung der Düse ist dabei der Tangentialgeschwindigkeit entgegengerichtet. Diese Prinzip nutzten 1999 schon Gupta und Herschbach et al. [GH99]. Sie erreichten mit Xenon Strahlgeschwindigkeiten von $40 - 50\frac{\text{m}}{\text{s}}$. Dadurch, dass sie den Strahl adiabatisch expandierten, hatte der Strahl eine Temperatur von 10K .

3.3 Prinzipieller Aufbau

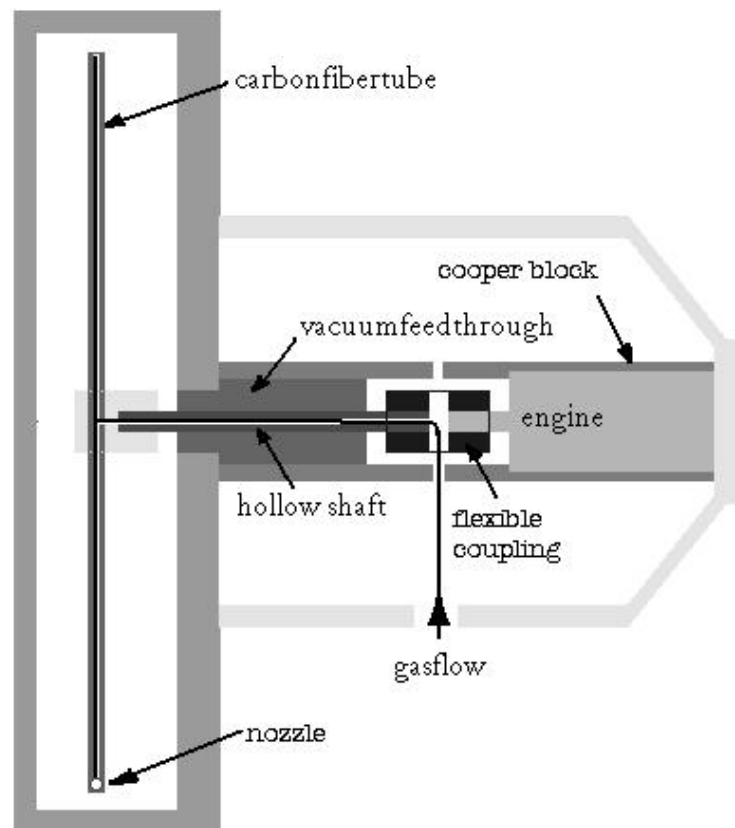


Abbildung 3.2: Prinzipieller Aufbau

Der Aufbau besteht aus einem Rotor, der auf einer Vakuumdrehdurchführung der Firma Ferrofluidics montiert ist (s. 3.2). Angetrieben wird der Rotor durch einen bürstenlosen 3-Phasenmotor. Die Ansterelektronik des Motors stabilisiert die Drehfrequenz auf weniger als 1 % genau. An einer oder beiden Enden des Rotors sind Düsen angebracht. Der Motor und die Drehdurchführung sind in einem Kupferblock eingebaut, der wassergekühlt wird. Um den Gaseinlass zur Düse herzustellen sind die Achse der Drehdurchführung und des Rotors hohl. Gruppen in Harvard (Gupta et al.) und in Bielefeld (Lösch et al.) ließen das Gas durch eine Teflondichtung im Drehzentrum des Rotors ein. Dabei strömte das Gas durch eine Hohlneedle in den Rotor [GH99]. Eine Teflondichtung hält aber keinen großen Drücken stand und dichtet auch nicht sehr gut gegen die Hohlneedle, so dass das meiste Gas an dieser Dichtung ins Vakuum strömt und nicht durch die Düse. Nach kurzer Zeit ist sie auch so ausgeschlagen, dass sie ausgewechselt werden muss. Die Drehdurchführung hingegen hält auch bei einigen 10000 U/min Drücken von bis zu 2,5 bar stand.

3.4 Überlegungen zur Dimensionierung des Rotors

Die Tangentialgeschwindigkeit ist gegeben durch,

$$v_{tan} = \omega * R, \quad (3.1)$$

wobei ω die Winkelgeschwindigkeit ist und R der Radius des Rotors. In Abb.3.3 ist gezeigt welche Frequenz erreicht werden muss, um Moleküle (Atome) mit verschiedene Geschwindigkeiten bei gegebenen Radius zu emittieren.

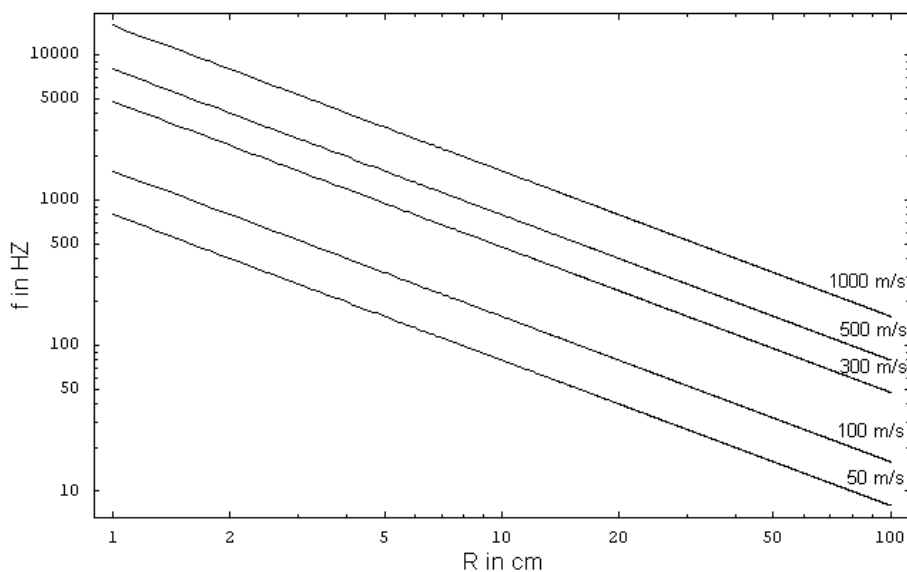


Abbildung 3.3: Frequenzabhängigkeit vom Radius und der erreichbaren Geschwindigkeit

Durch die Möglichkeit den Rotor in eine schon bestehende Vakuumkammer einzubauen, war der Radius des Rotors auf 178 mm festgelegt. Um Tangentialgeschwindigkeiten von 800 m/s zu erreichen, war es notwendig, den Motor und die Drehdurchführung so auszulegen, dass sie 42000 U/min schadlos überstehen. Die Wahl fiel auf eine Drehdurchführung der Firma Ferrofluidics mit 5 mm Achsendurchmesser. Gedichtet wird diese Durchführung durch ein Flüssigmetall, das durch Permanentmagneten zwischen der Achse und dem Gehäuse gehalten wird (s. Bild 3.5). Die maximale Relativgeschwindigkeit zwischen dem Gehäuse und der Achsenoberfläche, bei der das Flüssigmetall noch dichtet, beträgt 45m/s. Die Achse weitet sich im Inneren des Gehäuses auf eine Durchmesser von maximal 6mm auf, so dass eine Dichtigkeit bis zu 70000 U/min gewährleistet ist. Der Vorteil gegenüber anderen Vakuumdrehdurchführungen besteht darin, dass über die durchgehende Achse ein hohes Drehmoment übertragen werden kann, und dass die maximale Dämpfung mit 0.01 Nm bei 18000 U/min und 18 C° recht klein ist. Ein bürstenloser DC-Motor der Firma Faulhaber erreicht mit einer Drehmomentkonstanten von 9,8 mNm/A und einem thermisch maximal zulässigen Dauerstrom von 1,37 A ein Dauerdrehmoment von 13 mNm. Er ist zwar nur

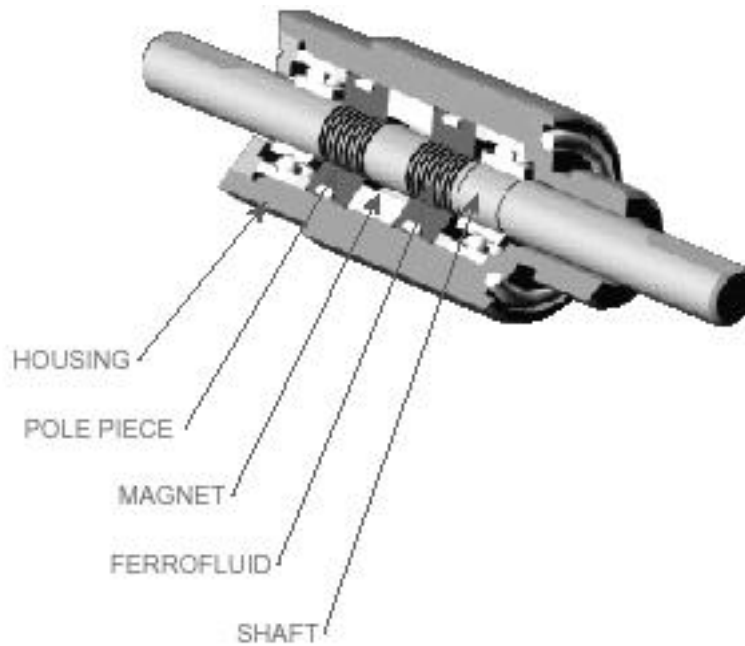


Abbildung 3.4: Aufbau der Drehdurchführung

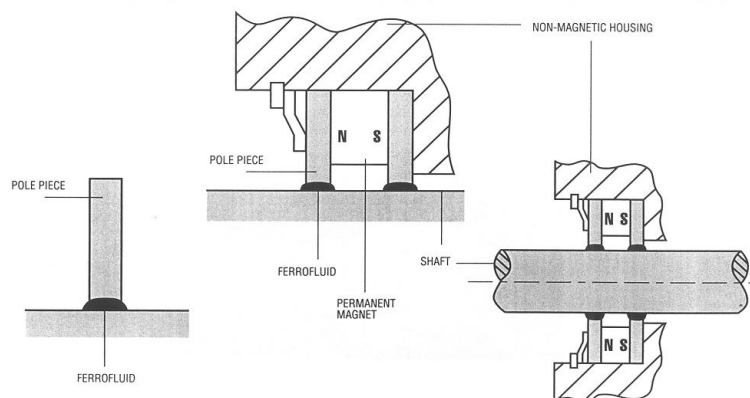


Abbildung 3.5: Das Prinzip der Dichtung der Drehdurchführung

für 38000 U/min ausgelegt, lässt sich aber auch kurzfristig mit einer höheren Drehzahl betreiben. Ein größeres Problem stellt die Entkopplung der Achsen des Motors und der Durchführung dar, die notwendig ist, da die Achsen des Motors und der Drehdurchführung nie genau fluchten. Eine der wenigen Kupplungen, die die notwendigen Kriterien erfüllt, ist die eingesetzte Kupplung von Rexnord Antriebstechnik (Typ 965-18-000). Diese Kupplung ist für Drehzahlen bis 80000 U/min spezifiziert und überträgt dabei ein Dauerdrehmoment von bis zu 18 mNm.

3.5 Design des Rotors

Dem Rotor musste bei dem Bau der Quelle besondere Aufmerksamkeit gewidmet werden. Durch die auftretenden Zentrifugalkräfte wird das Material bis zur Zerreißgrenze belastet. Die Kraft die ein Massepunkt auf dem Radius R bei einer Kreisfrequenz ω erzeugt ist,

$$F = m * \omega^2 * R. \quad (3.2)$$

Daraus folgt mit $m = \rho * A(R)R$

$$dF = \omega^2 \rho A(R) R dR, \quad (3.3)$$

wobei $A(R)$ die Querschnittsfläche des Rotors auf den Radius R ist. Die Kraft auf die Querschnittsfläche im Drehzentrum ist

$$F_{cent} = 2 \int_0^{R_0} \omega^2 \rho A(R) R dR = S A(0). \quad (3.4)$$

S ist die Zugfestigkeit des Materials. Der Faktor 2 entsteht dadurch, dass am Zentrum beide Arme des Rotors ziehen. Aus diesen Überlegungen folgt, dass die Geschwindigkeit, die mit dem Rotor erreicht werden kann, von der Dichte des Materials und der Zugfestigkeit abhängt.

$$v_{max} \propto \sqrt{S/\rho} \quad (3.5)$$

In Tabelle 3.1 sind die Werte für ρ , S und S/ρ für verschiedene Materialien aufgelistet. Gupta et al. wählten als Material Aluminium 7075 (Flugzeugaluminium). Verwendet man als Rotor ein normales Rohr (gleichbleibende Querschnittsfläche), läge bei diesem Material die maximal erreichbare Tangentialgeschwindigkeit am Ende eines Armes unabhängig von Radius des Rotors bei 424 m/s. Um dieses Limit weiter nach oben zu verschieben, muss der Rotor profiliert werden. So kann der Querschnitt am Drehzentrum erhöht, und am Ende des Rotors reduziert werden. Nimmt man als Rotorform eine Dreiecksfunktion an, gilt für den Radius des Querschnitts des Rotors an der Stelle R

$$r(R) = r_{max} - cR; c = \frac{r_{max}}{R_0} \quad (3.6)$$

$$\Rightarrow A(R) = \pi(r_{max}^2 - 2cr_{max}R + c^2R^2). \quad (3.7)$$

Material	$\rho(kg/m^3)$	$S(N/mm^2)$	$S/\rho(m^2/s^2)$
Edelstahl 304	7870	514	65311
Messing	8400	986	117400
Aluminium	2700	167	61851
Aluminium 7075	2700	486	18000
Titan	4500	940	208888

Tabelle 3.1: Die Reißfestigkeit-Dichte Verhältnisse für verschiedenen Materialien

Daraus folgt für die Kraft am Drehzentrum:

$$\begin{aligned}
 F_{cent} &= 2\omega^2 \rho \pi \int_0^{R_0} (r_{max}^2 - 2cr_{max}R + c^2R^2) R dR \\
 &= \frac{1}{6} \omega^2 \rho \pi r_{max}^2 R_0^2 .
 \end{aligned} \tag{3.8}$$

Für einen Stab ist die Kraft $F_{cent} = \omega^2 \rho \pi r_{max}^2 R_0^2$ um den Faktor 6 größer. Mit dem konischen Profil kann dadurch eine um den Faktor $\sqrt{6}$ größere Geschwindigkeit erreicht werden. Einen solchen Rotor aus Aluminium oder gar Titan herzustellen ist allerdings recht schwierig. Es muss auf die Länge des Radius eine Kapillare gebohrt, und von außen ein Profil angedreht werden. Gupta et al. approximierten das konische Profil durch 4 Stufen, um den Aufwand in Grenzen zu halten. Die maximal erreichbare Geschwindigkeit beträgt bei diesem Rotor 615 m/s. Um diesen Schwierigkeiten zu entgehen, wurde als Rotormaterial kohlefaserverstärkten Kunststoff (CFK) gewählt. Dieses Material ist nicht isotrop belastbar, da die Belastung stark von der Ausrichtung der Fasern abhängt. Bei der Firma R+G gibt es Röhren aus diesem Material mit 3,9 mm Außendurchmesser und 2,5 mm Innendurchmesser. Die Röhren haben Fasern nur in Richtung längs des Röhrens und einen Faservolumenanteil von 60 % (das ist der maximal mögliche Volumenfasernanteil). Die Reißfestigkeit beträgt 1400MPa und das Zugmodul 125GPa. Die Dichte liegt mit 1.55 g/cm³ weit unter der Dichte von Metallen. Der Wert für den Quotienten S/ρ beträgt 903226 m²/s². Das ist fast ein Faktor 5 höher als bei Titan. Mit Formel 3.4 und $A(r) = \pi r^2 = \text{const}$ folgt für die Kraft auf das Zentrum:

$$F_{cent} = \omega^2 \rho A R_0^2. \tag{3.9}$$

Dividiert durch ρ und A und mit $v_D = \omega R_0$ folgt:

$$S = v_{D_{max}}^2 \Rightarrow v_{D_{max}} = \sqrt{S}. \tag{3.10}$$

Die maximale Tangentialgeschwindigkeit am Ende eines Armes beträgt damit für dieses einfache CFK-Röhren 950 m/s.

Als nächstes soll das Augenmerk der Düse am Ende des Röhrens gelten. Im einfachsten Fall ist die Düse einfach ein Loch in der Seite des Rohrs in der Drehebene.(s. Abb. 3.9).

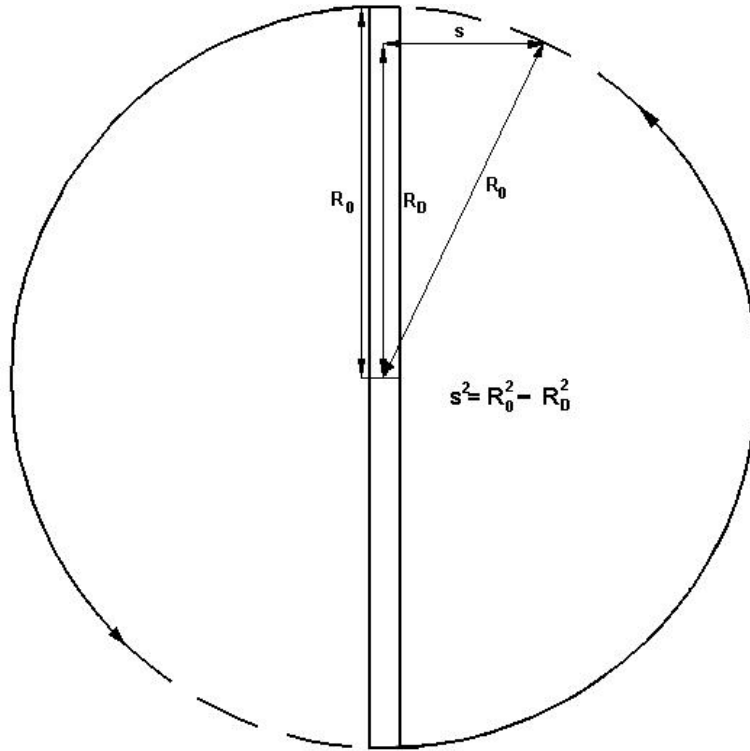


Abbildung 3.6: Die Teilchen, die in Strahlrichtung die Düse verlassen, müssen die Strecke s etwa in der Zeit eines halben Rotorumlaufs zurücklegen, um nicht mehr vom Rotor getroffen zu werden.

