Niederdruck–Überschallexpansionen

Eine Studie zur Formation von kalten

Wasserstoff- und Deuteriumatomstrahlen

für polarisierte Gastargets

Den Naturwissenschaftlichen Fakultäten

der Friedrich–Alexander–Universität Erlangen–Nürnberg

zur

Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt von

Alexander Naß

aus

Schleusingen

Als Dissertation genehmigt von den Naturwissenschaftlichen Fakultäten der Universität Erlangen–Nürnberg.

Tag der mündlichen Prüfung:	1. Februar 2002
Vorsitzender der Prüfungskommision:	Prof. Dr. A. Magerl
Erstberichterstatter:	Prof. Dr. E. Steffens
Zweitberichterstatter:	Prof. Dr. G. Graw

Für Alena und Chiara–Marie

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Daß ich nicht mehr mit sauerm Schweiß
Zu sagen brauche, was ich nicht weiß;
Daß ich erkenne, was die Welt
Im Innersten zusammenhält,
Schau alle Wirkenskraft und Samen
Und tu nicht mehr in Worten kramen.

Johann Wolfgang von Goethe, Faust

Die Frage nach den kleinsten Bestandteilen der Materie und ihren Eigenschaften hat seit jeher die Wissenschaft beschäftigt. Durch die Einführung des Standardmodells der Teilchenphysik, welches jeweils sechs Quarks und Leptonen in drei Familien einteilt, wurde eine Grundlage geschaffen, diese kleinsten Bestandteile und ihre Wechselwirkungen zu beschreiben. Das einfache Quarkmodell liefert eine gute Beschreibung der magnetischen Momente des Nukleons, versagt aber bei der Vorhersage der von den Quarks getragenen Spinanteile, welche nur ca. 30 % des Gesamtspins betragen [EMC89]. Um die Herkunft des Nukleonenspins zu klären, wurde daher das Hermes–Experiment (*engl:* HERa MEasurement of nucleon Spin) initiiert.

1.1 Hermes–Experiment

Das Hermes–Experiment wird in der Experimentierhalle Ost des Hera–Speicherringes am DESY in Hamburg betrieben. Durch tiefinelastische Streuung von polarisierten Elektronen (bzw. Positronen) an Nukleonen eines polarisierten Gastargets wird die Zusammensetzung des Nukleonspins untersucht [HER90, HER93].

Die von Hera gespeicherten Elektronen (Positronen) werden im Ring durch den Sokolov–Ternov–Effekt [ST64] transversal polarisiert. Da für das Hermes–Experiment eine longitudinale Polarisation erforderlich ist, wird der Spin der Elektronen (Positronen)

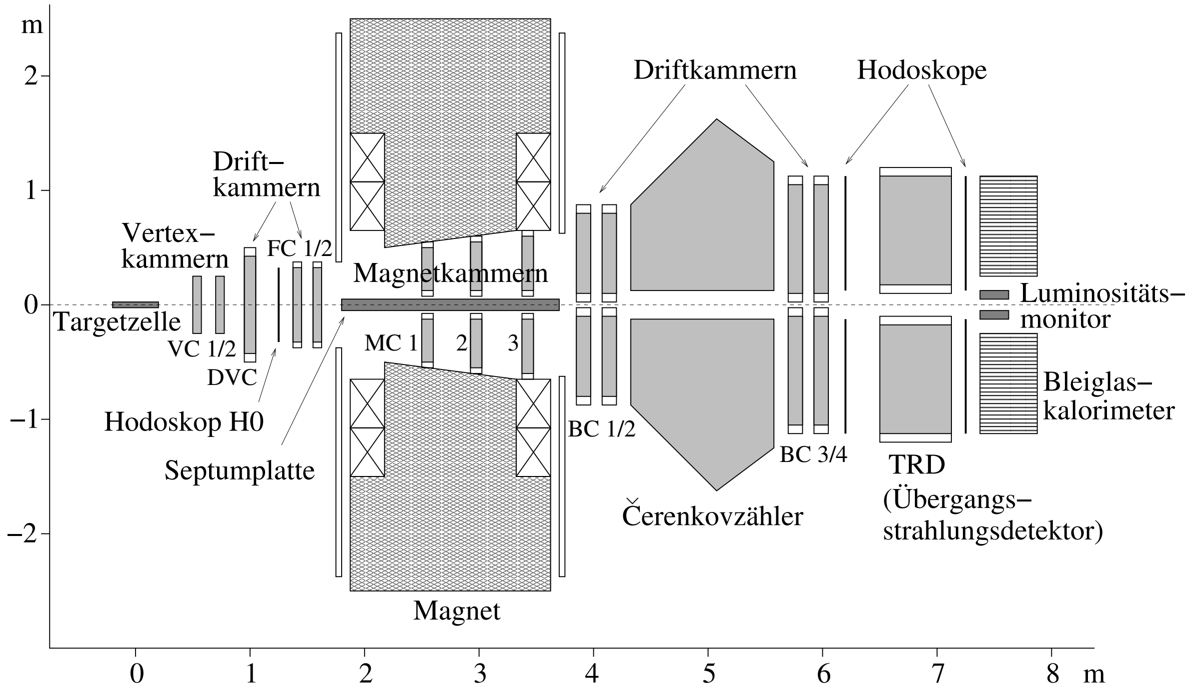


Abbildung 1.1: Überblick über das HERMES–Spektrometer. Der Elektronen- bzw. Positronenstrahl passiert das Experiment von links nach rechts. Die Vertex-, Drift- und Magnetkammern dienen der Spurfindung, Čerenkovzähler, TRD, das hintere Hodoskop (*engl:* Preshower) und das Kalorimeter zur Teilchenidentifikation und die Hodoskope und das Kalorimeter zusätzlich als Trigger.

durch Spinrotatoren vor und nach dem Experiment von transversal nach longitudinal und zurück gedreht. Die Polarisation wird durch ein transversales (in der Westsektion von HERA) und ein longitudinales Polarimeter (nahe HERMES) gemessen [Bar93, Bar94, Loz97].

Die in der Targetregion gestreuten bzw. durch Fragmentation erzeugten Teilchen werden in einem Dipol–Spektrometer mit hoher Winkel- und Energieauflösung nachgewiesen (Abb. 1.1). Neben der inklusiven Physik, d.h. dem Nachweis des gestreuten Elektrons (Positrons), erlaubt das HERMES–Spektrometer auch die Messung von semiinklusiven Prozessen mit polarisierten oder auch unpolarisierten Targets. Erste Ergebnisse einschließlich der Bestimmung der Spinstrukturfunktionen g_1^n und g_1^p aus Messungen am polarisierten ^{3}He und ^{1}H wurden bereits veröffentlicht [HER97, HER98a, HER98b, HER98c, HER99a, HER99b].

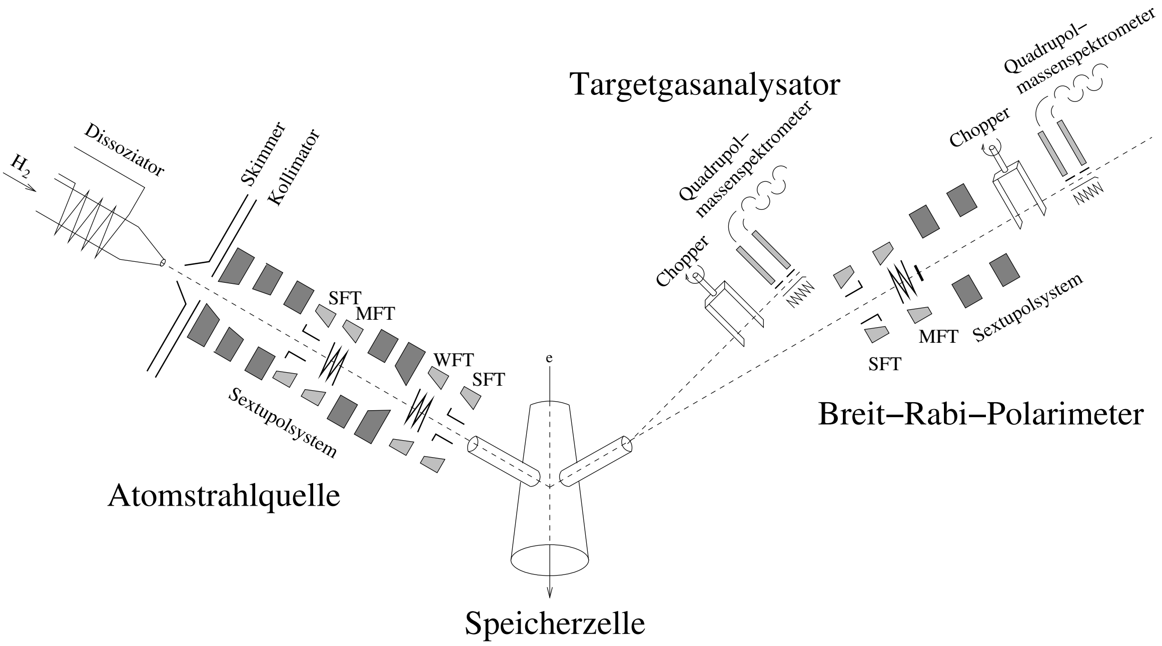


Abbildung 1.2: Überblick über das HERMES–Target.

1.2 Polarisiertes Gastarget

Der geringe Einfluß des Experiments auf die Lebensdauer des bei HERA gespeicherten Elektronenstrahls, sowie die hohe Polarisierbarkeit gaben den Ausschlag dafür, ein internes Gastarget, d.h. ein sich direkt im Strahlvakuum befindliches Gas, zu verwenden. Die Luminosität der Streuung eines Elektronenstrahls an einem polarisierten Atomstrahl ist sehr klein (Flächendichte dieses Strahltargets: $2 \cdot 10^{11}\,\mathrm{cm}^{-2}$ [Dun84]). Daher wird eine Speicherzelle [Hae66] verwendet, durch die der Elektronenstrahl verläuft, um die Flächendichte auf 10^{14} polarisierte Atome pro cm^2 zu erhöhen. Diese Atome stoßen häufig gegen die Zellwand, welche mit Drifilm [Swe88, Tho87] beschichtet ist, um Depolarisation und Rekombination zu verhindern. Die Speicherzelle wird mit Heliumgas gekühlt und befindet sich in einem longitudinalen (1996-2000) oder transversalen (ab 2001) Magnetfeld, welches die Quantisierungsachse des Kernspins vorgibt, Relaxationsprozesse des Kernspins durch Entkopplung von Kern- und Hüllenspin verringert und dadurch auch eine hohe Kernspinpolarisation der gemischten Hyperfeinzustände (s. Kap. 2.1) ermöglicht.

Das HERMES–Target besteht, wie in Abb. 1.2 gezeigt, aus der Atomstrahlquelle (*engl:* Atomic Beam Source = ABS), die im folgenden Kapitel ausführlich beschrieben wird, der Speicherzelle, dem Targetgasanalysator (TGA) [TGA01] und dem Breit–Rabi–Polarimeter (BRP) [BRP01] zur Bestimmung der Targetpolarisation. Hierzu wird ein Probestrahl des Gases aus der Speicherzelle analysiert. Durch die Verwendung zweier adiabatischer Hochfrequenzübergänge (SFT, MFT) [Gau92] kann man Atome in bestimmten Hyperfeinzuständen präparieren, deren relative Häufigkeiten nach Durchlaufen des Sextupolsystems bestimmt werden, woraus die Targetpolarisation berechnet werden kann. Die im BRP gemessene Polarisation des Probestrahls setzt sich aus der durch die ABS injizierten Polarisation und verschiedenen Depolarisationseffekten in der Speicherzelle zusammen. Diese Depolarisationen erfolgen durch Wandstöße [Bou66], Spinaustauschstöße [Wal93] und die resonante Depolarisation durch den Elektronenstrahl [Kol98, HER99c].

Der TGA dient zur Messung des Dissoziationsgrades, d.h. des Anteils der in atomarer Form vorliegenden Wasserstoffatome an der Gesamtatomzahl:

$$\alpha = \frac{n_{\mathrm{H}}}{n_{\mathrm{H}} + 2n_{\mathrm{H}_2}}. \tag{1.1}$$

Dies ist notwendig, um den Anteil der Moleküle, welche in der Speicherzelle vorhanden sind, zu messen. Diese Moleküle bilden, sofern sie von der ABS injiziert werden, einen unpolarisierten Anteil am Speicherzellengas. Durch Rekombination an der Speicherzellenwand entstandene Moleküle sind unter den gegebenen Bedingungen teilweise polarisiert [Wis01].

Das interne Gastarget wird in der hier vorgestellten Form seit 1996 betrieben, wobei Wasserstoff (1996-1997) und Deuterium (1998-2000) verwendet wurden. Seit Herbst 2001 wird ein Wasserstofftarget mit einem transversalen Magnetfeld verwendet. Da der Einfluß dieses Gastargets auf den HERA–Elektronenstrahl noch recht gering ist, wäre zur Steigerung der Luminosität eine Erhöhung der Targetflächendichte wünschenswert. Sowohl eine Verkleinerung der Speicherzelle als auch tiefere Temperaturen sind aus verschiedenen Gründen (Rekombination, Depolarisation, endliche Ausdehnung des Elektronenstrahls) kaum noch möglich. Somit führt nur die Steigerung der Intensität der Atomstrahlquelle zu einer Erhöhung der Targetflächendichte. Um dies zu erreichen, wird eine Verbesserung der einzelnen Komponenten der ABS angestrebt. Nach der Entwicklung des Mikrowellendissoziators und Untersuchungen der Restgasabschwächung [Koc99a] erschien die Untersuchung der Strahlformierung als nächster logischer Schritt. Gibt es eine quantitative Beschreibung des Strahlformungsprozesses und wie könnte man die Expansion beeinflussen, um einen Atomstrahl mit höherer Vorwärtsintensität und engerer Geschwindigkeitsverteilung zu erhalten? In der vorliegenden Arbeit werden nach einer ausführlichen Beschreibung der HERMES–ABS im folgenden Kapitel die theoretischen Grundlagen einer solchen Expansion betrachtet (Kap. 3). Der Darstellung der verfügbaren diagnostischen Mittel am eigens für die Weiterentwicklung der ABS aufgebauten Atomstrahlteststand in Kap. 4 folgen Messungen der Geschwindigkeitsverteilungen an molekularen (Kap. 5) und atomaren (Kap. 6) Strahlen. Die Untersuchung der Strahlprofile in Kap. 7 schließt dann die Untersuchung der herkömmlich erzeugten Atomstrahlen ab. In Kap. 8 wird eine neue Art der Strahlformung vorgestellt. Alle Messungen werden mit den verschiedenen theoretischen Modellen verglichen.

Kapitel 2

Hermes–Atomstrahlquelle

Eine Targetflächendichte von mindestens 10^{14} polarisierten Atomen pro cm^2 ist für eine hinreichend hohe Luminosität ($1{,}8 \ldots 50 \cdot 10^{31}$ Nukleonen cm^{-2} s^{-1} [HER93]) notwendig. Abhängig von der Speicherzellgeometrie muß die Atomstrahlquelle daher eine Intensität von etwa 10^{17} polarisierten Atomen pro Sekunde liefern, wobei die Polarisation über 0,8 liegen sollte, um eine hohe Güte (*engl:* figure of merit - P^2q) zu erhalten.

2.1 Prinzip

In der Hermes–Atomstrahlquelle wird das sogenannte Stern–Gerlach–Prinzip verwendet, d.h. Atome in verschiedenen Hyperfeinzuständen werden durch ein inhomogenes

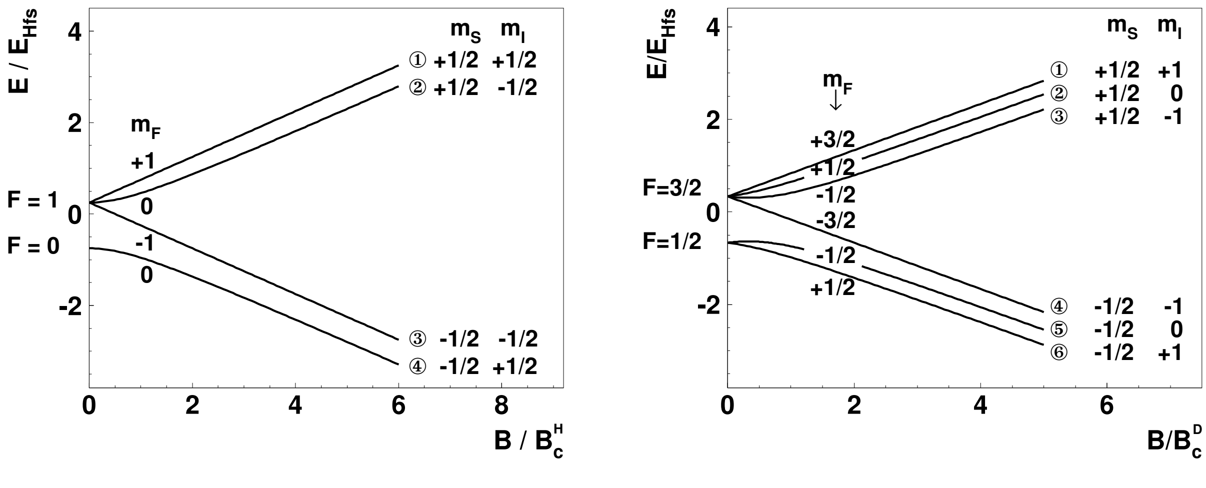


Abbildung 2.1: Breit–Rabi–Diagramme [Bre31] für Wasserstoff (links) und Deuterium (rechts). B_c ist das sogenannte kritische Magnetfeld (50,7 mT für Wasserstoff, 11,7 mT für Deuterium).

Magnetfeld voneinander getrennt. Abb. 2.1 zeigt die Aufspaltung der Hyperfeinzustände im Magnetfeld sowie die Zuordnung zur sogenannten Breit–Rabi–Basis $|a\rangle = |m_S, m_I\rangle$, welche aus Eigenvektoren des Hamiltonoperators besteht. Für Wasserstoff sind das:

$$\begin{aligned}
|1\rangle &= |1/2, 1/2\rangle \\
|2\rangle &= \cos\theta\ |1/2, -1/2\rangle + \sin\theta\ |-1/2, 1/2\rangle \\
|3\rangle &= |-1/2, -1/2\rangle \\
|4\rangle &= -\sin\theta\ |1/2, -1/2\rangle + \cos\theta\ |-1/2, 1/2\rangle \quad ,
\end{aligned} \tag{2.1}$$

wobei der Mischungswinkel als $\theta = 1/2 \arctan(B_c/B)$ definiert ist. Die Breit–Rabi–Zustände für Deuterium sind ähnlich definiert (siehe z.B. [Bau00]).

Die Elektronen- (P_e) bzw. Kernspinpolarisation (P_z) des Zustandes $|a\rangle$ wird jeweils durch die Erwartungswerte der Operatoren S_z bzw. I_z gegeben. Verwendet man die Besetzungszahlen n_a, welche die Wahrscheinlichkeit angeben, ein Atom im Zustand $|a\rangle$ zu finden, so ergibt sich für Wasserstoff:

$$\begin{aligned}
P_e &= n_1 - n_3 + (n_2 - n_4)\cos 2\theta \\
P_z &= n_1 - n_3 - (n_2 - n_4)\cos 2\theta .
\end{aligned} \tag{2.2}$$

Die Erwartungswerte der Kernspinpolarisation für Wasserstoff (H) und Deuterium (D) in Abhängigkeit vom Magnetfeld sind in Abb. 2.2 dargestellt. Es ist ersichtlich, daß bei genügend hohem Magnetfeld zwei Zustände für die Injektion mit Kernspinpolarisation 1 (bzw. -1) genutzt werden können. Deuterium hat den Kernspin 1 und somit drei Zustände (1, 0, -1), so daß sein Spinzustand nicht vollständig durch die Kernspinpolarisation P_z charakterisiert wird. Oft wird daher die Tensorpolarisation P_{zz} verwendet,

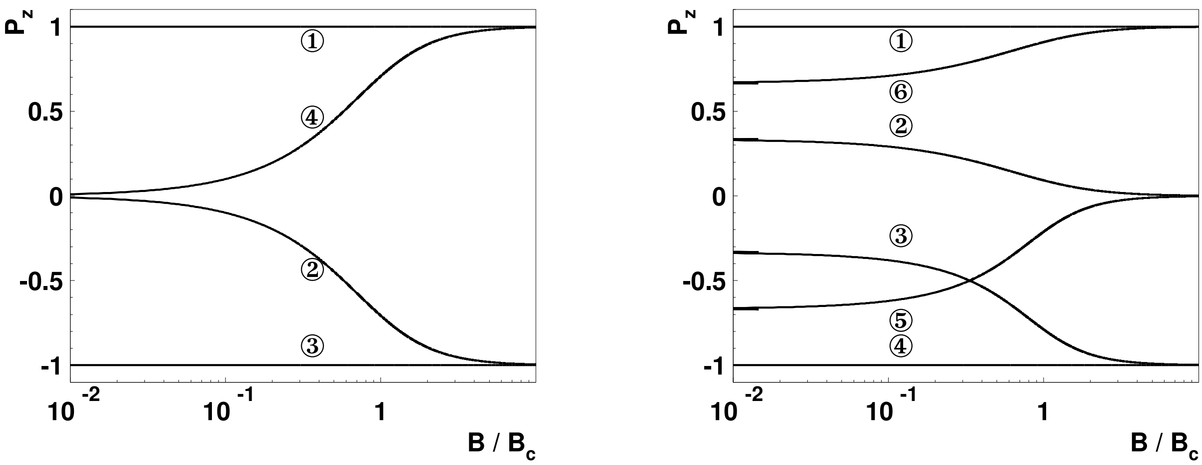


Abbildung 2.2: Erwartungswerte der Kernspinpolarisation für Wasserstoff (links) und Deuterium (rechts).

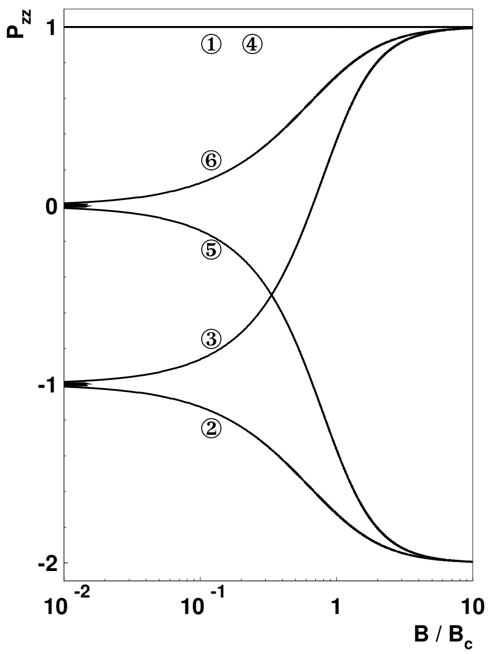


Abbildung 2.3: Erwartungswerte der Tensorpolarisation für Deuterium.

welche als zz-Komponente des Tensoroperators $I_{ij} = \frac{3}{2}(I_i I_j + I_j I_i) - 2\delta_{ij}$ [Fic71] definiert ist (Abb. 2.3).

Da das HERMES–Target über ein hinreichend starkes Haltefeld verfügt, können jeweils zwei Zustände mit hoher Polarisation in die Speicherzelle injiziert werden. Um dies zu erreichen, wird der Wasserstoff zunächst in einem Dissoziator in atomare Form überführt. Dies geschieht durch Elektronenstoßanregung der Wasserstoffmoleküle in einem niedrig ionisierten Plasma, wobei die Elektronen ihre Energie durch ein Hochfrequenzfeld erhalten. Die so angeregten Atome zerfallen zu einem Teil in Atome, wobei durch erneute Anregung der verbliebenen Moleküle ein atomarer Anteil von nahe 100 % erreicht wird. Danach strömt das Gas durch eine gekühlte Düse und expandiert in eine Vakuumkammer, wobei sich ein kalter Überschallstrahl ausbildet. Aus diesem wird durch ein Strahlformungssystem ein Anteil mit niedriger Divergenz herausgeschält. Dies ist wichtig, da das danach folgende Sextupolmagnetsystem nur einen kleinen Akzeptanzwinkel ($< 5°$) besitzt. In den Sextupolmagneten wirkt eine radiale Kraft auf jedes Atom, die nur von dessen Spinzustand abhängt:

$$\vec{F} = -\mu_{\text{eff}} B_0 \frac{2r}{r_0^2} \vec{e_r}, \tag{2.3}$$

wobei B_0 das Polspitzenfeld, r_0 der Polspitzenradius und $\mu_{\text{eff}} = +\mu_{\text{B}}$ ($-\mu_{\text{B}}$) das effektive magnetische Moment des Elektrons mit Magnetquantenzahl $m_S = +1/2$ ($-1/2$) ist. Atome mit Elektronspinzustand $m_S = +1/2$ erfahren somit eine Kraft zur Achse hin und werden fokussiert, während Atome mit $m_S = -1/2$ defokussiert und somit aus dem Strahl entfernt werden. Der Atomstrahl ist jetzt elektronenspinpolarisiert. Um Kernspinpolarisation zu erhalten, werden sogenannte adiabatische Hochfre-

Übergang	Auswahlregeln	Wasserstoff	Deuterium
WFT π	$\lvert\Delta F\rvert = 0,\ m_F \rightarrow -m_F$	$1-3$	$1-4$ $2-3$
MFT π	$\lvert\Delta F\rvert = 0,\ \lvert\Delta m_F\rvert = 1$	$1-2$ $2-3$	$1-2$ $2-3$ $3-4$
SFT σ	$\lvert\Delta F\rvert = 1,\ \lvert\Delta m_F\rvert = 0$	$2-4$	$2-6$ $3-5$
SFT π	$\lvert\Delta F\rvert = 1,\ \lvert\Delta m_F\rvert = 1$	$1-4$ $3-4$	$1-6$ $3-6$ $2-5$ $4-5$

Tabelle 2.1: Die Auswahlregeln für die Hochfrequenzübergänge. SFT - Starkfeldübergang, MFT - Mittelfeldübergang, WFT - Schwachfeldübergang. Das äußere Magnetfeld ist im Falle der π–Übergänge senkrecht, im Falle des σ–Übergangs parallel zum Hochfrequenzfeld.

quenzübergänge [Abr58] eingesetzt, in welchen die Besetzung zweier Hyperfeinzustände ausgetauscht wird (Tab. 2.1). Solche Übergänge lassen sich folgendermaßen beschreiben. Der Einfachheit halber betrachtet man ein reines Zwei–Niveau–System (Spin-1/2-System) mit den Zuständen $|1\rangle$ und $|2\rangle$ im äußeren Magnetfeld (Abb. 2.4 a.). Die Energieeigenwerte hängen von der Stärke dieses Magnetfeldes ab. Durch Transformation in ein mitgedrehtes System verschieben sich die Energieeigenzustände (Abb. 2.4 b.). Der Einfluß der Hochfrequenzfeldes (W) führt dazu, daß die Zustände $|1\rangle$ und $|2\rangle$ nicht länger Eigenzustände des Hamiltonoperators $H = H_0 + W$ sind, da die Nichtdiagonalelemente der Störungsmatrix W_{12} und W_{21} nicht verschwinden. Es ist aber möglich die Eigenzustände des gestörten Systems als Linearkombinationen der Zustände $|1\rangle$ und $|2\rangle$ auszudrücken:

$$\begin{aligned} |+\rangle &= \cos\phi\,|1\rangle + \sin\phi\,|2\rangle \\ |-\rangle &= \sin\phi\,|1\rangle - \cos\phi\,|2\rangle, \end{aligned} \tag{2.4}$$

wobei der Mischungswinkel ϕ vom statischen Magnetfeld B_z und der Amplitude des Hochfrequenzfeldes abhängt. Die Energieniveaus schneiden sich nicht mehr, sondern es ergibt sich eine Energiebarriere (Abb. 2.4 c.). Im Resonanzfall ist der Abstand beider Niveaus am kleinsten und die Mischung der Zustände $|1\rangle$ und $|2\rangle$ am größten ($\phi = 45°$).

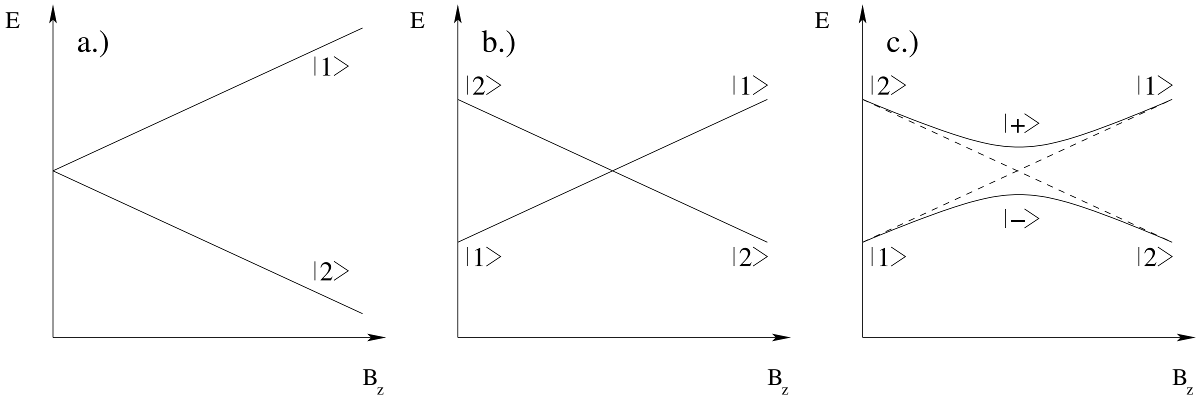


Abbildung 2.4: Quantenmechanische Behandlung von adiabatischen Übergängen: Das Breit–Rabi–Diagramm eines Zwei–Niveau–Systems (a.), im mitgedrehten System (b.) und unter Einfluß eines Hochfrequenzfeldes im mitgedrehten System.

Für große Magnetfelder B_z nähert sich Zustand $|+\rangle$ Zustand $|1\rangle$ an ($\phi \rightarrow 0°$), für kleine B_z Zustand $|2\rangle$ ($\phi \rightarrow 90°$). Durchläuft ein Atom welches sich ursprünglich in Zustand $|1\rangle$ befindet unter Einfluß eines Hochfrequenzfeldes ein Magnetfeld, so verläßt es diese Region im Zustand $|2\rangle$. Wenn dieser Durchlauf allerdings zu rasch geschieht, kann das Atom das System im gleichen Zustand verlassen, in dem es sich ursprünglich befunden hat. Diese Wahrscheinlichkeit p hängt von der Breite der Barriere zwischen den Zuständen $|+\rangle$ und $|-\rangle$ ab, und kann wie folgt berechnet werden [Phi87] (siehe auch [Abr58, Beu66]):

$$p = e^{-2\pi\kappa} \quad \text{mit} \quad \kappa = \left| \frac{\mu_J B_{\mathrm{HF}}^2}{2\dot{B}_z \hbar} \right| . \tag{2.5}$$

Hieraus folgt die sogenannte Adiabaten–Bedingung $\mu_J B_{\mathrm{HF}}^2 \gg 2\dot{B}_z\hbar$. Die Effizienz solcher Übergänge hängt somit stark von der eingestrahlten HF–Leistung ab.

2.2 Aufbau der Atomstrahlquelle

In Abb. 2.5 ist die Atomstrahlquelle (*engl:* Atomic Beam Source = ABS) im Schnitt dargestellt. Sie wurde aus der FILTEX–Atomstrahlquelle [Kor90, Sto94, Sto94a] entwickelt. Die Plasmaquelle des eingebauten Hochfrequenzdissoziators (HFD) [Sto96] besteht aus einem LC–Kreis als Feldeinkoppler, der mit der Frequenz von 13,56 MHz betrieben wird, und einem wassergekühlten Glasrohr. Bei einem H_2–(D_2) Durchfluß von $Q = 0{,}9 \ldots 1{,}5$ mbarl/s und RF–Leistungen von $P = 200 \ldots 400$ W werden intensitätsbezogene Dissoziationsgrade α von maximal $75 - 80\,\%$ (H) bzw. $70\,\%$ (D) erzielt, mit:

$$\alpha = \frac{I_{\mathrm{a}}}{I_{\mathrm{a}} + 2I_{\mathrm{m}}}, \tag{2.6}$$

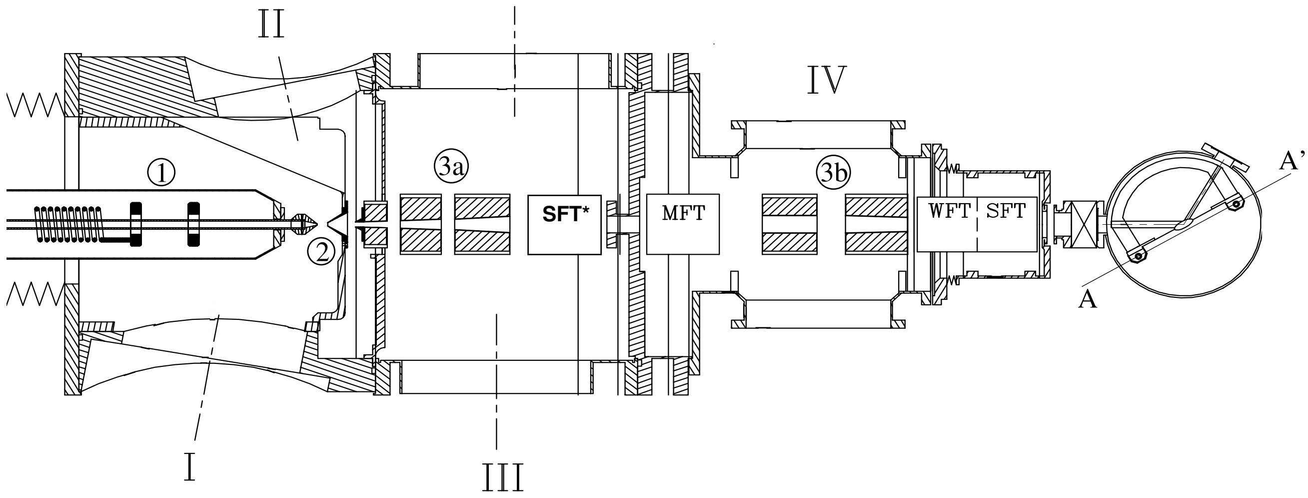


Abbildung 2.5: Längsschnitt der HERMES–Atomstrahlquelle (ABS) mit dem Dissoziator ①, dem Skimmer ②, dem Sextupolsystem ③ und den Hochfrequenzübergängen (SFT, MFT, WFT). Die römischen Zahlen bezeichnen die Vakuumkammern: Dissoziatorkammer (I), Skimmerkammer (II), 1.Sextupolkammer (III) und 2.Sextupolkammer (IV). Auf der rechten Seite ist die Targetkammer mit der Speicherzelle zu sehen. Die Linie A - A' entspricht der Horizontalen. Die Pumpen sind nicht dargestellt.

wobei I_a und I_m die Intensität $I = \rho \cdot v$ der Atome bzw. Moleküle ist. Zur Erhöhung der Stabilität und des Dissoziationsgrades wird etwas Sauerstoff zugegeben (0,1 . . . 0,3 Volumenprozent). Die dadurch in der Entladung erzeugten Wassermoleküle belegen die Oberfläche des Glasrohres, wo mit Wasserstoffatomen OH^-–Radikale gebildet werden, welche wiederum Wasserstoffmoleküle dissoziieren [Wis64]. Zur Erhöhung der Deuteriumintensität der ABS wurde im Jahr 2000 ein neuer Dissoziator (Mikrowellendissoziator MWD) installiert, welcher auf einer Plasmaquelle basiert, die eine 2,45 GHz–Oberflächenwelle in die Entladung einkoppelt. Bei typischen Flüssen von $Q = 1 \ldots 2\,\mathrm{mbarl/s}$ und Mikrowellenleistungen von $P = 600\,\mathrm{W}$ wurden Dissoziationsgrade von $\alpha > 80\,\%$ erreicht [Koc99].

Das so erzeugte H(D)–Gas strömt nun durch eine sich konisch verjüngende Düse (Durchmesser $d = 2\,\mathrm{mm}$), welche durch einen Heliumkaltkopf (Leybold RGS 120) auf bis zu 50 K gekühlt wird. Das in der Entladung erzeugte Wasser friert teilweise auf der Düsenoberfläche fest und reduziert die Rekombination. Nach einer gewissen Zeit, welche je nach O_2–Beimischung 2 . . . 5 Tage beträgt, muß diese Eisschicht allerdings entfernt werden (Düsenregeneration), da sonst durch den verringerten Leitwert der Druck im Entladungsrohr steigt, was eine höhere Volumenrekombination zur Folge hat. Am Ende der konischen Düse tritt das Gas in die evakuierte Dissoziatorkammer (I in Abb. 2.5)

Pumpstufe	Pumpen	S_{nom}(l/s)	p_{op} (mbar)
I	2x Turbo	2x 2200	$1{,}2 \cdot 10^{-4}$
II	2x Turbo	2x 1000	$2{,}0 \cdot 10^{-5}$
III	1x Turbo	2200	$1{,}8 \cdot 10^{-6}$
	+ 1x Kryo	3500	
IV	1x Turbo	360	$1{,}5 \cdot 10^{-7}$
	+ 2x Kryo	2x 1500	

Tabelle 2.2: Das differentielle Pumpsystem der ABS. S_{nom} = nominelle Pumpleistung, p_{op} = Druck bei Normalbetrieb (Fluß durch Dissoziator 1,5 mbarl/s).

und expandiert. Der so gebildete Strahl wird durch den Skimmer und den Kollimator (Geometrie siehe Tab. 2.3) so geformt, daß er die richtige Divergenz für den Eintritt in das Magnetsystem hat. Niedrige Restgasdrücke, welche durch ein Pumpsystem mit hoher effektiver Saugleistung (Tab. 2.2) gewährleistet werden, sichern eine niedrige Restgasabschwächung des Strahls. Das Vorvakuum der Turbomolekularpumpen der Kammern I, II und III wird von einer Wälzkolbenpumpe (*engl:* roots) erzeugt, deren nominelle Saugleistung bei 1000 l/s liegt. Das Kompressionslimit der Turbopumpen wird daher auch bei Dissoziatorflüssen von bis zu 5 mbarl/s nicht erreicht. Prinzipiell kann so der Vorteil des neuen Mikrowellendissoziators, hohe Dissoziationsgrade bei Flüssen bis zu 4 mbarl/s zu produzieren, genutzt werden.

Die Sextupolmagnete sind Permanentmagnete [Sch91] mit einem hohen Gradientenfeld und bestehen aus 24 Segmenten aus Vacodym[1] (Abb. 2.6). Das Polspitzenfeld ist 1,5 T. Um zu vermeiden, daß die Magnete von atomarem Wasserstoff chemisch zerstört werden, wurden sie in VA–Stahlzylinder eingeschweißt. Da sich aufgrund der Rekombination der defokussierten Atome an den Magnetwänden ein Restgasdruck in den Magneten aufbaut, wurde die erste Hälfte des Magnetsystems in der ersten Sextupolkammer (III) in drei Magnete unterteilt (siehe auch Tab. 2.3). Jeder dieser Magnete ist konisch, um eine hohe Akzeptanz des durch den Kollimator tretenden Strahls zu erreichen. Weitere zwei Sextupolmagete in der zweiten Sextupolkammer (IV) fokussieren den Atomstrahl in das Eintrittsröhrchen der Speicherzelle (siehe auch [Sto96, Lor93]).

Aufgabe der adiabatischen Hochfrequenzübergänge (*engl:* High Frequency Transitions - HFT) ist es, die Elektronen- in Kernspinpolarisation umzuwandeln. Die Übergänge bestehen aus Spulen für das statische und Gradientenmagnetfeld und einer Resonatorkavität beim Starkfeldübergang (*engl:* Strong Field Transition - SFT) bzw. einer Spule beim Schwach- und Mittelfeldübergang (*engl:* Weak Field Transition - WFT, *engl:* Medium Field Transition - MFT) zur Einspeisung der Hochfrequenz (Abb. 2.7). Im Falle des SFT geschieht dies durch einen sogenannten Bandleitungsresonator, wobei die Hochfrequenz (HF) galvanisch an einen der beiden Resonatorstäbe angekoppelt wird [Gau92].

[1]Markenname der Vacuumschmelze GmbH

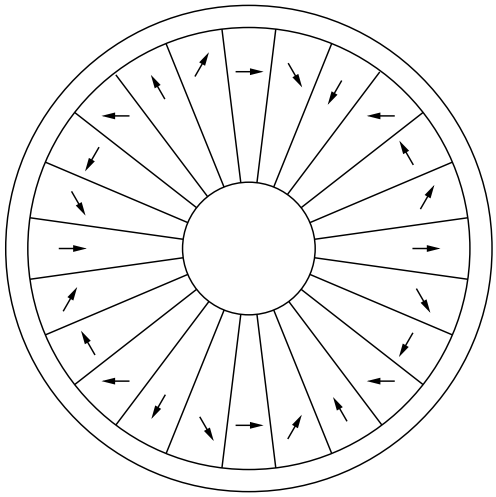


Abbildung 2.6: Richtung der Vorzugsmagnetisierung in einem Permanent–Sextupolmagneten, der in der HERMES–ABS eingesetzt wird. Diese Anordnung erzeugt ein inhomogenes Magnetfeld, in dem die Kraft aus Gl. 2.3 auf jedes Atom wirkt.

Der zweite Resonatorstab wird durch das HF–Feld so zu Schwingungen angeregt, daß er in Gegenphase zum ersten schwingt. Somit kann die Hochfrequenz in der Mitte zwischen den Resonatorstäben konstruktiv interferieren. Prinzipiell sollte die Länge der Resonatorstäbe einem Viertel der Wellenlänge entsprechen (5,25 cm für H, 22,8 cm für D). Durch die kapazitive Belastung am Ende der Resonatorstäbe wird die stehende Welle verkürzt, wodurch die Übergänge kürzer konstruiert und durch Variation der beiden Kondensatorplatten auf die passende Frequenz abgestimmt werden können. Um die Kavität in Resonanz zu halten wird ein Regelkreis mit einem sogenannten *balance mixer* verwendet, um externe Einflüsse, wie z.B. Temperaturschwankungen zu kompensieren. Hierzu wird die Phasendifferenz des eingestrahlten Signals zum Signal der Induktionsschleife

	Abstand von der Düse in mm	Innendurchmesser (mm)
Düse	-13 $\rightarrow$ 0	11,0 $\rightarrow$ 2,0
Skimmer	15 $\rightarrow$ 35	5,0 $\rightarrow$ 25,0
Kollimator	55	8,5
1. Magnet	58 $\rightarrow$ 88	8,6 $\rightarrow$ 10,4
2. Magnet	108 $\rightarrow$ 163	12,0 $\rightarrow$ 16,0
3. Magnet	183 $\rightarrow$ 258	16,7 $\rightarrow$ 26,0
4. Magnet	608 $\rightarrow$ 683	26,6
5. Magnet	723 $\rightarrow$ 808	26,6 $\rightarrow$ 22,0
Zelleneintritt	1159	10,0

Tabelle 2.3: Strahlformungs- und Sextupolmagnetsystem der HERMES–ABS.

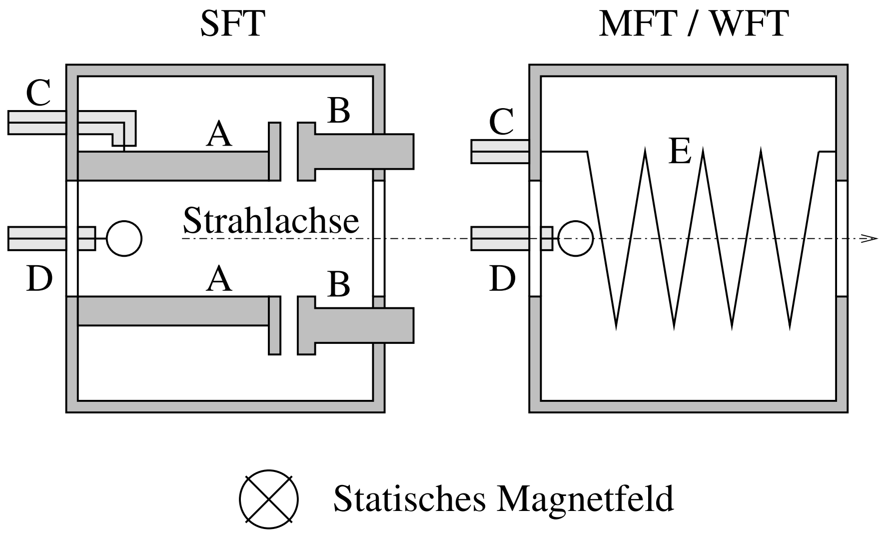


Abbildung 2.7: Schnitt durch die SFT–Kavität und den MFT/WFT der HERMES–ABS mit den Resonatorstäben (A), den Kondensatorplatten (B), der Hochfrequenzeinspeisung (C), der Induktionsschleife (D) und der Hochfrequenzspule (E).

bestimmt, welche im Resonanzfall 90° beträgt. Bei Abweichungen von diesem Wert wird die Frequenz nachgeregelt, um den Resonanzfall wiederherzustellen. Die Impedanzanpassung des MFT/WFT zum Hochfrequenzgenerator erfolgt durch ein Collinsfilter (auch π–Filter genannt [Mei92]). Für Wasserstoff (Deuterium) werden die Übergänge ungefähr mit folgenden Frequenzen betrieben: MFT: 90 MHz (25 MHz), SFT, SFT*: 1440 MHz (370 MHz), WFT: 14 MHz (7 MHz). Die Tabellen 2.4 und 2.5 zeigen die Injektionsmoden, die zugehörigen Hochfrequenzübergänge sowie die Polarisation im Idealfall. Es befinden sich jeweils ein SFT (SFT*) und ein MFT zwischen beiden Hälften des Sextupolsystems und ein SFT und ein WFT vor dem Eintritt des Atomstrahls in die Speicherzelle (Abb. 2.5).

Für die Angabe der realen Polarisationswerte braucht man eine Beschreibung der Transmission der Atome im Hyperfeinzustand $|a\rangle$. So folgt für die Injektion des Wasserstoffzustandes $|1\rangle$:

$$\begin{pmatrix}1\\1\\1\\1\end{pmatrix} \xrightarrow{\substack{\text{1. Hälfte}\\ \text{Sextupole}}} \begin{pmatrix}\sigma_1\\ \sigma_2\\ \sigma_3\\ \sigma_4\end{pmatrix} \xrightarrow{\text{MFT 2-3}} \begin{pmatrix}\sigma_1\\ \sigma_2(1-\epsilon_{23})+\sigma_3\epsilon_{23}\\ \sigma_3(1-\epsilon_{23})+\sigma_2\epsilon_{23}\\ \sigma_4\end{pmatrix}$$
$$\xrightarrow{\substack{\text{2. Hälfte}\\ \text{Sextupole}}} \begin{pmatrix}\sigma_{11}\\ \sigma_{22}(1-\epsilon_{23})+\sigma_{32}\epsilon_{23}\\ \sigma_{33}(1-\epsilon_{23})+\sigma_{23}\epsilon_{23}\\ \sigma_{44}\end{pmatrix} \quad (2.7)$$

Inj. Hyperfeinzustände	Hochfrequenzübergänge		P_e	P_z
$\|1\rangle$ $\|2\rangle$	-	-	+1	0
$\|1\rangle$ $\|4\rangle$	-	SFT 2-4	0	+1
$\|2\rangle$ $\|3\rangle$	-	WFT 1-3	0	-1
$\|1\rangle$	MFT 2-3	-	+1	+1
$\|2\rangle$	MFT 1-3	-	+1	-1
$\|3\rangle$	MFT 2-3	WFT 1-3	-1	-1
$\|4\rangle$	MFT 1-3	SFT 2-4	-1	+1

Tabelle 2.4: Injektionsmoden, Hochfrequenzübergänge und ideale Polarisation der ABS für Wasserstoff. Die erste Spalte der Hochfrequenzübergänge bezeichnet die Einstellung der Übergänge zwischen den beiden Hälften des Sextupolsystems, die zweite Spalte die der Übergänge vor dem Eintritt des Atomstrahls in die Speicherzelle. Die Moden mit Injektion eines einzelnen Zustandes werden für die Kalibration des Breit–Rabi–Polarimeters benötigt.

Inj. Hyperfeinzustände	Hochfrequenzübergänge		P_e	P_z	P_{zz}
$\|1\rangle$ $\|2\rangle$ $\|3\rangle$	-	-	+1	0	0
$\|1\rangle$ $\|6\rangle$	SFT* 3-5	SFT 2-6	0	+1	+1
$\|3\rangle$ $\|4\rangle$	SFT* 3-5	WFT 2-3/1-4	0	-1	+1
$\|1\rangle$ $\|4\rangle$	MFT 1-4	SFT 2-6	0	0	+1
$\|2\rangle$ $\|5\rangle$	MFT 1-4	SFT 3-5	0	0	-2
$\|1\rangle$	SFT* 2-6, MFT 3-4	-	+1	+1	+1
$\|2\rangle$	SFT* 2-6, MFT 1-4/2-3	-	+1	0	-2
$\|3\rangle$	SFT* 3-5, MFT 1-4/2-3	-	+1	-1	+1
$\|4\rangle$	SFT* 2-6, MFT 3-4	WFT 1-4/2-3	-1	-1	+1
$\|5\rangle$	SFT* 3-5, MFT 1-4/2-3	SFT 3-5	-1	0	-2
$\|6\rangle$	SFT* 2-6, MFT 1-4/2-3	SFT 2-6	-1	+1	+1

Tabelle 2.5: Injektionsmoden, Hochfrequenzübergänge und ideale Polarisation für Deuterium.

wobei σ_a die absolute Transmissionswahrscheinlichkeit des Zustandes $|a\rangle$ durch die erste Hälfte des Sextupolmagnetsystems, ϵ_{ab} die Effizienz des HFTs bei der Umbesetzung der Zustände $|a\rangle$ und $|b\rangle$ und σ_{ab} die absolute Transmissionswahrscheinlichkeit des gesamten Sextupolmagnetsystems für den Zustand $|a\rangle$ umbesetzt nach $|b\rangle$ mit einem HFT zwischen den beiden Hälften des Sextupolsystems ist. D.h. ein Atom, welches sich am Eintritt in das Sextupolsystem im Zustand $|a\rangle$ befindet und zwischen den beiden Hälften des Sextupolsystems in Zustand $|b\rangle$ umbesetzt wird ($\epsilon_{ab} = 1$), erreicht mit der Wahrscheinlichkeit σ_{ab} das Eintrittröhrchen der Speicherzelle.

Zustand	$\|1\rangle$	$\|2\rangle$	$\|3\rangle$	$\|4\rangle$
$\|1\rangle$	0,45	0,45	0,033	0,047
$\|2\rangle$	0,45	0,45	0,030	0,043
$\|3\rangle$	0,009	0,0085	0	0
$\|4\rangle$	0,013	0,013	0	0

Zustand	$m_S = 1/2$	$m_S = -1/2$
$m_S = 1/2$	0,45	0,035
$m_S = -1/2$	0,009	0

Tabelle 2.6: Absolute, d.h. auf die Zahl der durch den Kollimator tretenden Atome normierte, Transmissionswahrscheinlichkeiten σ_{ab} des Sextupolsystems der ABS berechnet mit einem sogenannten Trackingprogramm [Bra95] für Wasserstoff (oben) und Deuterium (unten). Die Reihen bezeichnen den Zustand in der ersten Hälfte des Sextupolsystems, die Spalten jenen in der zweiten Hälfte. Atome im Zustand $|2\rangle$ umbesetzt mit einem HFT (mit der Effizienz 1) zwischen den Sextupolen nach Zustand $|3\rangle$ haben z.B. eine absolute Transmissionswahrscheinlichkeit von 0,03 für den Eintritt in die Speicherzelle.

Die Matrixelemente der Transmissionswahrscheinlichkeit σ_{ab} sind in Tab. 2.6 gezeigt [Bau00]. Bei Deuterium hat die Magnetquantenzahl m_I kaum Einfluß auf die Transmissionswahrscheinlichkeiten aufgrund des viel kleineren kritischen Magnetfeldes. Daher kann man Wahrscheinlichkeiten verwenden, welche nur von der Magnetquantenzahl der Hülle m_S abhängen.

2.3 Atomstrahlquelle im HERMES–Experiment

Die ABS ist seit 1996 im HERMES–Experiment installiert. Das Design des Sextupolmagnetsystems wurde auf die Erfordernisse und Gegebenheiten des Vakuumsystems und insbesondere des Dissoziators angepaßt [Lor93]. Herstellungsbedingte Abweichungen, z.B. ein im Vergleich zum ursprünglichen Design etwas erhöhtes Polspitzenfeld [Sto96], bedingen eine Veränderung der optimalen Strahlparameter, d.h. die Geschwindigkeit der Atome muß für eine optimale Transmission angepaßt werden. Durch Änderung des Flusses Q und der Düsentemperatur $T_{\text{Düse}}$ kann dies realisiert werden. Diese Werte wurden vor Installation in die Targetregion mit einem kalibrierten Staurohr bei einer Entfernung von 1141 mm von der Düse bestimmt [Sto96]. Am Optimum wurde eine Intensität von $6{,}5 \cdot 10^{16}$ Atomen/s für Wasserstoff (bei $Q = 1{,}5$ mbarl/s, RF–Leistung $P = 290$ W und $T_{\text{Düse}} = 115$ K) und $5{,}2 \cdot 10^{16}$ Atome/s (bei $Q = 1$ mbarl/s, RF–Leistung $P = 200$ W und $T_{\text{Düse}} = 115$ K) für Deuterium gemessen. Während des Betriebes des HERMES–Experiments wurden die Parameter aufgrund des veränderten Abstandes zwischen ABS und Eintrittsröhrchen der Speicherzelle verändert, um die maximale Intensität zu er-

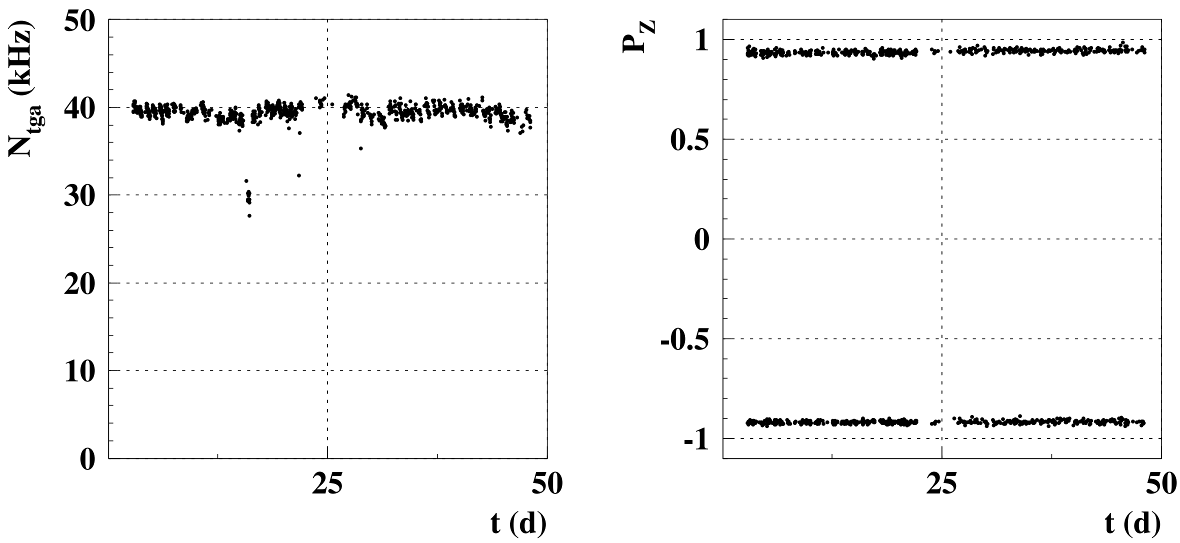


Abbildung 2.8: TGA–Signal [TGA01] (proportional zur ABS–Intensität) und Polarisationmessung durch das BRP während des kontinuierlichen nur durch Düsenregenerationen unterbrochenen Betriebes mit dem Mikrowellendissoziator und Deuterium Mitte des Jahres 2000.

halten ($Q = 1{,}25\,\mathrm{mbarl/s}$ für H und $Q = 0{,}9\,\mathrm{mbarl/s}$ bei D sowie $T_{\mathrm{Düse}} = 100\,\mathrm{K}$). Eine direkte Messung der absoluten Intensität während des Strahlbetriebes war nicht möglich. Durch das Breit–Rabi–Polarimeter, welches sich an der anderen Seite der Speicherzelle befindet, konnten aber Aussagen über die Targetdichte und damit die Strahlintensität gemacht werden. Wie schon oben erwähnt sind die Spinaustauschstöße in der Speicherzelle eine Ursache der Depolarisation des injizierten polarisierten Wasserstoffgases. Durch Stöße der Atome untereinander besteht die Wahrscheinlichkeit M^c_{ab} nach einem Stoß zweier Teilchen der Zustände $|a\rangle$ und $|b\rangle$ ein Teilchen im Zustand $|c\rangle$ zu erhalten [Wal93]. Das BRP bestimmt nun die atomare Polarisation des Probestrahls aus den Besetzungszahlen der Hyperfeinzustände. Für eine neue Speicherzelle bei Raumtemperatur ist die gemessene Magnetfeldabhängigkeit der Besetzung der Hyperfeinzustände nahe am theoretischen Verhalten der reinen Spinaustauschwechselwirkung und die Spinaustausch–Relaxationszeit τ_{sa} erhält man sehr genau aus dem Relaxationsmodell. Kennt man den Spinaustauschwirkungsquerschnitt, so läßt sich die Targetdichte bestimmen [Bau00]. Mit dieser Methode wurden Intensitäten von $6{,}62\cdot10^{16}$ Atomen/s (H) bzw. $4{,}5\cdot10^{16}$ Atomen/s (D) berechnet. Den größten Beitrag zur Unsicherheit der Messungen bildet die Ungenauigkeit des Spinaustauschwirkungsquerschnitts σ_{sa}, der in die Berechnung eingeht. Dieser ist nur auf ca. 10 % genau bekannt. Der Beitrag der BRP–Kalibration (Bestimmung der Effizienzen der BRP–HFTs)[BRP01] und der Molekularflußsimulation (sogenannte Sampling–Korrekturen)[Hen98] ist $\leq 2\,\%$.

Nach dem Einbau des Mikrowellendissoziators in die ABS erhöhte sich die Deuteriumintensität um 10 % (bei $Q = 1{,}5\,\mathrm{mbarl/s}$, MW–Leistung $P = 600\,\mathrm{W}$ und $T_{\mathrm{Düse}} =$

	Hochfrequenzübergang	Übergang	Effizienz(%)
H	WFT 1-3	1-3	97,94±0,05
	SFT 2-4	2-4	97,80±0,07
D	SFT 2-6	2-6	97,30±0,14
	SFT 3-5	3-5	97,30±0,20
	SFT* 3-5	3-5	93,70±0,14
	WFT 1-4/2-3	1-4, 2-3	98,20±2,58
	MFT 1-4	1-2	98,80±0,28
	MFT 1-4	2-3	99,30±0,27
	MFT 1-4	3-4	98,20±0,39

Tabelle 2.7: Die Effizienzen der Wasserstoff- und Deuterium–Hochfrequenzübergänge, gemessen während des Betriebs der Atomstrahlquelle im Hermes–Experiment.

100 K). Die Ursache hierfür liegt im höheren Dissoziationsgrad bei höherem Fluß. Eine Messung des Targetgasanalysators zeigt die Stabilität der ABS–Intensität (Abb. 2.8). Der Einsatz des Mikrowellendissoziators zur Dissoziation von Wasserstoff ergab hingegen keine Erhöhung der Intensität der ABS gegenüber der Verwendung des Hochfrequenzdissoziators. Die Ursache hierfür scheint durch das Transmissionslimit (bezüglich Restgasabschwächung) des Sextupolmagnetsystems gegeben zu sein, welches für Wasserstoff erreicht ist.

Wie schon oben erwähnt, hängt die Kernspinpolarisation der Atome von den Effizienzen ϵ_{ij} der Hochfrequenzübergänge ab. Sie können durch Messungen mit dem BRP bestimmt werden. Tab. 2.7 zeigt die gemessenen Effizienzen für Wasserstoff und Deuterium. Somit ergibt sich für die Polarisation der in die Speicherzelle injizierten Wasserstoffatome:

$$\begin{aligned} P_{z+}^{\text{inj}} &= \frac{1}{2}(1-\cos 2\theta) + \epsilon_{\text{SFT2-4}} \cos 2\theta \\ &= 0{,}9726 \pm 0{,}0005 \\ P_{z-}^{\text{inj}} &= \frac{1}{2}(1-\cos 2\theta) - \epsilon_{\text{WFT1-3}} \\ &= -0{,}9738 \pm 0{,}0007. \end{aligned} \tag{2.8}$$

Die aus den Effizienzen berechnete Polarisation der injizierten Deuteriumatome zeigt Tab. 2.8. Eine Langzeitmessung der Polarisation mit dem Breit–Rabi–Polarimeter ist in Abb. 2.8 dargestellt.

Die Atomstrahlquelle des Hermes–Experimentes lieferte somit über eine lange Zeit (1996 - 2000) eine hohe und stabile Intensität an Wasserstoff- bzw. Deuteriumatomen mit hoher Polarisation. Sie erfüllt somit die Anforderungen, welche an sie gestellt wurden. Dieses war essentiell für den Erfolg des gesamten Experimentes. Gleichzeitig wurden Untersuchungen durchgeführt, um eine Erhöhung der Leistung der Quelle zu erreichen, wie

Inj. Hyperfeinzustände	P_z	P_{zz}
$\|1\rangle$ $\|6\rangle$	0,8778±0,0007	0,8609±0,0023
$\|3\rangle$ $\|4\rangle$	-0,8950±0,0010	0,8844±0,0027
$\|1\rangle$ $\|4\rangle$	-0,0246±0,0032	0,9622±0,0038
$\|2\rangle$ $\|5\rangle$	-0,0219±0,0028	-1,773±0,0061

Tabelle 2.8: Injizierte Polarisation für Deuterium im Hochfeldlimit (im HERMES–Target $B/B_\mathrm{c} = 28,6$).

z.B. die Entwicklung und der erfolgreiche Einbau des Mikrowellendissoziators [Koc99a] und nicht zuletzt die Studien, welche in den folgenden Kapiteln dargelegt werden.