Eine solche Düse liegt dann auf dem Radius $R_D < R_0$. Wenn also die Moleküle wie in Abb. 3.6 von der Düse wegfliegen, müssen sie, um vom Rotor nicht mehr getroffen zu werden, die Strecke $s = \sqrt{R_0^2 - R_D^2}$ in der Zeit eines halben Umlaufs zurücklegen. Daraus folgt, dass die minimal messbare Geschwindigkeit der Atome und Moleküle $v_{min} = 2\omega_{min} R_0 \sqrt{1 - \left(\frac{R_D}{R_0}\right)^2}$ ist. Diese Geschwindigkeit ist noch abhängig von der Rotationsfrequenz. Dabei wurde nicht berücksichtigt, dass die Teilchen dem Rotor entgegenfliegen. Für kleine Quotienten $\frac{R_D}{R_0}$ und hohe Frequenzen bzw. kleine Atom- und Molekülgeschwindigkeiten spielt diese Strecke aber keine Rolle. Die absolute minimale Geschwindigkeit hängt nur von der Sorte der verwendeten Atome oder Moleküle ab, die alle unterschiedliche wahrscheinlichste Geschwindigkeiten $v_{w,Beam}$ im Strahl haben.

$$\begin{aligned}
 v_{min} &= v_{w,Beam} - v_D \\
 2\omega_{min} R_0 \sqrt{1 - \left(\frac{R_D}{R_0}\right)^2} &= v_{w,Beam} - \omega_{min} R_D \\
 \Rightarrow \omega_{min} &= \frac{v_{w,Beam}}{R_0 \left(\frac{R_D}{R_0} + 2\sqrt{1 - \left(\frac{R_D}{R_0}\right)^2} \right)} \quad (3.11)
 \end{aligned}$$

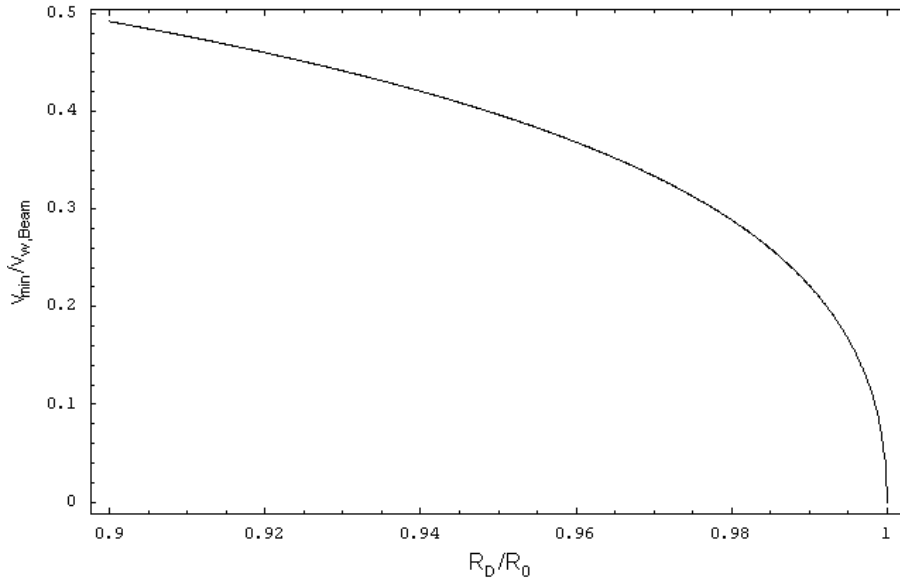


Abbildung 3.7: Die Verschiebung der relativen Minimalgeschwindigkeit zu immer langsameren Strahlgeschwindigkeiten wenn die Düse immer dichter $R_D/R_0 \rightarrow 1$ an das Ende des Rotors montiert wird.

Daraus folgt, dass die minimale Geschwindigkeit

$$v_{min} = \frac{v_{w,Beam} 2\sqrt{1 - \left(\frac{R_D}{R_0}\right)^2}}{\frac{R_D}{R_0} + 2\sqrt{1 - \left(\frac{R_D}{R_0}\right)^2}} \quad (3.12)$$

von der Masse der Teilchen, dem Quotienten $\frac{R_D}{R_0}$ und der wahrscheinlichsten Geschwindigkeit $v_{w,Beam}$ abhängt. Dabei ist $v_{w,Beam}$ von der Art der Expansion abhängig. Abb. 3.7 zeigt die Abhängigkeit der minimalen relativen Geschwindigkeit $\frac{v_{min}}{v_{w,Beam}}$ vom Verhältnis $\frac{R_D}{R_0}$.

Um doch unter diese minimale Geschwindigkeit zu kommen, ist es nötig, die Strahlachse nicht auf die Tangente zu legen (s. Abb. 3.8). Dann ist der Weg s_K , den die Teilchen fliegen müssen, um außerhalb der Reichweite der Rotors zu sein, um ein Vielfaches kürzer.

$$\begin{aligned} v &= \omega s_K \\ &= \omega(R_0 - R_D) \sin \alpha \end{aligned} \quad (3.13)$$

$$\begin{aligned} v &= v_w - v_D \\ \omega_{min,K}(R_0 - R_D) \sin \alpha &= v_w - \omega_{min,K} R_D \\ \omega_{min} &= \frac{v_w}{R_D + (R_0 - R_D) \sin \alpha} \end{aligned} \quad (3.14)$$

$$\Rightarrow v_{min} = \frac{v_w(R_0 - R_D) \sin \alpha}{R_D + (R_0 - R_D) \sin \alpha} \quad (3.15)$$

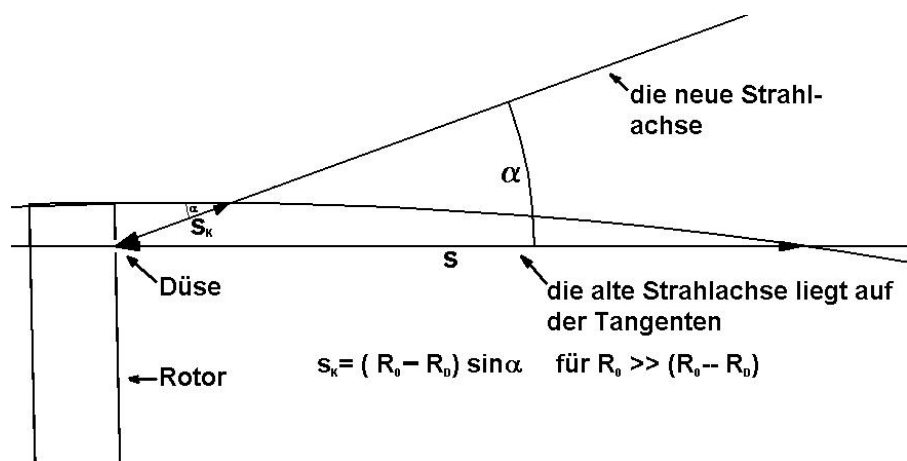


Abbildung 3.8: Wenn die Strahlachse um den Winkel α gegen die Tangente gekippt wird, ist die Strecke $s_K \ll s$.

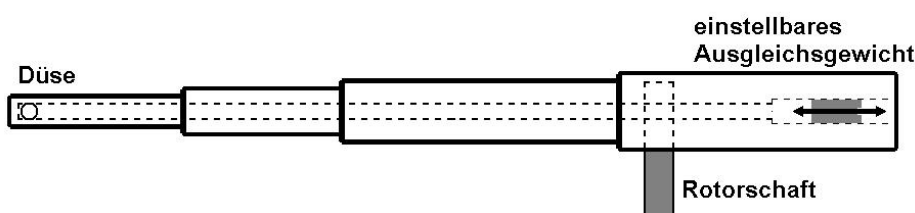


Abbildung 3.9: Der Rotor, den Gupta et al. einsetzen. Die Düse liegt in der Drehebene an einem Ende des Rotors. Außerdem ist er asymmetrisch, um eine kleinere Minimalgeschwindigkeit der Atome und Moleküle zu erreichen.

Diese Rechnung gilt nur für $R_0 \gg (R_0 - R_D)$ und nicht zu kleine α .

Damit gewährleistet ist, dass bei einer Überschall-expansion Stöße mit dem Hintergrundgas in der Quellkammer die Expansion in Strahlrichtung nicht stören, wird ein Skimmer eingesetzt (stark konisch geformte Blende), der möglichst nahe an der Düse angebracht sein sollte. Ein weiterer Vorteil, der entsteht, wenn die Strahlachse gegenüber der Tangenten gekippt ist, liegt darin, dass der Skimmer viel näher an die Düse gebracht werden kann. Die Entfernung bei feststehenden Düsen beträgt ungefähr 5mm. In den bisherigen Aufbauten mit Rotor war der Skimmer 7-20cm von der Düse entfernt, damit der Rotor nicht gegen ihn stößt. Diese Strecke ließe sich bei einem Winkel von 20° auf 5-10mm verkürzen.

Eine weitere Möglichkeit, die minimal erreichbare Geschwindigkeit zu minimieren, besteht darin, den Rotor asymmetrisch zu bauen. Der Rotor besteht dann aus einem langen Arm, an dem die Düse montiert ist, und einem kurzen, der als Ausgleichsgewicht ausgelegt ist. (s. Abb. 3.9) Mit einem solchen Rotor verdoppelt sich etwa die Zeit, die die Teilchen



Abbildung 3.10: Der Rotor besteht aus einem Kohlefaserrohr, welches in einen Aluminiumhalter eingeklebt wird.

haben, um aus der Reichweite des Rotors zu gelangen. Da die Asymmetrie unabhängig davon ist, unter welchem Winkel die Strahlachse zur Tangenten liegt, wird auch die minimale Geschwindigkeit auch halbiert, wenn die Strahlachse nicht auf der Tangenten liegt. Damit ist es dann möglich, Teilchengeschwindigkeiten von wenigen paar m/s zu erreichen.

3.6 Die Arbeitsschritte beim Bau des Rotors

Dieses Kapitel soll eine Bauanleitung für einen Kohlefaserrotor sein, damit es möglich ist, einen solchen Rotor leicht und schnell zu fertigen. Der Rotor besteht im Prinzip nur aus 2 Teilen: Einem Kohlefaserrohr und einem Aluminiumhalter, der das Rohr aufnimmt (s. Abb. 3.10). Das Kohlefaserrohr gibt es bei R & G Faserwerkstoffe als Meterware billig zu kaufen. Die im Experiment verwendeten Röhrrchen hatte eine Innen-/ Außendurchmesser von 2,5/3,9mm bzw. 3,5/4,9mm. Der Aluminiumblock ist einfach zu fertigen. Beim Bau des Aluminiumhalters ist nur darauf zu achten, dass der Winkel zwischen der Bohrung für die Achse der Vakuumdrehdurchführung und der Bohrung für die Aufnahme des Rotors wirklich 90° beträgt. Schon kleinste Abweichung sorgen dafür, dass die beiden Enden des Rotors nicht mehr auf der selben Höhe liegen, was zu einer dynamischen Unwucht führt.

Als erstes muss entschieden werden, ob der Rotor symmetrisch oder asymmetrisch werden soll. Ein asymmetrischer Rotor bietet zwar die Möglichkeit etwa der halben Minimalgeschwindigkeit bezogen auf einen symmetrischen, ist aber sehr viel schwieriger und nur mit größerer Ungenauigkeit zu fertigen. Die Schritte zu Bau eine asymmetrischen Rotors sind folgende:

1. Als erstes wird des Röhrrchen in den Aluminiumhalter eingeklebt. Dabei sollte es auf beiden Seiten über die Endmaße hinausgehen (ungefähr 2-3cm). Diese Klebung muss gasdicht werden.
2. Danach wird mit einen 1mm Bohrer das Röhrrchen in der Mitte durch den Aluminiumblock auf nur einer Seite aufgebohrt, damit das Gas durch die Achse der Drehdurchführung in den Rotor strömen kann.(Abb. 3.11)
3. Das Röhrrchen wird an der Seite, an die die Düse soll, genau winklig auf die Länge R_0 (vom Drehzentrum zum Ende) abgeschnitten und dann gewogen (m_1). Die Genauigkeit sollte mindestens 1mg betragen. Besser ist es, wenn die Genauigkeit im μg -Bereich liegt.

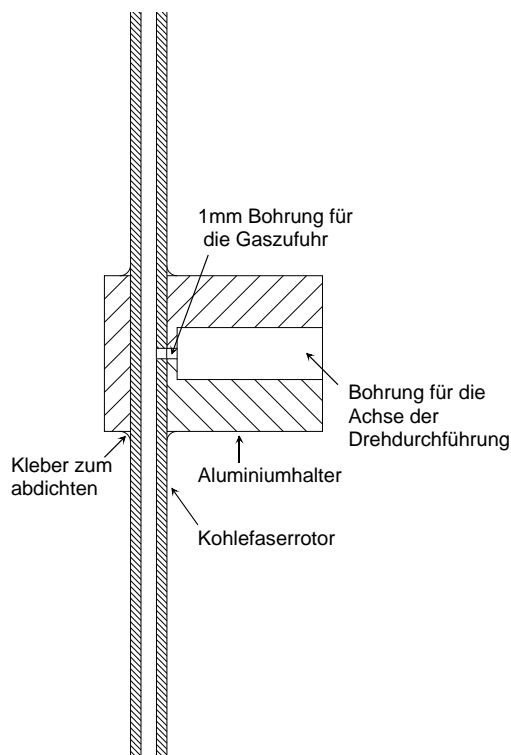


Abbildung 3.11: Um die Gaszufuhr herzustellen, wird durch den Aluminiumhalter ein kleines Loch gebohrt. Diese Loch sollte möglichst klein sein, damit die Struktur des Rotors im Drehzentrum nicht allzu stark geschwächt wird.

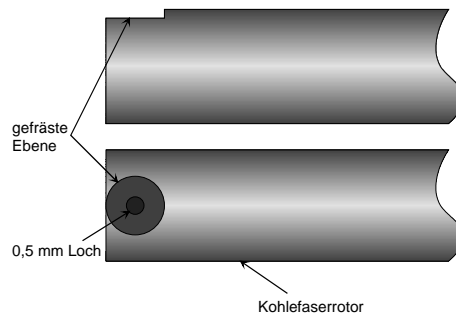


Abbildung 3.12: Die vorbereitete Aufnahme zur Aufnahmen der Düsenplättchens.

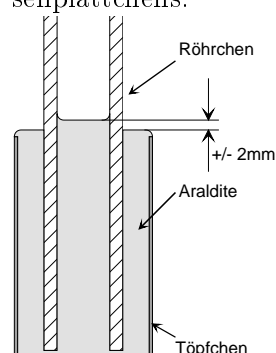


Abbildung 3.13: Um das Ausgleichsgewicht herzustellen, wird das eine Ende des Rotors in Kleber gestellt. Aufgrund von Kapillarkräften ist die Höhe des Klebers im Röhrcchen nicht dieselbe wie außerhalb.

4. Als nächstes wird der Rotor innen und außen gereinigt, damit vorhandene Partikel später die Düse nicht verstopfen können.
5. An das abgeschnittene Ende wird Kaptonfolie mit einer Dicke von $25\mu\text{m}$ geklebt, um das Röhrcchen abzudichten. Als Kleber kommen verschiedene sehr zugfeste Epoxidharzkleber in Frage wie zu Beispiel Araldite 2020 Dieser Kleber ist beim Verarbeiten fast so flüssig wie Wasser und kann so die eventuell entstehenden Spalten füllen.
6. Nach diesem Arbeitsschritt wird wieder gewogen (m_2).
7. Als nächstes wird 1mm vom Ende mit der Kaptonfolie ein Loch mit dem Durchmesser von 0,5mm in die Seite des Röhrcchens gebohrt. Zentriert auf die Mitte des Loches wird ein 2mm Fräser 3 Zehntelmillimeter tief in die Seite des Röhrcchens gefräst. So entsteht eine kreisrunde Ebene um das Loch. (Abb. 3.12)
8. Auf diese Fläche wird ein Molybdänplättchen mit dem eigentlichen Düsenloch auf-

geklebt. Die Plättchen gibt es in unterschiedlichen Ausführungen bei Günter Frey GmbH & Co. KG zu kaufen. Das in dieser Arbeit verwendete hat 0,1mm Dicke, 1,85mm Durchmesser und ein Düsenloch mit 50 μ m Durchmesser. Diese Arbeit wird am besten unter einem Mikroskop oder einer großen Lupe ausgeführt. Dabei nimmt man sehr wenig Sekundenkleber, um das Plättchen zu fixieren. Danach dichtet man es von oben rundherum ab, wobei immer nur ganz kleine Mengen Kleber genommen werden darf, da sonst leicht die Gefahr besteht, dass die Düse zuklebt.

9. Nach diesem Arbeitsschritt wird wieder gewogen (m_3).
10. Nun muss der Rotor für die Aufnahme des Ausgleichsgewichtes vorbereitet werden. Das Ausgleichsgewicht besteht aus Araldite, welches in das Innere des Röhrchens geklebt wird. Da die Länge dieses Gewichtes aus Araldite um bis zu 2 mm variiert, muss das Röhrchen so abgeschnitten werden, dass es zu lang ist. Es ist so lang zu machen, dass selbst beim kleinsten anzunehmenden Ausgleichsgewicht noch eine kleine Unwucht zugunsten der Seite mit dem Gewicht besteht. So hat man noch die Möglichkeit, bei eingebautem Ausgleichsgewicht so viel Material abzunehmen, dass der Rotor letztendlich gewuchtet ist. Bei den Berechnungen für die Länge gehen nun die die Ergebnisse aus den einzelnen Wägungen mit ein. Zur besseren Haftung des Kleber an der Röhrcheninnenseite ist diese mit Schleifpapier aufzurauchen.
11. Vor dem eigentlichen Einbau des Gewichtes ist der Rotor nochmals zu wiegen(m_4).
12. Um das Ausgleichsgewicht zu fertigen, wird Araldite in ein Töpfchen definierter Höhe gegossen. Der Topf ist bis zum Rand zu füllen. Darin wird der Rotor mit der in Punkt 10 vorbereiteten Seite gestellt. Der überflüssige Kleber läuft über und im Röhrchen steigt der Kleber aufgrund der Kapillarkräfte höher als im Topf. Außerdem bildet sich ein Miniskus aus. Die Höhe im Röhrchen ist leider nicht konstant, obwohl die Röhrchen alle gleich sind und die Töpfchen alle dieselbe Höhe haben (11mm). Die Höhe des Klebers im Röhrchen variiert um bis zu 2mm in beide Richtungen. Wichtig ist auch, das Röhrchen schon in den Aluminiumblock eingeklebt zu haben, und das Loch gebohrt zu haben, da so ein Druckausgleich zwischen der Umgebung und dem Inneren des Röhrchens besser hergestellt werden kann, als durch die sehr kleine Düsenöffnung. So kann der Kleber ungehindert im Röhrchen aufsteigen. Um das Ausgleichsgewicht doch noch genauer herstellen zu können, bestünde die Möglichkeit, einen Kleber zu finden, der noch dünnflüssiger ist, damit die Füllhöhe im Töpfchen und im Röhrchen wirklich dieselbe ist. (Abb. 3.13)
13. Nachdem der Kleber ausgehärtet ist, muss der Überstand außen am Rotor entfernt werden. Das geschieht am besten mit einer Zange. Der Kleber platzt außen ab, wenn das Röhrchen außen nicht angeraut wurde.
14. Jetzt wird durch Wiegen bestimmt, wieviel Gewicht durch das Ausgleichsgewicht dazugekommen ist (m_5).

15. Als letztes wird der Rotor auf der Seite mit dem Ausgleichsgewicht solange sukzessive abgefeilt oder abgefräst, bis er gewuchtet ist.