Kapitel 3

Erzeugung eines Atomstrahls

3.1 Allgemeines Prinzip

Ein freier Molekularstrahl, auch Düsenstrahl genannt, ist ein neutraler Strahl von Atomen oder Molekülen, welcher durch eine Überschallexpansion eines Gases unter hohem Druck in einen Raum mit niedrigem Druck erzeugt wird. Abb. 3.1 [Sco88] zeigt die Struktur einer solchen freien Expansion. Im Allgemeinen, wie z.B. auch bei der Anwendung in einer ABS, wird eine kleine Skimmerapertur auf der Strömungsachse verwendet, um den Strahl zu separieren. Das Ganze wird einfacher, wenn dieser Skimmer sich in der

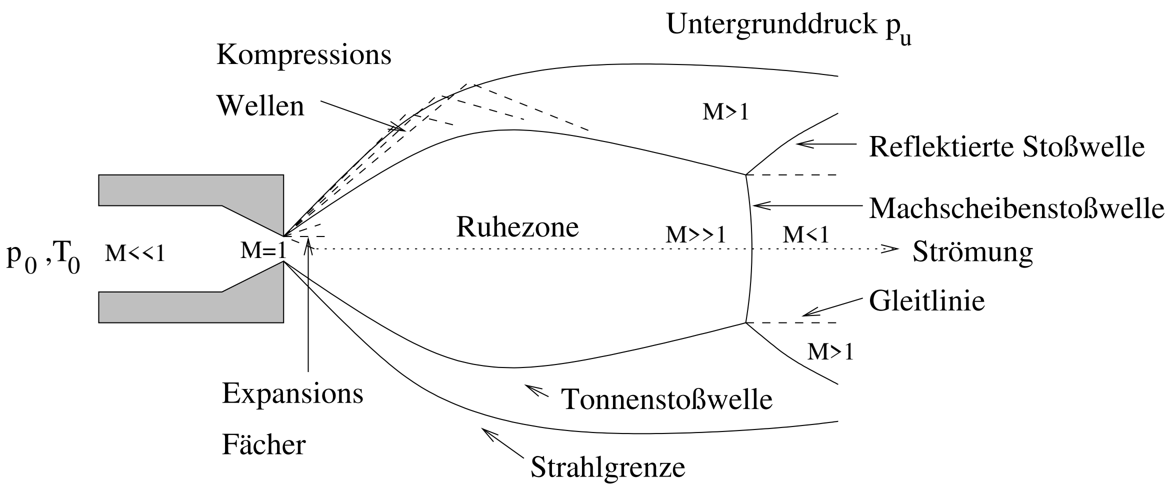


Abbildung 3.1: Die kontinuierliche freie Expansion. Mit dem Austritt aus der Düse wird der Strahl beschleunigt und expandiert. Da sich die Information über Randbedingungen mit Schallgeschwindigkeit ausbreitet, der Strahl aber schneller ist, bilden sich die abgebildeten Schockstrukturen, welche den Strahl formen. In der „Ruhezone“ im Inneren bewegen sich die Moleküle völlig ungestört von äußeren Randbedingungen (Wände, p_{u}).

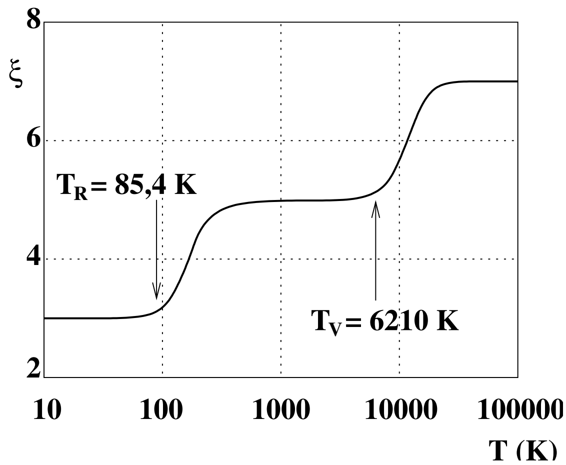


Abbildung 3.2: Anzahl der Freiheitsgrade ξ von molekularem Wasserstoff aufgetragen über die Temperatur. T_{R} ist die charakteristische Rotationstemperatur und T_{V} die charakteristische Vibrationstemperatur.

Ruhezone befindet, oder wenn der Untergrunddruck p_{u} so niedrig ist, daß an der Strahlgrenze keine Kontinuumsströmung mehr vorherrscht und somit keine Schockstrukturen existieren. Die dargestellte Quelle ist eine kurze, sich verjüngende Düse, in welcher das sich beschleunigende Gas als isentropisch angenommen werden kann, d.h. ohne viskose und Wärmeleitungseffekte. Es startet mit einer nahezu verschwindenden Geschwindigkeit, dem Ruhezustand (p_0, T_0), und wird durch die Differenz zwischen Düsenvordruck und Untergrunddruck $(p_0 - p_{\mathrm{u}})$ zum Düsenausgang beschleunigt. Die Strömung erreicht dort Schallgeschwindigkeit (Machzahl $M = 1$), falls das Verhältnis der Drücke p_0/p_{u} den kritischen Wert von

$$G = ((\gamma + 1)/2)^{\gamma/(\gamma-1)} \tag{3.1}$$

übersteigt, welcher kleiner als 2,1 für alle Gase ist. Das Verhältnis der spezifischen Wärmen γ ist mit der Anzahl der Freiheitsgrade ξ (Abb. 3.2) wie folgt verknüpft:

$$\gamma = \frac{c_{\mathrm{p}}}{c_{\mathrm{V}}} = \frac{\xi + 2}{\xi}. \tag{3.2}$$

Ist das Druckverhältnis kleiner als dieser kritische Wert, so ist die Strömungsgeschwindigkeit kleiner als die lokale Schallgeschwindigkeit und der Druck am Düsenausgang etwa gleich p_{u}. Es findet keine Expansion statt. Bei Überschallstrahlen $(p_0/p_{\mathrm{u}} > G)$ wird der Ausgangsdruck unabhängig von p_{u} und hat den Wert p_0/G. Da nun der Druck größer als der Umgebungsdruck ist, erfolgt eine Expansion bis die Strömung die durch den Untergrunddruck p_{u} gegebenen Randbedingungen erfüllt.

Ein Überschallstrahl hat zwei interessante Charakteristiken. Erstens, seine Strömungsgeschwindigkeit v erhöht sich mit der Vergrößerung des Strömungsquerschnittes.

Zweitens „sieht“ ein Überschallstrahl keine Randbedingungen, welche sich strahlabwärts befinden, da sich die Information mit Schallgeschwindigkeit fortbewegt und die Strömung schneller ist. Die Anpassung an die Randbedingungen erfolgt durch Ausbildung von Schockstrukturen (Abb. 3.1), nichtisentropischen Bereichen mit hohen Dichte-, Druck-, Temperatur- und Geschwindigkeitsgradienten. Der Kern der Expansion ist isentropisch und seine Eigenschaften unabhängig von p_u (daher Ruhezone). Aus diesem Kern werden normalerweise die Molekularstrahlen mit Hilfe eines Skimmers extrahiert.

Ist der Untergrunddruck sehr klein, wie im Falle der ABS, so erfolgt ein fließender Übergang von der Kontinuumsströmung zur molekularen Strömung, da die mittleren freien Weglängen groß sind und sich daher keine Schockstrukturen aufbauen. Die Umgebungseffekte werden nun durch die Restgasabschwächung des Strahls beschrieben:

$$\mathrm{d}I = -n(x)\,\sigma\, I\,\mathrm{d}x, \tag{3.3}$$

wobei $\mathrm{d}I$ die Änderung der vorhandenen Intensität I, $n(x)$ die Dichte des Restgases, σ der Streuquerschnitt und $\mathrm{d}x$ die Länge der Wechselwirkung ist.

3.1.1 Thermodynamische Analyse

Betrachtet man das expandierende Gas als ideal und vernachlässigt Reibungs- und Wärmeleitungseffekte, so lautet die Enthalpie wie folgt:

$$h + \frac{v^2}{2} = h_0, \tag{3.4}$$

wobei h_0 die totale Enthalpie pro Masseneinheit ist, eine Konstante entlang einer Strömungslinie. Es wird hier die Enthalpie verwendet, da die Strömung durch den Druckunterschied erzeugt wird. Für ideale Gase gilt $\mathrm{d}h = c_\mathrm{p}\,\mathrm{d}T$ und daher folgt aus Gl. 3.4:

$$v^2 = 2(h_0 - h) = 2\int_T^{T_0} c_\mathrm{p}\,\mathrm{d}T \tag{3.5}$$

Wenn die Wärmekapazität c_p im betrachteten Temperaturbereich konstant ist, so ergibt sich mit $c_\mathrm{p} = (\gamma/(\gamma-1))(k_\mathrm{B}/m)$ die maximal erreichbare oder Endgeschwindigkeit der Strömung:

$$v_\infty = \sqrt{\frac{2k_\mathrm{B}}{m}\left(\frac{\gamma}{\gamma-1}\right)T_0}, \tag{3.6}$$

wobei m die Masse der Gasteilchen und k_B die Boltzmannkonstante ist. Bei idealen Gasgemischen verwendet man die mittlere Teilchenmasse $\bar{m} = \sum x_i m_i$ und die mittlere Wärmekapazität $\bar{c_\mathrm{p}} = (\sum x_i(\gamma_i/\gamma_i - 1)k_\mathrm{B})/\bar{m}$, wobei x_i der normierte Anteil der jeweiligen Spezies ist. Die mittleren Geschwindigkeiten der Gasmoleküle gleichen sich an. Also kann man schwere Teilchen beschleunigen, indem man sie mit einem leichten Gas mischt und umgekehrt. Beispielsweise ergibt sich für einen Wasserstoffstrahl mit 80 % Dissoziationsgrad bei einer Düsentemperatur von $T_0 = 100\,\mathrm{K}$ eine Endgeschwindigkeit von $v_\infty = 1975\,\mathrm{m/s}$. Wenn γ und damit auch c_p nicht konstant sind (siehe auch Abb. 3.2), muß Gl. 3.5 korrekt integriert werden.

Für konstantes c_p kann mit der Schallgeschwindigkeit $c = \sqrt{\gamma k_\mathrm{B} T/m}$ und der Machzahl $M = v/c$ die Energiegleichung 3.5 wie folgt umgeschrieben werden:

$$\frac{T}{T_0} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right)^{-1}, \tag{3.7}$$

woraus sich

$$v = M \sqrt{\frac{\gamma k_\mathrm{B} T_0}{m}} \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right)^{-1/2} \tag{3.8}$$

ergibt. Desweiteren folgen:

$$\frac{p}{p_0} = \left(\frac{T}{T_0}\right)^{\gamma/(\gamma-1)} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right)^{-\gamma/(\gamma-1)}, \tag{3.9}$$

$$\frac{n}{n_0} = \left(\frac{T}{T_0}\right)^{1/(\gamma-1)} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right)^{-1/(\gamma-1)}. \tag{3.10}$$

Abb. 3.3 zeigt das Verhalten dieser Größen mit zunehmendem Abstand von der Düse. Temperatur, Dichte und Stoßfrequenz sinken schnell und stetig, während die mittlere Geschwindigkeit schnell ansteigt und sich dann asymptotisch der Endgeschwindigkeit v_∞ nähert. Mit bekannter Machzahl lassen sich somit alle anderen Größen im Kontinuumsbereich berechnen.

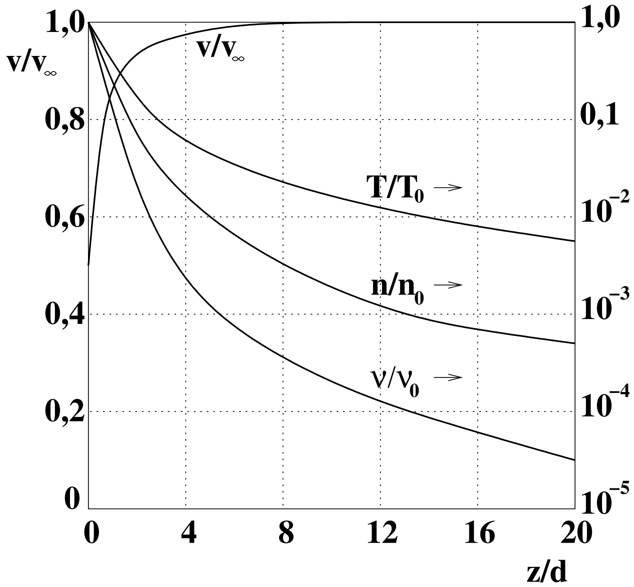


Abbildung 3.3: Berechnete Parameter eines freien Strahls aufgetragen gegen den auf den Düsendurchmesser d normierten Abstand von der Düse ($\gamma = 5/3$). Die Temperatur T, die Dichte n und die binäre Stoßfrequenz ν sind auf ihre jeweiligen Startparameter normiert (aus [Sco88]).

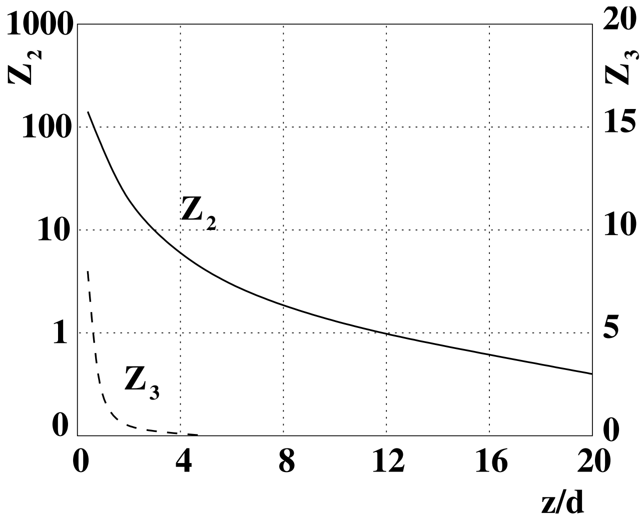


Abbildung 3.4: Die verbleibenden Zwei- (Z_2) und Dreikörperstöße (Z_3) bis zum Ende der Expansion bei $p_0 = 5\,\mathrm{bar}$, $T_0 = 300\,\mathrm{K}$, Düsendurchmesser $d = 0{,}025\,\mathrm{mm}$ und Streuquerschnitt $\sigma = 3{,}5\,\text{Å}^2$.

3.1.2 Stoßfrequenz und das Einfrieren von Freiheitsgraden

Ab einem bestimmten Wert z wird die Stoßfrequenz zu klein, um die Kontinuumsströmung zu erhalten, und es beginnt der Übergang zur molekularen Strömung. Hierbei werden die Freiheitsgrade ξ nun sukzessive „eingefroren", d.h. ihre Parameter ändern sich nicht mehr. Dies hängt von den sogenannten Stoßzahlen ab, welche für den Prozeß, mit welchem der Freiheitsgrad seinen Zustand ändert, nötig sind, um das lokale thermische Gleichgewicht zu erhalten. Sind die Stoßzahlen zu klein, so läuft der Prozeß nur noch sehr langsam ab und das lokale Gleichgewicht ist nicht mehr vorhanden. In Abb. 3.4 [Sco88] sind beispielsweise die Stoßzahlen pro Molekül für Zwei- (Z_2) und Dreikörperstöße (Z_3) während der Expansionsphase gezeigt. Die Verhältnisse in der ABS ($p_0 = 0{,}5\,\mathrm{mbar}$ und $d = 2\,\mathrm{mm}$) weichen zwar von denen im hier gezeigten Beispiel stark ab, doch das Prinzip ist dasselbe. Wenn also ein Zweikörperprozess 100 Stöße braucht (z.B. für die Relaxation der Rotation von Wasserstoffmolekülen [Knu88]), so wird dieser sehr schnell nach Austritt aus der Düse eingefroren. Bei der Translationsrelaxation ($Z_2 = 1$) treten die Abweichungen vom Kontinuum erst sehr viel später auf. Rekombinationseffekte, welche Dreikörperstöße erfordern, sind hier nicht zu erwarten, da die Stoßfrequenzen viel zu klein sind. Die Rekombination ist daher praktisch schon am Düsenende eingefroren. Die einfach errechneten Kontinuumswerte müssen daher durch die Berücksichtigung der Stoßfrequenzen ergänzt werden. Man kann dann eine sogenannte *freezing point*–Machzahl bestimmen [Knu88]:

$$M_\mathrm{f} = 1{,}2 \left(\frac{1}{\mathrm{Kn}_0} \right)^{2/5}, \tag{3.11}$$

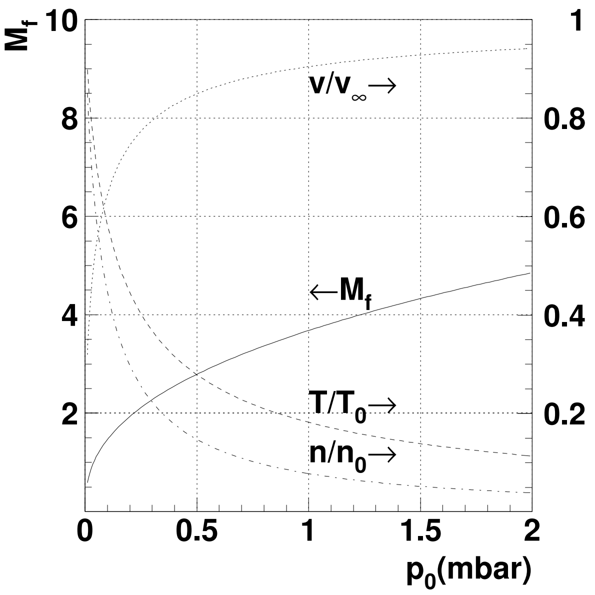


Abbildung 3.5: *freezing point*–Machzahl M_f, –Temperatur T, –Strömungsgeschwindigkeit v, sowie –Dichte n aufgetragen über den Druck vor der Düse ($d = 2\,\mathrm{mm}$) für eine Expansion von molekularem Wasserstoff bei $T_0 = 100\,\mathrm{K}$.

wobei $\mathrm{Kn}_0 = \lambda/l$ die Knudsenzahl mit der mittleren freien Weglänge λ und der charakteristische Länge l in der Düse ist. In Abb. 3.5 sind die *freezing point*–Machzahlen sowie die hieraus mit Gln. 3.7, 3.8 und 3.10 berechneten Parameter dargestellt.

Eine Art die Prozesse in der Expansion genau zu beschreiben, ist die sogenannte Charakteristiken–Methode [Sco88]. In den folgenden Abschnitten werden zwei weitere Methoden erklärt, die bei der Beschreibung der Expansion in der ABS verwendet werden.

3.2 Beschreibung mit Navier–Stokes–Gleichungen

Eine Möglichkeit eine Expansion zu beschreiben, ist mit Hilfe der sogenannten Navier–Stokes–Gleichungen. Diese berücksichtigen neben Druck und äußeren Kräften auch die Reibungskräfte. Wenn die Summe dieser Kräfte verschwindet, herrscht Gleichgewicht. Die Gasteilchen werden dann nicht beschleunigt.

Betrachtet man nun ein kleines Volumenelement $\mathrm{d}x_1\mathrm{d}x_2\mathrm{d}x_3$, dessen Geschwindigkeit ein dreikomponentiger Vektor $\mathbf{u}$ ist, dann lautet die Bewegungsgleichung:

$$m_\mathrm{V}\frac{\mathrm{d}\mathbf{u}}{\mathrm{d}t} = \mathcal{Z}\ , \tag{3.12}$$

wobei m_V die Masse des Volumenelements und $\mathcal{Z}$ die Gesamtkraft auf dieses Element ist. Wenn ρ die Massendichte ist und 2 Kräfte auf dieses Volumenelement wirken, eine äußere $\mathbf{F}'$ und eine durch die angrenzenden Elemente hervorgerufene Kraft $\mathbf{G}$, so gilt:

$$\begin{aligned} m_\mathrm{V} &= \rho\,\mathrm{d}x_1\mathrm{d}x_2\mathrm{d}x_3 \\ \mathcal{Z} &= (\mathbf{F}' + \mathbf{G})\,\mathrm{d}x_1\mathrm{d}x_2\mathrm{d}x_3. \end{aligned}$$

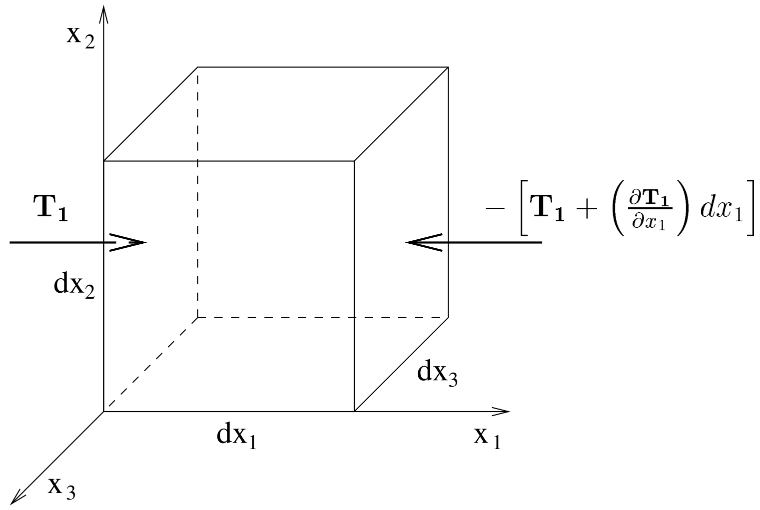


Abbildung 3.6: Kräfte auf ein Volumenelement.

Damit ergibt sich aus Gl. 3.12:

$$\rho \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \right) \mathbf{u} = \mathbf{F}' + \mathbf{G}. \tag{3.13}$$

Wählt man ein Volumenelement und ein zugehöriges Koordinatensystem wie in Abb. 3.6, so wirken auf alle 6 Seiten des Würfels Kräfte von Nachbarelementen. Die Richtung der Kräfte ist jeweils senkrecht zur betrachteten Fläche, da diese Kräfte vom Druck, bzw. Viskositätswiderstand herrühren. Somit ergibt sich mit den in Abb. 3.6 gezeigten Kräften für die Gesamtkraft der Nachbarelemente auf das betrachtete Element:

$$\mathbf{G}\, \mathrm{d}x_1 \mathrm{d}x_2 \mathrm{d}x_3 = - \left(\frac{\partial \mathbf{T_1}}{\partial x_1} + \frac{\partial \mathbf{T_2}}{\partial x_2} + \frac{\partial \mathbf{T_3}}{\partial x_3} \right) \mathrm{d}x_1 \mathrm{d}x_2 \mathrm{d}x_3. \tag{3.14}$$

Faßt man die Vektoren $\mathbf{T_i}$ zum Drucktensor $\tilde{P}$ zusammen:

$$\begin{aligned} \mathbf{T_1} &= (P_{11}, P_{12}, P_{13}) \\ \mathbf{T_2} &= (P_{21}, P_{22}, P_{23}) \\ \mathbf{T_3} &= (P_{31}, P_{32}, P_{33}), \end{aligned} \tag{3.15}$$

so erhält man:

$$G_i = -\frac{\partial P_{ji}}{\partial x_j} \quad \Rightarrow \quad \mathbf{G} = -\nabla \cdot \tilde{P}. \tag{3.16}$$

Somit ergibt sich mit $\mathbf{F}' = \rho \mathbf{F}/m$ aus Gl. 3.13:

$$\rho \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \right) \mathbf{u} = \frac{\rho \mathbf{F}}{m} - \nabla \cdot \tilde{P}, \tag{3.17}$$

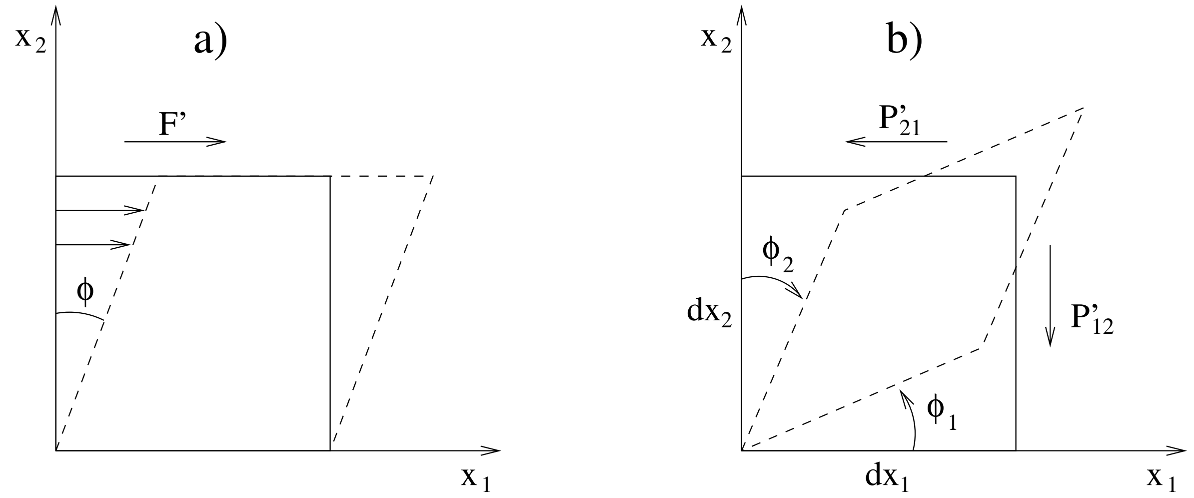


Abbildung 3.7: Deformation eines Volumenelementes durch Scherkraft (a) und P'_{12} als Scherkraft (b).

wobei $\mathbf{F}$ die äußere Kraft pro Molekül der Masse m ist. Betrachtet man nun den Drucktensor $\tilde{P}$ unter der Annahme eines isotropen Gases (oder Flüssigkeit), so ist:

$$P_{11} = P_{22} = P_{33} \equiv P. \tag{3.18}$$

Hierbei ist P per Definition der (hydro)statische Druck. Somit ergibt sich:

$$P_{ij} = \delta_{ij} P + P'_{ij} \tag{3.19}$$

mit dem spurlosen Tensor P'_{ij}. Aus der physikalisch sinnvollen Annahme, daß das betrachtete Volumenelement keinen inneren Drehimpuls hat, folgt die Tatsache, daß es sich bei P_{ij} und damit auch bei P'_{ij} um einen symmetrischen Tensor handelt ($P'_{ij} = P'_{ji}$).

Man betrachtet nun die Scherkraft auf eine Fläche des Volumenelementes, welche dadurch zu einem Parallelepiped verformt wird (Abb. 3.7a). Die Deformationsrate ist definiert als $R' = \mu(\mathrm{d}\phi/\mathrm{d}t)$ mit dem Viskositätskoeffizienten μ und dem Deformationswinkel ϕ. Der Effekt von P'_{12} auf eine Fläche ist in Abb. 3.7b dargestellt, woraus folgt:

$$P'_{21} = -\mu \left(\frac{\mathrm{d}\phi_1}{\mathrm{d}t} + \frac{\mathrm{d}\phi_2}{\mathrm{d}t} \right) = -\mu \left(\frac{\partial u_2}{\partial x_1} + \frac{\partial u_1}{\partial x_2} \right). \tag{3.20}$$

Allgemein gilt daher unter Berücksichtigung, daß P'_{ij} spurlos ist:

$$P'_{ij} = -\mu \left[\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \nabla \cdot \mathbf{u} \right]. \tag{3.21}$$

Hieraus folgt mit Gln. 3.17 und 3.19 die Navier–Stokes–Gleichung:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla\right) \mathbf{u} = \frac{\mathbf{F}}{m} - \frac{1}{\rho} \nabla \left(P - \frac{\mu}{3} \nabla \cdot \mathbf{u}\right) + \frac{\mu}{\rho} \nabla^2 \mathbf{u}. \tag{3.22}$$

Die hier gezeigte phänomenologische Herleitung mit den gemachten Annahmen zeigt, daß die Navier–Stokes–Gleichung für verdünnte Gase und Flüssigkeiten einsetzbar ist [Hua87]. Neben der so erhaltenen Gleichung für die Strömungsgeschwindigkeit läßt sich ein ganzes System von Navier–Stokes–Gleichungen aufstellen, welches die Dichte, Energie oder auch die Massenanteile bei Gasgemischen beschreibt [Var98].

3.3 Monte–Carlo–Simulation einer Expansion

Im Allgemeinen lassen sich Gasexpansionen mit Navier–Stokes–Gleichungen beschreiben. Allerdings muß die Knudsenzahl Kn beachtet werden:

$$\mathrm{Kn} = \frac{\lambda}{l}. \tag{3.23}$$

Hierbei ist $l = \frac{\rho}{\mathrm{d}\rho/\mathrm{d}x}$ eine charakteristische Länge und $\lambda = (\sqrt{2} n \sigma_{\mathrm{tot}})^{-1}$ die mittlere freie Weglänge mit der Teilchendichte n und dem totalen Stoßquerschnitt σ_{tot}. Da es sich um ein Kontinuumsmodell handelt, gibt es ein Limit für die Beschreibung mit Navier–Stokes–Gleichungen, welches ungefähr bei Kn = 0,1 liegt (siehe Abb. 3.8) [Bir94]. Betrachtet man die Bedingungen bei der Expansion eines Düsenstrahls in der ABS (Knudsenzahl am Düsenausgang $\mathrm{Kn}_0 = 0{,}09$ bei $Q = 1\,\mathrm{mbarl/s}$ und $T_{\mathrm{Düse}} = 100\,\mathrm{K}$), so wird deutlich, daß bei der Beschreibung mit Navier–Stokes–Gleichungen Probleme auftreten könnten, was sich in den weiteren Untersuchungen auch bestätigte (siehe Kap.8).

Daher wurden für den verwendeten Strömungsbereich Monte–Carlo–Simulationen durchgeführt, welche binäre Stöße zwischen den Gasteilchen simulieren. Hierzu wurde

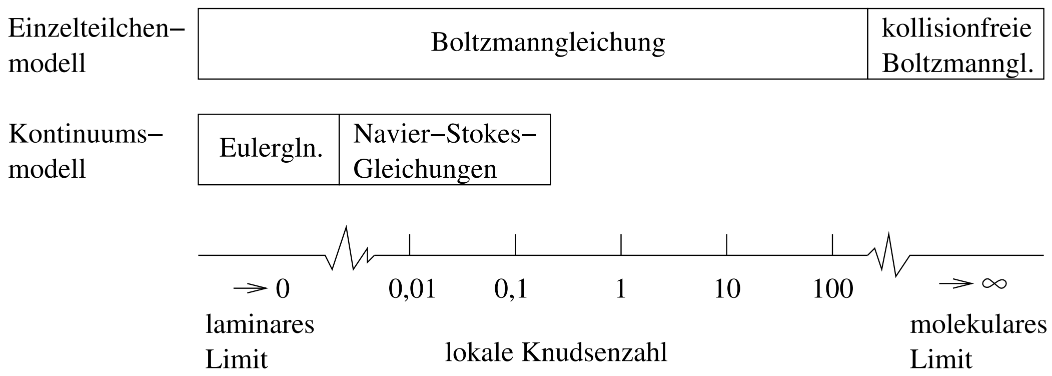


Abbildung 3.8: Knudsenzahlgrenzen für die verschiedenen mathematischen Modelle.

ein Programm von Bird [Bir94] verwendet, dessen Grundlagen im Folgenden beschrieben werden.

3.3.1 Definitionen

Der mittlere Abstand von Teilchen der Volumendichte n ist $\delta = n^{-1/3}$. Verwendet man das sehr vereinfachte Modell von elastischen Stößen von harten Kugeln, so ist der totale Stoßquerschnitt $\sigma_{\mathrm{tot}} = \pi d^2$ mit dem Teilchendurchmesser d. Der Anteil des Raumes, welcher mit Teilchen ausgefüllt ist, beträgt dann $(d/\delta)^3$. Unter der Bedingung $\delta \gg d$ spricht man von einem verdünnten (idealen) Gas, in dem man davon ausgehen kann, daß nur binäre Stöße auftreten. Man betrachtet nun ein Testmolekül, welches sich mit $\mathbf{c_t}$ bewegt. Die umgebenden Moleküle mit der Dichte Δn bewegen sich mit Geschwindigkeiten zwischen $\mathbf{c}$ und $\mathbf{c} + \Delta\mathbf{c}$. Das Testmolekül bewegt sich also mit der relativen Geschwindigkeit $\mathbf{c}_{\mathrm{r}} = \mathbf{c_t} - \mathbf{c}$. Wählt man nun ein Bezugssystem, in dem die umgebenden Moleküle stationär sind, dann ist die Wahrscheinlichkeit, daß das Testmolekül ein anderes Teilchen in der Zeit Δt trifft, gleich $\Delta n \sigma_{\mathrm{tot}} c_{\mathrm{r}} \Delta t$. Man erhält somit die mittlere Stoßrate:

$$\nu = n\overline{\sigma_{\mathrm{tot}} c_{\mathrm{r}}}. \tag{3.24}$$

Die mittlere freie Weglänge ist definiert als der Quotient aus der mittleren thermischen Geschwindigkeit $\bar{c'}$ und der Stoßrate:

$$\lambda = \frac{\bar{c'}}{\nu} = \frac{\bar{c'}}{n\overline{\sigma_{\mathrm{tot}} c_{\mathrm{r}}}}, \tag{3.25}$$

womit sich für das Modell mit harten Kugeln $\lambda = (\sqrt{2}\pi d^2 n)^{-1}$ ergibt. Betrachtet man nun ein abgeschlossenes Gas im thermodynamischen Gleichgewicht, so kann man verschiedene makroskopische Größen definieren. Wenn kleine makroskopische Gradienten existieren und die Stoßrate groß genug ist, paßt sich die Geschwindigkeitsverteilung jedes Gasvolumenelements an die lokalen makroskopischen Bedingungen an. Mikroskopisch gesehen befindet sich das Gas also im lokalen thermodynamischen Gleichgewicht, was makroskopisch äquivalent zu einem isentropischen Fluß ist. Wie zuvor schon festgestellt wurde, sind die Kontinuumsrechnungen nur bei kleinen Abweichungen vom Gleichgewicht noch gültig, die Definitionen der makroskopischen Strömungsgrößen aber sind immer verwendbar.

Jedes Teilchen bewegt sich mit einer Geschwindigkeit $\mathbf{c}$. Definiert man nun die mittlere oder **Strömungsgeschwindigkeit** $\mathbf{c_0} = \bar{\mathbf{c}}$, dann ergibt sich die thermische Geschwindigkeit $\mathbf{c}'$ eines Teilchens zu:

$$\mathbf{c}' = \mathbf{c} - \mathbf{c_0}. \tag{3.26}$$

Betrachtet man den Impulstransport, so kann der **Drucktensor** $\tilde{P}$ definiert werden:

$$\tilde{P} = nm\,\overline{\mathbf{c}'\mathbf{c}'}. \tag{3.27}$$

Der skalare Druck ist somit:

$$p = \frac{1}{3} nm \left(\overline{c_1'^2} + \overline{c_2'^2} + \overline{c_3'^2} \right) = \frac{1}{3} nm \left(\overline{c'^2} \right). \tag{3.28}$$

Der **viskose Spannungstensor** ist als negativer Drucktensor abzüglich des skalaren Druck von den Diagonalelementen definiert:

$$\tilde{\tau} \equiv \tau_{ij} = - \left(nm\overline{c_i' c_j'} - \delta_{ij} p \right). \tag{3.29}$$

Die mittlere kinetische Energie, die mit der thermischen, bzw. translatorischen Bewegung eines Moleküls verknüpft ist, beträgt $E_{\mathrm{tr}} = \frac{1}{2} m\overline{c'^2}$. Mit Gl. 3.28 ergibt sich:

$$p = \frac{2}{3} nm E_{\mathrm{tr}}, \tag{3.30}$$

und mit der idealen Gasgleichung $p = nk_{\mathrm{B}}T$ erhält man:

$$\frac{3}{2} k_{\mathrm{B}} T_{\mathrm{tr}} = \frac{1}{2} m\overline{c'^2} = \frac{1}{2} m \left(\overline{c_1'^2} + \overline{c_2'^2} + \overline{c_3'^2} \right) \tag{3.31}$$

mit der **translatorischen kinetischen Temperatur** T_{tr}. Diese Temperatur kann man auch für jede Komponente einzeln definieren, z.B.:

$$k_{\mathrm{B}} T_{\mathrm{tr}_1} = m\overline{c_1'^2}. \tag{3.32}$$

Die Abweichung der T_{tr_i} von T_{tr} spiegelt den Grad des translatorischen Nichtgleichgewichts im Gas wider. Sind mehratomige Moleküle vorhanden, so haben sie interne Energie E_{int}, die mit Rotation und Vibration verbunden ist.

$$\frac{1}{2} \zeta k_{\mathrm{B}} T_{\mathrm{int}} = E_{\mathrm{int}}, \tag{3.33}$$

wobei ζ die Anzahl der internen Freiheitsgrade und T_{int} deren **interne Temperatur** ist.

Sind nun Moleküle verschiedener Spezies (Anzahl s) vorhanden, so summieren sich die Partialdichten n_p zur Gesamtdichte $n = \sum_{p=1}^{s} n_p$ auf. Der totale Stoßquerschnitt mit den effektiven Teilchendurchmessern ist:

$$\sigma_{\mathrm{tot}}^{pq} = \pi (d_p + d_q)^2 / 4 = \pi d_{pq}^2. \tag{3.34}$$

Aus der Summation über die mittlere Stoßrate ν_{pq} eines Teilchens der Spezies p mit einem Teilchen der Spezies q ($c_{r_{pq}}$ die relative Geschwindigkeit zwischen beiden Molekülen), erhält man die mittlere Stoßrate für ein Molekül der Spezies p:

$$\nu_p = \sum_{q=1}^{s} \nu_{pq} = \sum_{q=1}^{s} \left(\pi d_{pq}^2 n_q \overline{c_{r_{pq}}} \right). \tag{3.35}$$

Die mittlere Stoßrate pro Molekül für das Gasgemisch ist als Mittel über alle Teilchen aller Spezies definiert:

$$\nu = \sum_{p=1}^{s} \left\{ \frac{n_p}{n} \nu_p \right\}. \tag{3.36}$$

Die mittlere freie Weglänge für ein Molekül der Spezies p ist gleich dem Quotienten aus der mittleren thermischen Geschwindigkeit und der Stoßrate:

$$\lambda_p = \left(\sum_{q=1}^{s} \frac{\pi d_{pq}^2 n_q \overline{c_{r_{pq}}}}{\overline{c'_p}} \right)^{-1}. \tag{3.37}$$

Für das Gasgemisch folgt:

$$\lambda = \sum_{p=1}^{s} \left\{ \frac{n_p}{n} \lambda_p \right\}. \tag{3.38}$$

Makroskopisch ergibt sich für die **Strömungsgeschwindigkeit $\mathbf{c_0}$** mit der Massendichte $\rho = n\overline{m}$:

$$\mathbf{c_0} = \frac{1}{\rho} \sum_{p=1}^{s} (m_p n_p \overline{c_p}) = \frac{\overline{m\mathbf{c}}}{\overline{m}}. \tag{3.39}$$

Die Definitionen der makroskopischen Größen ist mit $\mathbf{c}' = \mathbf{c} - \mathbf{c_0}$ und $\overline{\mathbf{c}'_p} = \overline{\mathbf{c}_p} - \mathbf{c_0}$ wie oben unter der Berücksichtigung der Teilchenmasse im jeweiligen Mittelungsprozess. Somit ergibt sich z.B. für die translatorische kinetische Temperatur:

$$\frac{3}{2} k_{\mathrm{B}} T_{\mathrm{tr}} = \frac{1}{2} \overline{m c'^2}, \tag{3.40}$$

und für jede Spezies:

$$\frac{3}{2} k_{\mathrm{B}} T_{\mathrm{tr}_p} = \frac{1}{2} m_p \overline{c'^2_p}. \tag{3.41}$$

3.3.2 Binäre elastische Stöße

Bei einem binärer elastischer Stoß zweier Teilchen der Massen m_1, m_2 und Geschwindigkeiten $\mathbf{c_1}, \mathbf{c_2}$ wird keine translatorische oder innere Energie (Rotation, Vibration) übertragen. Impuls und Energie sind erhalten:

$$\begin{aligned} m_1 \mathbf{c_1} + m_2 \mathbf{c_2} &= m_1 \mathbf{c_1^*} + m_2 \mathbf{c_2^*} = (m_1 + m_2) \mathbf{c_m}, && (3.42) \\ m_1 c_1^2 + m_2 c_2^2 &= m_1 c_1^{*2} + m_2 c_2^{*2}, && (3.43) \end{aligned}$$

wobei $\mathbf{c_1^*}$ und $\mathbf{c_2^*}$ die Geschwindigkeiten nach dem Stoß und $\mathbf{c_m}$ die Schwerpunktsgeschwindigkeit sind. Führt man die Relativgeschwindigkeit $\mathbf{c}_{\mathrm{r}} = \mathbf{c_1} - \mathbf{c_2}$ ein, so folgt:

$$\begin{aligned} m_1 c_1^2 + m_2 c_2^2 &= (m_1 + m_2) c_m^{*2} + m_r c_{\mathrm{r}}^2 && (3.44) \\ m_1 c_1^{*2} + m_2 c_2^{*2} &= (m_1 + m_2) c_m^{*2} + m_r c_{\mathrm{r}}^{*2} && (3.45) \end{aligned}$$

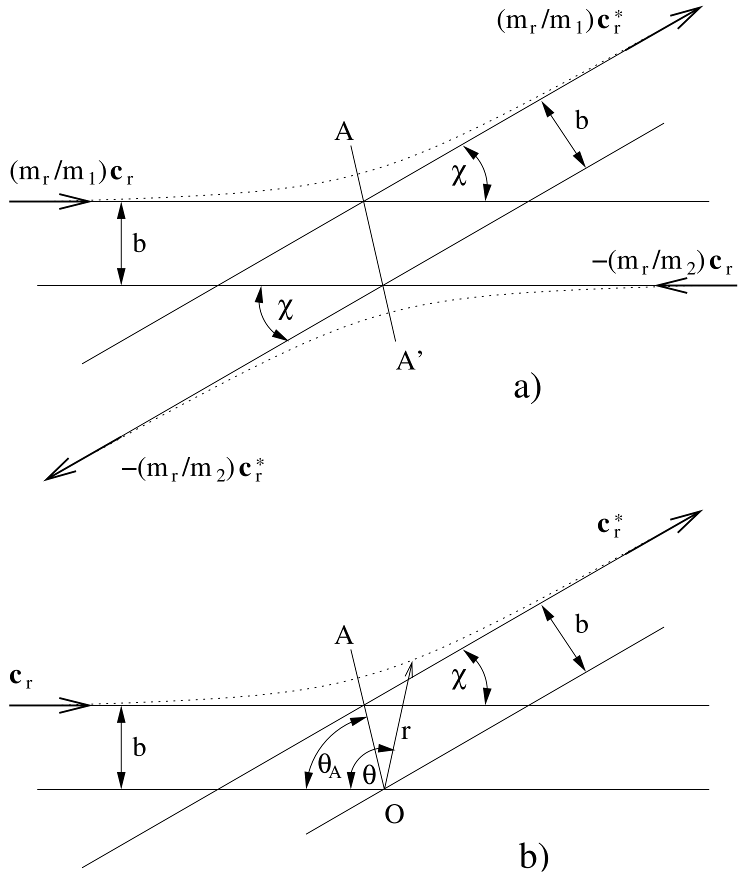


Abbildung 3.9: Bezugssysteme für die Analyse von binären Stößen. (a) Schwerpunktssystem, (b) Bezugssystem mit festem Streuzentrum (b = Stoßparameter).

mit der reduzierten Masse $m_r = m_1 m_2/(m_1+m_2)$. Aus dem Vergleich mit Gl. 3.43 ergibt sich $c_\mathrm{r}^* = c_\mathrm{r}$, d.h. der Betrag der Relativgeschwindigkeit ändert sich während des Stoßes nicht. Da sich $\mathbf{c_m}$ und $\mathbf{c}_\mathrm{r}$ aus dem Anfangswerten berechnen lassen und deren Betrag sich nicht ändert, reduziert sich die Bestimmung der Geschwindigkeiten nach dem Stoß auf die Richtungsänderung χ der Relativgeschwindigkeit (Abb. 3.9a). Betrachtet man nun die Kraft $\mathbf{F}$ zwischen zwei kugelförmigen Molekülen mit ihren Ortsvektoren $\mathbf{r_1}, \mathbf{r_2}$, so ergeben sich die Bewegungsgleichungen:

$$m_1 \ddot{\mathbf{r}}_\mathbf{1} = \mathbf{F} \quad \text{und} \quad m_2 \ddot{\mathbf{r}}_\mathbf{2} = -\mathbf{F} \ , \tag{3.46}$$

woraus mit dem Relativvektor $\mathbf{r}$ folgt:

$$m_r \ddot{\mathbf{r}} = \mathbf{F}. \tag{3.47}$$

Die Bewegung zweier Moleküle zueinander kann also durch eine Bewegung eines Moleküls mit der Masse m_r relativ zu einem festen Kraftzentrum beschrieben werden (Abb. 3.9b).

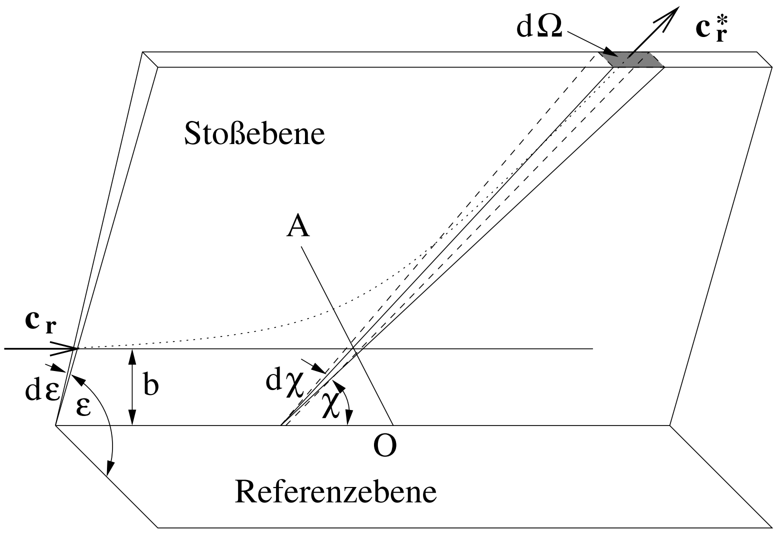


Abbildung 3.10: Streuung am festen Streuzentrum mit den Stoßparametern b und ε.

Betrachtet man nun die Ebene, in welcher der Stoß stattfindet (Abb. 3.10), so ergibt sich der differentielle Streuquerschnitt $\sigma \mathrm{d}\Omega$ aus den Stoßparametern b und ε:

$$\sigma \mathrm{d}\Omega = b \ \mathrm{d}b \ \mathrm{d}\varepsilon, \tag{3.48}$$

wobei $\mathrm{d}\Omega$ das Raumwinkelelement um den Vektor $\mathbf{c}_\mathrm{r}^*$ ist. Mit $\mathrm{d}\Omega = \sin\chi \ \mathrm{d}\chi \ \mathrm{d}\varepsilon$ ergibt sich:

$$\sigma = \frac{b}{\sin\chi} \left| \frac{\mathrm{d}b}{\mathrm{d}\chi} \right|. \tag{3.49}$$

Daraus folgt der totale Streuquerschnitt σ_tot:

$$\sigma_\mathrm{tot} = \int\limits_0^{4\pi} \sigma \mathrm{d}\Omega = 2\pi \int\limits_0^{\pi} \sigma \sin\chi \ \mathrm{d}\chi. \tag{3.50}$$

Da dieses Integral bei manchen Molekularmodellen divergiert, ist es dort notwendig, effektive Streuquerschnitte einzuführen.

Mit den in Abb. 3.9b definierten Polarkoordinaten lauten die Gleichungen für Impuls und Energie (im Limit $r \to \infty$):

$$\begin{aligned} r^2\dot{\theta} &= bc_\mathrm{r} && (3.51) \\ \frac{1}{2}m_r(\dot{r}^2 + r^2\dot{\theta}^2) + \phi &= \frac{1}{2}m_r c_\mathrm{r}^2. && (3.52) \end{aligned}$$

Hierbei ist ϕ das intermolekulare Potential der Kraft $\mathbf{F} = -\mathrm{d}\phi/\mathrm{d}r$ zwischen den Molekülen. Integriert man über die Zeit so ergibt sich die Gleichung für die räumliche

Kurve:

$$\left(\frac{\mathrm{d}r}{\mathrm{d}\theta}\right)^2 = \frac{r^4}{b^2} - r^2 - \frac{2\phi r^4}{m_r c_\mathrm{r}^2 b^2}. \tag{3.53}$$

Mit Einführung der dimensionslosen Koordinate $W = b/r$ erhält man:

$$\left(\frac{\mathrm{d}W}{\mathrm{d}\theta}\right)^2 = 1 - W^2 - \frac{2\phi}{m_r c_\mathrm{r}^2} \tag{3.54}$$

und daraus:

$$\theta = \int\limits_0^W \left(1 - W^2 - \frac{2\phi}{m_r c_\mathrm{r}^2}\right)^{-1/2} \mathrm{d}W. \tag{3.55}$$

Am Schnittpunkt mit $\overline{\mathrm{OA}}$ ist $\theta = \theta_\mathrm{A}$ und $\mathrm{d}W/\mathrm{d}\theta = 0$ und der Winkel χ ergibt sich somit zu:

$$\chi = \pi - 2\theta_\mathrm{A}. \tag{3.56}$$

Somit ist die Richtungsänderung χ nur von den Anfangsbedingungen und dem Potential der Kraft abhängig. Im Allgemeinen kann diese Kraft zwischen den Molekülen als:

$$F = \frac{\kappa}{r^\eta} \qquad \text{bzw.} \qquad \phi = \frac{\kappa}{(\eta - 1) r^{\eta - 1}} \tag{3.57}$$

definiert werden. Aus den Gln. 3.55 und 3.56 ergibt sich damit der Ablenkwinkel χ zu:

$$\chi = \pi - 2 \int\limits_0^{W_1} \left\{1 - W^2 - \frac{2}{\eta - 1}\left(\frac{W}{W_0}\right)^{\eta - 1}\right\}^{-1/2} \mathrm{d}W, \tag{3.58}$$

wobei $W_0 = b(m_r c_\mathrm{r}^2/\kappa)^{1/(\eta-1)}$ ein dimensionsloser Stoßparameter und W_1 die positive Lösung der Gleichung $1 - W^2 - \{2/(\eta - 1)\}(W/W_0)^{\eta-1} = 0$ ist. Der differentielle Streuquerschnitt ergibt sich durch Einsetzen in Gl. 3.48 zu:

$$\sigma \mathrm{d}\Omega = W_0 \left(\frac{\kappa}{m c_\mathrm{r}^2}\right)^{2/(\eta-1)} \mathrm{d}W_0 \mathrm{d}\varepsilon. \tag{3.59}$$

Bei endlichem η ist der σ_tot unendlich, da die Kräfte eine unendliche Reichweite haben. Es gibt daher viele Streuungen zu sehr kleinen Winkeln. Will man einen unendlichen Streuquerschnitt umgehen, so muß ein Endparameter $W_{0,\max}$ definiert werden, bis zu dem integriert wird. Für den totalen Streuquerschnitt folgt aus Gl. 3.50:

$$\sigma_\mathrm{tot} = \pi W_{0,\max}^2 \left(\frac{\kappa}{m_r c_\mathrm{r}^2}\right)^{2/(\eta-1)}. \tag{3.60}$$

Da $W_{0,\max}$ beliebig ist, kann dieser Ausdruck nicht für die Berechnung einer Stoßrate, bzw. einer mittleren freien Weglänge eingesetzt werden. Für die Berechnung der

Transporteigenschaften, wie z.B. die Viskosität, wird daher eher der differentiellen Streuquerschnitt verwendet. Man definiert den Viskositätsquerschnitt σ_μ und den Impulsaustauschquerschnitt σ_{M}:

$$\sigma_\mu = \int_0^{4\pi} \sin^2\chi \, \sigma \mathrm{d}\Omega \qquad \text{bzw.} \qquad \sigma_{\mathrm{M}} = \int_0^{4\pi} (1 - \cos\chi) \, \sigma \mathrm{d}\Omega. \tag{3.61}$$

3.3.3 Verwendete Stoßmodelle

Das einfachste Modell ist das der **harten Kugeln**, welches schon verwendet wurde. Es entspricht dem Grenzfall $\eta = \infty$ in Gl. 3.57. Die Kraft wird dann wirksam, wenn sich die Kugeln berühren, d.h. bei $r = (d_1 + d_2)/2 = d_{12}$ (Abb. 3.11). Aus der Geometrie ergibt sich somit der differentielle Streuquerschnitt $\sigma = d_{12}^2/4$ und nach Integration:

$$\sigma_{\mathrm{tot}} = \int_0^{4\pi} \sigma \mathrm{d}\Omega = \pi d_{12}^2. \tag{3.62}$$

Der Viskositätsquerschnitt und der Impulsaustauschquerschnitt sind dann:

$$\sigma_\mu = \frac{2}{3}\sigma_{\mathrm{tot}} \qquad \text{und} \qquad \sigma_{\mathrm{M}} = \sigma_{\mathrm{tot}}. \tag{3.63}$$

Die Vorteile dieses Modells liegen auf der Hand. σ_{tot} ist endlich und die isotropische Streuung im Schwerpunktssystem bedingt leicht berechenbare Parameter. Allerdings ist das Streugesetz nicht sehr realistisch und der Streuquerschnitt ist von der relativen Translationsenergie des Stoßes $E_{\mathrm{tr}} = m_r c_{\mathrm{r}}^2/2$ unabhängig. Normalerweise fällt der effektive Streuquerschnitt mit fallendem c_{r} und E_{tr}. Das Verhalten dieses Querschnitts ist direkt

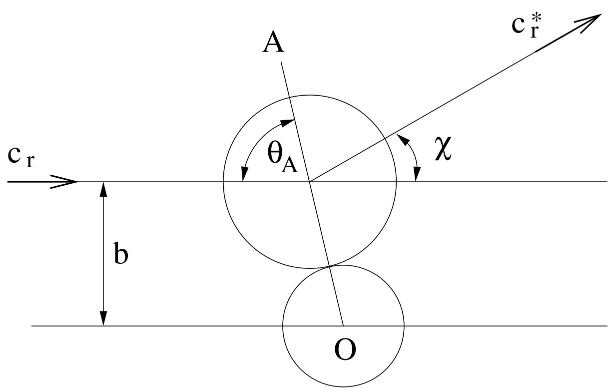


Abbildung 3.11: Stoßgeometrie beim Modell der harten Kugeln.

mit der thermischen Änderung der Viskosität verbunden. Im Modell der harten Kugeln ist der Viskositätskoeffizient proportional zu $T^{0,5}$, während durch einen variablen Querschnitt die charakteristischen Abhängigkeiten von etwa $T^{0,75}$ (Wasserstoff $T^{0,67}$) erreicht werden können.

Das führt nun zum sogenannten **variablen Hartkugelmodell** (*engl:* variable hard sphere - VHS) [Bir81]. Der Durchmesser d ist nun eine Funktion von c_r:

$$d = d_\mathrm{ref}(c_\mathrm{r,ref}/c_\mathrm{r})^\nu, \tag{3.64}$$

wobei der Index ref Referenzwerte anzeigt und ν ein vom Gas abhängiger Koeffizient ist. Für ein bestimmtes Gas wird das VHS–Modell somit durch einen effektiven Durchmesser bei einer Referenztemperatur definiert. Dieses Modell erlaubt nun eine korrekte Bestimmung der mittleren freien Weglänge und der Knudsenzahl durch den endlichen Streuquerschnitt und die realistische Temperaturabhängigkeit. Der Streuwinkel ist:

$$\chi = 2\cos^{-1}\left(\frac{b}{d}\right). \tag{3.65}$$

Der Viskositäts- und Impulsaustauschquerschnitt sind wie in Gl. 3.63 definiert, da c_r und χ nicht gekoppelt sind. Der Streuquerschnitt wird nun durch die Viskosität bestimmt, doch das Verhältnis des Impuls- zum Viskositätsquerschnitt hat noch den Charakter des Modells der harten Kugeln, was sich bei realen Gasen anders verhält.

Darum kommt man zum sogenannten **variablen Weichkugelmodell** (*engl:* variable soft sphere - VSS) [Kou91, Kou92] Hier variiert der Durchmesser der Moleküle wie im VHS–Modell, aber der Streuwinkel ist gegeben durch:

$$\chi = 2\cos^{-1}\left\{\left(\frac{b}{d}\right)^{1/\alpha}\right\}, \tag{3.66}$$

wobei α ein gasartabhängiger Koeffizient ist. Der totale Streuquerschnitt σ_tot ist wieder gleich πd^2 doch der Viskositäts- und Impulsaustauschquerschnitt sind:

$$\sigma_\mu = \frac{4\alpha}{(\alpha+1)(\alpha+2)}\sigma_\mathrm{tot} \qquad \text{bzw.} \qquad \sigma_\mathrm{M} = \frac{2}{\alpha+1}\sigma_\mathrm{tot}. \tag{3.67}$$

Die Werte für α liegen im Allgemeinen zwischen 1 und 2. Das VHS–Modell liefert also genau wie das VSS–Modell die richtige Viskosität, doch nur das letztere hat die richtigen Diffusionskoeffizienten, was sich besonders bei Gasgemischen auswirkt. Für alle im weiteren Verlauf gezeigten Ergebnisse der Monte–Carlo–Simulationen wurde das VSS–Modell verwendet.

3.3.4 Maxwellverteilung eines Atomstrahls

Für ein Gas im thermischen Gleichgewicht kann man die Verteilungsfunktion der Geschwindigkeiten herleiten [Bir94], die sogenannte Maxwellverteilung:

$$f_0 = \frac{\beta^3}{\pi^{3/2}} \exp(-\beta^2 c'^2) \tag{3.68}$$

mit $\beta = \sqrt{m/(2k_\mathrm{B}T)}$. Die Anzahl der Moleküle im Geschwindigkeitselement d$\mathbf{c}$ um $\mathbf{c}' = \mathbf{c} - \mathbf{c_0}$ ist somit in kartesischen Koordinaten $\mathbf{c} = (c_1, c_2, c_3)$:

$$\frac{\mathrm{d}n}{n} = \frac{\beta^3}{\pi^{3/2}} \exp(-\beta^2 c'^2)\mathrm{d}\mathbf{c} = \frac{\beta^3}{\pi^{3/2}} \exp[-\beta^2\{(c_1 - c_1^0)^2 + (c_2 - c_2^0)^2 + (c_3 - c_3^0)^2\}]\mathrm{d}c_1\,\mathrm{d}c_2\,\mathrm{d}c_3. \tag{3.69}$$

Betrachtet man nur eine Komponente c_1, so muß man über die anderen Komponenten c_2, c_3 integrieren und erhält (siehe Abb. 3.12):

$$f(c_1') = \frac{\beta}{\sqrt{\pi}} \exp(-\beta^2 c_1'^2) \qquad \text{bzw.} \qquad f(c_1) = \frac{\beta}{\sqrt{\pi}} \exp(-\beta^2 (c_1 - c_1^0)^2). \tag{3.70}$$

Die wahrscheinlichste thermische Geschwindigkeit der jeweiligen Komponente ist Null. Verwendet man **Polarkoordinaten** im mitbewegten System, so ergibt sich die Anzahl der Moleküle im Geschwindigkeitsbereich von c' und $c' + \mathrm{d}c'$ und den Winkelbereichen θ und $\theta + \mathrm{d}\theta$ bzw. ϕ und $\phi + \mathrm{d}\phi$:

$$\frac{\mathrm{d}n}{n} = \frac{\beta^3}{\pi^{3/2}} c'^2 \exp(-\beta^2 c'^2) \sin\theta\,\mathrm{d}\theta\,\mathrm{d}\phi\,\mathrm{d}c'. \tag{3.71}$$

Nach Integration über die Winkel ergibt sich damit die Verteilungsfunktion (Abb. 3.12):

$$f(c') = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \beta^3 c'^2 \exp(-\beta^2 c'^2). \tag{3.72}$$

Die wahrscheinlichste thermische Geschwindigkeit ist $c'_\mathrm{m} = 1/\beta$.

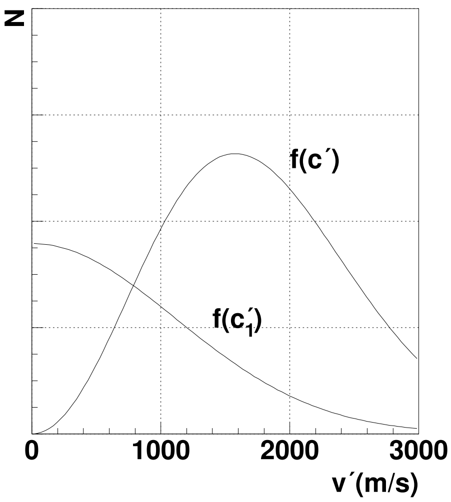


Abbildung 3.12: Gleichgewichtsverteilungsfunktionen für die Molekulargeschwindigkeit $f(c')$ und eine Geschwindigkeitskomponente $f(c_1')$ eines Wasserstoffgases mit einer Temperatur von 300 K.