Bei dieser Bauanleitung wird deutlich, dass es sehr wichtig ist, immer zu wissen, wieviel Masse wo dazukommt oder weggenommen wird. Diesen Messungen entsprechend sind die Dimensionen des Rotors ständig anzupassen. Dazu gehören die Masse des Ausgleichsgewichtes und auf welchem Radius sich dieses befindet.

Wesentlich einfacher ist es einen symmetrischen Rotor zu fertigen, da man davon ausgehen kann, dass die Arbeitsschritte an beiden Seiten (Röhrchen mit Kapton schließen; Loch bohren; Ebene fräßen; Plättchen aufkleben) homogen genug sind, um einen gewuchteten Rotor zu erhalten. Außerdem sind die Massen, die dort dazukommen, an sich schon so klein, dass kleinere Fehler beim Bau während des Betriebs zu nicht nennenswerten Kräften auf die Achse führen.

Noch einfacher ist der Rotor zu fertigen, wenn die Düse noch modifiziert wird. Der symmetrische Rotor wird von beiden Seiten mit Kaptonfolie und Araldite abgeschlossen. Wenn beim Kleben zwischen den Rotor und dem Kapton ein dünner Draht ($20\text{-}50\mu\text{m}$) mit eingeklebt wird, den man nach dem Aushärten des Klebers wieder entfernt, entsteht dadurch ein kleiner Kanal, der als Düse dient. Diese Düse hat einen Durchmesser, der etwas größer ist als der Durchmesser des Drahtes. Diese Methode funktioniert erstaunlich gut. Auch lässt sich der Draht gut wieder entfernen, indem man ihn einfach herauszieht.

Diese Bauweise hat, abgesehen von ihrer Einfachheit, auch noch einen weiteren wichtigen Vorteil. In Abschnitt 3.5 wird erklärt, dass es wichtig ist, dass die Düse dicht am Ende des Rotors sitzt. Von diesem Parameter hängt die minimal erreichbare Geschwindigkeit stark ab. Nun ist beim letzten beschriebenen Design die Düse konstruktionsbedingt nur $50\mu\text{m}$ ($25\mu\text{m}$ Kaptonfolie + $25\mu\text{m}$ Düse ($d/2$)) vom Ende des Rotors entfernt. Wenn nun noch die Strahlachse gegenüber der Tangente gekippt ist, wäre es theoretisch möglich Geschwindigkeiten von 0.1m/s zu erreichen. Aus diesem Grund spielt es auch keine große Rolle mehr, ob der Rotor symmetrisch oder asymmetrisch aufgebaut ist. Man kann ohne weiteres auch zu dem einfach zu bauenden symmetrischen Rotor greifen.

Allerdings gibt es auch bei einem symmetrischen Rotor einiges zu beachten. Es ist zum Beispiel nicht unbedingt sinnvoll, auf beide Seiten Düsen zu integrieren, da der Aluminiumblock wie oben beschrieben nicht so genau gearbeitet ist, dass der Winkel zwischen Achse der Drehdurchführung und Rotor wirklich 90° beträgt. Das führt zu der beschriebenen Unwucht und ebenfalls dazu, dass sich die beiden Düsen auf unterschiedlichen Höhen befinden. Es also tatsächlich nur möglich, nur eine Düse auf die Strahlachse auszurichten. Zur Vollständigkeit kommt jetzt noch die Bauanleitung für einen symmetrischen Rotor mit der einfachen Düse.

1. Als erstes wird das Röhrchen auf die endgültig Länge zugeschnitten ($2 * R_D$).
2. Der nächste Schritt besteht darin, das Röhrchen in den Aluminiumhalter einzukleben. Bei diesem Schritt sollte man sich Zeit lassen, um das Röhrchen genau zu zentrieren.

Dieser Schritt ist entscheidend dafür, wie gut der Rotor letzten Endes gewuchtet sein wird.

3. Ist das Röhrchen im Halter fixiert und gasdicht verklebt, wird die Bohrung für den Gaseinlass angebracht.
4. Nach diesem Schritt und eventuellen Korrekturen an den Enden des Röhrchens ist es innen und außen zu reinigen. Dieser Schritt sollte sehr gründlich geschehen, da sonst die Düse im Betrieb verstopfen kann.
5. Ist das Röhrchen gereinigt, kann es auf beiden Seiten verschlossen werden. Das geschieht mit $25\mu\text{m}$ dicker Kaptonfolie und Araldite. Die Kaptonfolie ist mit feinem Schleifpapier anzurauen, damit der Kleber besser haftet. Die Kaptonfoliestückchen müssen nicht rund sein und können ruhig ein bisschen größer sein als der Rohrdurchmesser, so dass sie auf allen Seiten über das Röhrchen hinausragen. Der Kleber sollte die Klebefläche auf dem Röhrchen nur benetzen. Da der Kleber sehr flüssig ist, besteht die Gefahr, dass der Kleber in das Röhrchen fließt. Das sollte man versuchen zu vermeiden, da dabei unkontrolliert Masse dazukommt. Auf einer Seite ist der Draht einzukleben. Die Düse sollte, so gut es geht, in der Drehebene liegen. Die Richtung, in die der Draht zeigt, wird auch die Drehrichtung des Rotors festlegen, und ist mit der Geometrie des Aufbaus abzustimmen. Es ist auch sinnvoll, die beiden Seiten einzeln zu kleben, also erst eine Seite aushärten zu lassen, und dann erst die andere Seite abzudichten. Der Kleber ist nämlich so flüssig, dass man eine bessere Homogenität zwischen den beiden Seiten erreicht, wenn sie beim Kleben die Schwerkraft in die gleiche Richtung spüren, wenn zum Beispiel die zu klebende Seite nach unten hängt oder nach oben steht.
6. Nachdem beide Seiten ausgehärtet sind, kann der Draht rausgezogen werden. Dazu verwendet man am besten eine Rundzange, da sie keine Kanten hat, an der der Draht abbrechen könnte.
7. Zum Schluss wird das überstehende Kapton mit einer Schere abgeschnitten. Auf der Seite, die gegenüber der Düse ist, kann die Kante auch mit Schleifpapier verschliffen werden. Auf der Seite mit der Düse würde solch ein Verschleifen die Düse allerdings wieder verschließen.

Mit dieser Bauanleitung wird deutlich, dass der symmetrische Rotor wesentlich einfacher zu fertigen ist, als der vorher beschriebene asymmetrische Rotor. Die Hinweise für die Verarbeitung der Kaptonfolie und die Reinigung gelten natürlich auch für den asymmetrischen Rotor. Für beide Konzepte gilt auch, dass egal was für Epoxidharzkleber verwendet werden, diese Kleber nur unter Vakuum angerührt werden dürfen, um die Homogenität und damit die Festigkeit zu garantieren. Außerdem wird so verhindert, dass der ausgehärtete Kleber aufgrund von Gaseinschluss während des Betriebs im Vakuum ausgast. Die Kleber sind auch mindestens 10min zu rühren, damit sich Kleber und Härter gut vermischen.

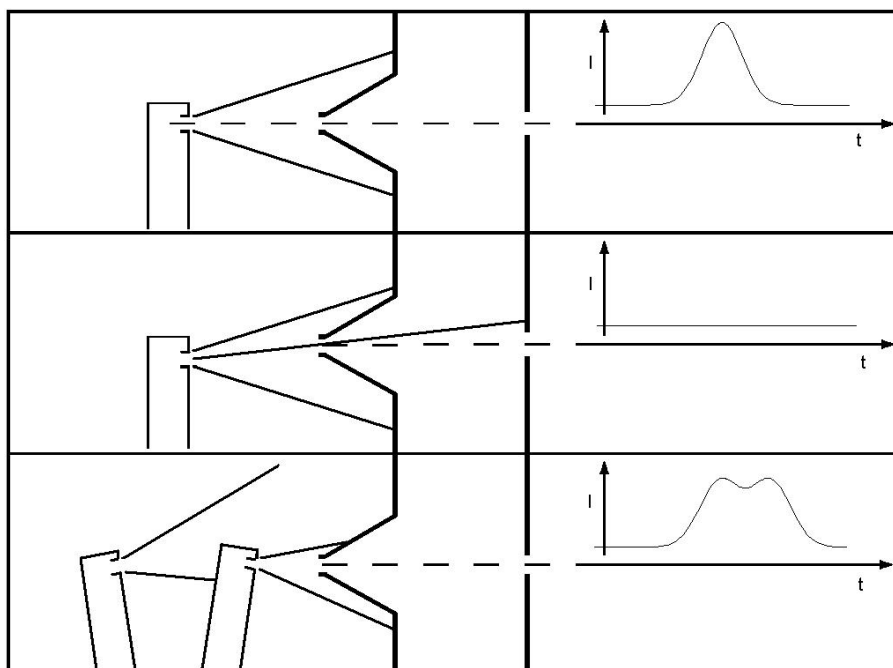


Abbildung 3.14: Wenn die Länge des Rotors stimmt, wird die Intensitätsverteilung bei einer Überschallexpansion einer Gaußkurve gleichen. Ist der Rotor zu kurz, werden die Teilchen im Puls mit abnehmender Länge des Rotor schnell weniger werden, bis gar keine Teilchen mehr den Detektor treffen. Bei zu langem Rotor wird der Puls breiter, bis bei noch längerem Rotor zwei Pulse zu sehen sind.

Beim Ablängen ist darauf zu achten, dass der Rotor auf keinen Fall zu kurz wird, wenn die Strahlachse auf der Tangenten liegen soll. Ist der Rotor nämlich zu kurz, dann werden niemals Teilchen auf der Strahlachse den Detektor erreichen. Bei zu langem Rotor wird der Puls nur länger und im schlimmsten Fall entstehen 2 Pulse.(s. Abb. 3.14)

3.7 Simulation der Geschwindigkeits-Winkelverteilung

In Kapitel 2.2 wurde beschrieben, dass bei der Überschallexpansion das Gas hinter der Düse isotrop expandiert. Dabei sinkt die Temperatur des Gases. Die Geschwindigkeitsverteilung kann durch eine Maxwell-Verteilung

$$\begin{aligned}
 dI(v) &= \frac{1}{4\pi} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{m}{k_B T} \right)^{\frac{3}{2}} v^2 e^{-\frac{mv^2}{2k_B T}} dv d \cos \alpha d\beta \\
 &= \left(\frac{1}{2\pi} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{v^2}{v_w^3} e^{-\frac{v^2}{v_w^2}} \frac{1}{v^2} v^2 dv d\Omega
 \end{aligned} \tag{3.16}$$

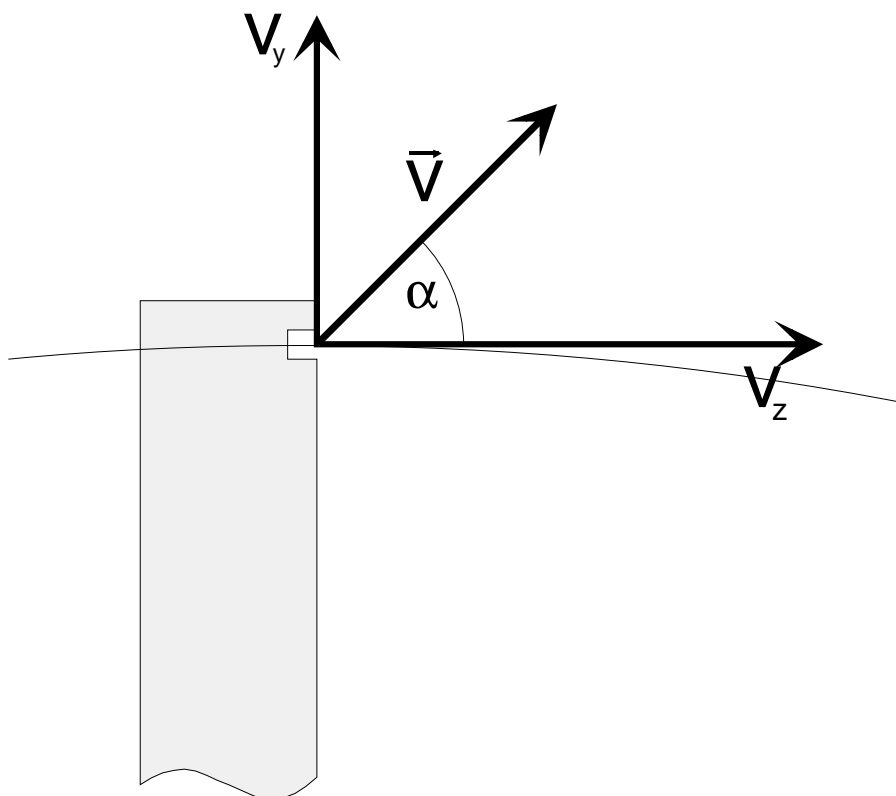


Abbildung 3.15: Die Z-Achse des Koordinatensystems liegt in Strahlrichtung. Die X-Achse ragt aus der Blattebene heraus.

bei niedriger Temperatur

$$T = T_0 \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \quad (3.17)$$

(s. Gl.2.21) beschrieben werden, die im Raum isotrop ist. Der freien Expansion ist die Strahlggeschwindigkeit v_S überlagert. In den Koordinaten v_x, v_y, v_z sieht die Maxwell-Verteilung

$$dI(v_x, v_y, v_z) = \left(\frac{1}{2\pi} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{1}{v_w^3} e^{-\frac{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}{v_w^2}} dv_x dv_y dv_z \quad (3.18)$$

aus wie eine Gaußverteilung in v_x, v_y, v_z Richtung. Das ist auch nicht verwunderlich, da die Wolke ja isotrop expandiert.

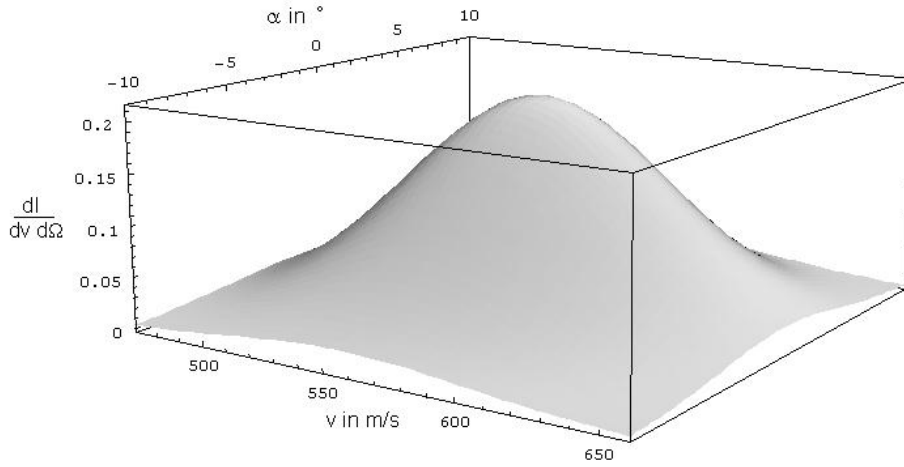


Abbildung 3.16: Die Winkel-Geschwindigkeits-Intensitäts-Verteilung bei stehender Düse bei der Expansion von Argon. Die Düsentemperatur beträgt $T_0 = 300\text{K}$ und die Strahltemperatur $T = 10\text{K}$.

Nun wird dieser Verteilung noch die Strahlgeschwindigkeit

$$v_S = \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa-1} \frac{k_B T_0}{m} \left(1 - \left(\frac{p}{p_0}\right)^{(\kappa-1)/\kappa}\right)} \quad (3.19)$$

$$v_{S_{max}} = \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa-1} \frac{k_B T_0}{m}} \quad (3.20)$$

in Z-Richtung überlagert (s. Gl.2.19) und in Kugelkoordinaten zurücktransformiert.

$$\begin{aligned} dI(v_x, v_y, v_z) &= \left(\frac{1}{2\pi}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{1}{v_w^3} e^{-\frac{v_x^2 + v_y^2 + (v_z - v_S)^2}{v_w^2}} dv_x dv_y dv_z \\ \Rightarrow dI(v, \alpha) &= \left(\frac{m}{2\pi k_B T}\right)^{\frac{3}{2}} v^2 e^{-\frac{m(v^2 + v_S^2 - 2v_S v \cos \alpha)}{2k_B T}} dv d\Omega \end{aligned} \quad (3.21)$$

Abb 3.16 zeigt die Verteilung für die Expansion von Argon bei einer typischen Düsentemperatur von 300K. Die Winkelverteilung ist sehr schmal ($-10^\circ - +10^\circ$) und die Geschwindigkeitsverteilung sieht wie eine Gaußkurve aus. Das ist ebenfalls in Abb. 3.17 zu sehen. Sie zeigt die Intensitätsverteilung bei einem Winkel von 0° . Die Abhängigkeit der Verteilung von der Güte der Expansion also der Strahltemperatur zeigt Abb. 3.18.