Kapitel 4

Atomstrahl–Teststand

4.1 Aufbau

Zur Entwicklung des Mikrowellendissoziators sowie zur Untersuchung der Eigenschaften der Strahlformierung wurde ein Atomstrahl–Teststand aufgebaut [Koc99a]. Abb. 4.1 zeigt einen schematischen Überblick. Der Teststand besteht aus einem vierstufigen differentiell gepumpten Vakuumsystem. Die effektive Pumpleistung der einzelnen Stufen wird durch Turbomolekular- (Kammern I - IV) und Kryopumpen (III, IV) erzielt (Tab.4.1).

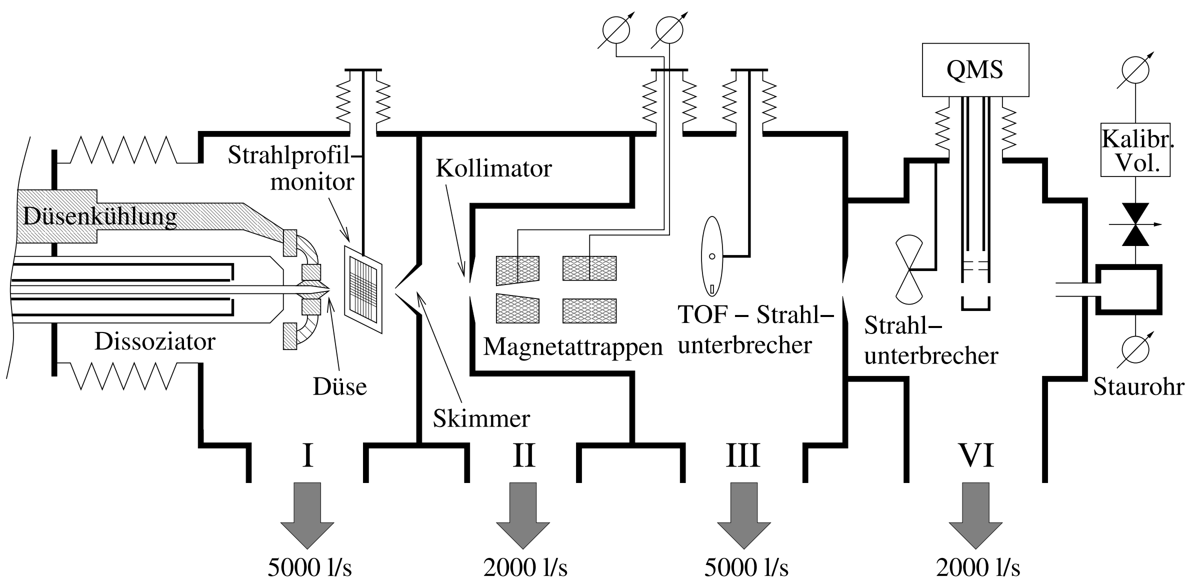


Abbildung 4.1: Der Atomstrahl–Teststand mit der Dissoziatorkammer (I), der Skimmerkammer (II), der Kollimatorkammer (III) und der Analysekammer (IV). Die unteren Angaben beziehen sich auf die effektive Pumpleistung für Wasserstoff.

Pumpstufe	Pumpen	S_{nom}(l/s)	p_{op} (mbar)
I	2x Turbo	2x 2200	$2{,}1 \cdot 10^{-4}$
II	2x Turbo	1000 + 1600	$1{,}8 \cdot 10^{-5}$
III	1x Turbo	450	$7{,}0 \cdot 10^{-7}$
	+ 1x Kryo	3500	
IV	1x Turbo	360	$1{,}7 \cdot 10^{-7}$
	+ 1x Kryo	1500	

Tabelle 4.1: Das differentielle Pumpsystem des Atomstrahl–Teststandes. S_{nom} - nominelle Pumpleistung, p_{op} - Druck bei einem Fluß durch Dissoziator von 1 mbarl/s.

Jede Pumpstufe hat ein eigenes Vorvakuumsystem aus Drehschieberpumpen und zusätzlich Rootspumpen in den ersten beiden Kammern. Jeweils einer der im nächsten Abschnitt beschriebenen Dissoziatoren mit dem jeweiligen Düsenkühlsystem befindet sich in der ersten Pumpstufe. Der Gaseinlaß in den Dissoziator erfolgt mittels Flußreglern (BRONKHORST F201C-FB-33V, bzw. F200C-FB-33V), die den durch einen Druckminderer auf ca. 1 bar abgesenkten Druck aus Gasflaschen steuern. Der Abstand der Düse zum Skimmer kann mit einem Manipulator im Bereich von 5 . . . 80 mm variiert werden. Hier befindet sich auch der Strahlprofilmonitor (Kap.4.4).

Skimmer und Kollimator bilden wie in der ABS das Strahlformungssystem, wobei hier der Abstand Skimmer–Kollimator verändert werden kann. Genaue geometrische Daten des Teststandes sind in Anhang A gegeben. In der Kollimatorkammer (III) befinden sich die sogenannten Magnetattrappen, Aluminiumzylinder in der Form der ABS–Sextupolmagnete mit der Möglichkeit, den Druck im Inneren des Zylinders zu messen. Mit diesen Magnetattrappen wurde die Strahlabschwächung im Magneten untersucht [Rai01]. Desweiteren befindet sich in der Kollimatorkammer der Strahlunterbrecher zu Messung der Geschwindigkeitsverteilung der Atome (Kap. 4.3). Dieser als auch die Magnetattrappen sind so konstruiert, daß sie sich aus dem Strahl bewegen lassen, ohne das Vakuum zu brechen.

In der Analysekammer (IV) befindet sich das kalibrierte Staurohr und das Quadrupolmassenspektrometer (QMS) (ein modifizierter Prisma 200 Analysator von BALZERS mit QME 125 und QMG 422), das eine offene sogenannte *crossed-beam* Elektronenquelle mit Elektronenenergien von 70 eV hat. Das QMS ist sowohl mit einem Faradaycup (FC) als auch mit einem Sekundärelektronenvervielfacher (SEV) ausgestattet. Vor dem QMS befindet sich ein Strahlunterbrecher, der mit der Frequenz von 10 . . . 100 Hz das Strahlsignal unterbricht, um es vom Untergrund zu trennen. Dazu wird ein Lock-In Verstärker (EG & G, Modell 5209) verwendet, der das Triggersignal des Strahlunterbrechermotors nutzt. Das QMS kann durch eine Linearführung exakt auf den Strahl ausgerichtet als auch aus dem Strahl bewegt werden. Das ist notwendig für Intensitätsmessungen mit dem Staurohr, das mit einem Kalibriervolumen (Abb. 4.1) geeicht werden kann. Dazu füllt man dieses Volumen mit dem verwendeten Gas (H, D) und öffnet das Ventil zum Staurohr. Der Druckabfall $\mathrm{d}p_{\mathrm{kal}}/\mathrm{d}t$ in diesem Volumen V_{kal} verhält sich zum Fluß Q wie:

$$Q(t) = \frac{\mathrm{d}p_{\mathrm{kal}}}{\mathrm{d}t} V_{\mathrm{kal}}. \tag{4.1}$$

Die in den Messungen bestätigte Annahme eines exponentiellen Abfalls des Druckes $p_{\mathrm{kal}}(t) = p^0_{\mathrm{kal}} \exp(-t/\tau)$ mit der Konstante τ und dem Anfangsdruck $p^0_{\mathrm{kal}} = p_{\mathrm{kal}}(t=0)$ ergibt für den Fluß:

$$Q(t) = \frac{1}{\tau}\, p_{\mathrm{kal}} V_{\mathrm{kal}}. \tag{4.2}$$

Nimmt man während dieser Kalibrationsmessung zusätzlich noch den Druck im Staurohr p_{St} auf, so erhält man:

$$p_{\mathrm{St}} = f(Q) \tag{4.3}$$

und damit die Eichung des Staurohres.

Alle Kammern sind mit Ionisierungsvakuummetern (LEYBOLD, ITR 100) ausgestattet, um die jeweiligen Drücke zu messen. Einen sicheren Betrieb des Atomstrahl–Teststandes gewährleistet ein Interlocksystem (SIEMENS, SPS S7). Es überwacht und steuert die verschiedenen Komponenten des Teststandes, wie z.B. die Turbopumpen und die Kompressoren der Kryopumpen. Im Falle eines Fehlers werden sicherheitshalber alle Pumpen abgeschaltet und der Teststand belüftet.

Die Auslese der Daten erfolgt mit einem Datenaufnahmesystem, das durch ein CAMAC–FASTBUS–System mit einem Rechner verbunden ist (Abb. 4.2). Die Auslese erfolgt mit einem Analog–Digital–Wandler (*engl:* analog digital converter - ADC)(KINETIC SYSTEMS 3516), die Datenausgabe, wie z.B. die Steuerung der Flußregler oder die Massensetzung am QMS, erfolgt durch einen Digital–Analog–Wandler (*engl:* digital analog converter - DAC)(KINETIC SYSTEMS 3110).

4.2 Eingesetzte Dissoziatoren

Im Atomstrahl–Teststand wurden die auch in der ABS (Kap. 2.2) eingesetzten Dissoziatoren verwendet. Da sich größere Unterschiede in den Strahlparametern ergaben (Kap. 6), folgt hier nun eine detailliertere Beschreibung.

4.2.1 Hochfrequenzdissoziator

Abb. 4.3 zeigt eine schematische Darstellung der Hochfrequenzdissoziators (HFD). Die Dissoziation der Wasserstoffmoleküle erfolgt durch kapazitive und induktive Ankopplung einer Hochfrequenz an das Wasserstoffplasma (Frequenz $f = 13{,}56\,\mathrm{MHz}$), das sich in einem wassergekühlten Glasrohr befindet. Die Hochfrequenz liefert ein HF–Generator

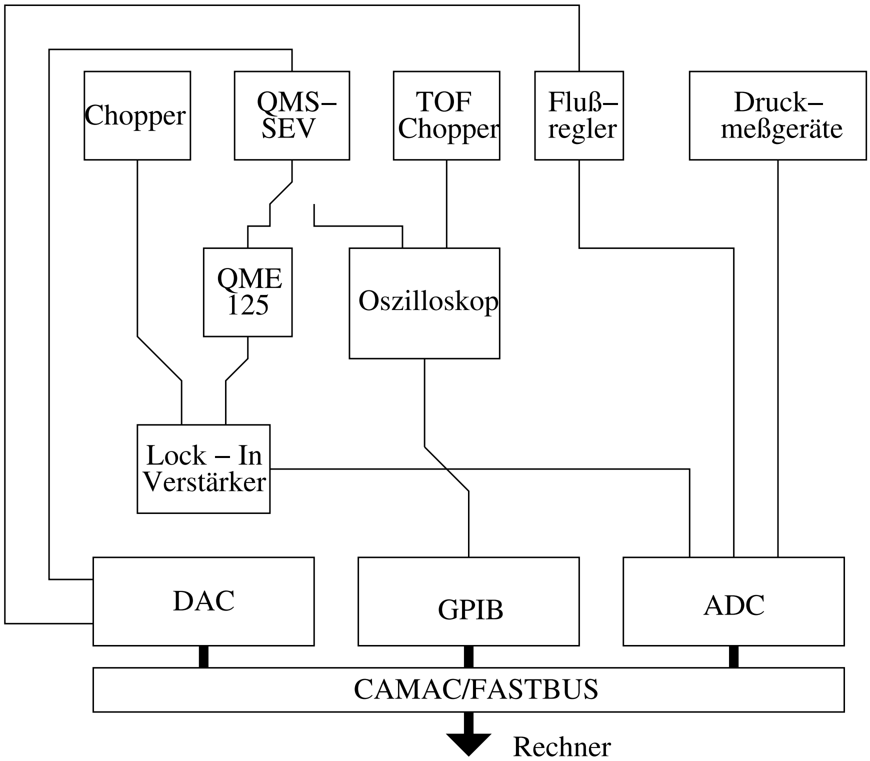


Abbildung 4.2: Blockschaltbild der Datenauslese und Steuerung am Atomstrahl–Teststand.

(Hüttinger PFG 600 RF), wobei die Minimierung der reflektierten Leistung über die Kondensatoren der sogenannten Matchbox erfolgt, die nur durch ein sehr kurzes Hochfrequenzkabel mit dem HFD verbunden ist. Durch die hohe Feldstärke werden Moleküle des Wasserstoffgases ionisiert und es bildet sich eine Entladung. Dieses kalte Plasma ist durch einen kleinen Ionisierungsgrad charakterisiert [Rot95] ($\zeta = n_i/n_n = 10^{-3} \dots 10^{-5}$). Die freien Elektronen werden durch das Hochfrequenzfeld beschleunigt und treffen nach kurzer Zeit auf Wasserstoffmoleküle. Diese wiederum werden durch den Stoß angeregt und zerfallen in Wasserstoffatome:

$$\mathrm{H_2} + \mathrm{e^-} + \Delta\mathrm{E} \to \mathrm{H_2^*} + \mathrm{e^-} \to 2\mathrm{H} + \mathrm{e^-}. \tag{4.4}$$

Desweiteren finden noch andere Prozesse im Plasma statt:

$$\begin{aligned} \text{Vibrationsanregung} \quad \mathrm{H_2} + \mathrm{e^-} &\to \mathrm{H_2^{vib}} + \mathrm{e^-}, && (4.5) \\ \text{Ionisation} \quad \mathrm{H_2} + \mathrm{e^-} &\to \mathrm{H_2^+} + 2\mathrm{e^-}, && (4.6) \\ \mathrm{H} + \mathrm{e^-} &\to \mathrm{H^+} + 2\mathrm{e^-}, && (4.7) \\ \text{Atomare Anregung} \quad \mathrm{H} + \mathrm{e^-} &\to \mathrm{H^*} + \mathrm{e^-}. && (4.8) \end{aligned}$$

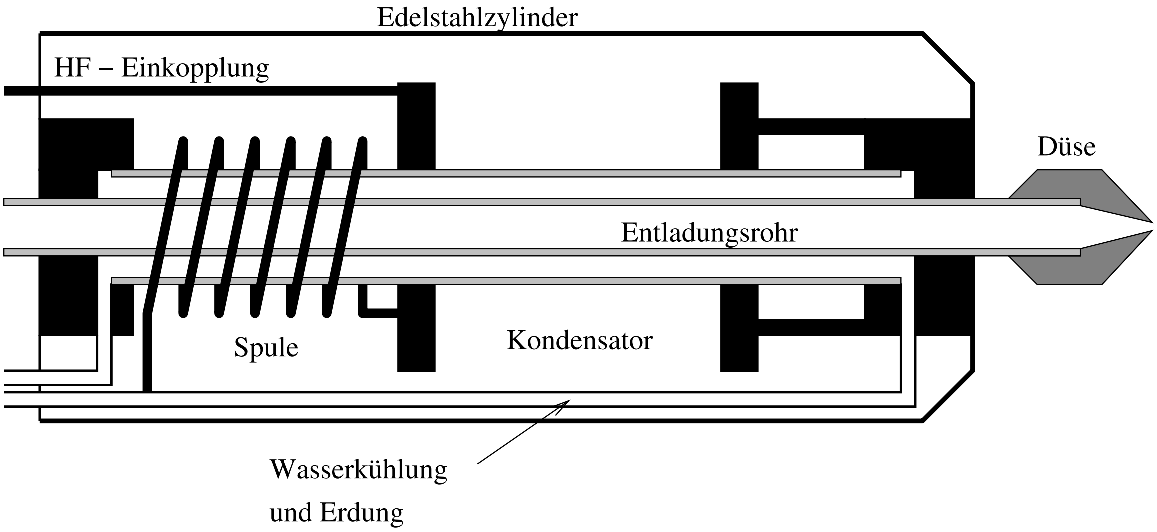


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung der Hochfrequenzdissoziators.

Durch die mit Indium auf das Glasrohr aufgeschmolzene Düse expandiert nun das Gas in die Dissoziatorkammer. Dabei wurde eine Leuchterscheinung beobachtet, die mit zerfallenden angeregten Zuständen des atomaren (elektronische Anregung) oder molekularen (Vibrationen) Wasserstoffs, bzw. Wassers erklärt werden kann. Vibratorische Energie können Moleküle nur dann optisch abgeben, wenn sich geladene Molekülteile bewegen. Dies ist für molekularen Wasserstoff nicht der Fall. Im Falle des in geringen Mengen vorhandenen Wassers, wäre eine Abstrahlung möglich, die Frequenz liegt jedoch im infraroten Bereich. Somit scheinen metastabile angeregte Zustände des atomaren Wasserstoffes die Ursache dieses Leuchteffektes zu sein. Da sich das Plasmaende nahe der Düse befindet, können diese erst nach Austritt in das Kammervakuum relaxieren.

4.2.2 Mikrowellendissoziator

Der Mikrowellendissoziator (MWD) (Abb. 4.4) [Koc99] basiert auf der Einkopplung einer Oberflächenwelle (Frequenz $f = 2{,}45\,\mathrm{GHz}$) in das Wasserstoffplasma, das sich hier in einem luftgekühlen Glasrohr befindet. Diese Mikrowelle wird durch ein externes Magnetron (MUEGGE, MW-46029-1200W) erzeugt und in einen rechteckigen R-26 Wellenleiter eingespeist. Über einen koaxialen Leiter mit einem Einkoppelschlitz wird die Mikrowelle dann dem Plasma zugeführt. Die Zündung des Plasmas erfolgt hier durch einen Hochspannungspuls in der Nähe des Einkoppelschlitzes. Prinzipiell kann die Zündung auch durch Verschiebung der Impedanzen mit dem Kurzschlußschieber erfolgen. In der Praxis ergeben sich dabei allerdings Probleme, da es zum Überschlag am Einkoppelschlitz und dabei zum Schmelzen des Glasrohres kommen kann.

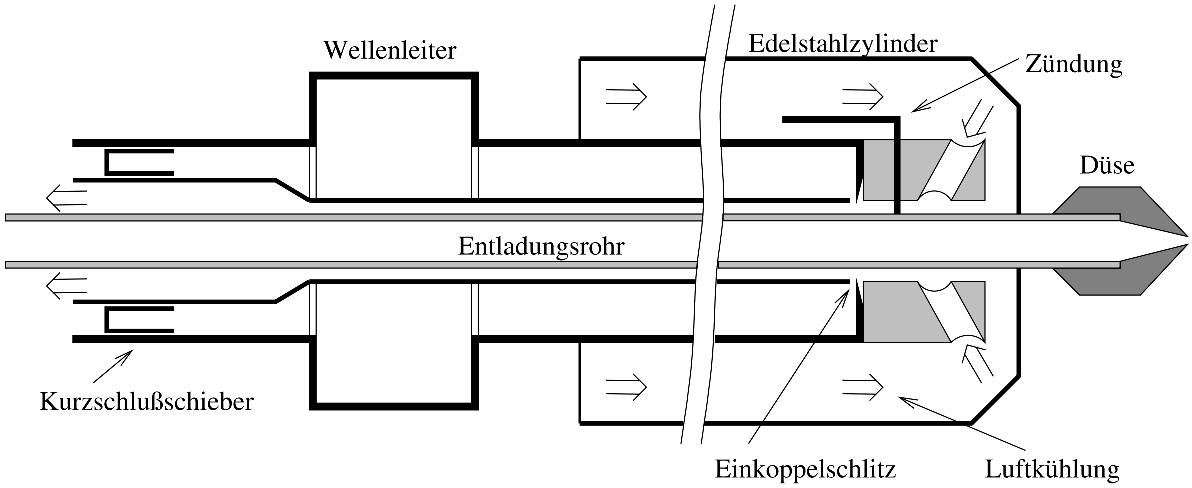


Abbildung 4.4: Schematische Darstellung der Mikrowellendissoziators.

Die grundlegenden Prozesse im Plasma sind dieselben, wie im Falle des HFDs. Das Verhältnis der Prozesse zueinander scheint sich jedoch von denen im HFD zu unterscheiden. Zum einen sind die erreichbaren Dissoziationsgrade gerade bei höheren Flüssen höher, was auf einen höhere Rate für den Dissoziationsprozess (Gl. 4.4) schließen lässt. Desweiteren ist hier keine Leuchterscheinung in der Expansion zu beobachten, was auf den größeren Abstand Plasmaende – Düsenausgang zurückzuführen ist. Die Ursache für die höheren Dissoziationsgrade liegt in der höheren Energie der Elektronen im Plasma, wodurch sich die Reaktionsrate der Dissoziation erhöht [Koc99a].

4.3 Bestimmung der Geschwindigkeitsverteilung

Zur Messung der Geschwindigkeitsverteilung wird die Laufzeitmethode verwendet (*engl:* time of flight - TOF). Hierbei wird durch einen schnellen Strahlunterbrecher ein Paket von Teilchen aus dem Strahl geschnitten und die Zeit bis zur Ankunft der Teilchen im QMS gemessen. Da die Moleküle eine Geschwindigkeitsverteilung haben, läuft das Paket auseinander und man mißt im QMS eine Laufzeitverteilung $F(t)$. Der Abstand zwischen dem schnellen Strahlunterbrecher in der Kollimatorkammer und dem QMS beträgt $l_{CQ} = 615\,\text{mm}$. Die Rotationsfrequenz ist mit $f = 300\,\text{Hz}$ sehr hoch, da der Einfluß der Öffnungsfunktion so klein wie möglich gehalten werden sollte. Um diese hohe Frequenz stabil zu erzeugen, wird ein Spezialmotor (escap® P310.158.005.11) verwendet. Die entstehende Wärme wird durch eine Wasserkühlung aus dem Vakuum abgeführt. Die Geometrie der Unterbrecherscheibe ist in Abb. 4.5 zu sehen. Eine der Aussparungen erzeugt das Signal der Lichtschranke, wenn der Strahlunterbrecher gerade den Strahl durchläßt. Dieses dient zur Festsetzung des zeitlichen Nullpunktes der ge-

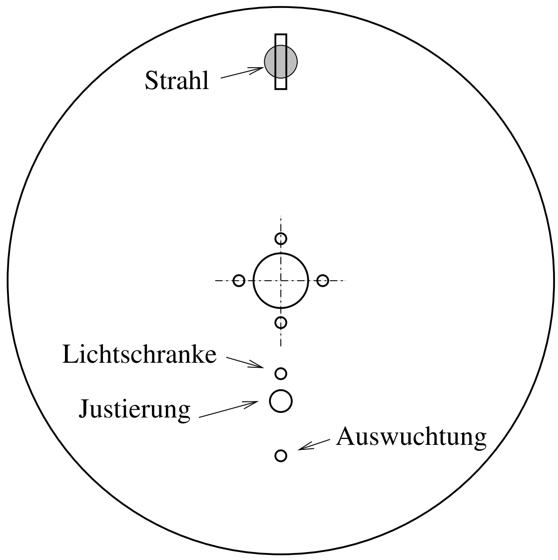


Abbildung 4.5: Die Geometrie der Strahlunterbrecherscheibe. Die rechteckige Aussparung schneidet das Strahlpaket heraus, die anderen erzeugen einmal das Unterbrechersignal per Lichtschranke, dienen zur Justage bzw. verhindern eine Unwucht.

messenen Laufzeitverteilung und zum Triggern des Oszilloskopes, welches das Signal des QMS–Sekundärelektronenvervielfachers erhält. Das QMS–Signal wird nun über ca. 1000 Messungen gemittelt und die Daten werden über eine GPIB–Schnittstelle in den Rechner eingelesen (Abb. 4.2). Durch die hohe Rotationsfrequenz des TOF–Unterbrechers ergibt sich eine Tangentialgeschwindigkeit von:

$$v = 2\pi f r = 75\,\mathrm{m/s} \tag{4.9}$$

am Ort der Aussparung. Daraus ergibt sich mit der Breite $b = 2\,\mathrm{mm}$ der Aussparung eine Breite der Öffnungsfunktion von:

$$\tau = \frac{b}{v} = 2{,}65 \cdot 10^{-5}\,\mathrm{s}. \tag{4.10}$$

Die genaue Öffnungsfunktion wurde bei sehr niedriger Frequenz bestimmt und durch Entfaltung vom eigentlichen Laufzeitsignal getrennt. Zuvor müssen aber noch einige Korrekturen beim Festsetzen den Zeitnullpunktes durchgeführt werden:

- Driftzeit der Ionen im QMS: $t_{\mathrm{QMS}} = s_{\mathrm{QMS}}\sqrt{m}/(\sqrt{2eU})$, wobei $s_{\mathrm{QMS}} = 190\,\mathrm{mm}$ die Driftstrecke, m die Ionenmasse, e die Elementarladung und $U = 7$ V die Gesamtpotentialdifferenz ist [Lor93].

- Triggerkorrektur: Das Signal der Lichtschranke und der Beginn der Öffnung der Aussparung müssen korreliert werden.

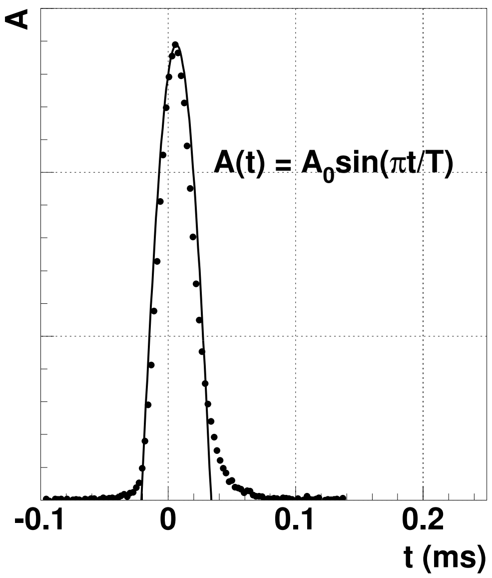


Abbildung 4.6: Die gemessene Öffnungsfunktion $A(t)$ mit $A_0 = 0{,}278$ und $T = 0{,}055\,\mathrm{ms}$.

Nach diesen Korrekturen wird das gemessene Signal und die Öffnungsfunktion durch Entfaltung getrennt. Dabei muß der Einfluß der Kapazität der Kabelverbindung vom QMS zum Oszilloskop miteinbezogen werden. Für das QMS, einen dichtebezogenen Detektor, ist die Laufzeitverteilung $F(t)$ mit der Geschwindigkeitsverteilung $f(v)$ wie folgt verknüpft [Sco88]:

$$F(t) \propto \frac{1}{t^2}\, f\left(\frac{l_{\mathrm{CQ}}}{t}\right), \tag{4.11}$$

wobei $f(v) = f(c_1)$ (Gl. 3.70) die Geschwindigkeitsverteilung der Koordinate in Vorwärtsrichtung ist. Das gemessene Signal $S(t)$ ist die Faltung der Laufzeitverteilung mit der Öffnungsfunktion $A(t)$ und der Funktion der Kapazität der Zuleitung $K(t)$:

$$S(t) = \int\limits_0^t K(t-\lambda) \int_0^\lambda F(\lambda-\psi)A(\psi)\mathrm{d}\psi\mathrm{d}\lambda. \tag{4.12}$$

An die gemessene Öffnungsfunktion wurde der einfacheren Berechnung halber eine Sinusfunktion (1/2 Periode) angepaßt (Abb. 4.6), während die Funktion für die Verbindung des QMS mit dem Oszilloskop $K(t) = (1/\tau_{\mathrm{e}})\exp(-t/\tau_{\mathrm{e}})$ mit der Ansprechzeit $\tau_{\mathrm{e}} = RC = 0{,}21\,\mathrm{ms}$ ($R = 1\,\mathrm{M\Omega}$ - Eingangswiderstand des Oszilloskopes, $C = 210\,\mathrm{pF}$ - Kapazität des Kabels) ist. Zur Entfaltung und damit Extraktion der Funktion $F(t)$ wurde ein Verfahren von Young [You75] benutzt. Dazu wurde das gemessene Signal durch

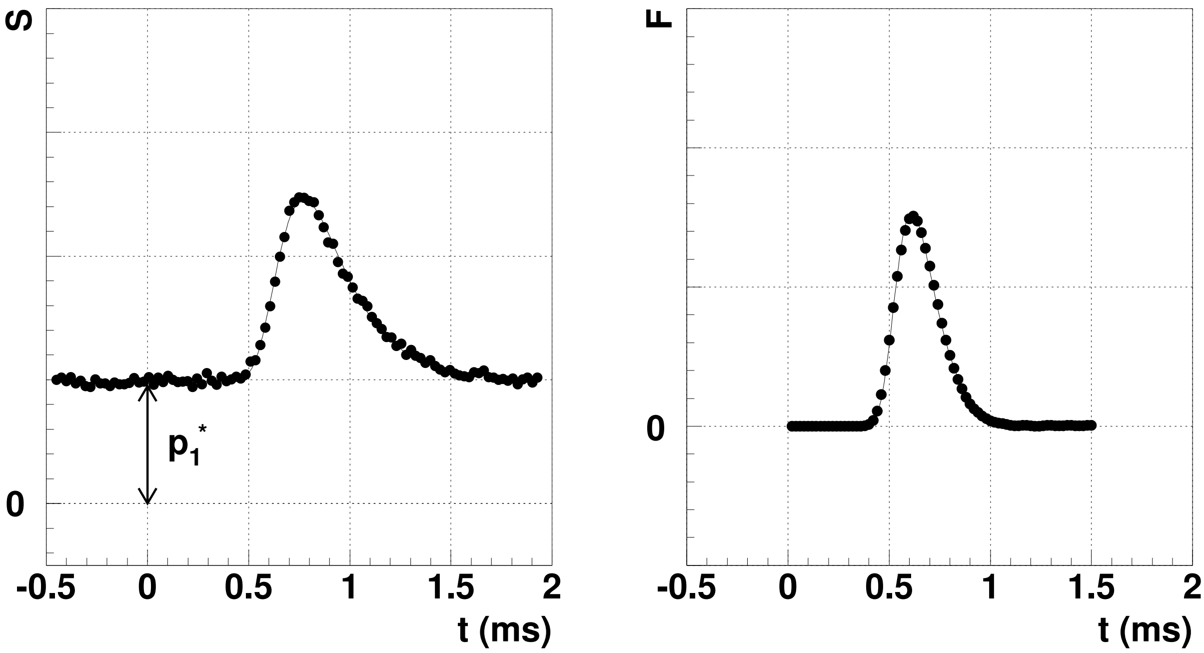


Abbildung 4.7: Die gemessene Funktion $S^*(t)$ (links) und die entfaltete Funktion $F(t)$ (rechts), die durch das im Text beschriebene Verfahren bestimmt wurde.

eine vierparametrige Funktion dargestellt:

$$S^*(t) = p_1^* + \frac{p_2^*}{t^2} \exp\left\{ -\frac{m}{2k_{\mathrm{B}}p_3^*} \left(\frac{l_{\mathrm{CQ}}}{t} - p_4^* \right)^2 \right\}, \tag{4.13}$$

wobei p_1^* die Nullpunktskorrektur der Spannung ist. Die Funktion $S(t) = S^*(t) - p_1^*$ wird nun folgendermaßen entfaltet (Abb. 4.7):

$$\begin{aligned} F(t) &= \frac{T}{\pi} \sum_{i=0}^{\infty} (-1)^i \left(\tau_{\mathrm{e}} \frac{\mathrm{d}^3 S(\lambda)}{\mathrm{d}\lambda^3} + \frac{\mathrm{d}^2 S(\lambda)}{\mathrm{d}\lambda^2} \right)_{\lambda = t - iT} \\ &+ \frac{\pi}{T} \sum_{i=0}^{\infty} (-1)^i \left(S(\lambda) + \tau_{\mathrm{e}} \frac{\mathrm{d}S(\lambda)}{\mathrm{d}\lambda} \right)_{\lambda = t - iT}, \end{aligned} \tag{4.14}$$

und danach an die Funktion der Laufzeitverteilung angepaßt:

$$F^*(t) = \frac{p_1}{t^2} \exp\left\{ -\frac{m}{2k_{\mathrm{B}}p_2} \left(\frac{l_{\mathrm{CQ}}}{t} - p_3 \right)^2 \right\}, \tag{4.15}$$

wobei p_1 ein Skalierungsfaktor, $p_2 = T$ die Strahltemperatur und $p_3 = c_1^0$ die Strömungsgeschwindigkeit ist (vgl. Gl. 3.70). Man erhält somit die gewünschten Strahlparameter.

In einigen vorangegangenen Arbeiten wurde hier ein anderes Modell zur Beschreibung der Strahlparameter genutzt [Sch90, Lor93]. Man betrachtet ein Gas, das sich in einem Volumen befindet und durch eine Düse effusiv austreten kann. Die Wahrscheinlichkeit, das ein Teilchen im Geschwindigkeitsbereich zwischen v und $v + \mathrm{d}v$ durch die Öffnung (auf der z-Achse) tritt ist:

$$f_\mathrm{v} \propto v_z \exp\left(-\frac{m}{2k_\mathrm{B}T_\mathrm{S}}\vec{v}^2\right) \mathrm{d}^3\vec{v}\ . \tag{4.16}$$

In Polarkoordinaten ergibt sich damit:

$$f_\mathrm{v} \propto v^3 \exp\left(-\frac{m}{2k_\mathrm{B}T_\mathrm{S}}v^2\right) \cos(\theta)\mathrm{d}v\mathrm{d}\Omega\ , \tag{4.17}$$

wobei θ der Winkel zur z-Achse ist. Im Falle einer Strahlexpansion ($v^2 \to (v - v_\mathrm{Drift})^2$) mit einem dichtebezogenen Detektor (QMS - Division durch v) erhält man für kleine Winkel:

$$f_\mathrm{v} \propto v^2 \exp\left(-\frac{m}{2k_\mathrm{B}T_\mathrm{S}}(v - v_\mathrm{Drift})^2\right) \mathrm{d}v\ . \tag{4.18}$$

Als wahrscheinlichste Geschwindigkeit, welche im anderen Modell der Strömungsgeschwindigkeit c_1^0 entspricht, ergibt sich hier:

$$v_\mathrm{w} = \frac{v_\mathrm{Drift}}{2} + \sqrt{\frac{v_\mathrm{Drift}^2}{4} + \frac{2k_\mathrm{B}T_\mathrm{S}}{m}} = c_1^0. \tag{4.19}$$

Für die Laufzeitverteilung erhält man somit:

$$F^*(t) = \frac{C}{t^4} \exp\left\{-\frac{m}{2k_\mathrm{B}T_\mathrm{S}}\left(\frac{l_\mathrm{CQ}}{t} - v_\mathrm{Drift}\right)^2\right\}\ , \tag{4.20}$$

wobei C ein Skalierungsfaktor (wie p_1) ist. Da sich die Ergebnisse der Monte–Carlo–Rechnungen immer auf ein kartesisches Koordinatensystem mit den Geschwindigkeiten c_1, c_2 und c_3 beziehen und diese Ergebnisse mit den Messungen verglichen werden sollen, werden immer die Strömungsgeschwindigkeit c_1^0 und die darauf bezogene Strahltemperatur T angegeben. Es ist ersichtlich, daß die Parameter des obigen Modells sich aus c_1^0 und T ergeben.

4.4 Monitor zur Untersuchung des Strahlprofils

Da die bisher beschriebenen Diagnostiken, wegen des Einflusses des Skimmers und Kollimators nur bedingt zur Charakterisierung der Gasexpansion verwendbar sind, wurde ein Strahlprofilmonitor eingesetzt [Vas99]. Er besteht aus einem kaptonbeschichteten Rahmen, auf dem 32 goldbeschichtete Wolframdrähte (Durchmesser $d_\mathrm{D} = 5\,\mu\mathrm{m}$) in einem

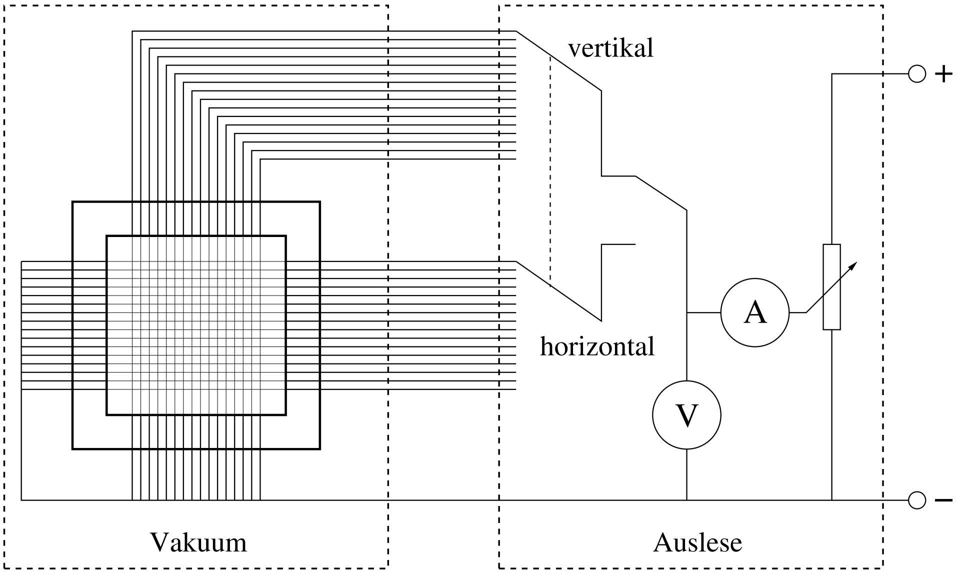


Abbildung 4.8: Der Strahlprofilmonitor mit Beschaltung.

Abstand von 2 mm angebracht sind (Abb. 4.8). Der Widerstand jedes einzelnen Drahtes kann durch Strom- und Spannungsmessung bestimmt werden. Im Vakuum eingesetzt kann der Rahmen in allen Raumrichtungen bewegt werden. Dadurch läßt sich der Rahmen auf die Strahlmitte ausrichten und entlang der Strahlachse bewegen, um Profile der Strahlintensität an verschiedenen Abständen zur Düse aufzunehmen. Treffen Wasserstoffatome auf einen solchen Draht, so rekombinieren sie mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit W_{R}. Diese ist materialabhängig und liegt bei Gold bei $W_{\mathrm{R}}^{\mathrm{Au}} = 0{,}5 \pm 0{,}1$ [Win98]. Die durch die Rekombination erzeugte Energie $E_{\mathrm{R}} = 4{,}75\,\mathrm{eV}$ erhitzt den Draht und der Widerstand steigt. Die Abhängigkeit des Widerstandes R von der Leistung P kann mit einer Eichung bestimmt werden. Dazu wird die Spannung in Abhängigkeit vom angelegten Strom gemessen und man erhält:

$$R = f(P). \tag{4.21}$$

In Abb. 4.9 ist die Eichung der 32 Drähte dargestellt. Das Verhalten ist nur bei kleinen Leistungen linear, da die Drähte zunehmend Wärme durch Strahlung verlieren. Die Kurven wurden mit einem Polynom 7.Grades parametrisiert. Geht man davon aus, daß der Draht homogen ist, d.h. daß die Leistungsdeposition während der Eichung auf dem gesamten Draht gleich ist und Wärmeleitungseffekte vernachlässigt werden können, was bei dem geringen Durchmesser gerechtfertigt ist, so folgt:

$$\frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}y} = \frac{R}{l} \qquad \text{und} \qquad \frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}y} = \frac{P}{l}, \tag{4.22}$$

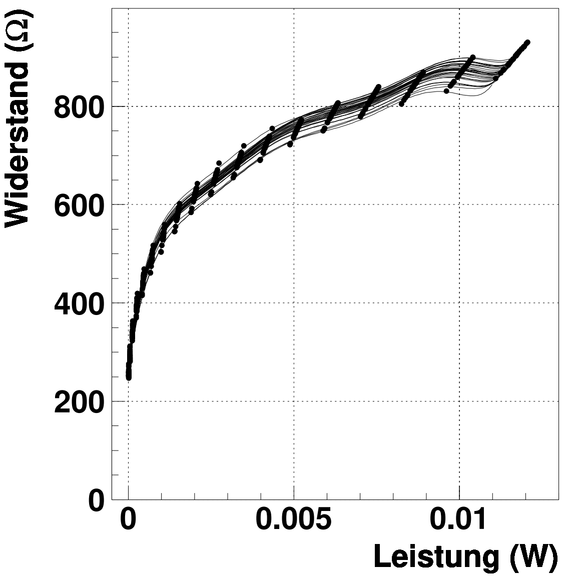


Abbildung 4.9: Eichung der Drähte durch Widerstands–Leistungskennlinie. Bei höheren Leistungen ist deutlich der zunehmende Wärmeverlust durch Strahlung erkennbar.

wobei l die Länge des Drahtes ist. Mit Gl. 4.21 ergibt sich somit:

$$\mathrm{d}R = \frac{1}{l}\,f\!\left(\frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}y}l\right)\mathrm{d}y. \tag{4.23}$$

Integriert man nun Gl. 4.23 über den ganzen Draht so ergibt sich:

$$R = \frac{1}{l}\int\limits_0^l f\!\left(\frac{\mathrm{d}P}{\mathrm{d}y}l\right)\mathrm{d}y. \tag{4.24}$$

Für die Eichung ($\mathrm{d}P/\mathrm{d}y = P/l$) ergibt sich somit wieder Gl. 4.21. Rekombinieren nun Wasserstoffatome auf dem Draht, so ist die deponierte Leistung:

$$\mathrm{d}P = \frac{1}{2}\,d_\mathrm{D}\;E_\mathrm{R}\;W_\mathrm{R}^\mathrm{Au}\;n(y)\;v(y)\;\mathrm{d}y, \tag{4.25}$$

wobei n die Gasdichte und v die Geschwindigkeit ist. Mit Gl. 4.24 ergibt sich:

$$R = \frac{1}{l}\int\limits_0^l f\!\left(\frac{1}{2}\,d_\mathrm{D}\;E_\mathrm{R}\;W_\mathrm{R}^\mathrm{Au}\;n(y)\;v(y)\;l\right)\mathrm{d}y. \tag{4.26}$$

Da die Simulationen u.a. die Dichte- und Geschwindigkeitsverteilung des Gases berechnen, kann der gemessene Widerstand mit deren Ergebnissen verglichen werden.

Kapitel 5

Molekulare Expansionen

Die oben beschriebenen Techniken werden nun benutzt, Atomstrahlen zu untersuchen. Zu Beginn werden dazu erst einmal Strahlen von molekularem Wasserstoff (bzw. Deuterium) betrachtet.

5.1 Strahlintensitäten und Abschwächung

Die Intensität eines Strahls von Wasserstoffmolekülen, gemessen mit dem Staurohr, (vgl. Abb. 4.1) zeigt Abb. 5.1. Mit steigendem Durchsatz durch die Düse steigt auch die Strahlintensität, bis ein Maximum erreicht ist, danach fällt diese exponentiell ab. Die Ursache für diesen Abfall liegt in der sich erhöhenden Strahlabschwächung durch Restgas in den verschiedenen Kammern (Gl. 3.3). Die Lage des Intensitätsmaximums

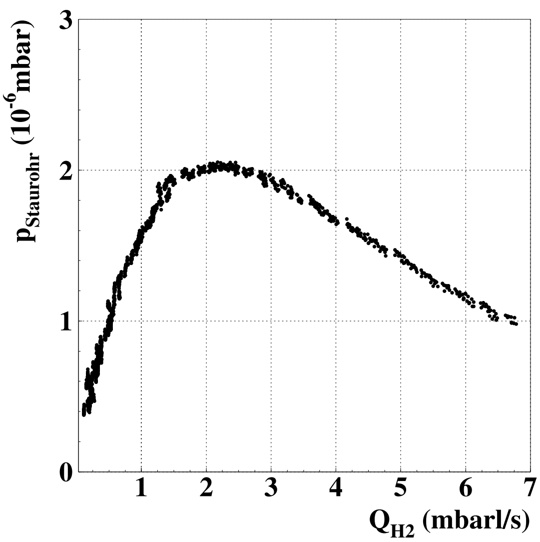


Abbildung 5.1: Die Intensität ($\propto p_{\text{Staurohr}}$) eines Wasserstoffmolekülstrahls aufgetragen über den Fluß durch die Düse ($T_{\text{Düse}} = 100\,\text{K}$).

$I^{\max} \propto p^{\max}_{\text{Staurohr}}$ beim Düsenfluß $Q(p^{\max}_{\text{Staurohr}})$ ist daher von der Geometrie der Strahlformungskomponenten abhängig. Die Abstände Düse–Skimmer sowie Skimmer–Kollimator können in weitem Rahmen variiert werden (siehe Anhang A). Trägt man nun das Maximum über den Abstand Düse–Skimmer auf, so ergibt sich ein optimaler Abstand $d^{\text{opt}}_{\text{D-Sk}}$ für die Strahlintensität $I^{\text{opt}} \propto p^{\text{opt}}_{\text{Staurohr}}$ (Abb. 5.2a,b). Trägt man diese nun wiederum gegen den Abstand Skimmer–Kollimator $d_{\text{Sk-K}}$ an (Abb. 5.2c,d), so erhält man die Geometrie für die höchste mit dieser Apparatur erreichbare Strahlintensität von molekularen Wasserstoff (bzw. Deuterium). Es fällt auf, daß der Einfluß des Skimmer–

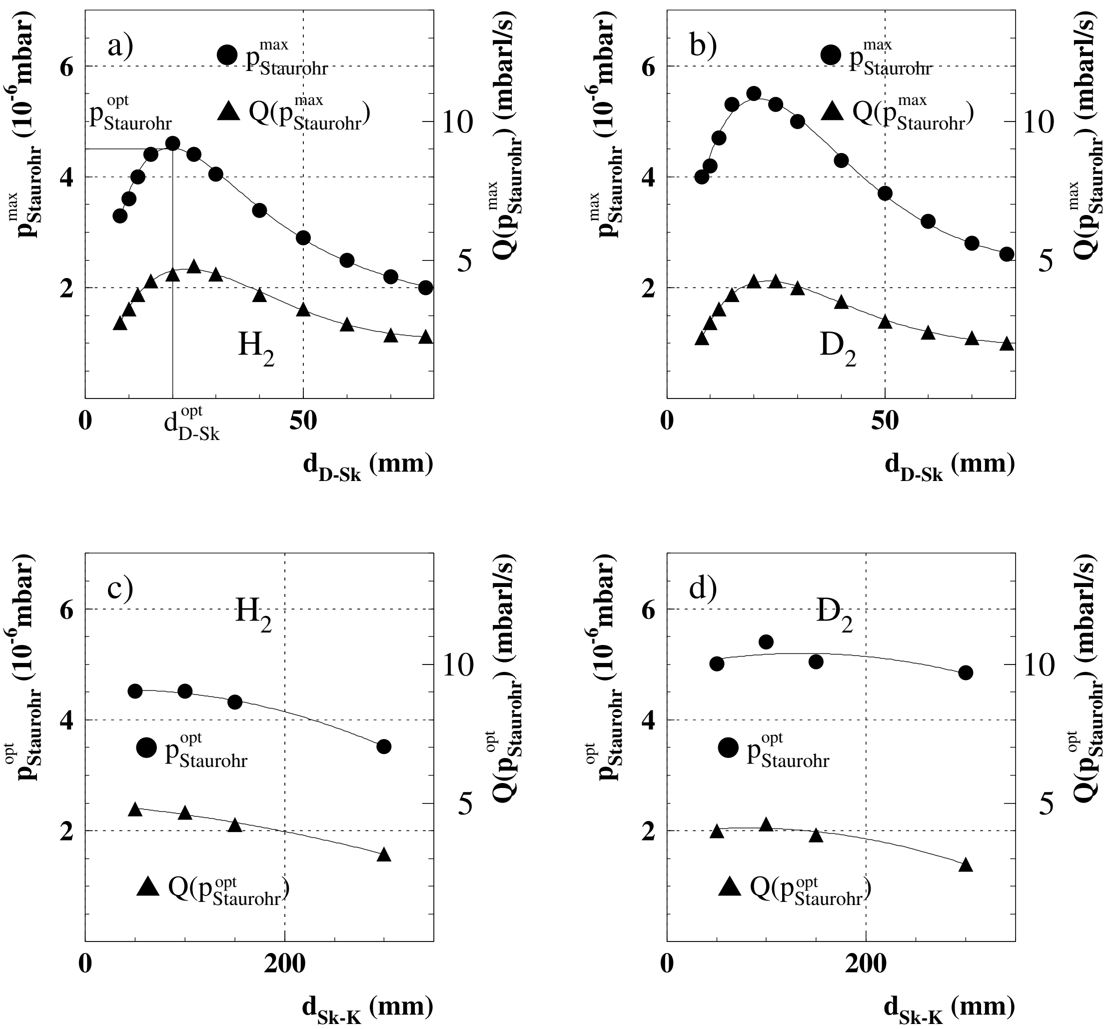


Abbildung 5.2: Die Maximalintensität ($I^{\max} \propto p^{\max}_{\text{Staurohr}}$) eines H_2- (bzw. D_2-) Strahls aufgetragen über den Abstand Düse–Skimmer $d_{\text{D-Sk}}$ (a,b). Die unteren beiden Graphen (c,d) zeigen den maximalen Staurohrdruck bei optimalem $d^{\text{opt}}_{\text{D-Sk}}$ aufgetragen über den Abstand Skimmer–Kollimator $d_{\text{Sk-K}}$.

Kollimatorabstandes insbesondere bei Deuterium sehr gering ist. Hier kompensieren sich zwei Effekte. Einerseits ist bei kleinem $d_{\mathrm{Sk-K}}$ die Wechselwirkungslänge l kürzer, andererseits ist aber geometriebedingt der Pumpleitwert im Gebiet zwischen Skimmer und Kollimator reduziert, so daß eine höhere Restgasdichte n vorhanden ist (vgl. Gl. 3.3). Bei Wasserstoff ist diese Kompensation nicht vollständig, eine Zunahme der Abschwächung wird beobachtet, wenn die Strecke des Strahls in der Skimmerkammer $d_{\mathrm{Sk-K}}$ sich vergrößert. Es sollte hierbei erwähnt werden, daß sich durch die Änderung des Skimmer–Kollimatorabstandes die Strecke zwischen Düse und QMS und damit der akzeptierte Raumwinkel nicht ändert sondern nur die Wegstrecken des Strahls in unterschiedlichen Restgasdruckbereichen und somit die Abschwächung.

Die Verhältnisse bei Variation des Düse–Skimmerabstandes sind dagegen vollkommen anders. Es wird ein verhältnismäßig scharfes Maximum bei Abständen von ca. 15 ... 20 mm und Flüssen von ca. 5 mbarl/s beobachtet. Ist der Abstand kleiner, so passiert mehr Gas den Skimmer und trägt vermehrt zur Abschwächung in der Skimmerkammer bei. Dies wird auch durch die Verschiebung von $Q(p^{\mathrm{max}}_{\mathrm{Staurohr}})$ zu kleineren Werten deutlich. Bei $d_{\mathrm{D-Sk}} > 20$ mm ist die Strecke des Strahls in der Dissoziatorkammer unter deren hohen Druckbedingungen zu groß und daher fällt die Kurve mit steigendem $d_{\mathrm{D-Sk}}$.

Zum Verhalten der Intensität in Bezug auf den Durchfluß (Abb. 5.1) tragen außer der Abschwächung auch die Veränderung der Strahlparameter bei sich änderndem Druck in der Düse bei. Diese werden im folgenden Kapitel analysiert.

5.2 Geschwindigkeitsmessungen

Durch die Auswertung der Laufzeitspektren wurden die Strahlparameter Strömungsgeschwindigkeit c_1^0 und Strahltemperatur T ermittelt (Gl. 4.15). Für H_2 ergaben sich die in Abb. 5.3 oben dargestellten Werte für drei verschiedene Düse–Skimmerabstände $d_{\mathrm{D-Sk}}$. Es wird ersichtlich, daß die Werte für alle $d_{\mathrm{D-Sk}}$ innerhalb des Fehler übereinstimmen. Daraus folgt, daß die Expansion sehr schnell abgeschlossen ist und alle Freiheitsgrade schon kurz nach der Düse ($z < 8$ mm) und vor Erreichen des Skimmers eingefroren sind. Weiterhin wird beobachtet, daß sich die Strömungsgeschwindigkeit sehr rasch an die durch Gl. 3.6 gegebene maximale Geschwindigkeit von $v_\infty^{\mathrm{H_2}}(T_0 = 100\,\mathrm{K}) = 1436\,\mathrm{m/s}$ annähert, während die Strahltemperatur T sinkt. Ein ähnliches Verhalten zeigt D_2. Auch hier nähert sich c_1^0 der Endgeschwindigkeit von $v_\infty^{\mathrm{D_2}}(T_0 = 100\,\mathrm{K}) = 1031\,\mathrm{m/s}$ an, wobei tiefere Temperaturen erreicht werden (Abb. 5.3 unten). Es zeigt sich, daß der Anstieg der Intensität mit steigendem Fluß in Abb. 5.1 nicht nur durch den höheren Düsendurchsatz, sondern auch durch einen schnelleren und vor allem kälteren Molekülstrahl hervorgerufen wird. Der Strahl ist also weniger divergent, es passieren mehr Moleküle das Strahlformungssystem aus Skimmer und Kollimator und erreichen das Staurohr.

Wendet man nun das in Kapitel 3 vorgestellte Modell der *freezing point*–Machzahl (Gl. 3.11) an, verbunden mit den aus der thermodynamischen Analyse erhaltenen Glei-

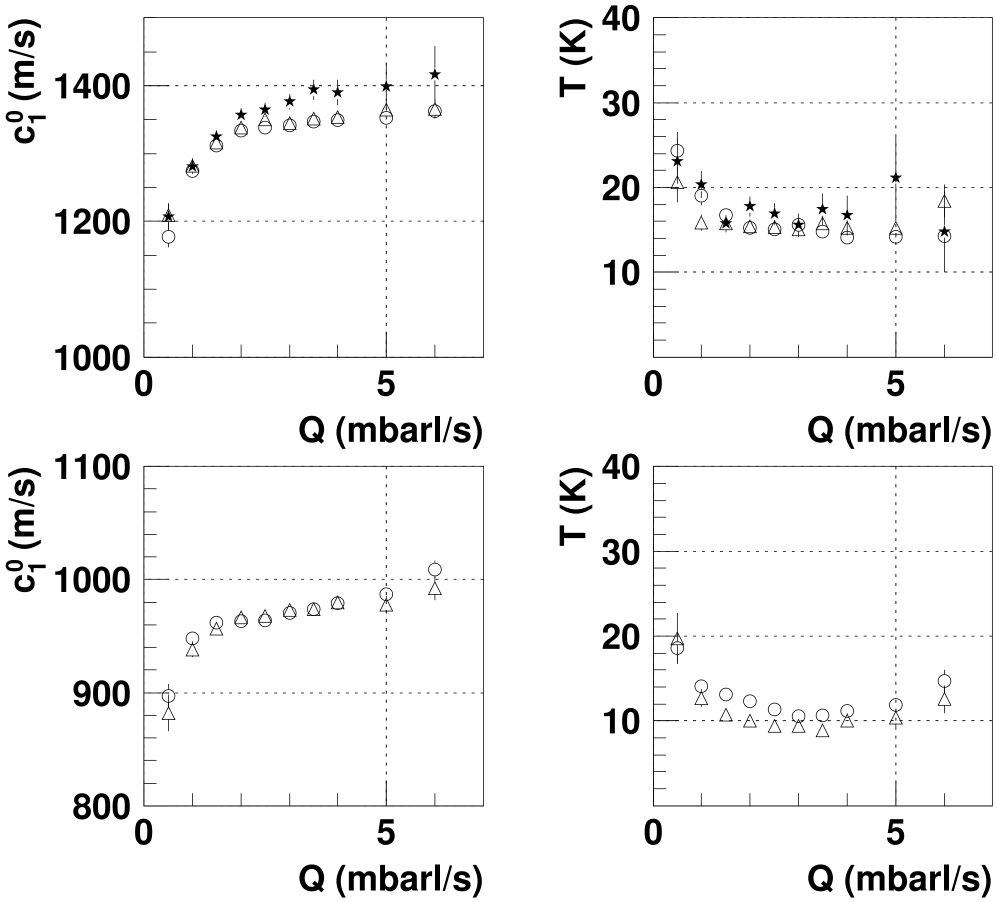


Abbildung 5.3: Strömungsgeschwindigkeit c_1^0 und Strahltemperatur T von Wasserstoff (oben) und Deuterium (unten) aufgetragen über den Fluß durch die Düse Q bei einer Düsentemperatur $T_{\text{Düse}} = 100$ K und verschiedenen Düse–Skimmerabständen ($\star$ $d_{\text{D-Sk}} =$ 8 mm, $\circ$ $d_{\text{D-Sk}} = 15$ mm, $\triangle$ $d_{\text{D-Sk}} = 78$ mm).

chungen für die Strahltemperatur T und die Strömungsgeschwindigkeit $v = c_1^0$ (Gln. 3.7 und 3.8), so ergibt sich die Machzahl:

$$M_\mathrm{f} = 1{,}2 \left(\frac{\lambda}{l}\right)^{2/5} = 1{,}2 \left(\frac{1}{\sqrt{2} n \sigma_\mathrm{tot} l}\right)^{2/5} , \qquad (5.1)$$

wobei n die Dichte des Gases am Düsenausgang, $\sigma_\mathrm{tot} = \pi d_\mathrm{eff}^2$ der totale Stoßquerschnitt und l eine charakteristische Länge ist. Für die Bestimmung des totalen Stoßquerschnittes wurde das VHS–Modell (vgl. Kap. 3.3.3) verwendet, wodurch der effektive Durchmesser d_eff der Moleküle temperaturabhängig wird [Bir94]:

$$d_\mathrm{eff} = \sqrt{\frac{(15/8)(m/\pi)^{1/2}(k_\mathrm{B} T_\mathrm{ref})^\omega}{\Gamma(9/2-\omega)\mu_\mathrm{ref} E_t^{\omega-1/2}}} . \qquad (5.2)$$

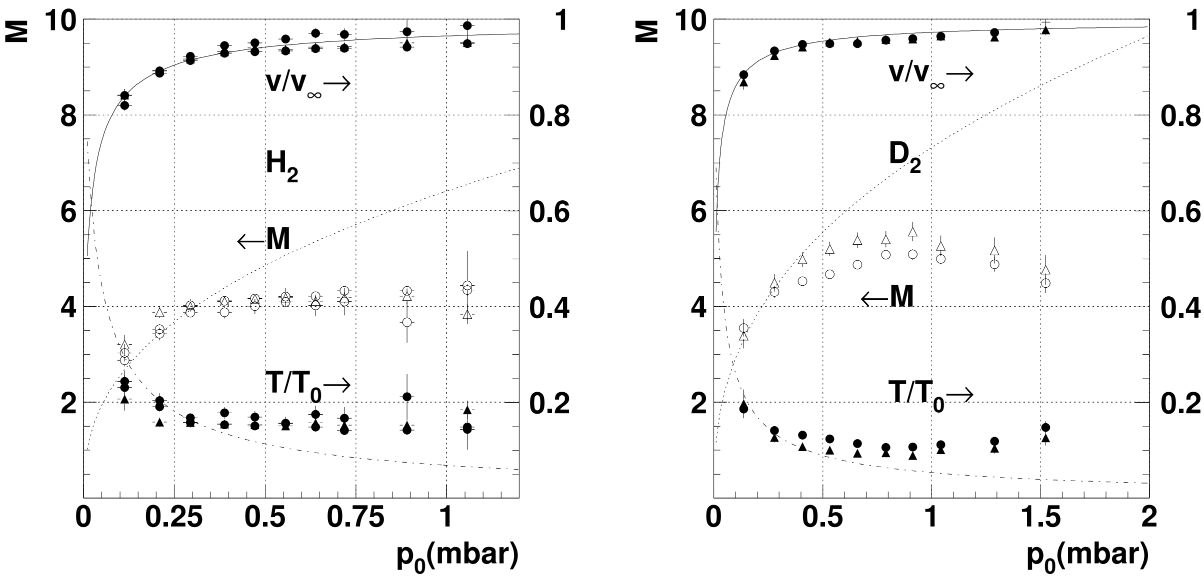


Abbildung 5.4: Machzahl M, sowie die auf v_∞ normierte Strömungsgeschwindigkeit $v = c_1^0$ und die auf $T_0 = T_{\text{Düse}}$ normierte Strahltemperatur T aus Abb. 5.3 von Wasserstoff (links) und Deuterium (rechts) aufgetragen über den Druck vor der Düse p_0 mit $d_{\text{Düse}} = 2\,\text{mm}$ bei einer Düsentemperatur $T_{\text{Düse}} = 100\,\text{K}$.

Hierbei ist μ_{ref} ein Referenzwert der Viskosität bei der Temperatur T_{ref}, $\omega = 0{,}67$ (für H_2, D_2) ein gasabhängiger Parameter und E_t die relative Translationsenergie in der Kollision, die hier gleich $\frac{3}{2}k_{\text{B}}T$ gesetzt wurde. $\Gamma(x)$ ist die Eulersche Gammafunktion, die folgendermaßen definiert ist [Bro91]:

$$\Gamma(x) \stackrel{\text{def}}{=} \int_0^\infty e^{-t}t^{x-1}\text{d}t \; . \tag{5.3}$$

Somit ist die einzig noch verbliebene Größe die charakteristische Länge l , die hier durch die Geometrie der Düse bestimmt wird. Das Verhältnis der spezifischen Wärmen γ wurde gleich 5/3 gesetzt, obwohl ein diatomiges Gas Rotations- und Vibrationsfreiheitsgrade besitzt ($\gamma = 9/7$, siehe auch Abb. 3.2). Vibrationszustände sind aber aufgrund der notwendigen hohen Anregungsenergien nicht besetzt. Andererseits kann man in der Düse davon ausgehen, daß zumindest die untersten Rotationsniveau angeregt sind. In der Expansion sind diese Freiheitsgrade aber praktisch instantan eingefroren, da eine hohe Anzahl von Stößen ($Z_{\text{R}} \sim 350$) erforderlich ist, um Rotations- und Translationstemperatur anzugleichen [Gal74].