Nun bewegt sich die Düse. Ihre Bewegungsrichtung ist der Strahlrichtung entgegengesetzt. Damit reduziert sich die Strahlgeschwindigkeit mit zunehmender Düsengeschwindigkeit. Als Ausgangspunkt für die Simulation wird wieder die Expansion von Argon bei einer Düsentemperatur von 300K und einer Strahltemperatur von 10K bzw. 1K genommen. In

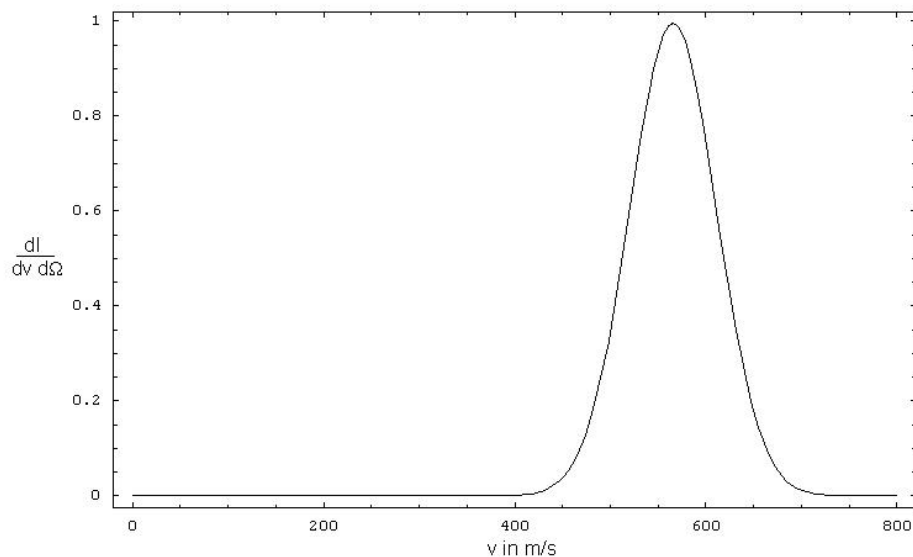


Abbildung 3.17: Die Geschwindigkeits-Intensitäts-Verteilung bei stehender Düse bei der Expansion von Argon bei 0° . Die Düsentemperatur beträgt $T_0 = 300\text{K}$ und die Strahltemperatur $T = 10\text{K}$. Die daraus resultierende Breite der Gaußverteilung beträgt $45\frac{\text{m}}{\text{s}}$

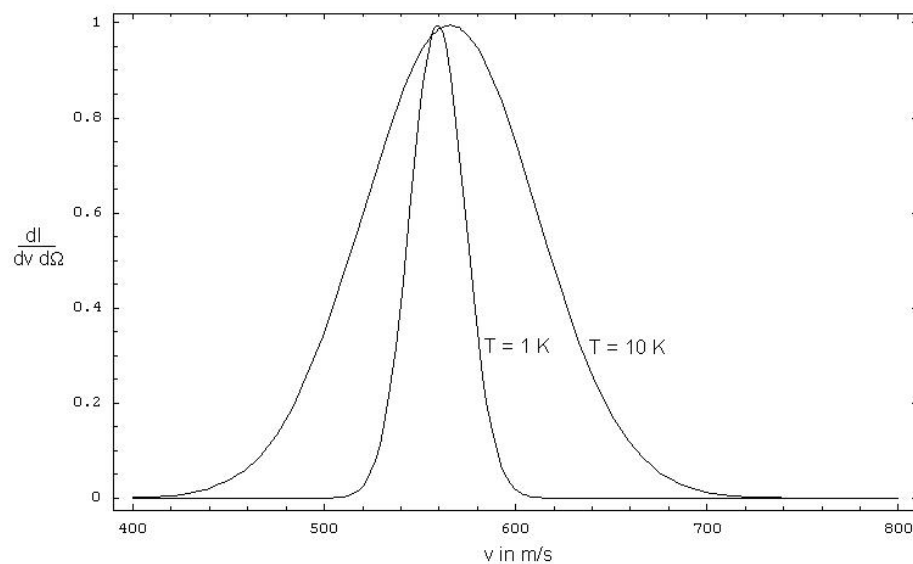


Abbildung 3.18: Die Winkel-Geschwindigkeits-Intensitäts-Verteilung bei stehender Düse bei der Expansion von Argon. Die Düsentemperatur beträgt $T_0 = 300\text{K}$ und die Strahltemperaturen $T = 10\text{K}$ und 0K . Die daraus resultierenden Breiten betragen $45\frac{\text{m}}{\text{s}}$ bzw. $14,5\frac{\text{m}}{\text{s}}$.

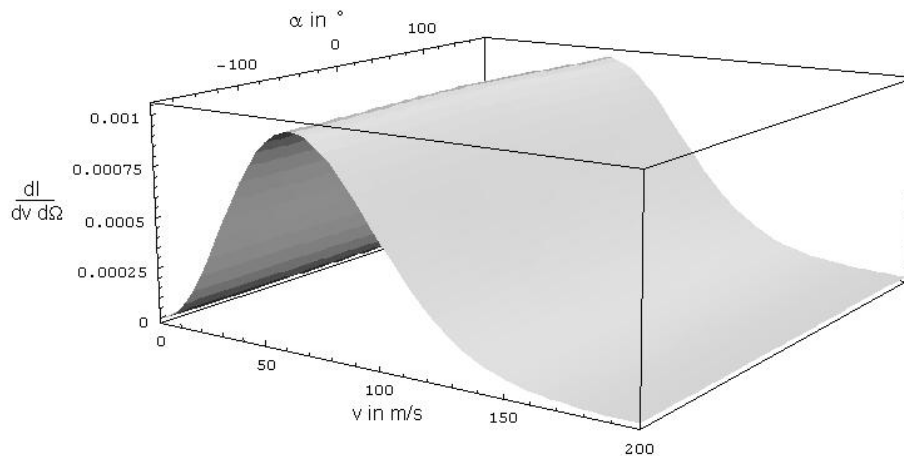


Abbildung 3.19: Die Winkel-Geschwindkeits-Intensitäts-Verteilung bei bewegter Düse bei der Expansion von Argon. Die Düsentemperatur beträgt $T_0 = 300\text{K}$ und die Strahltemperatur $T = 10\text{K}$. Die Düsendeschwindigkeit beträgt $-558 \frac{\text{m}}{\text{s}}$.

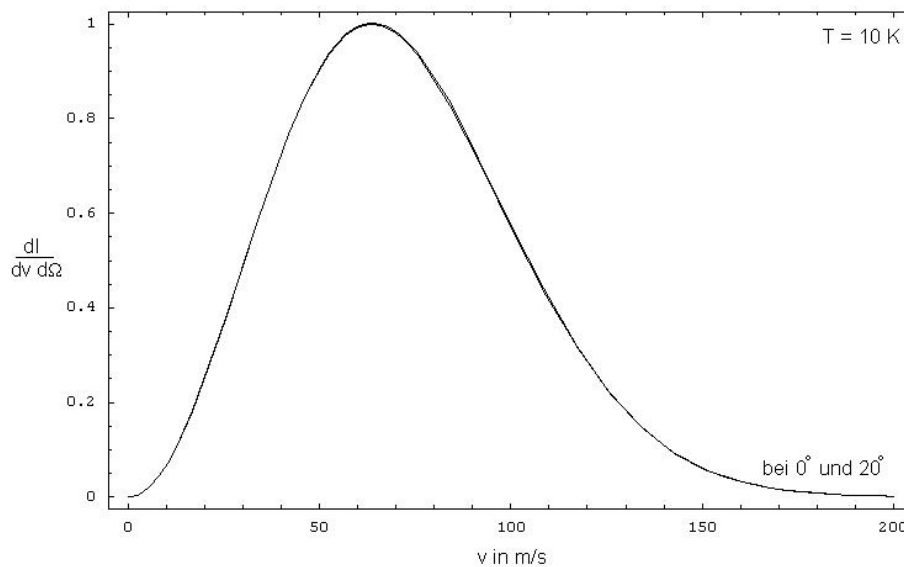


Abbildung 3.20: Die Winkel-Geschwindkeits-Intensitäts-Verteilung bei bewegter Düse bei der Expansion von Argon. Die Düsentemperatur beträgt $T_0 = 300\text{K}$ und die Strahltemperatur $T = 10\text{K}$. Die Düsendeschwindigkeit beträgt $-560 \frac{\text{m}}{\text{s}}$.

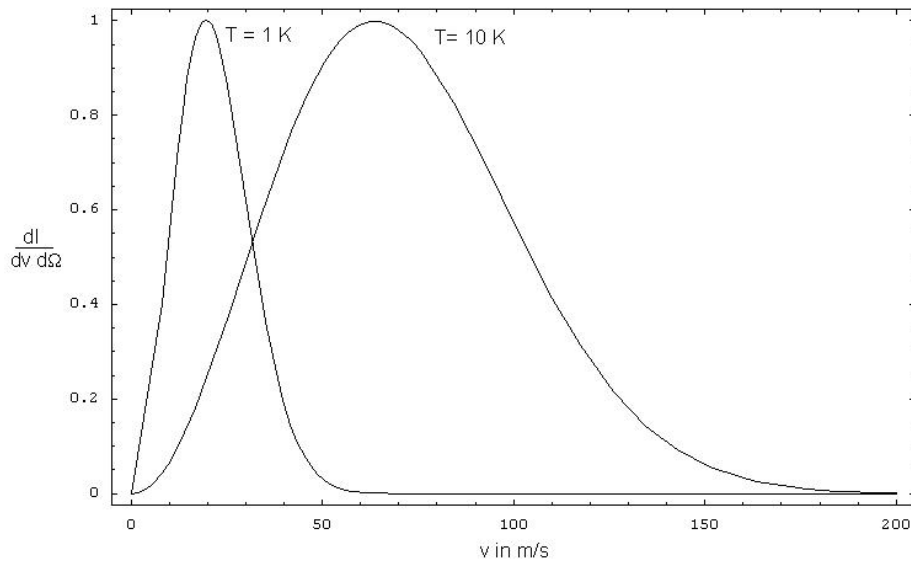


Abbildung 3.21: Die Winkel-Geschwindigkeits-Intensitäts-Verteilung bei bewegter Düse bei der Expansion von Argon. Die Düsenspannung beträgt $T_0 = 300\text{K}$ und die Strahltemperaturen $T = 10\text{K}$ und 0K . Die Düsengeschwindigkeit beträgt $-560\frac{\text{m}}{\text{s}}$.

Abb. 3.19 ist zu sehen, wie die Winkelverteilung breiter wird. Da sich die Düsengeschwindigkeit und die Strahlgeschwindigkeit gerade zu null addieren, expandiert die Wolke (die sich im Laborsystem nicht mehr bewegt) isotrop im Laborsystem. Damit ist die Intensität unter allen Winkeln die selbe. Abb. 3.20 zeigt die Intensitätsverteilung bei 20° und 0° . Sie sind nahezu identisch. Die kleine Abweichung ergibt sich, weil die Düsengeschwindigkeit nicht genau der Strahlgeschwindigkeit entspricht. Auch ist deutlich zu erkennen, dass die Verteilung nun einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung bei 10K entspricht. Wie wichtig eine gute Überschall-expansion für das Erreichen niedriger Teilchengeschwindigkeiten ist, zeigt Abb. 3.21. Nur wenn bei der Expansion Temperaturen um 1K erreicht werden, ist es möglich, auch viel Intensität bei niedrigen Teilchengeschwindigkeiten zu erreichen. Was passiert, wenn die Düsengeschwindigkeit kleiner als die Strahlgeschwindigkeit ist, zeigen Abb. 3.22 und 3.23. Die Winkelverteilung wird schnell schmaler und die Geschwindigkeitsverteilung wird sehr schnell wieder zu einer Gaußverteilung.

Es ist zu beachten, dass die Intensitätsverteilungen zum Teil umskaliert wurden, damit der Vergleich bezüglich der Form, Lage und Breite möglich war. Darum folgen hier noch einige Betrachtungen zur Intensität.

Die Intensität pro Raumwinkelelement nimmt ab, wenn sich die Gesamtintensität auf einen größeren Winkelbereich verteilt, die Winkelverteilung also breiter ist. Gleiches gilt für die Geschwindigkeitsverteilung. Je breiter diese ist, desto weniger Intensität befindet sich in einem Geschwindigkeitsintervall dv . Die Ergebnisse sind in Abb. 3.24 und 3.25 zusammengefasst.

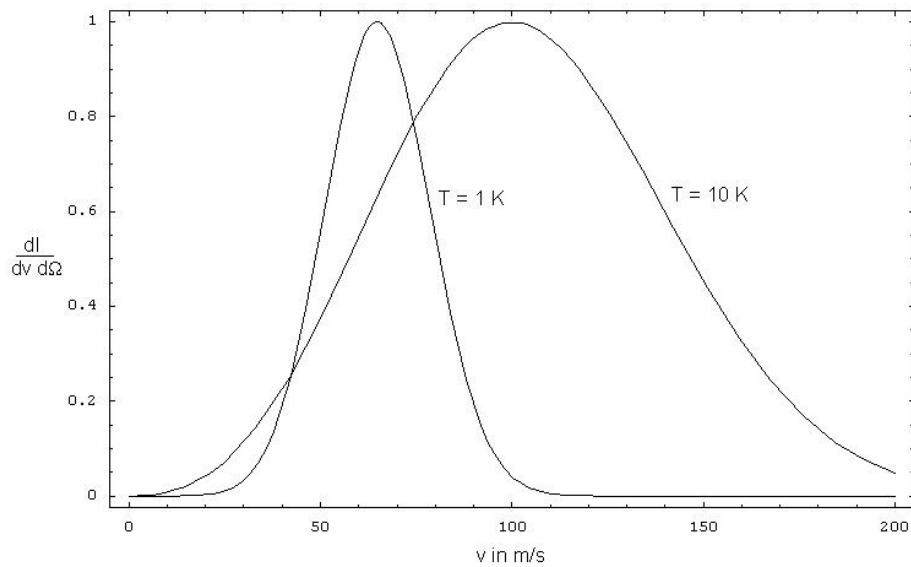


Abbildung 3.22: Die Winkel-Geschwindkeits-Intensitäts-Verteilung bei bewegter Düse bei der Expansion von Argon. Die Düsentemperatur beträgt $T_0 = 300\text{K}$ und die Strahltemperaturen $T = 10\text{K}$ und 0K . Die Düsegeschwindigkeit beträgt $-500\frac{\text{m}}{\text{s}}$.

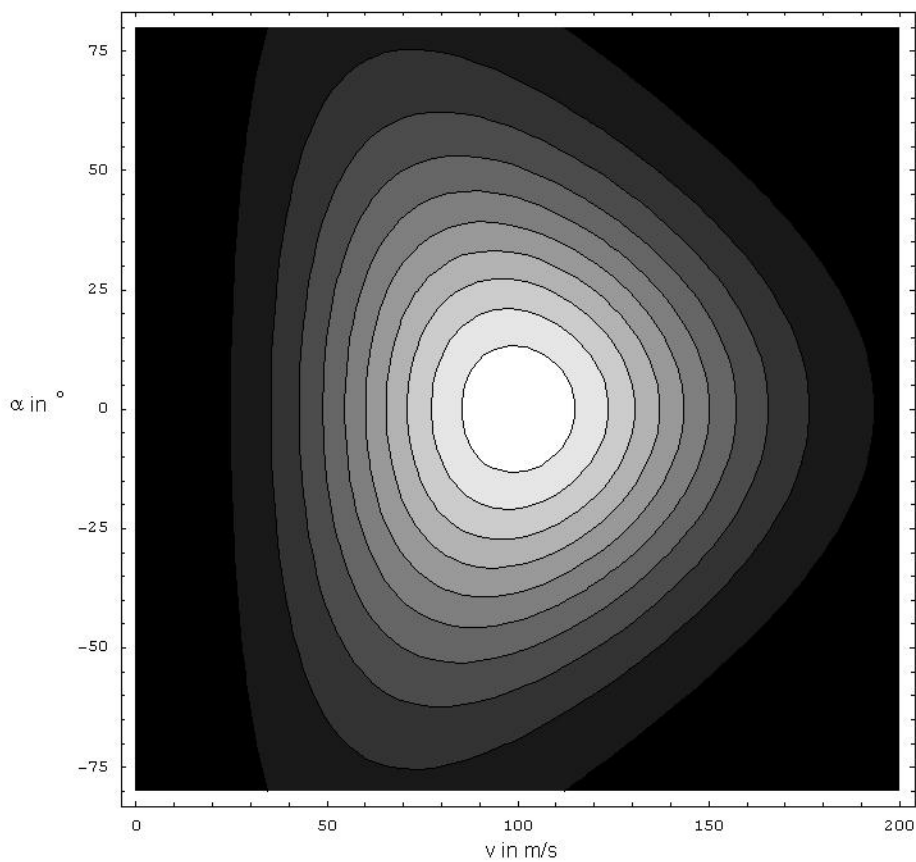


Abbildung 3.23: Die Winkel-Geschwindkeits-Intensitäts-Verteilung bei bewegter Düse bei der Expansion von Argon. Die Düsentemperatur beträgt $T_0 = 300\text{K}$ und die Strahltemperaturen $T = 10\text{K}$. Die Düsegeschwindigkeit beträgt $-560\frac{\text{m}}{\text{s}}$.

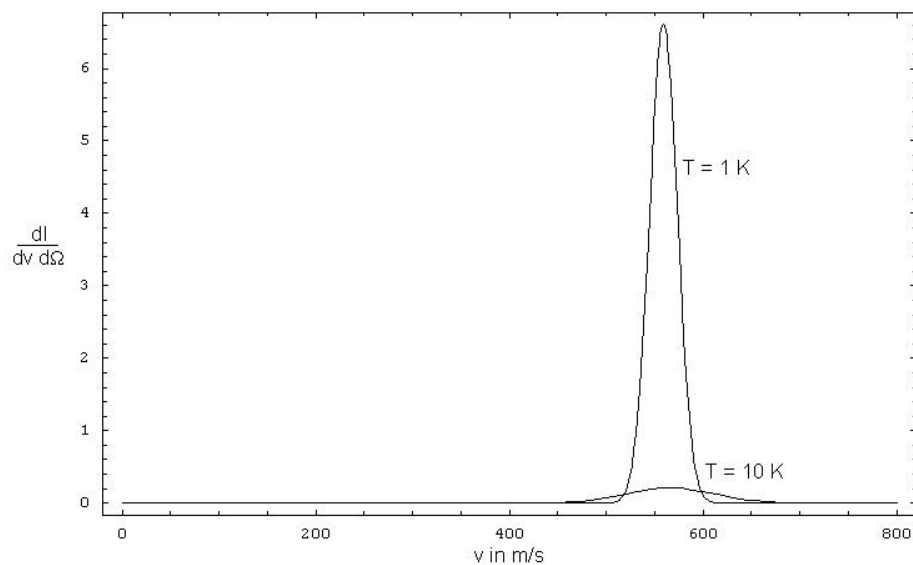


Abbildung 3.24: Die Winkel-Geschwindkeits-Intensitäts-Verteilung bei der Expansion von Argon. Die Düsentemperatur beträgt $T_0 = 300\text{K}$, der Winkel 0° . Deutlich ist zu sehen, dass die Intensität pro Geschwindigkeitsintervall dv und Raumwinkel $d\Omega$ um die mittlere Geschwindigkeit herum bei höherer Temperatur kleiner ist.

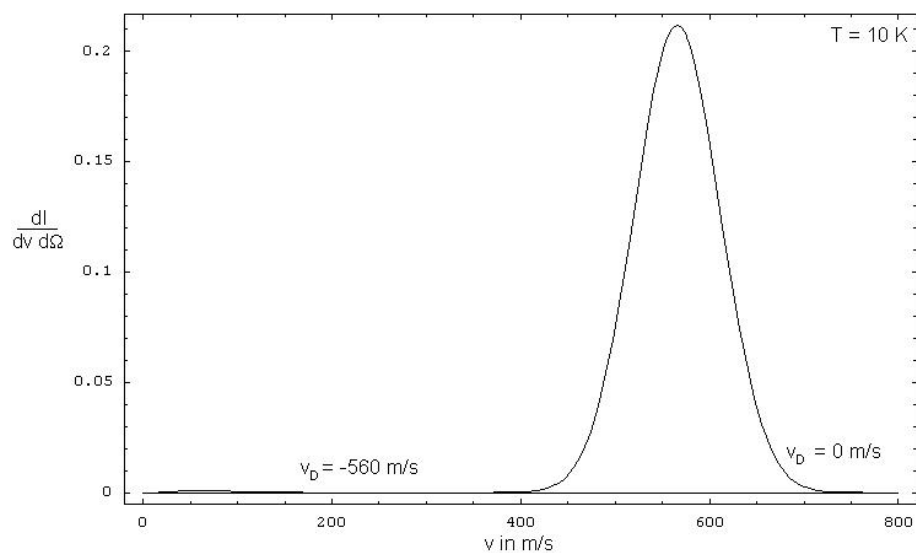


Abbildung 3.25: Die Winkel-Geschwindkeits-Intensitäts-Verteilung der Expansion von Argon. Die Düsentemperatur beträgt $T_0 = 300\text{K}$ und die Strahltemperaturen $T = 10\text{K}$. Bei $v_S + v_D = 0$ ($v_D \approx -560 \frac{\text{m}}{\text{s}}$) ist die Winkelverteilung sehr breit. Darum sinkt die Intensität pro Geschwindigkeitsintervall dv und Raumwinkel $d\Omega$.