Die aus den Gln. 5.1, 3.6 und 3.7 errechneten Kurven sind mit den in Abb. 5.3 gezeigten (und nun normierten) Daten, sowie der daraus errechneten Machzahl M in Abb. 5.4 dargestellt. Der Druck vor der Düse kann allerdings nicht direkt gemessen werden. Das Baratron befindet sich am Gaseinlaß und das Gas durchströmt einen Wellschlauch und das Entladungsrohr, bevor es die Düse erreicht. Der Leitwert dieser Komponenten kann

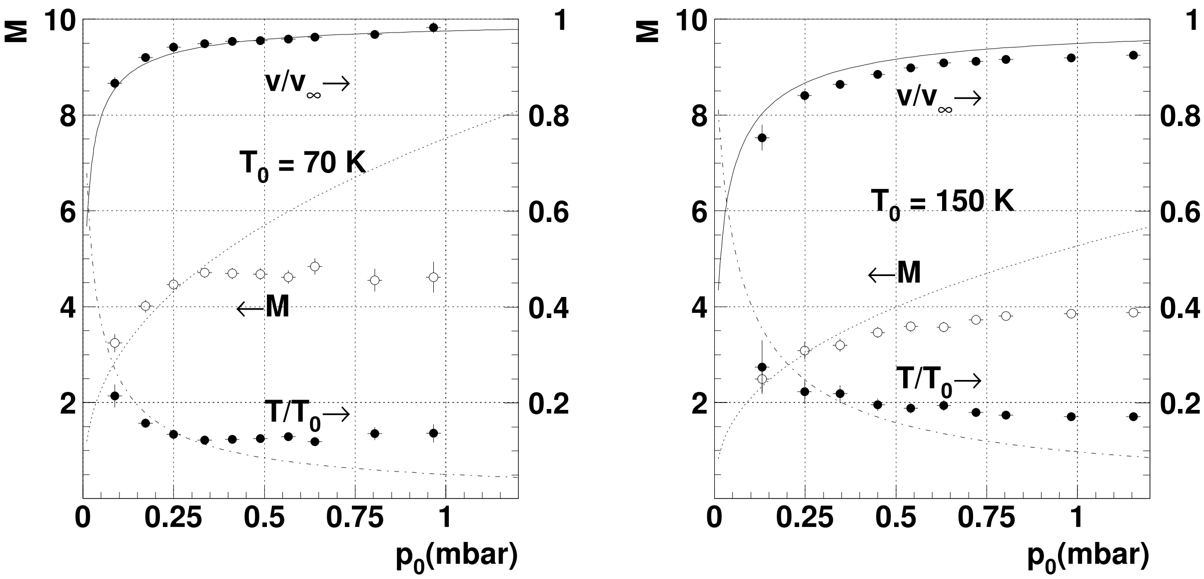


Abbildung 5.5: Machzahl M, sowie Strömungsgeschwindigkeit $v = c_1^0$ und Strahltemperatur T jeweils normiert von Wasserstoff aufgetragen über den Druck vor der Düse p_0 mit $d_{\text{Düse}} = 2\,\text{mm}$ bei einer Düsentemperatur $T_{\text{Düse}} = T_0 = 70\,\text{K}$ (links) bzw. $150\,\text{K}$ (rechts).

jedoch bestimmt werden (Anhang B) und so erhält man den Druck vor der Düse p_0. Die Machzahl für die Daten ergibt sich aus Gln. 3.7 und 3.8 zu:

$$M = \frac{c_1^0}{\sqrt{\frac{\gamma k_\mathrm{B} T}{m}}} \,. \tag{5.4}$$

Die Übereinstimmung der errechneten Strömungsgeschwindigkeiten c_1^0 mit den gemessenen ist sehr gut über den gesamten Bereich. Auch die gemessene Strahltemperatur T ist bei kleinen Drücken $p_0 \leq 0{,}5\,\text{mbar}$ sehr gut mit dem Modell vereinbar. Bei größeren Drücken ergibt sich allerdings eine wachsende Diskrepanz. Die Ursache hierfür könnte im effusiven Fluß liegen, der durch den Druck in der Dissoziator- und Skimmerkammer erzeugt wird. Die mittlere Geschwindigkeit dieses Raumtemperaturgases liegt im Bereich der Strömungsgeschwindigkeiten c_1^0 des Molekülstrahls, daher gibt es auch kein Einfluß auf die gemessene Strömungsgeschwindigkeit. Die Breite der Verteilung und damit die Temperatur des effusiven Flusses ist aber 300 K, was somit zur Verbreiterung der gemessenen Verteilungen führt. Dies tritt bei erhöhten Restgasdrücken, d.h. bei höherem Fluß Q und somit höherem p_0, vermehrt auf. Abb. 5.5 zeigt Daten von H_2 bei unterschiedlichen Temperaturen. Bei höheren Temperaturen weicht auch die gemessene Strömungsgeschwindigkeit von den theoretischen Werten ab, was aber auch durch den Einfluß des Restgases erklärt werden kann, da dessen mittlere Geschwindigkeit nun kleiner als die des Strahls ist und damit zu einer Verschiebung der Daten zu niedrigeren Werten führt. Für Deuterium ergibt sich ein ähnliches Verhalten.

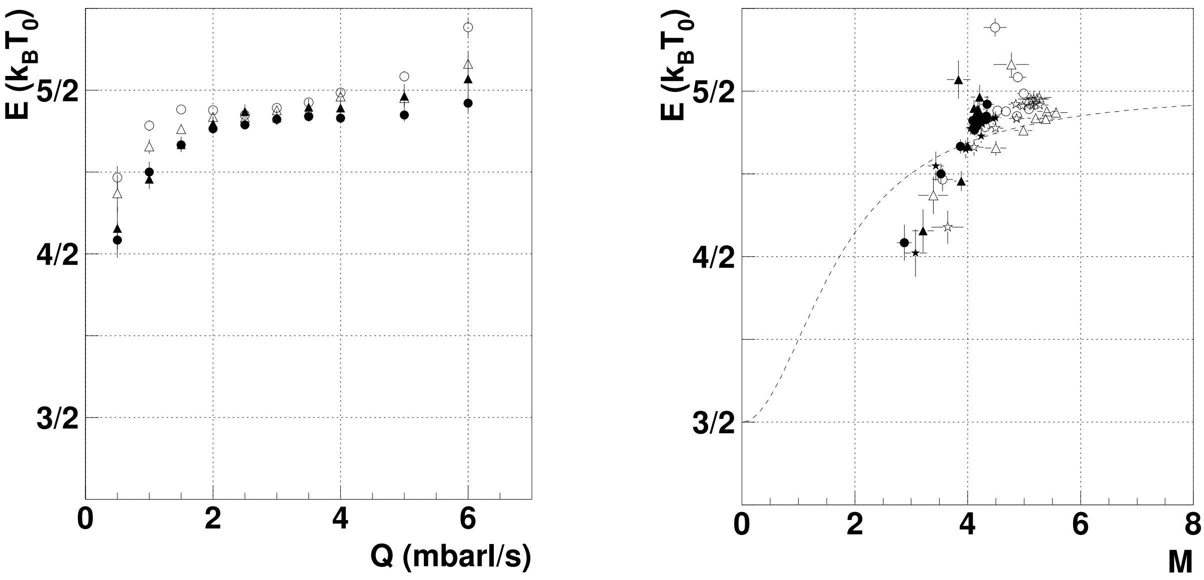


Abbildung 5.6: Energie des H_2- (ausgefüllte Symbole) und D_2–Strahls (offene Symbole) in Einheiten von $k_B T_0$ aufgetragen über den Fluß durch die Düse Q (links) bzw. die Machzahl (rechts) bei einer Düsentemperatur $T_{\text{Düse}} = T_0 = 100\,\text{K}$.

Betrachtet man nun die Energiebilanz des Molekülstrahls, so folgt aus den Gln. 3.4 und 3.5 unter der Annahme konstanter Wärmekapazität c_p:

$$c_\text{p} T_0 = c_\text{p} T + \frac{1}{2} m (c_1^0)^2. \tag{5.5}$$

Für molekularen Wasserstoff unter den gegebenen Randbedingungen (siehe oben) ist $c_\text{p} = (5/2) k_\text{B} T$. Somit kann man Gl. 5.5 wie folgt schreiben:

$$\frac{5}{2} k_\text{B} T_0 = \frac{1}{2} m (c_1^0)^2 + \frac{3}{2} k_\text{B} T + k_\text{B} T \tag{5.6}$$

Der erste Term auf der rechten Seite ist die kinetische Energie der Strömung, der zweite die ungerichtete kinetische Energie im mit c_1^0 mitbewegten System. Der dritte Term ist die Energie, welche im Gas der Temperatur T gespeichert ist und die Expansion des Gases treibt ($\propto pV$) [Hab85]. Nach dem Einfrieren der Freiheitsgrade besteht die kinetische Energie des Strahls aus:

$$E_\text{kin} = \frac{1}{2} m (c_1^0)^2 + \frac{3}{2} k_\text{B} T. \tag{5.7}$$

In Abb. 5.6 ist diese nun gegen den Fluß Q bzw. die Machzahl M in Einheiten von $k_\text{B} T_0$ aufgetragen. Es ist ersichtlich, daß die kinetische Energie des Molekularstrahls ansteigt und sich asymptotisch der thermischen Energie der Gases vor der Düse nähert. Dieses Verhalten läßt sich wie folgt erklären. Für den Fall des effusiven Flusses ($M \to 0$) verschwindet der 1. Term in Gl. 5.6, der letzte Term ist wegen des idealen Gasgesetzes

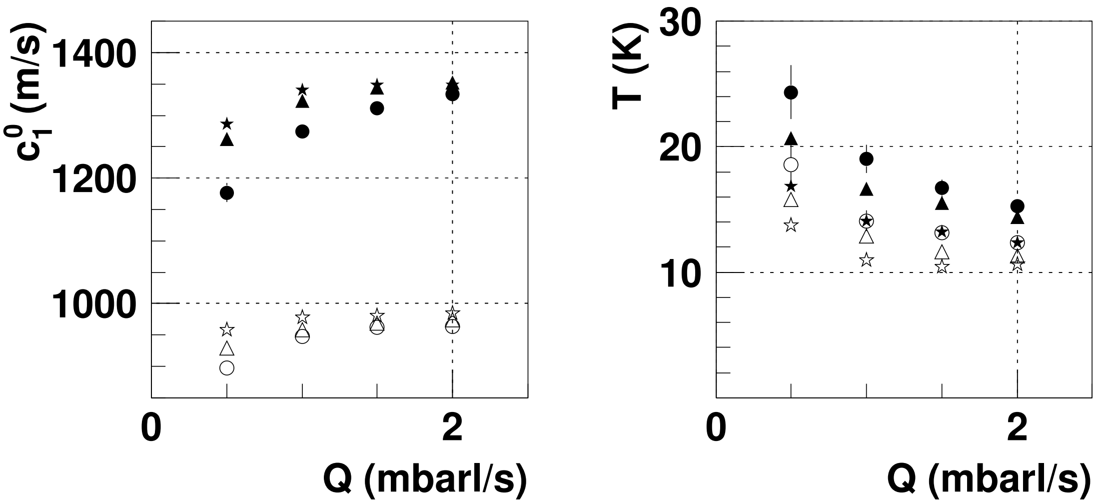


Abbildung 5.7: Strömungsgeschwindigkeit c_1^0 und Strahltemperatur T von molekularem Wasserstoff (ausgefüllte Symbole) und Deuterium (offene Symbole) aufgetragen über den Fluß durch die Düse Q bei einer Düsentemperatur $T_{\mathrm{Düse}} = 100\,\mathrm{K}$ und verschiedenen Düsendurchmessern ($\bullet$ $d_{\mathrm{Düse}} = 2\,\mathrm{mm}$, $\blacktriangle$ $d_{\mathrm{Düse}} = 1{,}5\,\mathrm{mm}$, $\star$ $d_{\mathrm{Düse}} = 1\,\mathrm{mm}$).

konstant. Somit ist die kinetische Energie gleich $(3/2)k_\mathrm{B}T_0$. Im Falle einer Expansion wird mehr und mehr thermische Energie in gerichtete Bewegung umgewandelt. Der erste Term in Gl. 5.6 wird größer und die beiden anderen kleiner. Die Energie nähert sich also der thermischen Energie des Gases vor der Düse an, aber nur für $M \to \infty$ wird dies vollständig. Das rechte Diagramm (Abb. 5.6) zeigt zusätzlich noch die theoretische Kurve, welche aus Gln. 3.7 und 3.8 folgt. Die Übereinstimmung mit den Werten ist befriedigend. Hier muß wiederum berücksichtigt werden, daß durch den effusiven Fluß die Meßwerte bei hohem Fluß verfälscht werden (siehe Abb. 5.4). Dies betrifft hier insbesondere die Werte oberhalb von $(5/2)k_\mathrm{B}T_0$. Sie sind zu niedrigeren Machzahlen und höherer Energie verschoben.

5.3 Einfluß der Düsengeometrie

Wie schon gezeigt wurde, hängen die Strahlparameter stark von Druck in der Düse ab. Um dieses Verhalten näher zu untersuchen, wurden drei Düsen der gleichen Länge aber unterschiedlichen Durchmessern verglichen. Die Strahlparameter von H_2 und D_2 mit diesen Düsen zeigt Abb. 5.7. Es wurde ein Flußbereich $(0,5\ldots2\,\mathrm{mbarl/s})$ gewählt, bei dem der Einfluß des effusiven Flusses nicht so stark ist. Die Strömungsgeschwindigkeit nähert sich bei gleichen Flüssen schneller v_∞ an und die Temperaturen sind niedriger. Dies ist durch den höheren Druck p_0 auch zu erwarten. Trägt man nun wieder die normierten Strahlparameter über diesen Druck auf und paßt die Länge l infolge der engeren Düse

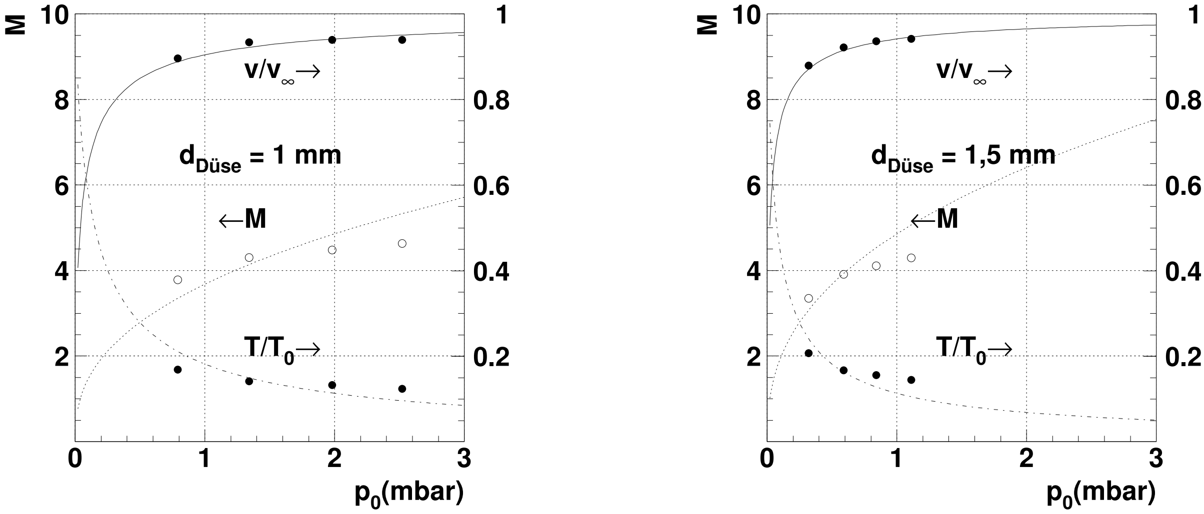


Abbildung 5.8: Machzahl M, sowie Strömungsgeschwindigkeit $v = c_1^0$ und Strahltemperatur T jeweils normiert von Wasserstoff aufgetragen über den Druck vor der Düse p_0 mit $T_{\text{Düse}} = 100\,\text{K}$ bei einem Düsendurchmesser von $d_{\text{Düse}} = 1\,\text{mm}$ (links) bzw. 1,5 mm (rechts).

an, so ergeben sich die Werte und Kurven von Abb. 5.8. Vergleicht man diese mit jenen der Düse mit $d = 2\,\text{mm}$ (die 4 niedristen Werte in Abb. 5.4), so wird deutlich, daß die Abweichungen von den theoretischen Kurven nicht durch den höheren Druck p_0, sondern durch den höheren Fluß (4. Wert jeweils $Q = 2\,\text{mbarl/s}$) entstehen. Dies bestätigt den obigen Ansatz, in dem dieses Verhalten mit dem effusiven Fluß erklärt wird. Ähnliche Ergebnisse zeigt Deuterium.

Betrachtet man nun wieder die Gesamtenergie des Atomstrahls und vergleicht ihn

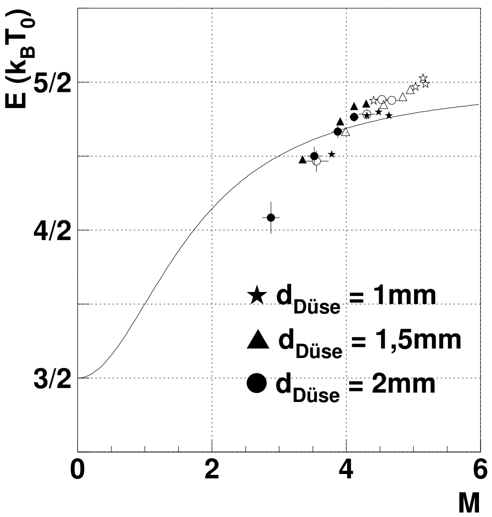


Abbildung 5.9: Energie des H_2- (ausgefüllte Symbole) und D_2–Strahls (offene Symbole) in Einheiten von $k_B T_0$ aufgetragen über die Machzahl bei einer Düsentemperatur $T_{\text{Düse}} = 100\,\text{K}$ für verschiedene Düsendurchmesser.

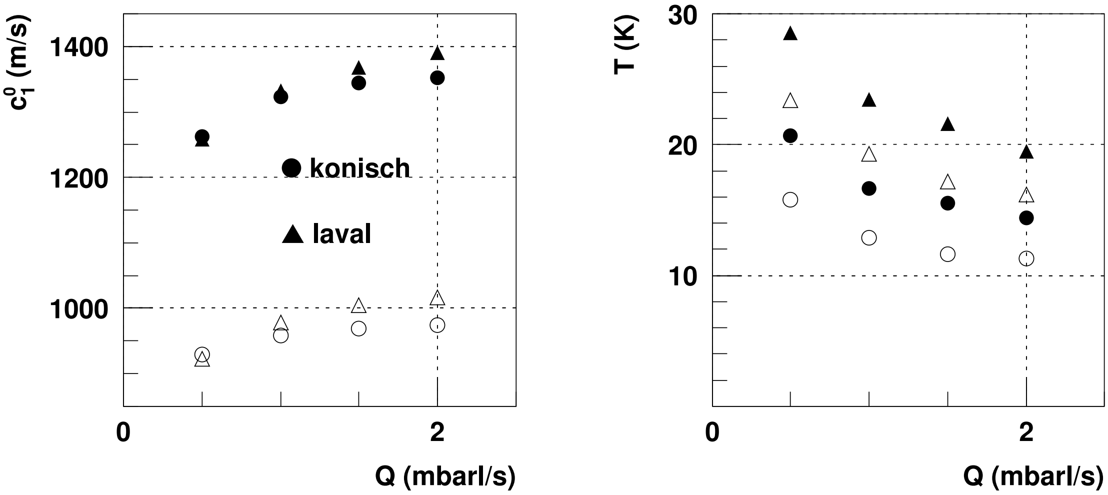


Abbildung 5.10: Die Strahlparameter des H_2- (ausgefüllte Symbole) und D_2–Strahls (offene Symbole) erzeugt mit der Lavaldüse, verglichen mit jenen der konischen Düse bei einer Düsentemperatur $T_{\mathrm{Düse}} = 100$ K.

mit der Quellenenergie $k_{\mathrm{B}}T_0$, so ergeben sich die Werte aus Abb. 5.9. Hier sind die Daten aller Düsen bei Flüssen von 0,5 . . . 2 mbarl/s für Wasserstoff und Deuterium aufgetragen. Diese liegen im Bereich der errechneten Kurve, wenn auch der Anstieg steiler zu sein scheint. Da hier nur Daten bei kleinen Flüssen und daher auch kleinen effusiven Anteilen verwendet wurden, entfallen hier Werte oberhalb von $E > 5/2$, die durch den effusiven Fluß verfälscht wurden.

Zur Abrundung der Untersuchungen wurde eine Lavaldüse getestet. Eine Lavaldüse ist dadurch gekennzeichnet, daß sich der kleinste Durchmesser der Düse nicht am Austritt ins Vakuum befindet. Der Düsenkanal erweitert sich, bevor das Gas in die Dissoziatorkammer eintritt (hier auf einer Länge von 5 mm auf 4 mm Durchmesser). Eine solche Form soll den Strahl besser kollimieren. Die mit dieser Düse gemessenen Strahlparameter verglichen mit einer konischen Düse des selben engsten Durchmessers zeigt Abb. 5.10. Die Strömungsgeschwindigkeit ist bei höheren Flüssen etwas erhöht, die Strahltemperaturen sind aber bei allen Flüssen deutlich größer. Die Ursache hierfür liegt wohl darin, daß die Moleküle während der Expansion Kontakt mit der für sie warmen Düsenoberfläche haben und somit die Strahltemperatur steigt.

5.4 Vergleich mit Monte–Carlo–Rechnungen

Nach den durchgeführten Messungen und Vergleichen mit den Ergebnissen der Kontinuumsmodelle soll eine Monte–Carlo–Simulation durchgeführt werden. Dazu werden

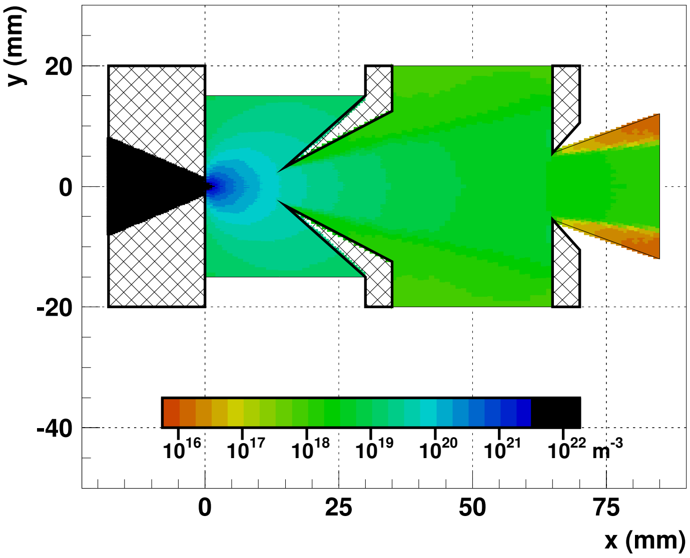


Abbildung 5.11: Die simulierte Dichteverteilung einer H_2–Expansion bei einer Düsentemperatur von 100 K und einem Fluß von 1 mbarl/s. Eingezeichnet auch die äußeren Grenzen der Regionen.

die Parameter der Geometrie, die Pumpleistung (Restgasdrücke), sowie die Dichte und Temperatur des in die Düse einströmenden H_2–Gases eingegeben (Anh. C). Da die Anzahl der am Düseneingang erzeugten Teilchen mit dem Abstand von der Achse quadratisch anwächst (axialsymmetrische Geometrie), ist eine Simulationszeit von 0,1 s bei einem Verhältnis von einem simulierten zu 10^{12} realen Teilchen notwendig, um auf der Strahlachse die nötige statistische Sicherheit zu erreichen. Die Rechenzeit bei dem folgenden Beispiel ($Q = 1$ mbarl/s entsprechen $2{,}4 \cdot 10^6$ simulierten Teilchen) liegt dafür bei ca. 3 Tagen (bei handelsüblichen PC). Abb. 5.11 zeigt die errechnete Dichteverteilung im gesamten Simulationsbereich. Zum besseren Verständnis sind die Strahlformungselemente Düse, Skimmer und Kollimator sowie die äußeren Grenzen des Simulationsbereichs eingezeichnet. Man erkennt, daß sich nach dem Kollimator ein relativ scharf begrenzter Molekülstrahl mit niedriger Divergenz bildet. Das Ensemble von Wasserstoffmolekülen wird am Düseneingang mit einer Temperatur von 300 K erzeugt und kühlt sich in der Düse ab, so daß die Dichte ansteigt. Nach Austritt aus der Düse fällt diese dann durch die Expansion stark ab.

Die Strahlparameter auf der Achse zeigt Abb. 5.12. Wie schon in der vorigen Abbildung gesehen, steigt die Dichte in der Düse, während sich das Gas auf Düsentemperatur abkühlt. Hierbei sinkt die Temperatur aller Freiheitsgrade auf 100 K. Am Düsenaustritt ($x = 0$) expandiert das Gas. Es wird beschleunigt und abgekühlt, wobei hier nur die translatorischen Freiheitsgrade betroffen sind. Aufgrund der zu geringen Stoßrate bleibt die Temperatur der rotatorischen Freiheitsgrade bei T_0. Nachdem auch die translatorischen Freiheitsgrade wenige Millimeter nach der Düse eingefroren werden, bleibt die longitudinale Temperatur T_x konstant, während die transversalen Temperaturen T_y, T_z weiter sinken. Dieser Effekt beruht darauf, daß Moleküle höherer transversaler Geschwindigkeit die Achse verlassen, während Moleküle niedrigerer transversaler Geschwindigkeit dort verbleiben. Es fällt nun auf, daß entgegen der Erwartung die Temperaturen danach

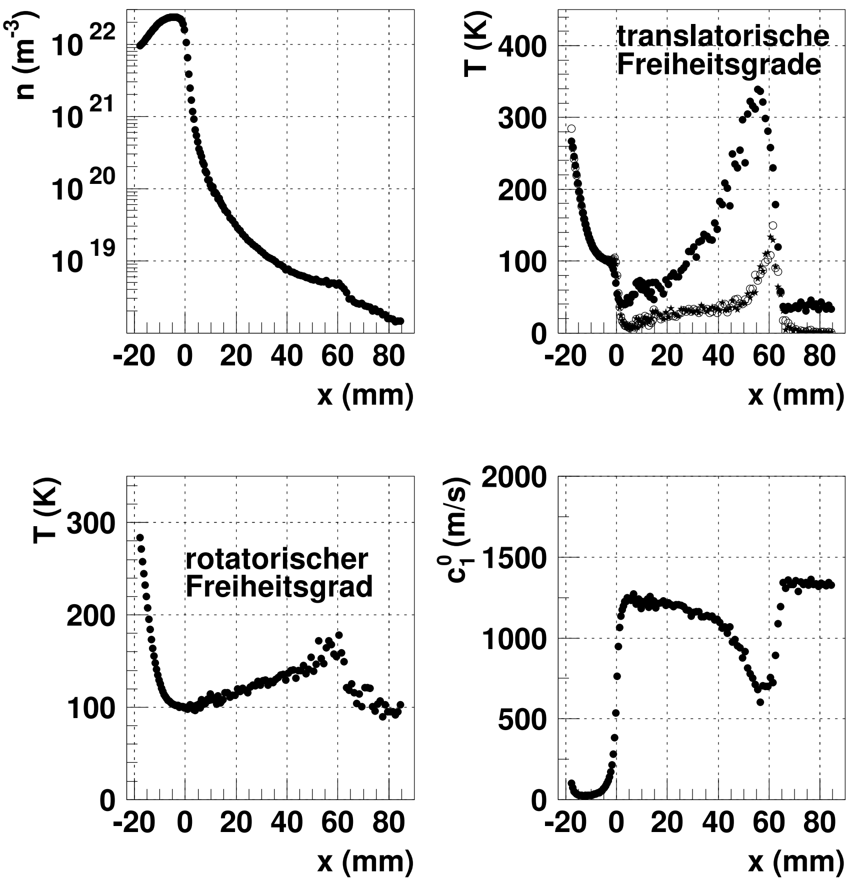


Abbildung 5.12: Die simulierten Strahlparameter Teilchendichte n, Strahltemperatur T_x ($\bullet$), T_y ($\circ$) und T_z ($\star$), Temperatur der Rotationsfreiheitsgrade $T_{\rm rot}$ und Strömungsgeschwindigkeit c_1^0 des H_2–Strahls in Abhängigkeit vom Abstand vom Düsenaustritt x auf der Strahlachse ($y = 0$) bei einer Düsentemperatur von 100 K und einem Fluß von 1 mbarl/s.

wieder ansteigen und die Strömungsgeschwindigkeit c_1^0 abfällt. Die Erklärung ist aber recht einfach. Bei den hier gezeigten Rechnungen wurden die Parameter der Moleküle gemittelt, welche die Zellen auf der Strahlachse passieren. Dazu zählen aber auch an den Wänden von Skimmer und Kollimator ($T = 300\,$K) reflektierte Moleküle und das Restgas ($T = 300\,$K). Die Parameter des in x–Richtung fliegenden Strahls ergeben sich erst nach dem Kollimator. Daher erfolgt dort auch ein Sprung zu den höheren Werten. Die Wahrscheinlichkeit hier noch reflektierte Moleküle zu finden, ist sehr gering.

Aus diesen Ergebnissen folgt nun die Erkenntnis, daß die oben gemachte Annahme, die Rotationsenergie bei der Expansion nicht zu berücksichtigen, richtig zu sein scheint. Die Ergebnisse zeigen eine gute Übereinstimmung der errechneten Strömungsgeschwindigkeit (1334 ± 12 m/s) mit der am Teststand gemessenen (1274 ± 8 m/s). Die errechnete longitudinale Strahltemperatur T_x ist allerdings mit $37{,}8 \pm 4{,}3\,\mathrm{K}$ um den Faktor 2 höher als die gemessene Strahltemperatur T $(19{,}0 \pm 1{,}1\,\mathrm{K})$. Hierbei muß erwähnt werden, daß diese Parameter durch Mittelung über jeweils nur ca. 300 simulierte Teilchen erhalten wurden. Jedes simulierte Teilchen stand für 10^{12} reale Teilchen. Eine Simulation mit exakt denselben Startparametern aber einem Verhältnis von realen zu simulierten Teilchen von $3{,}3 \cdot 10^{11}$ ergab nach derselben Simulationszeit die gleiche Strömungsgeschwindigkeit c_1^0 aber eine Strahltemperatur von $33{,}3 \pm 1{,}6\,\mathrm{K}$. Dieser Wert liegt nun schon wesentlich näher an dem gemessenen Wert. Es ist zu erwarten, daß bei genügend hoher Teilchenzahl die Strahltemperatur mit der gemessenen übereinstimmt. Da die Rechenzeit mit zunehmender Zahl der simulierten Teilchen stark ansteigt, ist mit den vorhandenen Mitteln eine genaue Verifikation zur Zeit nicht möglich.