Als letzter Punkt soll hier noch auf die Eigenschaften der Intensitätsverteilung eingegangen werden, wenn die Düsendeschwindigkeit größer ist als die Strahlgeschwindigkeit. Man würde erwarten, dass sich die expandierende Wolke rückwärts bewegt. Die Rechnungen bestätigen dies. Die Geschwindigkeitsverteilung sieht genauso aus wie bei den Abbildungen oben. Der einzige Unterschied besteht darin, dass sich die Intensität nicht bei 0° sammelt sondern bei -180° bzw. 180° . Das bedeutet, dass die Wolke sich wirklich rückwärts bewegen kann.

Zusammenfassend kann man sagen, dass für eine möglichst niedrige mittlere Geschwindigkeit im Strahl eine gute Expansion des Gases wichtig ist. Bei 1K Strahltemperatur beträgt sie allerdings noch $\approx 20\text{m/s}$, auch wenn die Düsendeschwindigkeit gleich der Driftgeschwindigkeit ist. Der Vorteil, theoretisch kleinere Geschwindigkeiten erreichen zu können, wenn zwischen der Strahlachse und der Tangenten ein Winkel größer Null besteht, ist deshalb nicht mehr von Bedeutung. Eine weiteres Manko bei dieser Konfiguration besteht darin, dass erst, wenn die Düsendeschwindigkeit nahe der Driftgeschwindigkeit liegt, nennenswert Intensität in andere Winkel außer 0° zur Strahlachse emittiert wird. Darum wäre es sehr schwierig, die Apparatur auf den Strahl zu justieren.

3.8 Drucküberhöhung an der Düse durch Fliehkräfte

Das Potential, in dem sich die Atome (Moleküle) bewegen, ist im Röhrchen nicht mehr konstant (Schwerkraft kann allerdings vernachlässigt werden), da aufgrund der Rotation der Rotors eine Kraft (Zentrifugalkraft) auf die Atome wirkt:

$$F = -m\omega^2 \tilde{R}. \quad (3.22)$$

Dies wird dazu führen, dass der Druck des Gases mit zunehmendem Abstand vom Drehzentrum und zunehmender Drehfrequenz gegenüber dem Druck im Drehzentrum steigt.

Mit Gl.3.22 ergibt sich unter der Voraussetzung $U(0) = 0$ folgendes Potential:

$$U = - \int_0^{\tilde{R}} m\omega^2 \tilde{R} d\tilde{R} \quad (3.23)$$

$$U = -\frac{1}{2}m\omega^2 \tilde{R}^2. \quad (3.24)$$

Im Röhrchen herrscht ein Gleichgewicht bezüglich des Teilchenaustauschs. Das bedeutet, dass für das chemische Potential

$$\mu(\vec{r}_a) = \mu(\vec{r}_b) \quad (3.25)$$

gilt. Mit der mikrokanonische Zustandssumme des Systems

$$E_r = E_r(V, N, U(\vec{r})) = E_{r,0}(V, N) + NU(\vec{r}) \quad (3.26)$$

folgt

$$\mu = \frac{\partial E_r(V, N, U)}{\partial N} = \frac{\partial E_{r,0}(V, N)}{\partial N} + U(\vec{r}) = \mu_0(T(\vec{r}), P(\vec{r})) + U(\vec{r}), \quad (3.27)$$

wobei V das Volumen, N die Teilchenzahl und \vec{r} der Ort ist. Die Temperatur kann als konstant über das Volumen des Rotors angenommen werden. Dann folgt mit (3.25) und der Bedingung, dass das Potential nur vom Radius abhängt,

$$\mu(\bar{R}) = \mu_0(T, P(\bar{R})) - \frac{1}{2}m\omega^2\bar{R}^2 = \text{const.} \quad (3.28)$$

$$\left(\frac{\partial\mu_0}{\partial P}\right)_T \frac{dP}{d\bar{R}} - m\omega^2\bar{R} = 0. \quad (3.29)$$

$\left(\frac{\partial\mu_0}{\partial P}\right)_T$ ist die Teilchendichte $\nu(\bar{R})$. Nach dem Idealen Gasgesetz $\nu(\bar{R}) = \frac{V}{N} = \frac{k_b T}{P(\bar{R})}$, das für die Edelgase gut erfüllt ist, folgt

$$\frac{1}{P(\bar{R})} \frac{dP}{d\bar{R}} = \frac{m\omega^2}{k_b T} \bar{R} \quad (3.30)$$

$$\int_{P(0)}^P \frac{1}{P'} dP' = \frac{m\omega^2}{k_b T} \int_0^{\bar{R}} \bar{R} d\bar{R}. \quad (3.31)$$

Integration beider Seiten und Einsetzen der Grenzen ergibt:

$$\ln(P(R)) - \ln(P_0) = \frac{m\omega^2 R^2}{2k_B T} \quad (3.32)$$

$$P(R) = P_0 e^{\frac{m\omega^2 R^2}{2k_B T}} \quad (3.33)$$

Bild 3.26 zeigt die Abhängigkeit des Drucks von der Drehfrequenz in Einheiten von $P(R)/P_0$.

Bei einer Überschallexpansion ist die wahrscheinlichste Geschwindigkeit für ideale einatomige Gase $v_w = \sqrt{\frac{5k_B T}{m}}$. Das ist die Geschwindigkeit, die die Düse erreichen muss, um die expandierende Wolke zum Stehen zu bringen. v_w in 3.33 eingesetzt ergibt

$$e^{\frac{m}{2k_B T} \frac{5k_B T}{m}} = e^{2,5} \approx 12,2. \quad (3.34)$$

Also wird der Druck an der Düse für ideale einatomige Gase um den Faktor 12,2 höher sein als im Drehzentrum, wenn die Bahngeschwindigkeit der Düse der wahrscheinlichsten Strahlgeschwindigkeit entspricht. Bei Molekülen ergibt sich ein anderes Bild, da dort die Rotationsfreiheitsgrade eine Rolle spielen. Es folgt daraus eine andere wahrscheinlichste Geschwindigkeit. Auch das ideale Gasgesetz gilt bei Molekülen nicht mehr.

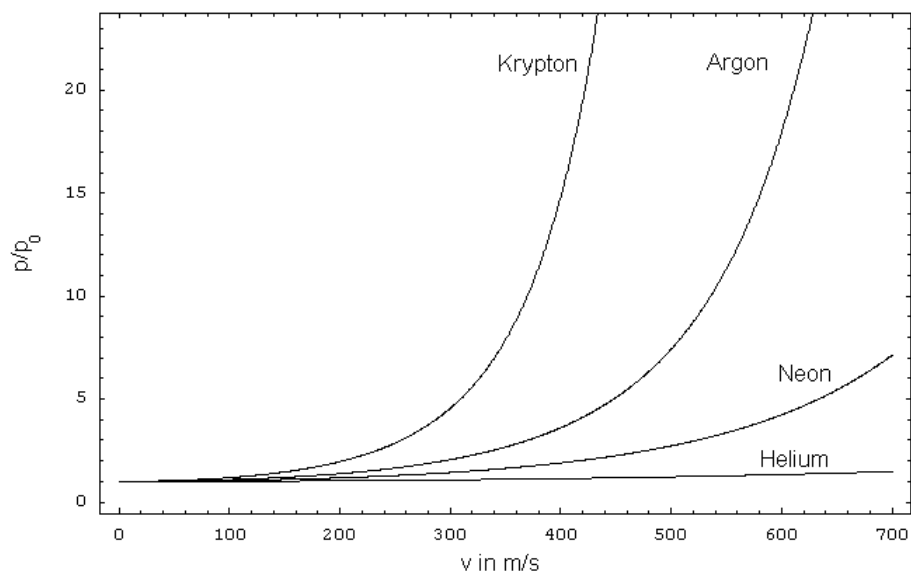


Abbildung 3.26: Drucküberhöhung in Abhängigkeit der Tangentialgeschwindigkeit

Kapitel 4

Der Aufbau des Experiments

4.1 Aufbau

Der reale Aufbau ist im Bild 4.1 zu sehen (Konstruktionszeichnungen und Skizzen sind im Anhang zu sehen). Er besteht im Wesentlichen aus drei Teilen:

1. der Quellkammer
2. der Zwischensektion
3. dem Detektor.

Wenn kein Gas eingelassen wird, beträgt der Druck in der Quellkammer $\leq 10^{-7}$ mbar, in der Zwischensektion $\approx 10^{-9}$ mbar und im Detektor herrscht ein Druck, der besser als 10^{-9} mbar ist.

In der Quellkammer ist der Rotor und die Antriebssektion integriert (s. Abb.A.4 und Abb.A.3). Außerdem sind zwei Flansche angebracht, an denen der Strahl im Winkel von 0° zur Tangenten abgenommen werden kann, und ein Flansch, bei dem der Winkel der Strahlachse zur Tangenten $22,5^\circ$ beträgt. Die eingebaute Lichtschranke ist nur geklemmt, so dass sie auf die richtige Position verschoben werden kann. Das hat den Vorteil, dass keine von der Rotorfrequenz abhängige Verzögerungen zwischen Triggersignal und der richtigen Position des Rotor vor dem Skimmer entsteht. Als Skimmer werden Glasskimmer verwendet, die in der Glasbläserwerkstatt einfach hergestellt werden können. Da sie aber von Hand gefertigt werden, sind sie nicht sehr genau, was den Durchmesser und die Lage der Spitze betrifft. Deshalb ist es recht schwierig, Düse, Skimmer, Blende und Massenspektrometer auf die Strahlachse zu justieren. Zur einfacheren Justage ist im Deckel der Quellkammer eine Vorrichtung angebracht, die den Rotor in der Position vor dem Skimmer arretiert.

Die Quellkammer wird durch eine Diffusionpumpe mit 1000l/s Saugvermögen gepumpt. Dahinter befindet sich eine Rootspumpe und eine große Drehschieberpumpe. Die Rootspumpe ist aber erst ab Quellkammerdrücken größer als 10^{-3} mbar wichtig, da die Drehschie-

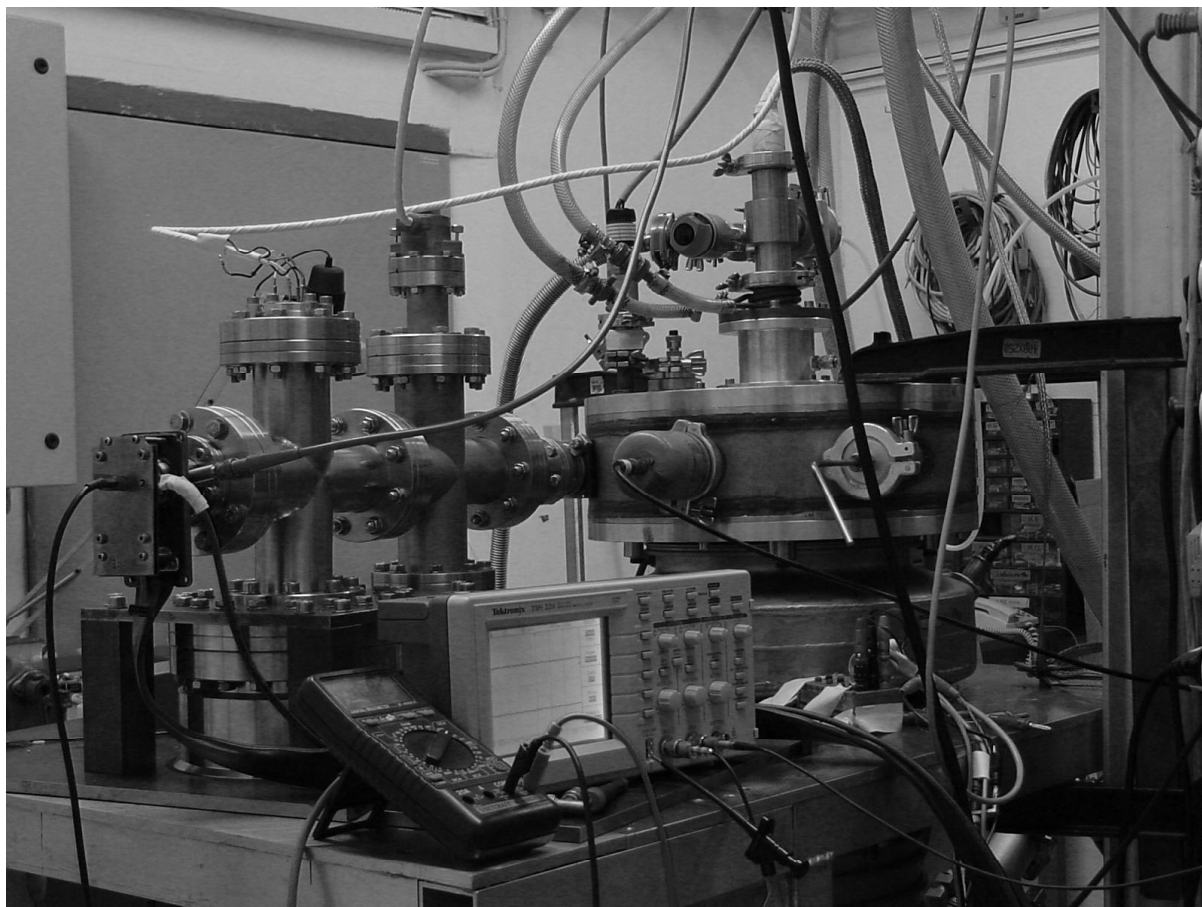


Abbildung 4.1: Der reale Aufbau

berpumpe ein so großes Saugvermögen hat, dass sie jeden Gasstrom von der Diffusionspumpe bis zu 10^{-3} mbar Quellkammerdruck selbst abpumpen kann, ohne die Kompression der Rootspumpe zu benötigen.

Die Verbindung der Quellkammer und der Zwischensektion wird durch einen Membranbalg hergestellt. Dieser ermöglicht es, die Achsen, die durch die Düse und den Skimmer, sowie durch das Massenspektrometer und die Blende gebildet werden, aufeinander auszurichten. Die Zwischensektion dient nur dem Zweck, in der Detektorsektion weniger Hintergrundgas zu haben. Dieser Teil der Anlage wird durch eine doppel-flutige Turbopumpe von Balzer (TPC 200) mit einem Saugvermögen von 190 l/s gepumpt. Das Problem an dieser Pumpe ist, dass sie nur einen ISO-KF Flansch besitzt, und mit ihrer Gummidichtung nicht wirklich für den Einsatz im UHV-Bereich gedacht ist.

Die Zwischensektion und die Detektorsektion trennt eine Blende mit 7 mm Durchmesser. Sie ist so groß gewählt, damit der Strahl an der Blende nicht viel Intensität verliert. In der Detektorsektion selbst ist ein Massenspektrometer mit Einzel-Ion-Zähl-Option eingebaut. Dies wird in Kapitel 4.2 genauer beschrieben. Diese Sektion wird von einer Turbopumpe

von Varian mit einem Saugvermögen von 500l/s gepumpt. Das Saugvermögen erscheint recht groß, aber nur so ist es möglich, ohne auszuheizen und trotz sehr schlechter, innen geschweißter Vakuumkreuze innerhalb von 2-3 Tagen einen Druck von $8 - 9 * 10^{-10}$ mbar im Detektor und $3 * 10^{-9}$ mbar in der Zwischensektion zu erreichen.

Die Zwischensektion und der Detektor sind auf eine Grundplatte montiert, die sich gegen die Quellekammer bewegen lässt, um den Strahl zu justieren.

4.2 Massenspektrometer

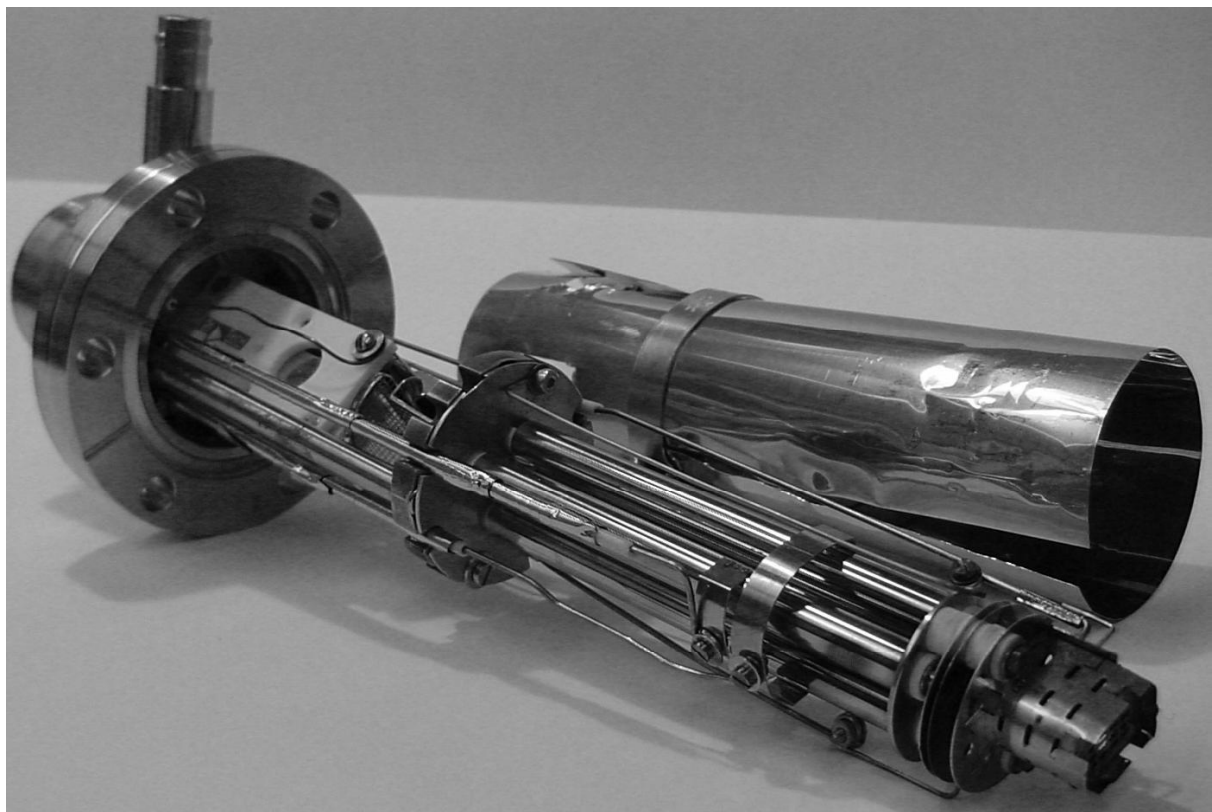


Abbildung 4.2: Das umgebaute Massenspektrometer

Als Detektor kommt ein altes Massenspektrometer (SM 880A) der Firma Spectrum Scientific zum Einsatz. Leider war es nicht mehr möglich, die Anleitung oder die technischen Daten für dieses Massenspektrometer zu bekommen. Es war nur mit einem Faradaycup ausgestattet und die Integrationszeit des Verstärkers lag bei 10ms - 1s. Um damit Teilchenpulse mit einer Genauigkeit von einer Microsekunde messen zu können, musste das Massenspektrometer mit einem Sekundärelektronenvervielfacher ausgestattet werden. Die Wahl fiel auf das Channeltron DeTech 443 von MasCom, da von diesem Typ schon einige

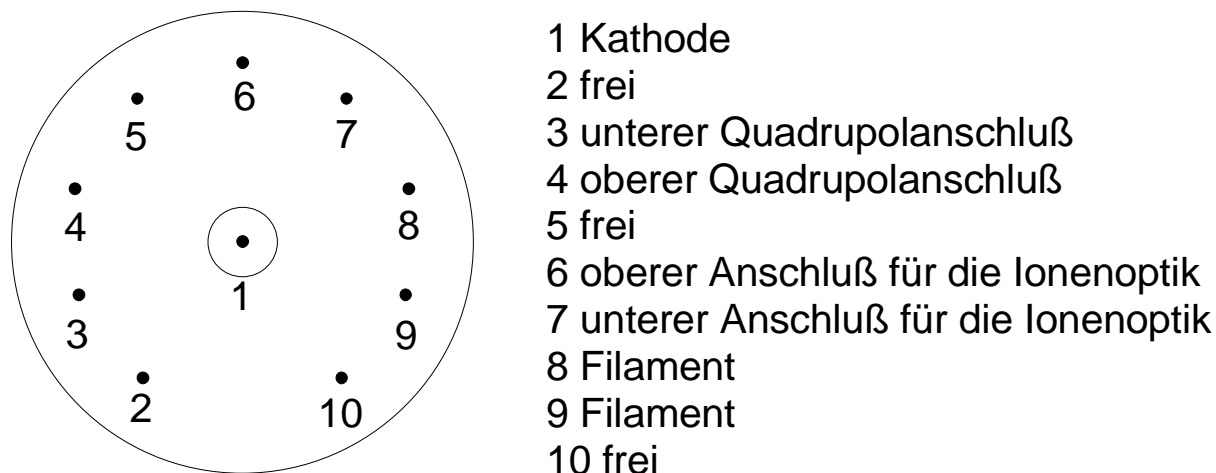


Abbildung 4.3: Die Steckerbelegung am Massenspektrometer. Der Hochspannungsanschluß für das Channeltron ist extra an der Seite eingeschweißt.

in der Gruppe eingesetzt worden waren. Das erleichterte die Konstruktion einer Halterung. Das Channeltron erzeugt bei einer Betriebsspannung von 2200-2500V 10^7 Elektronen pro eingefangenen Ion. Die Pulse sind also negativ und ungefähr 10ns lang. Bild 4.2 zeigt das Massenspektrometer im Ganzen. Es ist auf einen CF-35 Flansch montiert. Die Belegung der einzelnen Stromdurchführungen wurde beibehalten, um denselben Stecker verwenden zu können, auf dem sich auch der Schwingkreis für den Quadrupol befindet. Die Belegung zeigt Abb. 4.3. Der Hochspannungsanschluß für das Channeltron ist extra an der Seite eingeschweißt. Am Anfang war er noch auf Pin 2, dies führte aber zu Überschlägen gegen Erde, was einen instabilen Betrieb zur Folge hatte. Zu beachten ist auch, dass sich aufgrund der Verlängerung der Zuleitungen zum Quadrupol der Schwingkreis verstimmt hat, was dazu führt, dass die Massenanzeige auf dem Zeigerinstrument nicht mehr stimmen. Zum Beispiel findet man Stickstoff nicht mehr bei Masse 28 sondern bei 21. Argon findet man bei 30-31 amu. Dies ist unbedingt zu berücksichtigen, wenn damit gearbeitet wird.

Die Metallteile im Hintergrund von Abb. 4.2 stellen die Abschirmung des Quadrupols dar. Ohne diese Abschirmung sind die Störsignale auf dem Signal von der Wechselspannung des Quadrupols zu stark.

Kapitel 5

Ergebnisse der Flugzeitmessungen

In diesem Abschnitt sollen nun die Ergebnisse der Messung vorgestellt werden. Zuvor wird aber noch kurz auf die Methode der Flugzeitmessungen eingegangen.

5.1 Methode der Flugzeitmessung

Ist die Düse am Rotor vor dem Skimmer, löst die Lichtschranke einen Triggerimpuls aus. Dieser startet eine sog. Messkarte. Die Signale, die vom Massenspektrometer kommen, werden nun in Zeitkanäle, entsprechend der Zeit, zu der sie nach dem Triggerimpuls detektiert werden, eingeordnet. Die Breite der Zeitkanäle ist variabel und wird als Dwelltime bezeichnet (*dwellt*). Kommt der nächste Triggerimpuls, startet die Messkarte wieder bei Kanal 0. Da der eingesetzte Rotor symmetrisch ist, entstehen pro Rotorumlauf 2 Triggerimpulse. Das führt dazu, dass der Hintergrund doppelt gezählt wird, das Signal aber nur einfach. Der Versuch, mit einer einfachen Elektronik nur jeden zweiten Triggerimpuls an die Messkarte weiterzuleiten schlug fehl, da die Elektronik nicht zuverlässig genug arbeitete. Wenn sich die Elektronik nämlich nur einmal *verzählt*, entstehen zwei Peaks im Spektrum, die beide nicht die volle Intensität haben. Damit wir das Verhältnis Hintergrund zu Signal nicht unbedingt besser.

Um die Geschwindigkeitsverteilung in Kapitel 3.7 mit den Messungen vergleichen zu können, muss die Verteilung noch in eine Flugzeitverteilung umgerechnet werden, da ja Flugzeiten gemessen werden.

$$\begin{aligned} I(v, \alpha) &= \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{\frac{3}{2}} v^2 e^{-\frac{m(v^2 + v_S^2 - 2v_S v \cos \alpha)}{2k_B T}} dv d\Omega \\ &= \frac{1}{4\pi} f(v, \alpha) d\Omega \end{aligned} \quad (5.1)$$

mit $v := -\frac{s}{t}$ und $dv = \frac{s}{t^2} dt$ folgt

$$f(t, \alpha) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{m}{k_B T} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{s^3}{t^4} e^{-\frac{m \left(\frac{s^2}{t^2} + v_S^2 - 2v_S \frac{s}{t} \cos \alpha \right)}{2k_B T}} dt .$$

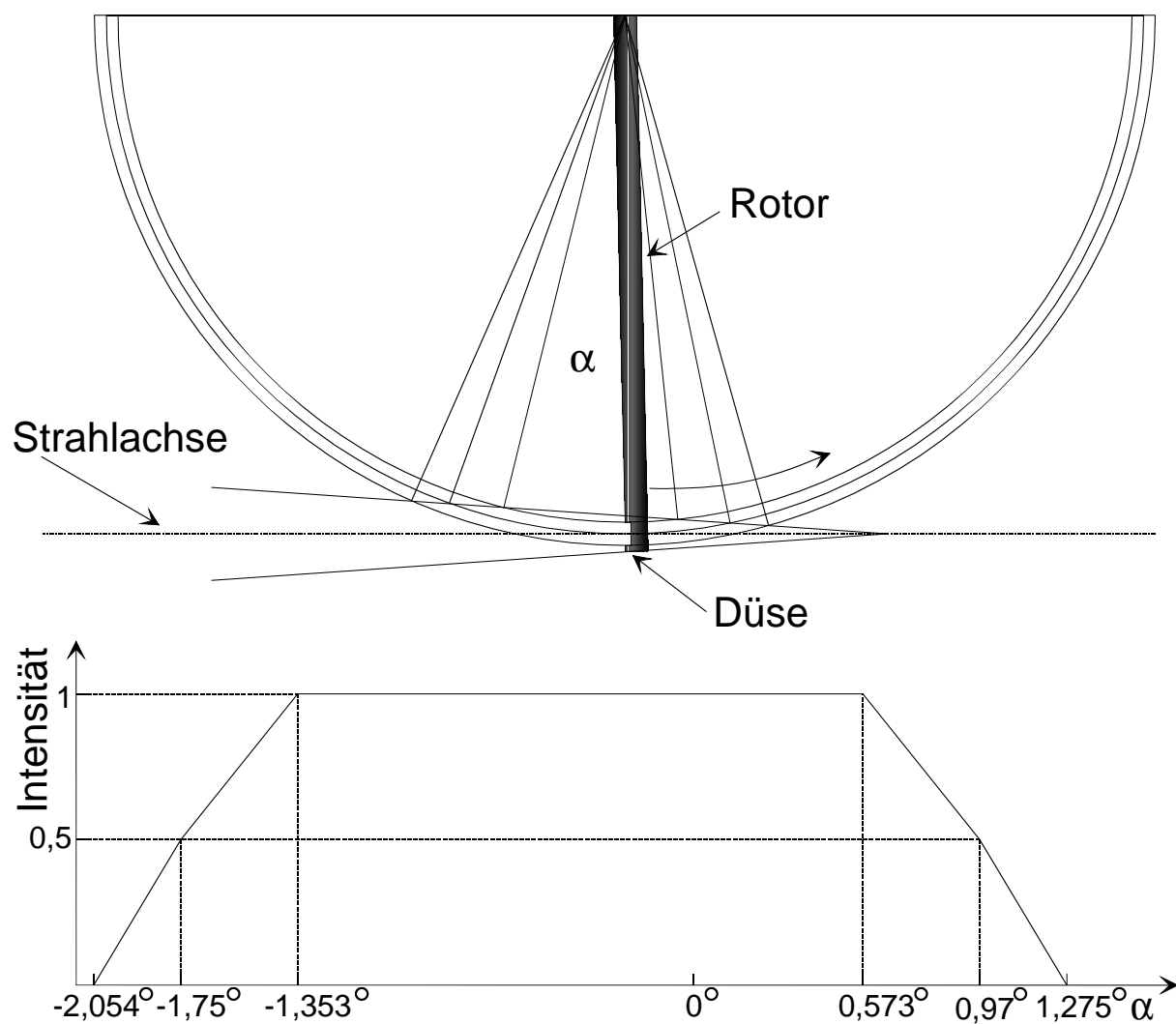


Abbildung 5.1: Dadurch, dass die Düse einen Raumwinkel durchfliegt, in dem Teilchen zum Detektor gelangen können, verbreitert sich das gemessene Flugzeitspektrum. Das Bild zeigt die Geometrie des Problems, wenn die Strahlachse auf der Tangente liegt, (nicht maßstabsgetreu) und die daraus abgeleitete Chopperöffnungsfunktion.

Da die Messungen ausschließlich bei $\alpha = 0^\circ$ stattgefunden haben folgt für die Verteilfunktion

$$f(t) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{m}{k_B T} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{s^3}{t^4} e^{-\frac{m(\frac{s}{t} - v_S)^2}{2k_B T}} dt . \quad (5.2)$$

Dabei ist $v_S = \sqrt{\frac{5k_B T_0}{m} \left(1 - \left(\frac{p}{p_0} \right)^{2/5} \right)} - v_D$ für ideale einatomige Gase.

5.2 Chopperöffnungsfunktion

Es gilt, ein weiteres Problem zu beachten, wenn man die gemessenen Spektren auswertet. Wenn sich die Düse am Skimmer vorbei bewegt, werden nicht nur zu einen beliebig kurzen Augenblick Teilchen durch den Skimmer und die Blende zum Detektor fliegen. Aufgrund dessen, dass der Skimmer und die Blende einen Raumwinkel bilden, in dem Teilchen zum Detektor gelangen können, und die Düse nicht punktförmig ist, wird die Düse eine gewisse Zeit brauchen, um diesen Raumwinkel zu durchfliegen. Dadurch wird das gemessene Flugzeitspektrum künstlich verbreitert. Abb.5.1 zeigt die Geometrie des Problems, wenn die Strahlachse auf der Tangenten liegt. Die daraus abgeleitete Chopperöffnungsfunktion ist nur eine grobe Annäherung an die Realität. Besonders, wenn die Länge des Röhrchens nicht genau stimmt, und die Strahlachse nicht genau auf der Tangenten liegt, ergibt sich eine große Abweichung in der Breite der Funktion. Leider ist es fast unmöglich, den Winkel zwischen Strahlachse und Tangente sowie die Länge des Rotors genau genug zu bestimmen. Die Düse misst im Durchmesser 30 bzw. 50 μm . Um die Chopperöffnungsfunktion genau genug zu bestimmen, müsste man deshalb die Länge des Rotors auf besser als diese Größenordnung, also $\approx 1 \mu\text{m}$ genau, messen können.

Die Chopperöffnungsfunktion ist, von Winkelskala in Zeitskala transformiert, aber von der Frequenz des Rotors abhängig. In Zeitkanäle der Messkarte umgerechnet ergibt sich:

$$channels = \frac{\alpha}{360 f * dwelltime} . \quad (5.3)$$

Bei hohen Frequenzen wird sie keine Rollen mehr spielen, da sie da viel schmaler ist als das Spektrum. Nur bei niedrigen Frequenzen wird die Chopperöffnungsfunktion das gemessene Spektrum stark beeinflussen. Um die Messergebnisse fitten zu können, muss das theoretische Spektrum mit der Chopperöffnungsfunktion gefaltet werden. Erst dann lassen sich Theorie (s. Kapitel 3.7) und Experiment vergleichen. Die genauen Rechnungen zur Auswertung stehen in einem Mathematikanotebook im Anhang.

5.3 Messergebnisse

Es werden im Folgenden 4 Messungen vorgestellt, die alle bei einem Düsendurchmesser von 50 μm gemacht wurden.

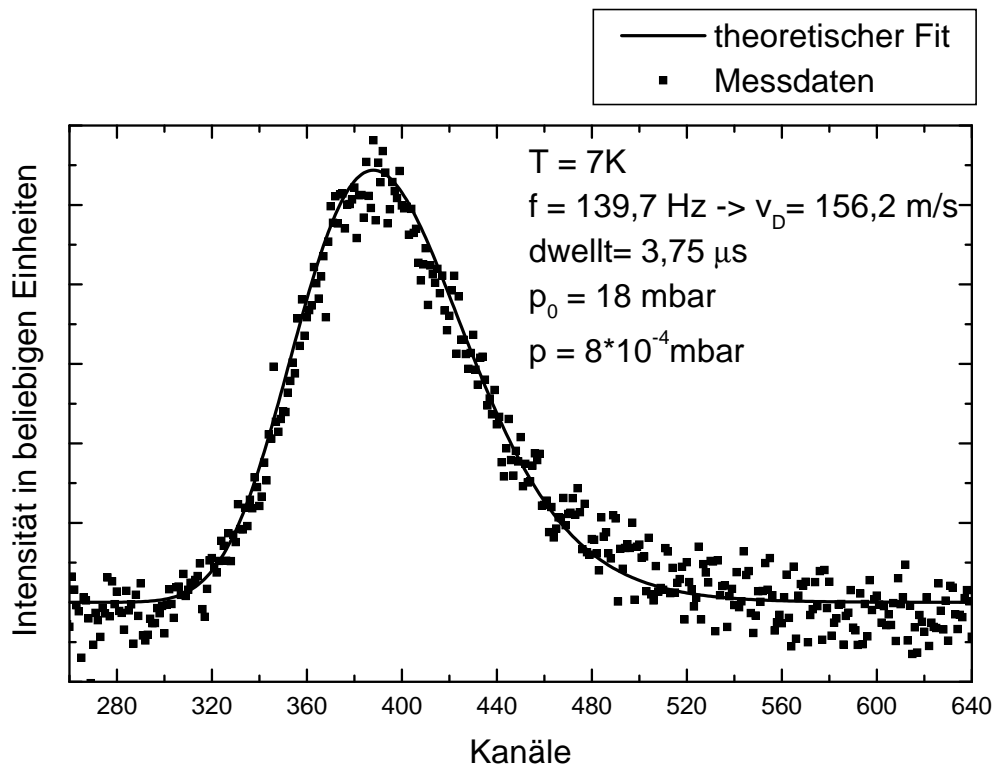


Abbildung 5.2: Messergebnisse und theoretischer Fit bei einer Frequenz von 139,7Hz.

Abb.5.2, 5.3 und 5.4 zeigen gemessene Spektren mit theoretischen Fits. Dabei ist die Chopperöffnungsfunktion bei allen Fits berücksichtigt. Der eigentliche Fitparameter war die Strahltemperatur. Die gemessenen Spektren wurden aber auch umskaliert und es wurde der Hintergrund abgezogen. Diese Parameter gehen also auch in den Fit mit ein.

Bei Abb. 5.2 stimmt der theoretische Fit sehr gut mit dem gemessenen Spektrum überein. Für diese Messung ergibt sich bei einer Düsendeschwindigkeit von 156,2m/s eine Strahltemperatur von 7K. Das Expansionsverhältnis war hier $\frac{p}{p_0} = \frac{8 \cdot 10^{-4}}{18}$. Die in Kapitel 2.2 hergeleitete Theorie sagt eine Temperatur von 5.5K für dieses Expansionsverhältnis vorher. Dies ist eine erstaunlich gute Übereinstimmung mit den 7K, die sich aus dem Fit ergeben, wenn man bedenkt, dass Ausmaße und Form der Düse in der Theorie nicht berücksichtigt wurden. Die abgeschätzte Chopperöffnungsfunktion ist hier etwa 16 Kanäle breit, das Spektrum selbst ist etwa 100 Kanäle breit. Die Chopperöffnungsfunktion hat also hier noch keinen großen Einfluss auf die Form des Spektrums.

Eine fast so gute Übereinstimmung findet man bei Abb.5.3. Diese Messung fand bei einer Düsendeschwindigkeit von 103.3m/s und einem Expansionsverhältnis $\frac{p}{p_0} = \frac{2 \cdot 10^{-4}}{16}$ statt. Die Theorie sagt für diese Werte eine Strahltemperatur von 3.3K vorher. Der Fit

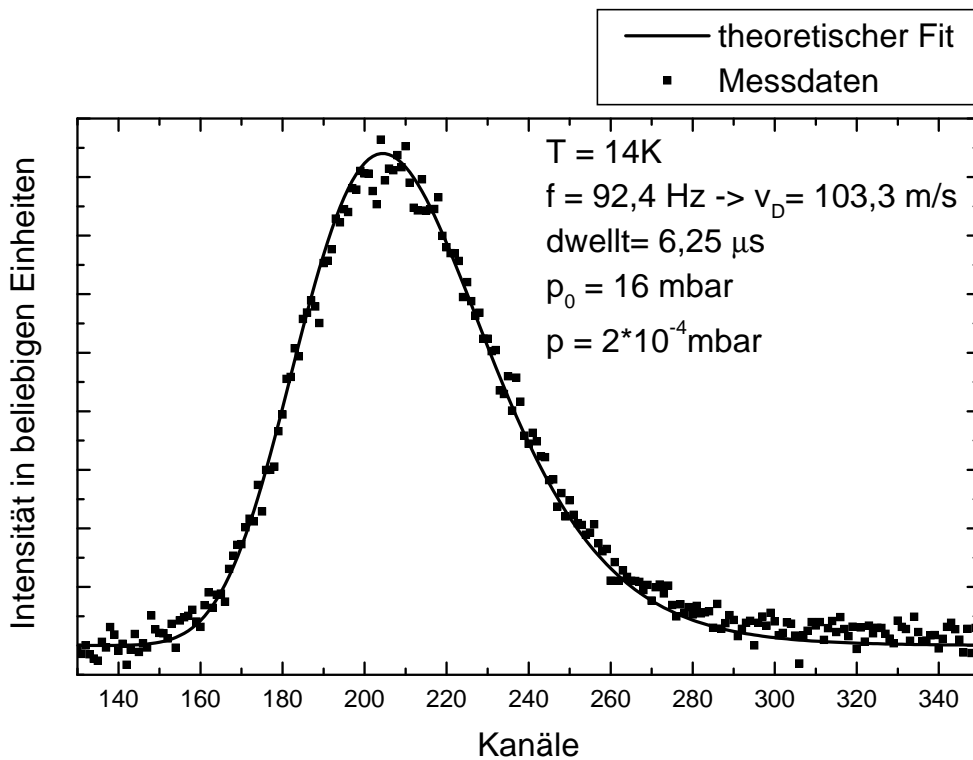


Abbildung 5.3: Messergebnisse und theoretischer Fit bei einer Frequenz von 92,4Hz.

durch das gemessene Spektrum ergibt hier eine Strahltemperatur von 14K. Hier ergab die Abschätzung der Chopperöffnungsfunktion eine Breite von etwa 14 Kanälen, das Spektrum ist etwa 60 Kanäle breit. Der Einfluss der Chopperöffnungsfunktion auf dieses Spektrum ist also etwa doppelt so hoch wie bei dem Spektrum zuvor.

Die in Abb.5.4 gezeigte Messung lässt sich nicht so gut fitten. Diese Messung fand bei einer Düsendeschwindigkeit von nur 50,6m/s statt, das Expansionsverhältnis lag bei $\frac{p}{p_0} = \frac{1,5 \cdot 10^{-4}}{15}$, was nach der Theorie 3K entspricht. Der Fit durch das gemessene Spektrum ergibt aber eine Strahltemperatur von 47K. Die abgeschätzte Chopperöffnungsfunktion ist hier ebenfalls 16 Kanäle breit, das Spektrum ist hier aber nur 40 Kanäle breit, weshalb der Einfluss der Chopperöffnungsfunktion hier noch stärker zum Tragen kommt und wahrscheinlich die Abweichung des Fits von dem gemessenen Spektrum verursacht. Die unerwartet hohe Strahltemperatur, die sich aus dem Fit ergibt, lässt sich dadurch erklären, dass die Chopperöffnungsfunktion bei allen Messungen als zu schmal angenommen wurde.

Diese drei vorgestellten Ergebnisse zeigen, dass bei langsamer werdender Düse (d.h. höheren Strahlgeschwindigkeiten) die Theorie immer schlechter mit den gemessenen Spektren übereinstimmt, was wahrscheinlich am Einfluss der Chopperöffnungsfunktion auf die

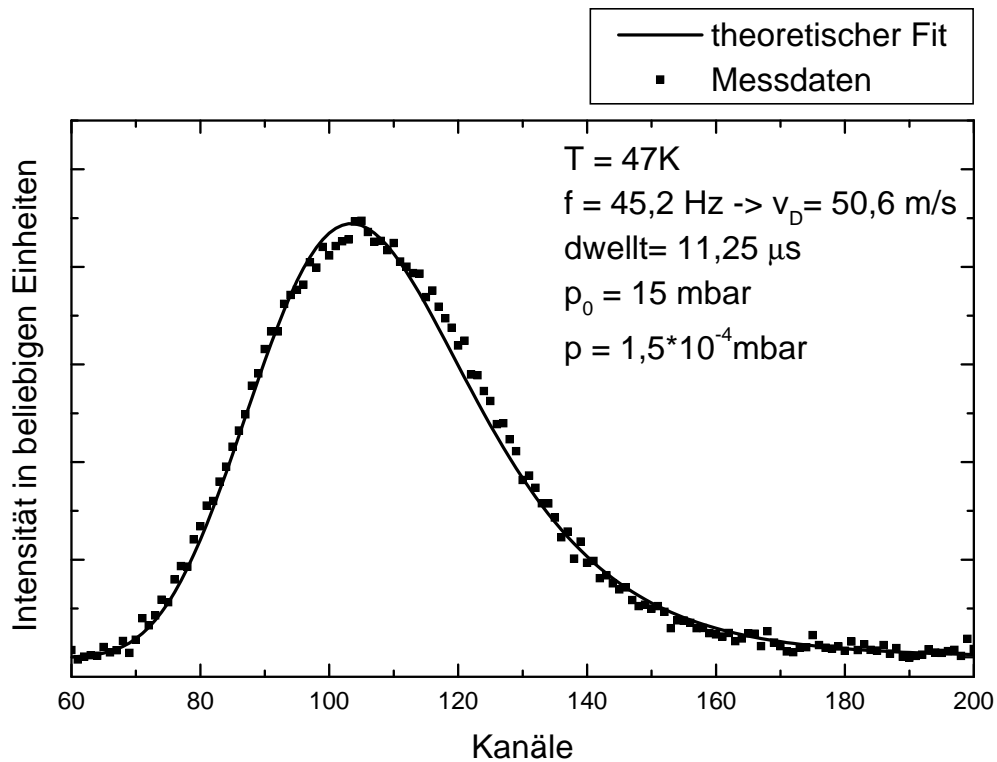


Abbildung 5.4: Spektrum und theoretischer Fit bei einer Frequenz von 45,2Hz.

Spektren liegt. Diesen Umstand versteht man noch besser, wenn man Abb.5.5 näher betrachtet.

Das Spektrum in Abb.5.5 wurde bei einer Düsendeschwindigkeit von nur 10,9m/s aufgenommen. Man stellt fest, dass die Form des Spektrums keine Ähnlichkeit zu der Form eines Flugzeitspektrums hat. Vielmehr ähnelt sie einer Chopperöffnungsfunktion mit steigender und fallender Flanke, sowie einem ausgeprägten Plateau dazwischen. Dies ist verständlich, da bei sehr langsamen Drehfrequenzen die Chopperöffnungsfunktion das Spektrum dominiert. Daraus ergibt sich die Möglichkeit, bei sehr kleinen Drehfrequenzen die Chopperöffnungsfunktion direkt zu messen, da dann die Breite des Flugzeitspektrums keinen wesentlichen Einfluss mehr auf die Gesamtbreite des Spektrums hat. Die Breite des Flugzeitspektrums hängt nämlich im Gegensatz zu der Chopperöffnungsfunktion nur von der Strahltemperatur, aber nicht von der Drehfrequenz (Düsendeschwindigkeit) ab.

Als dies klar wurde, stand leider im Rahmen dieser Diplomarbeit nicht mehr genügend Zeit zur Verfügung, um bei noch kleineren Drehfrequenzen Spektren aufzunehmen.

Der Versuch, aus diesem letztgenannten Spektrum bei einer langsamen Düsendeschwindigkeit von 10,9m/s eine Chopperöffnungsfunktion abzuleiten, führte zu keinen befriedi-

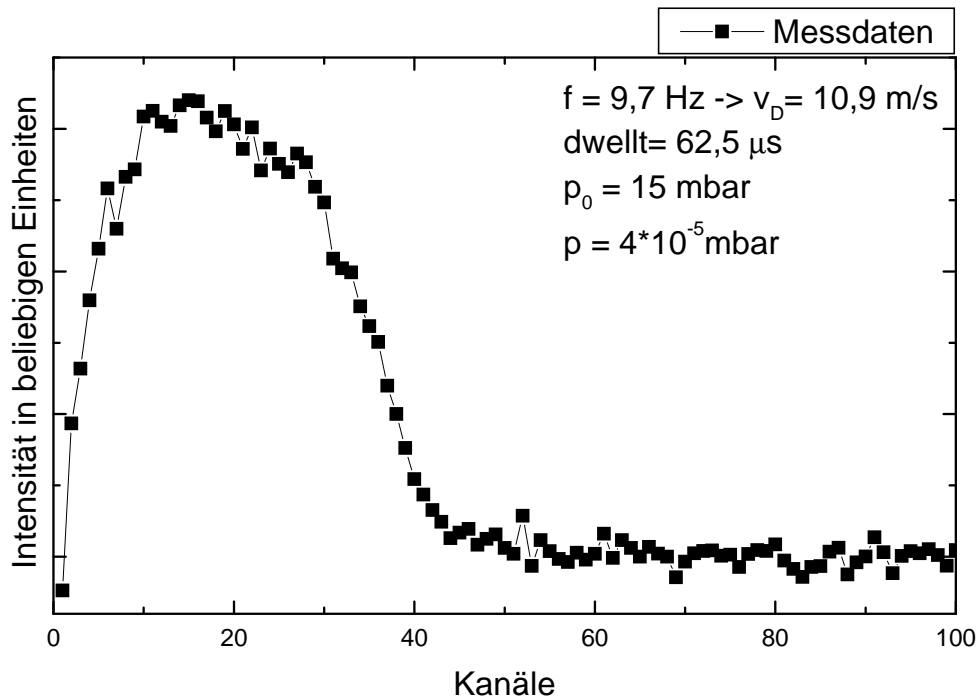


Abbildung 5.5: Spektrum bei einer Frequenz von 9,7Hz.

genden Ergebnissen. Dies rührt daher, dass bei dieser Düsengeschwindigkeit und einer angenommenen Strahltemperatur von 1K (bzw. 10K) die Breite des theoretischen Flugzeitspektrums hier noch 5 (bzw. 10) Kanäle breit ist, was immerhin noch 12,5% (bzw. 25%) der Breite des gemessenen Spektrums ausmacht. Der Einfluss des theoretischen Flugzeitspektrums auf das gesamte gemessene Spektrum ist also nicht vernachlässigbar, weshalb die Chopperöffnungsfunktion aus diesem Spektrum nicht genau bestimmt werden kann.

Was man aber bei dieser Messung mit einer Düsengeschwindigkeit von 10,9m/s sehen kann, ist, dass die Chopperöffnungsfunktion viel breiter sein muss, als ursprünglich angenommen wurde. Aus Formel 5.3 ergibt sich nämlich für die angenommene Chopperöffnungsfunktion eine Breite von nur 14 Kanälen. Das aufgenommene Spektrum ist aber 40 Kanäle breit und der Einfluss des Flugzeitspektrums (5-10 Kanäle) zu klein, um diese Diskrepanz zu erklären.

Dies bedeutet insbesondere, dass durch die breiter anzunehmende Chopperöffnungsfunktion wahrscheinlich auch bei den Spektren mit höheren Düsengeschwindigkeiten die Strahltemperaturen zu niedrigeren Temperaturen hin korrigiert werden müssen. Dadurch wären sicher auch die Strahltemperaturen der verschiedenen Messungen untereinander und

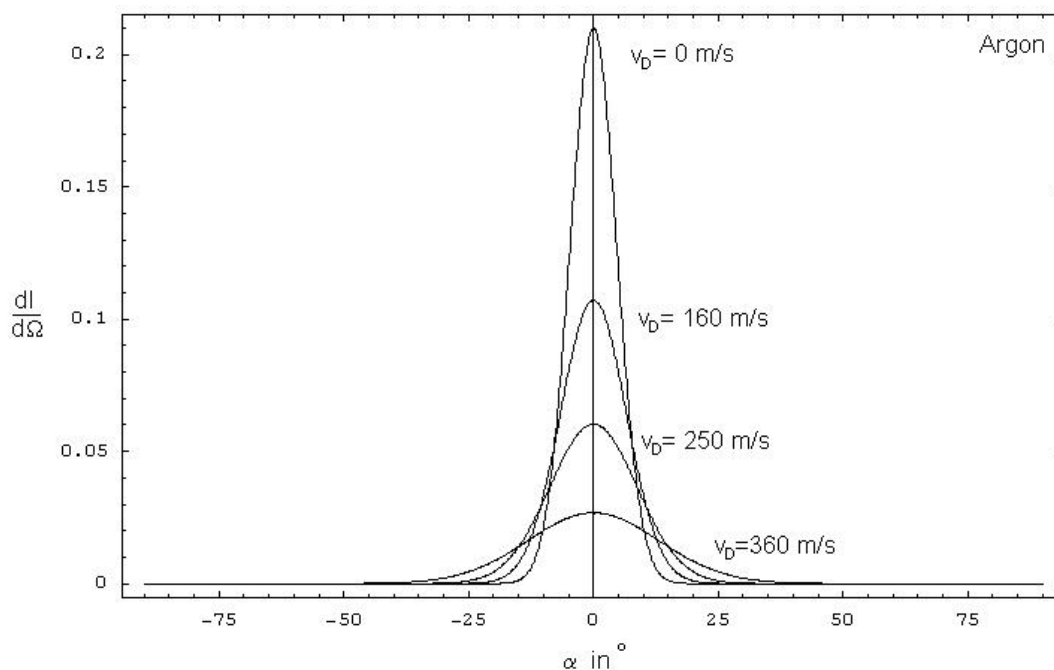


Abbildung 5.6: Bei zunehmender Düsen­geschwindigkeit (abnehmender Strahl­geschwindigkeit) verbreitert sich die Winkelverteilung. Damit sinkt die Intensität pro Raumwinkelelement bei 0° .

mit der Theorie konsistenter.

Der Grund, warum keine Flugzeitspektren aufgenommen wurden, bei denen sich der Rotor schneller als mit 140Hz ($\hat{=} 156,5$ m/s Düsen­geschwindigkeit) drehte, liegt darin, dass die Intensität pro Raumwinkelelement bei diesen Geschwindigkeiten stark abnimmt, da die Winkelverteilung des Strahls breiter wird (siehe Abbildung 5.6). Um trotzdem einen Peak im Spektrum sehen zu können, muss der Fluss durch die Düse erhöht werden. Dadurch steigt aber auch der Hinter­grund­druck in der Quellkammer. Bei 140Hz Dreh­frequenz war der Hinter­grund­druck schon bei $8 \cdot 10^{-4}$ mbar. Leider reicht das Saugvermögen der vorhandenen Diffusionspumpe (1000l/s) nicht aus, um den Hinter­grund zu reduzieren, so dass es deshalb nicht möglich war, Messungen bei höheren Dreh­zahlen zu machen. Deshalb wäre es mit der Apparatur, wie sie im Moment besteht, auch nicht möglich, bei 20° zwischen der Tangenten und der Strahlachse Messungen zu machen, da erst bei Düsen­geschwindigkeiten nahe der mittleren Strahl­geschwindigkeit überhaupt nennenswert viele Teilchen in diese Richtung fliegen. Dann ist die Winkelverteilung aber auf 4π homogen verteilt, weshalb die Intensität pro Raumwinkelelement sehr klein ist. Um bei diesen Bedingungen noch vernünftig messen zu können, muss die Saugleistung der Quellkammerpumpe ein Vielfaches der jetzigen betragen.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Aufgabe der vorliegenden Arbeit war die Entwicklung und der Bau einer Atom- und Molekülstrahlquelle, die einen langsamen und kalten Atom- und Molekülstrahl emittiert. Dazu wurde das Konzept von Gupta et al. [GH99] weiterentwickelt.

Unter anderem wurde der Gasfluss und das Design des Rotors verbessert, so dass nun Düsendeschwindigkeiten von bis zu 800m/s möglich sind, bei Quelldrücken von bis zu 2,5bar.

Um die Intensitäten bei verschiedenen Düsendeschwindigkeiten und unter verschiedenen Winkeln abschätzen zu können, wurde ein einfaches Modell für die Überschallexpansion entwickelt. Dabei wurde festgestellt, dass es für die mittlere Strahlgeschwindigkeit keinen Vorteil bringt, wenn die Strahlachse gegenüber der Düsennormalen gekippt ist.

Messungen bestätigten das Modell und zeigen, dass das Konzept der Quelle funktioniert. Es wurde mit Argon bei einer mittleren Strahlgeschwindigkeit von 400m/s eine Strahltemperatur von 7K erreicht.

Um die Flugzeitspektren aufnehmen zu können, war es nötig, ein altes Massenspektrometer mit einem Sekundärelektronenvervielfacher auszustatten. Es läuft zwar stabil, aber die Nachweeffizienz ist sehr klein ($\approx 10^{-13} - 10^{-11}$) und die Massentrennung ist sehr schlecht. Für weitergehende Experimente ist es notwendig, ein geeigneteres Nachweisgerät anzuschaffen.

Es war leider nicht möglich, Spektren mit kleineren Strahlgeschwindigkeiten als 400m/s aufzunehmen, da die Pumpleistung der Quellschlepppumpe nicht ausreichte, das Hintergrundgas ausreichend schnell abzupumpen.

Für einen stabilen Betrieb in einem Experiment wie zum Beispiel dem Molekülstrahl-NMR-Quantencomputer ist die Quelle noch nicht geeignet, da sie noch nicht stabil genug arbeitet. Dazu sind unter anderem ein Flußregler und ein gutes Druckmessgerät für die Quelle notwendig. Außerdem müssen noch Langzeitbelastungstests der mechanischen Komponenten durchgeführt werden.

Werden diese Verbesserungen und Tests noch durchgeführt, steht mit diese Aufbau eine Quelle für kalte und langsame Atome wie Moleküle zur Verfügung, die in vielen Experi-

menten, wie zum Beispiel dem Molekülstrahl-Quantencomputer, eingesetzt werden kann. Unter anderem besteht auch die Möglichkeit, die Moleküle in magnetischen Fallen zu fangen, und so kalte Gase aus Molekülen in Temperaturbereichen zu erzeugen, die mittels quantenoptischer Methoden bisher nur mit Atomen erreichbar waren.

Anhang A

Konstruktionszeichnungen und Mathematica-Notebook

Im diesem Anhang sind noch noch die Konstruktionszeichnung des Aluminiumhalters für den Rotors und ein paar Zeichnungen, die den Aufbau der gesamten Maschine zeigen sowie den der Quellkammer. Weiter hinten befindet sich das Mathematica-Notebook, mit dem die Auswertung gemacht wurde.

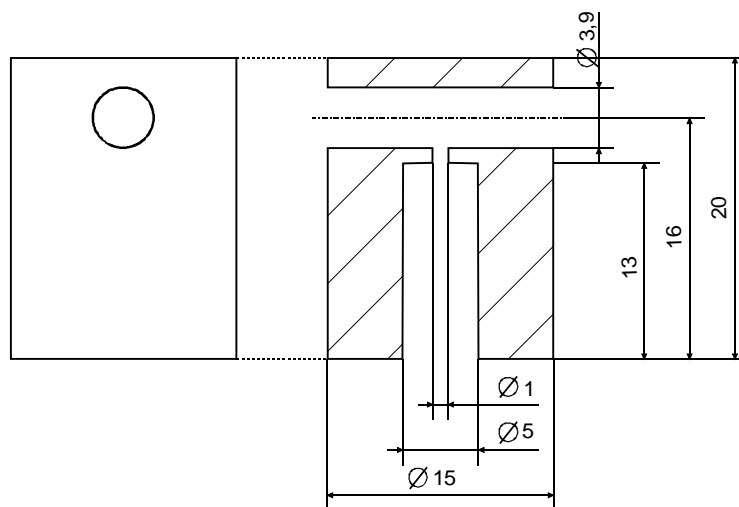


Abbildung A.1: Die Konstruktionszeichnung des Aluminiumblocks, der den Kohlefaserrotor hält

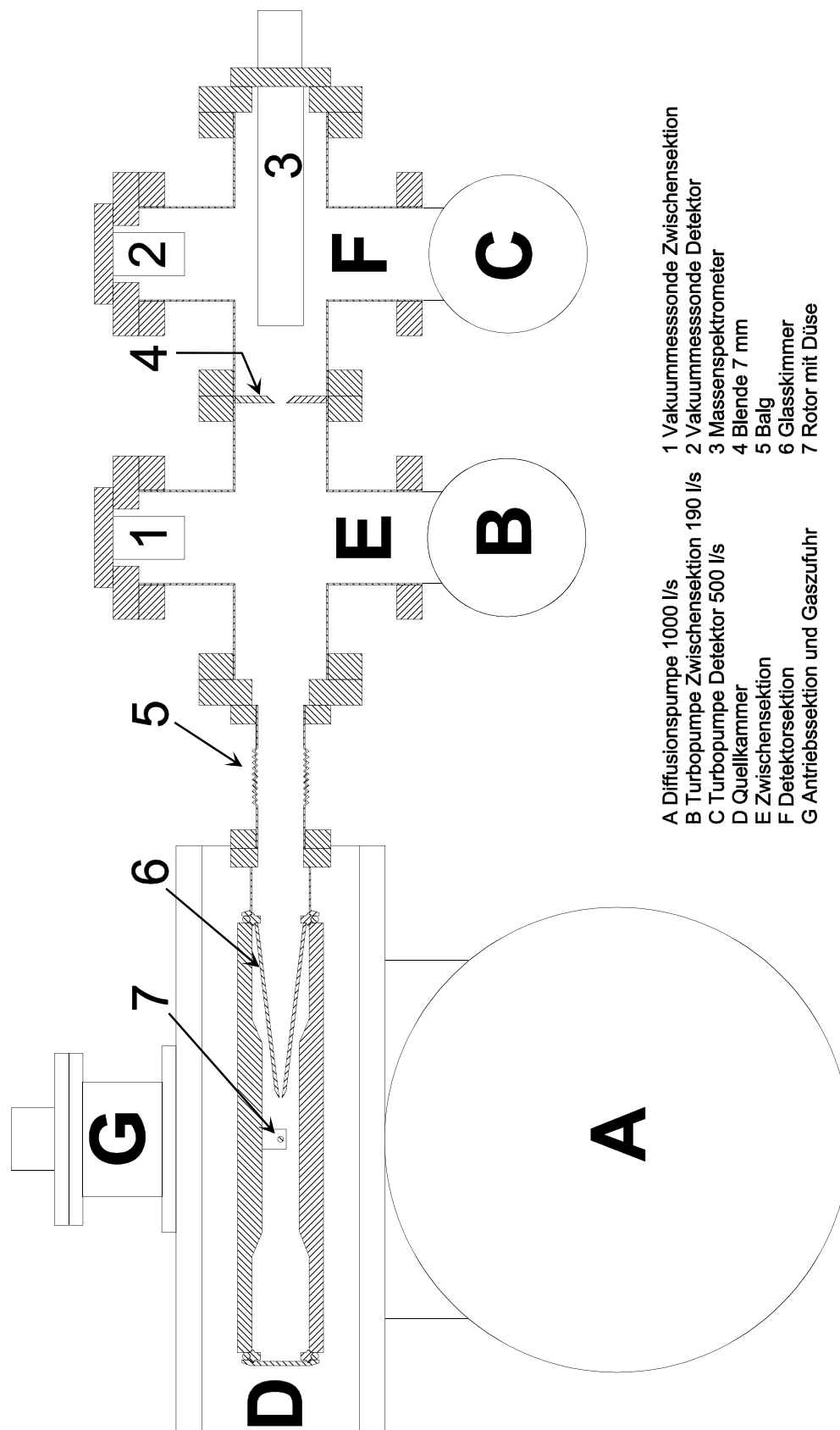


Abbildung A.2: Der experimentelle Gesamtaufbau

- 1 Flansch für einen Winkel von 0° zwischen Tangente und Strahlachse
- 2 Glasskimmer
- 3 Rotor mit Düse
- 4 Flansch für Rückwärtsstrahl
- 5 Glasskimmer
- 6 Flansch für einen Winkel von $22,5^\circ$ zwischen Tangente und Strahlachse
- 7 Lichtschranke
- 8 Sichtfenster
- 9 Drucksonde

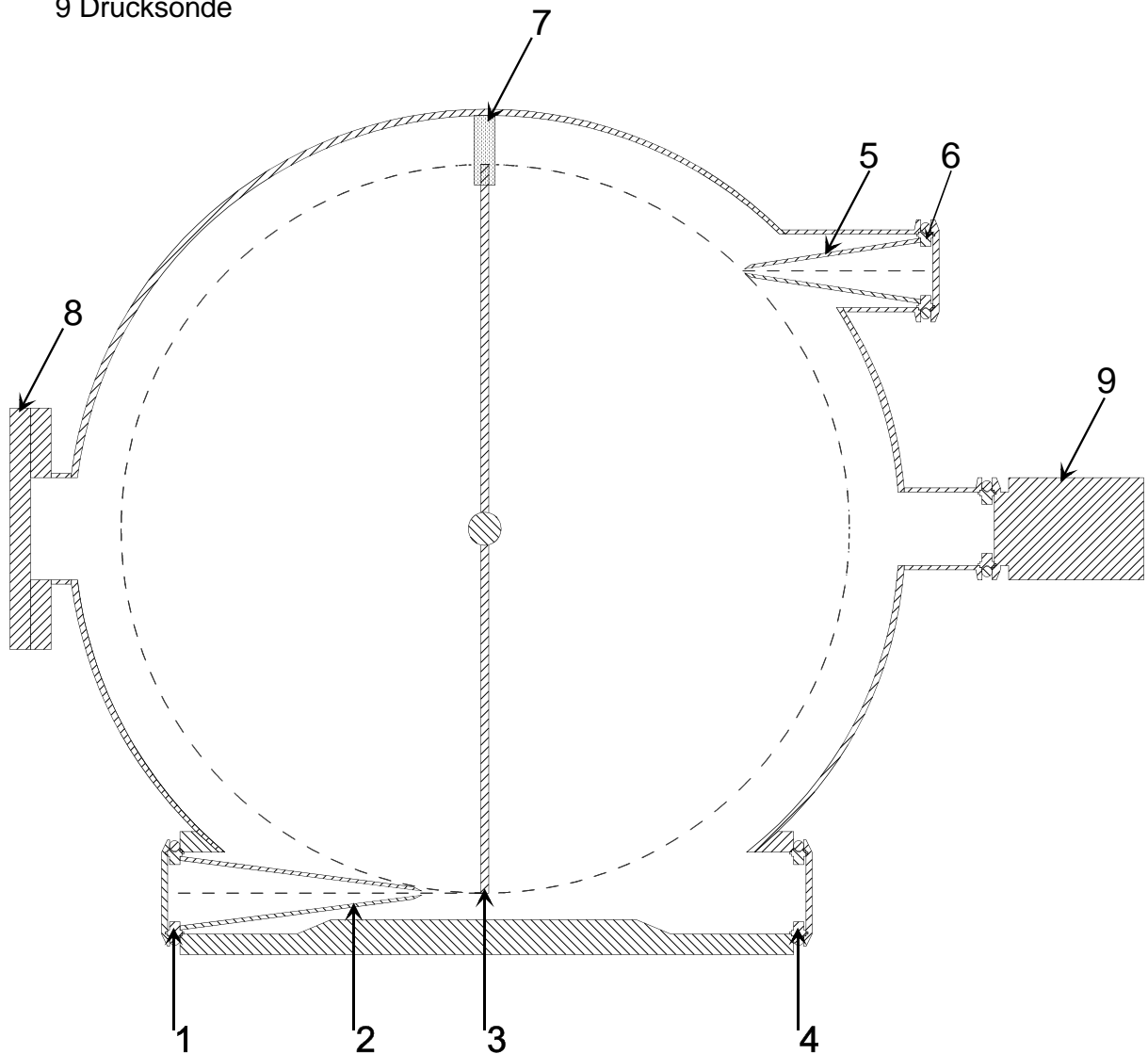


Abbildung A.3: Die Quellkammer

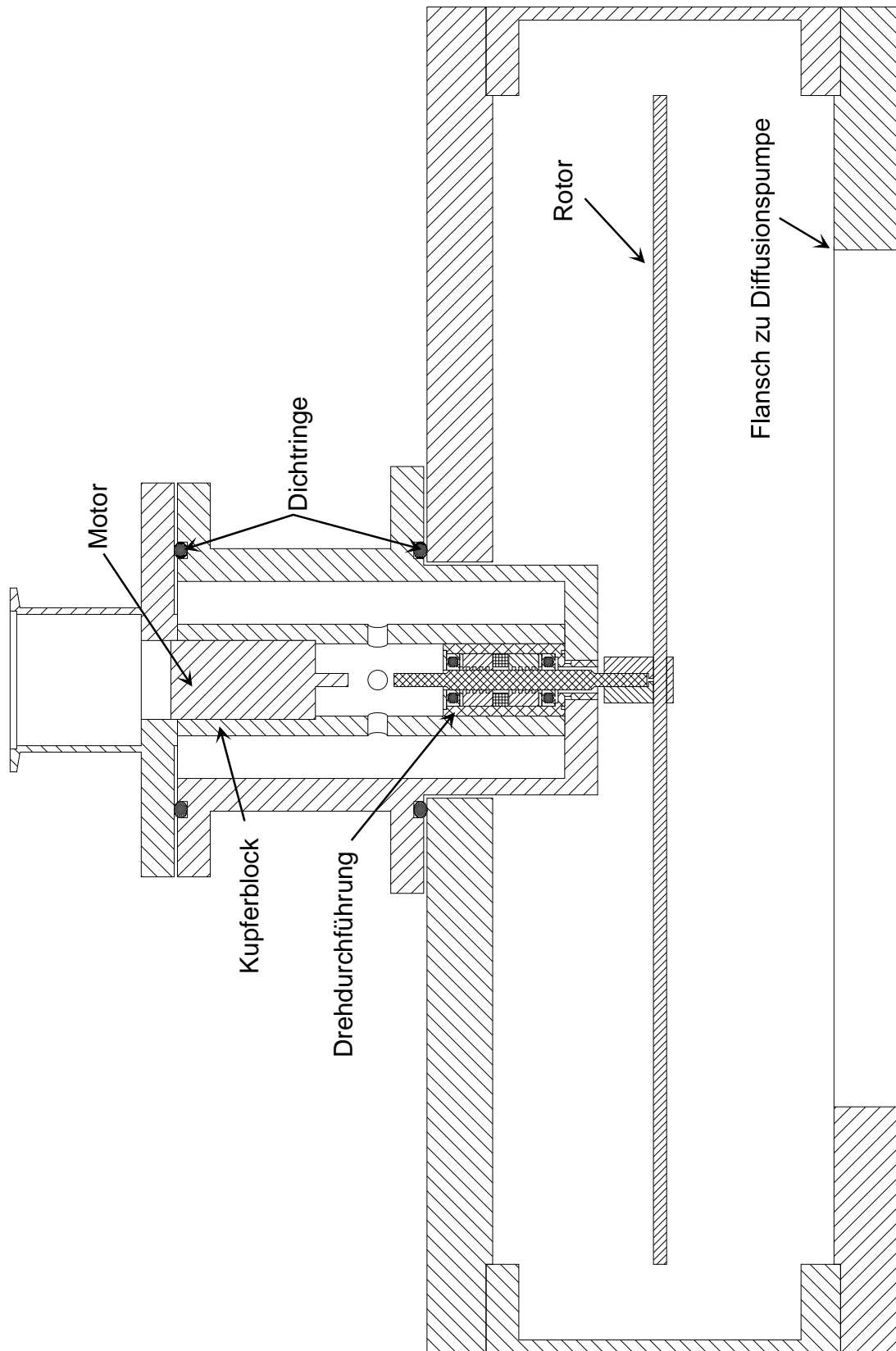


Abbildung A.4: Die Quellkammer mit Motor und Drehdurchführung

```

Needs["Statistics`DataFit`"];
Needs["Graphics`MultipleListPlot`"];

R = 0.178; (* Radius des Röhrchens *)
kb = 1.380658 * 10-23; (* Boltzmannkonst. *)
u = 1.6605402 * 10-27; (* Masseunit *)
s = 0.574; (* Flugstrecke *)
my = 10-6;

a =  $\frac{5 * kb * 283}{u}$ ;
oeffnungsfunktion = Function[{channel, f, dwellt},
  If[channel * 360 * f * dwellt ≤ 0.573, 1.,
    If[channel * 360 * f * dwellt ≤ 0.97, 1.72 - 1.259 * (channel) * 360 * f * dwellt, If[channel * 360 * f * dwellt ≤
      1.275, 2.09 - 1.639 * (channel) * 360 * f * dwellt, If[channel ≤ 1024 - (2.054 / (360 * f * dwellt)), 0.,
        If[channel ≤ 1024 - (1.75 / (360 * f * dwellt)), 3.378 + 1.645 * (channel - 1024) * 360 * f * dwellt,
          If[channel ≤ 1024 - (1.353 / (360 * f * dwellt)), 2.704 + 1.259 * (channel - 1024) * 360 * f * dwellt,
            If[channel ≤ 1024, 1, 0]]]]]]];

spektrumtheo[channel_, T_, f_, dwellt_, p0_, p_, m_] =

$$\left(\frac{m * u}{2 * Pi * kb * T}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{s^3}{(channel * dwellt)^4} e^{-\frac{m * u (s / (dwellt * channel) - (\sqrt{s / m * (1 - (p / p0)^{2/5}) - 2 * Pi * f * R})^2}{2 * kb * T}}$$
;

SetDirectory["C:\\winnt\\profiles\\karl\\desktop\\messdaten\\23_12_2001"];

spek = DatInput["Argon_1.asc", 0]; (* gemessenes Spektrum einlesen *)
spekbeam = Table[spek[[i]][[1]], {i, 1, 1024}];
spekbeamfehler = Table[{i, spek[[i]][[1]], Sqrt[spek[[i]][[1]]]}, {i, 1, 1024}];

MultipleListPlot[
  {Table[5200 + 0.18 * spektrumtheo[channel, 14, 92.4, 6.25 * my, 16, 2 * 10-4, 40], {channel, 1, 1024}],
    spekbeam}, PlotJoined → {True, False}, SymbolStyle → {GrayLevel[.5], GrayLevel[0]},
  Frame → True, TextStyle → {FontSize -> 20}, PlotRange → {{0, 100}, {5000, 11000}},
  SymbolShape → {PlotSymbol[Triangle], PlotSymbol[Box]}]

liste = Table[spektrumtheo[channel, 100, 21.55, 25. * my, 15, 4 * 10-5, 40], {channel, 1, 1024}];

choeffnung = Table[oeffnungsfunktion[channel, 21.55, 25. * my], {channel, -11, 1012}];
oefffourier = Chop[Fourier[ $\frac{choeffnung}{Plus @@ choeffnung}$ ]];
theofourier = Chop[Fourier[ $\frac{liste}{Plus @@ liste}$ ]];
theochoeff = Chop[InverseFourier[theofourier * oefffourier]];

MultipleListPlot[{ $\frac{theochoeff}{Plus @@ theochoeff}$ , 60 * ( $\frac{spekbeam}{Plus @@ (spekbeam)}$  - 0.00106)},
  PlotRange → {{0, 100}, {-0.01, 0.080}}, PlotJoined → {True, False},
  SymbolStyle → {GrayLevel[.5], GrayLevel[0]}, Frame → True,
  TextStyle → {FontSize -> 20}, SymbolShape → {PlotSymbol[Triangle], PlotSymbol[Box]}]

argon5theo1 =  $\frac{theochoeff}{Plus @@ theochoeff}$ ;
argon5theo2 = 28 * ( $\frac{spekbeam}{Plus @@ (spekbeam)}$  - 0.0012);

argon5theo = Table[{argon5theo1[[i]], argon5theo2[[i]]}, {i, 1, 1024}];

DatOutput[argon5theo, "argon1.dat"]

```

Abbildung A.5: Das Mathematica-Notebook, mit dem die Auswertung gemacht wurde

Literaturverzeichnis

- [CFH97] David G. Cory, Amr F. Fahmy, and Timothy F. Havel. Ensemble quantum computing by nmr spectroscopy. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, 94:1634, 1997.
- [GH99] Manish Gupta and Dudley Herschbach. A mechanical means to produce intense beams of slow molecules. *The Journal of Physical Chemistry A*, 103:10670, 1999.
- [MFM⁺00] R. Marx, A.F. Fahmy, John M. Myers, W. Bermel, and S. J. Glaser. Approching five-bit quantum computing. *Physical Review A*, 62:012310, 2000.
- [Sco88] Giacinto Scoles. *Atomic and Molecular Beam Methods Volume 1*. Oxford University Press, 1988.
- [WAW82] Max Wutz, Hermann Adam, and Wilhelm Walcher. *Theorie und Praxis der Vakuumtechnik*. Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig/Wiesbaden, 1982.

Mein Dank gilt

Utz Schmidt für viele sehr wichtige Diskussionen und Anregungen.

Martin Klein, der mir am Anfang meiner Arbeit die Geheimnisse des Philosophenweg 12 zeigte.

Hjalmar Bruhns, der sich tatsächlich die Mühe gemacht hat, die Arbeit zum Schluss nochmal durchzusehen.

Maarten DeKieviet für die einzigartige Betreuung.

Markus Reetz-Lamour für die freundschaftlichen Ratschläge.

Prof. D. Dubbers für die Zweitkorrektur.

Frank Lang für die vielen kleinen Hinweise und Hilfen.

dem Rest der Gruppe.

natürlich auch **Herrn Spiegel**, der mir mit seinem freundschaftlich väterlichen Rat häufig weitergeholfen hat. Und außerdem für seine Geduld.

meiner WG, weil es in den letzten Jahren wirklich schön war.

der Kleinen für ihre Geduld für einen manchmal seltsam abwesenden Physiker.

Erklärung:

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den
Karl Zrost

.....