Kapitel 6

Geschwindigkeitsmessungen an Atomstrahlen

6.1 Verwendung des Hochfrequenzdissoziators

Nach den Untersuchungen von Molekülstrahlen betrachtet man nun (teilweise) dissoziierte Strahlen. Diese sind durch den Dissoziationsgrad α (Gl. 2.6) und wiederum die Strahlparameter Strömungsgeschwindigkeit c_1^0 und Strahltemperatur T gekennzeichnet. Zuerst wurde ein Wasserstoffatomstrahl untersucht (Abb. 6.1). Der erreichbare Dissoziationsgrad liegt bei kleinen Flüssen über 80 %, fällt aber bei steigendem Durchsatz sehr stark ab. Dies hat auch einen großen Einfluß auf die Strahlparameter, da ein höherer Molekülanteil den atomaren Anteil abbremsen sollte. Die Abbildung zeigt jedoch, daß die Strömungsgeschwindigkeit steigt und dann nahezu konstant bei ca. 2100 m/s ist. Die Geschwindigkeit des H_1–Anteils ist etwas höher als der des H_2–Anteils, was auf das schnelle Einfrieren der Freiheitsgrade zurückzuführen ist. Im Idealfall, d.h. ohne Einfrieren, wären beide Geschwindigkeiten gleich. Die Strahltemperaturen der beiden Komponenten unterscheiden sich erheblich, was auch erwartet wird. Sie fallen mit steigendem Fluß leicht ab. Somit steigt die aus c_1^0 und T berechnete Machzahl M an und erreicht bei höheren Flüssen einen Wert von 3,5.

Im oberen rechten Graphen von Abb. 6.1 sind zusätzlich zu den gemessenen Geschwindigkeiten die aus den Dissoziationsgraden α berechneten maximalen Geschwindigkeiten aufgetragen (eingezeichnete Linie, Berechnung siehe Abschnitt 3.1.1). Es fällt auf, daß die gemessenen Geschwindigkeiten bei Flüssen $Q > 1$ mbarl/s zum Teil deutlich über dieser Linie liegen. Hier ist die Strömung viel schneller als durch die Ausgangsbedingungen erwartet. Noch signifikanter wird dies, wenn man sich die Energie des Gesamtstrahls betrachtet (Abb. 6.2 links). Man kann sehen, daß die Energie des Strahls immer über der aus T_0 berechneten thermischen Energie des Gases $5/2\,k_\mathrm{B}T_0$ liegt und sich dieser Effekt mit zunehmendem Fluß noch verstärkt. Um dieses Verhalten zu erklären, muß

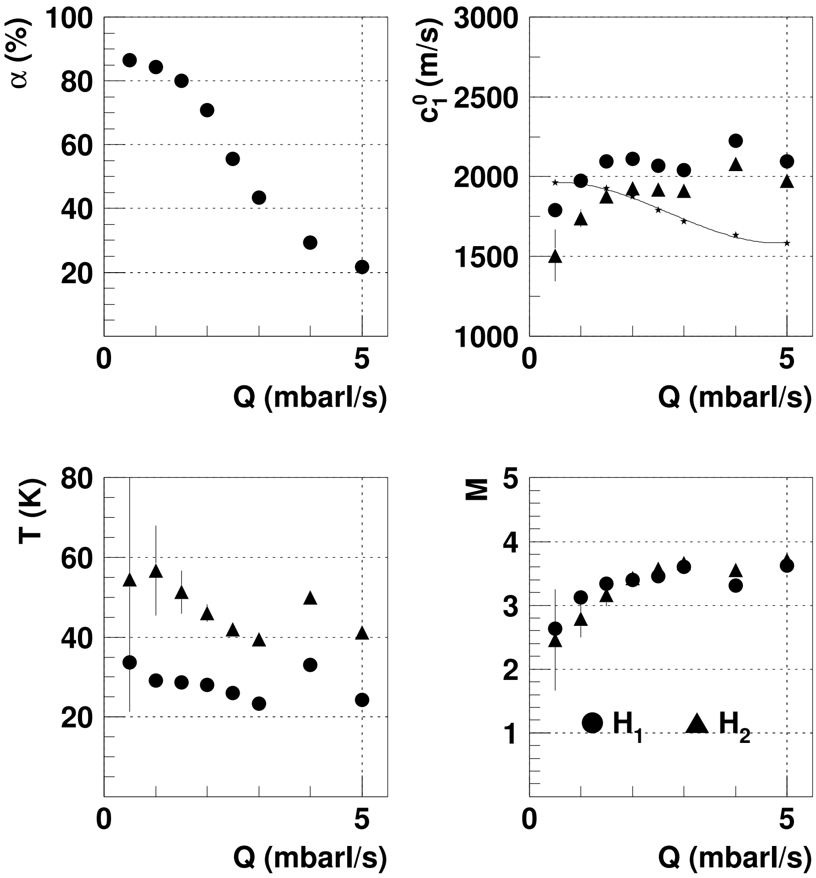


Abbildung 6.1: Dissoziationsgrad α, Strömungsgeschwindigkeit c_1^0, Strahltemperatur T sowie die Machzahl M von Wasserstoff, aufgetragen über den Fluß durch die Düse Q bei einer Düsentemperatur $T_{\text{Düse}} = 100\,\text{K}$ unter Verwendung des Hochfrequenzdissoziators. Die Linie im Graphen oben rechts stellt die aus α errechnete maximale Geschwindigkeit v_∞ des Gasgemisches dar.

man mehrere Punkte beachten. Einerseits kann das schon besprochene Phänomen der relaxierenden Anregungen zu einer Erklärung verwendet werden. Danach wird das Gas durch die so frei werdende Energie aufgeheizt, was aber aufgrund der geringen Stoßraten in keiner signifikante Erhöhung der Strahlenergie resultiert. Andererseits ist bei dem verwendeten Hochfrequenzdissoziator die Bestimmung der Düsentemperatur nicht sehr genau, da sich das Thermoelement nicht direkt in der Düse, sondern auf dem Kupferkühlring befindet, der die Düse samt Düsenhalter kühlt. Durch Rekombination von Atomen an der Düsenoberfläche wird diese aufgeheizt und es entsteht ein Temperaturgradient zwischen Düsenoberfläche und Thermoelement. Die gemessene Temperatur ist also kleiner als die tatsächlich an der Düsenwand vorhandene. Durch erhöhten Fluß mit einer größeren Zahl rekombinierender Atome vergrößert sich dieser Effekt. Eine erhöhte

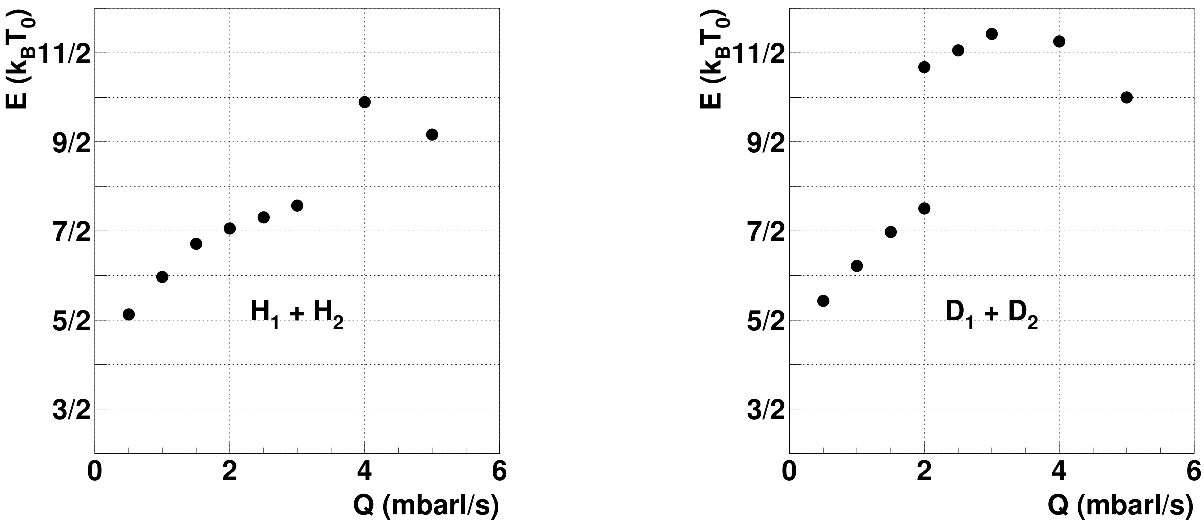


Abbildung 6.2: Die aus α und den Strahlparametern c_1^0 und T berechneten Energien des Gesamtstrahls von Wasserstoff (links) und Deuterium (rechts) aufgetragen über den Fluß durch die Düse Q bei einer Düsentemperatur $T_{\text{Düse}} = 100\,\text{K}$ unter Verwendung des Hochfrequenzdissoziators.

Düsentemperatur wirkt sich besonders auf die Strömungsgeschwindigkeit c_1^0 aus. Dieser Effekt könnte die Diskrepanz zwischen gemessener Strahlenergie und der thermischen Energie des Gases vor der Düse erklären. Bei der Auswertung der Daten des Mikrowellendissoziators im nächsten Abschnitt, bei dem beide Effekte nicht oder nur reduziert auftreten, wird nochmals darauf eingegangen.

Wie man in Abb. 6.1 und besonders Abb. 6.2 (links) sieht, tritt bei sehr hohen Flüssen eine sprunghafte Erhöhung der Strahlparameter und damit auch der Energie ein. Dieses Phänomen ist bei Deuterium noch viel stärker. Der Dissoziationsgrad und die Strahlparameter sind in Abb. 6.3 dargestellt. α ist nahezu identisch zu den Werten von Wasserstoff. Auch das Verhalten von c_1^0 und T bei kleinen Flüssen ähnelt dem von H_1 und H_2. Bei einem Fluß von 2 mbarl/s tritt jedoch ein Sprung in der Strömungsgeschwindigkeit und der Strahltemperatur bei beiden Spezies D_1 und D_2 auf, dessen Ursache zunächst unbekannt war. Betrachtet man die Expansion bei kleinen Flüssen, so ist wie bei Wasserstoff die schon beschriebene Leuchterscheinung zu sehen, welche auf relaxierende angeregte Zustände des atomaren Wasserstoffs zurückzuführen ist. Bei höheren Flüssen allerdings brennt das Plasma aus der Düse heraus, der sogenannte Plasmajet. Dies verändert die Bedingungen in der Expansion radikal und die Strahlparameter verdeutlichen dies. Der Einfluß des Plasmajets auf die Gesamtenergie des Strahls zeigt Abb. 6.2 rechts. Während die Werte bei niedrigen Flüssen denen von Wasserstoff entsprechen, erfolgt mit dem Auftreten des Plasmajets ein Sprung zu weitaus höheren Energien.

Der Plasmajet [Top97] hatte auch Auswirkungen auf den Betrieb der Atomstrahlquelle (ABS). Da das Magnetsystem für die hohen Geschwindigkeiten durch den Plasma-

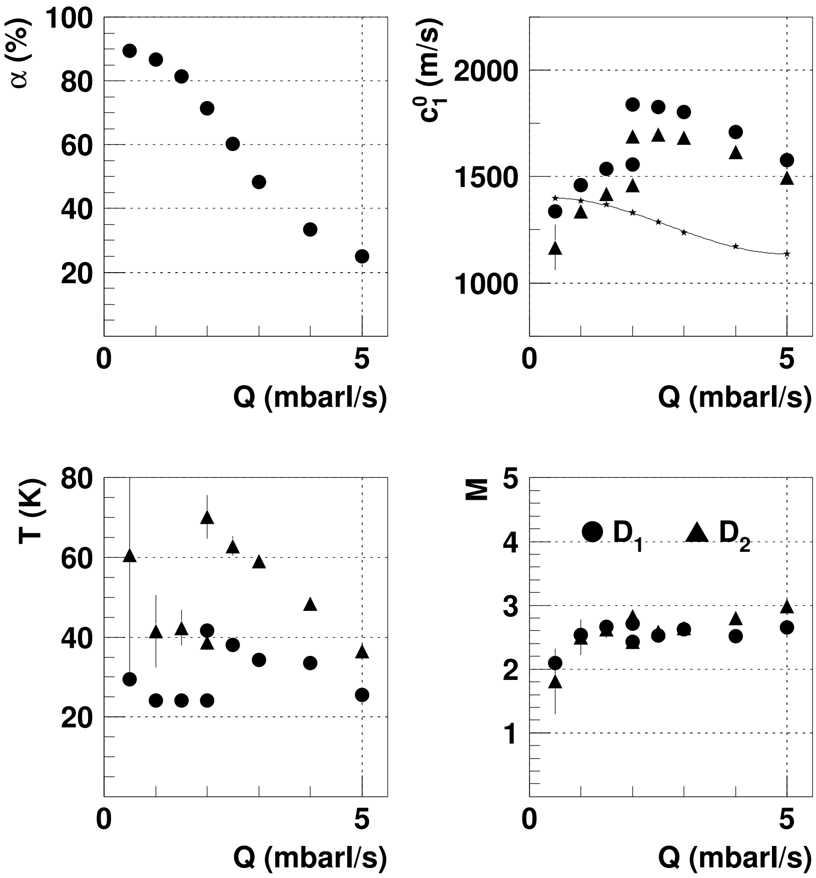


Abbildung 6.3: Dissoziationsgrad α, Strömungsgeschwindigkeit c_1^0, Strahltemperatur T sowie Machzahl M von Deuterium aufgetragen über den Fluß durch die Düse Q bei einer Düsentemperatur $T_{\text{Düse}} = 100\,\text{K}$ unter Verwendung des Hochfrequenzdissoziators. Die Linie im Graphen oben rechts stellt v_∞ des Gasgemisches errechnet aus α dar.

jet nicht ausgelegt ist, ergab sich eine Reduzierung ihrer Intensität um 30 . . . 40 %. Der Effekt trat teilweise schon bei Flüssen $Q > 1$ mbarl/s auf und zeigt ein typisches Hystereseverhalten, welches auch von der zugeführten Leistung abhing. Ein stabiler Betrieb des Hochfrequenzdissoziators auf hohem Intensitätsniveau war daher mit Deuterium nicht möglich, so daß dieser durch den Mikrowellendissoziator ersetzt wurde.

6.2 Einsatz des Mikrowellendissoziators

Nach Einbau des Mikrowellendissoziators in den Teststand wurden wiederum Geschwindigkeitsspektren aufgenommen. Die Daten für Wasserstoff bei einer Düsentemperatur von $T_0 = 100$ K sind in Abb. 6.4 aufgetragen. Der Dissoziationsgrad α wurde hier

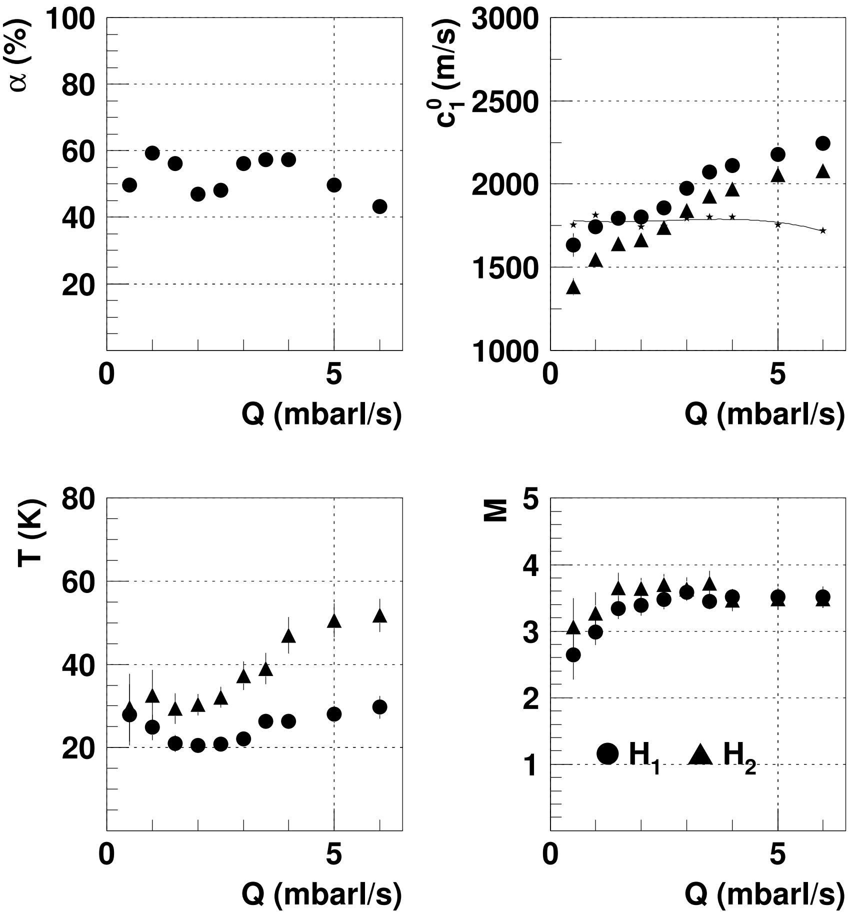


Abbildung 6.4: Dissoziationsgrad α, Strömungsgeschwindigkeit c_1^0, Strahltemperatur T sowie Machzahl M von Wasserstoff aufgetragen über den Fluß durch die Düse Q bei einer Düsentemperatur $T_{\text{Düse}} = 100\,\text{K}$ unter Verwendung des Mikrowellendissoziators. Die Linie im Graphen oben rechts stellt v_∞ des Gasgemisches errechnet aus α dar.

möglichst um 55 % gehalten, was durch geschickte Wahl der Mikrowellenleistung und der Sauerstoffbeigabe möglich ist. Die Strömungsgeschwindigkeit c_1^0 steigt an, die Strahltemperatur T sinkt zunächst und steigt bei höheren Flüssen wieder leicht an. c_1^0 und T sind jedoch niedriger als bei den Messungen mit dem RF–Dissoziator. Der Vergleich zwischen theoretischer Endgeschwindigkeit und tatsächlicher Geschwindigkeit zeigt, daß nur bei kleinen Flüssen die Messungen mit der Theorie vereinbar sind.

Die Werte für Deuterium bei gleicher Düsentemperatur T_0 zeigt Abb. 6.5. Hierbei wurde ein jeweils sehr hoher Dissoziationsgrad α gewählt. Die Daten zeigen ein ähnliches Verhalten, wie jene von Wasserstoff. Allerdings sind nur die Werte von c_1^0 bei den drei kleinsten Flüssen kleiner als die errechnete Endgeschwindigkeit. Aber wie auch bei Wasserstoff sind c_1^0 und T kleiner als bei Verwendung des RF–Dissoziators.

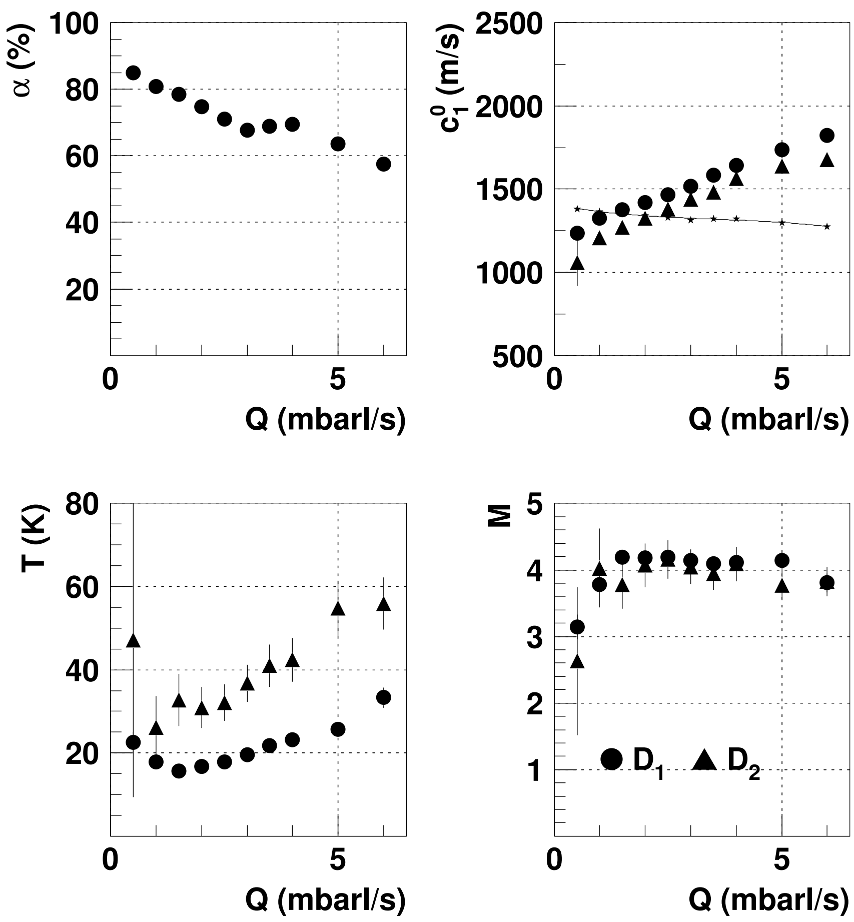


Abbildung 6.5: Dissoziationsgrad α, Strömungsgeschwindigkeit c_1^0, Strahltemperatur T sowie Machzahl M von Deuterium aufgetragen über den Fluß durch die Düse Q bei einer Düsentemperatur $T_{\text{Düse}} = 100\,\text{K}$ unter Verwendung des Mikrowellendissoziators. Die Linie im Graphen oben rechts stellt v_∞ des Gasgemisches errechnet aus α dar.

Die bei der Behandlung des RF–Dissoziators erwähnten Ursachen sind also nicht allein für die Diskrepanz zwischen Theorie und Messungen verantwortlich. Man kann sie nur für die Unterschiede im Vergleich der beiden Dissoziatoren anbringen. Zur Klärung betrachtet man wieder die Gesamtenergie des Strahls, normiert auf die thermische Energie $k_\mathrm{B}T_0$ des Gases vor der Düse (Abb. 6.6). Hier sind nun Daten unter verschiedenen Ausgangbedingungen zusammengefaßt. Es wird ersichtlich, daß sich mit steigender Düsentemperatur T_0 die Messungen dem theoretischen Wert von 5/2 annähern (siehe Abschnitt 5.2). Das führt zur Vermutung, daß die Gase bei niedrigen Temperaturen T_0 nicht vollständig in der Düse thermalisieren, was sich mit steigendem Fluß verstärkt. Da die Temperaturen im Plasma vor der Düse $500\ldots2000\,\text{K}$ [Koc99a] betragen, scheint eine solche Erklärung richtig zu sein.

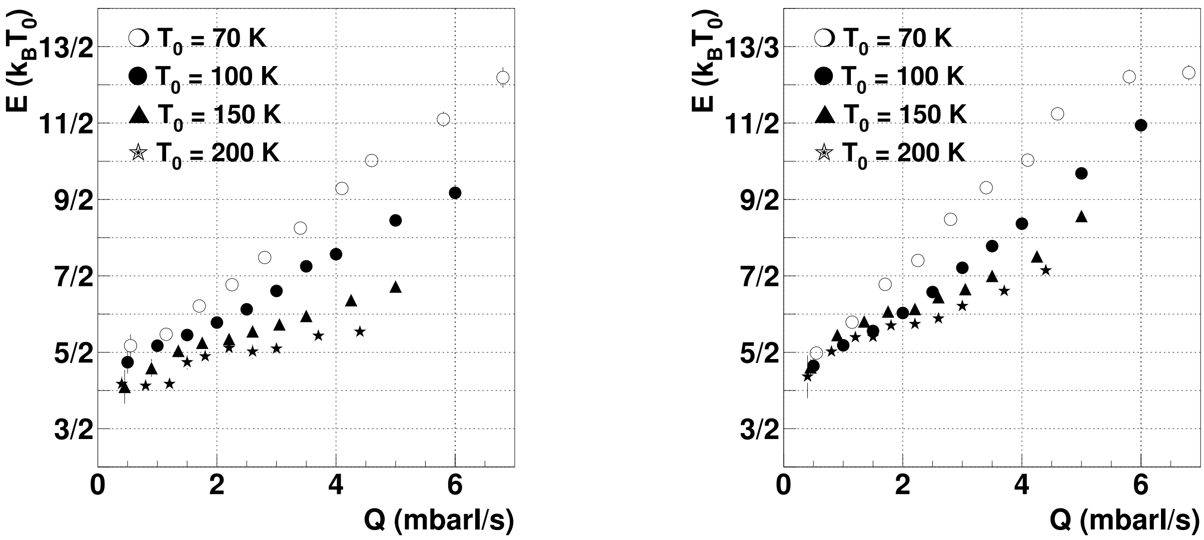


Abbildung 6.6: Die aus α und den Strahlparametern c_1^0 und T berechneten Energien E des Gasgemisches von Wasserstoff (links) und Deuterium (rechts) aufgetragen über den Fluß durch die Düse Q bei verschiedenen Düsentemperaturen $T_{\text{Düse}}$ unter Verwendung des Mikrowellendissoziators.

6.3 Einfluß der Düsengeometrie

Wie schon im vorangegangenen Kapitel wurden nun auch dissoziierte Strahlen unter Verwendung verschiedener Düsenformen erzeugt und deren Geschwindigkeitverteilung aufgenommen. Abb. 6.7 zeigt die Ergebnisse. Als erstes fällt auf, daß die Dissoziationsgrade zum Teil sehr niedrig sind. Die Ursache hierfür liegt in der erhöhten Volumenrekombination infolge des höheren Druckes im Entladungsrohr, der durch den geringeren Leitwert der Düsen erzeugt wird. Die erwarteten höheren Strömungsgeschwindigkeiten c_1^0 und niedrigeren Strahltemperaturen T sind durch den erhöhten molekularen Anteil daher nicht erreicht worden. Die kleineren Düsen bieten somit keine Vorteile gegenüber der Düse mit $d_{\text{Düse}} = 2\,\text{mm}$.

Die Diskrepanz zwischen gemessener Strömungsgeschwindigkeit c_1^0 und theoretischer Endgeschwindigkeit v_∞ ist hier noch stärker und vergrößert sich mit kleiner werdendem Düsendurchmesser. Da die Geschwindigkeiten in der Düse mit sinkendem Durchmesser steigen, ist zu vermuten, daß sich das Problem der nicht vollständigen Thermalisierung auch verstärkt.

Auch hier zeigt sich wieder, daß die Lavaldüse für diese Anwendung keinen Vorteil bietet. Die Dissoziationsgrade α sind kleiner als bei der konischen Düse gleichen Durchmessers. Bei nahezu gleichen Strömungsgeschwindigkeiten c_1^0 sind zusätzlich die Strahltemperaturen T höher, wodurch die Machzahl M kleiner wird.

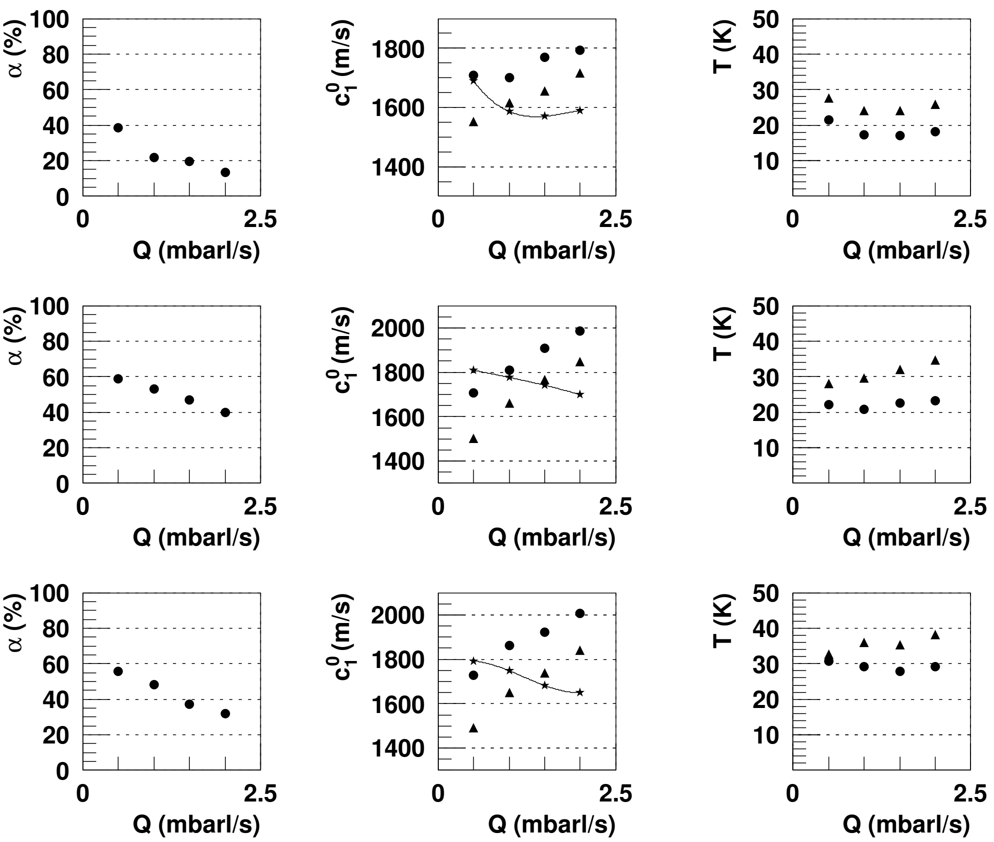


Abbildung 6.7: Dissoziationsgrad α, Strömungsgeschwindigkeit c_1^0 und Strahltemperatur T von Wasserstoff aufgetragen über den Fluß durch die Düse Q bei einer Düsentemperatur $T_{\text{Düse}} = 100\,\text{K}$ unter Verwendung des Mikrowellendissoziators mit verschiedenen Düsentypen: konische Düse $d_{\text{Düse}} = 1\,\text{mm}$ (oben), konische Düse $d_{\text{Düse}} = 1{,}5\,\text{mm}$ (Mitte) und Lavaldüse $d_{\text{Düse}} = 1{,}5\,\text{mm}$ (unten). Die Linien im jeweils mittleren Graphen stellen wiederum v_∞ des Gasgemisches errechnet aus α und T_0 dar.

6.4 Vergleich mit Monte–Carlo–Rechnungen

Bevor eine vollständige Simulation einer Expansion betracht wird, soll zunächst das Problem der nicht vollständigen Thermalisierung mit dem Programm DS2G untersucht werden. Dazu wurde das Temperaturverhalten des Wasserstoffgases innerhalb der Düse simuliert. Abb. 6.8 (links) zeigt das Ergebnis für verschiedene Temperaturen T_{Plasma} am Anfang der Düse. Es ist deutlich zu erkennen, daß mit steigendem T_{Plasma} nur noch eine unzureichende Thermalisierung stattfindet. Befindet sich das Ende des Wasserstoffplasmas sogar in der Düse, sollte sich dieser Effekt noch verstärken. Da die Expansion und damit eine weitere Abkühlung des Gases schon kurz vor Düsenende beginnt, sind hier nur Werte mit $x < 1,5\,\text{mm}$ gezeigt. Somit bestätigt sich die oben gemachte Annahme,

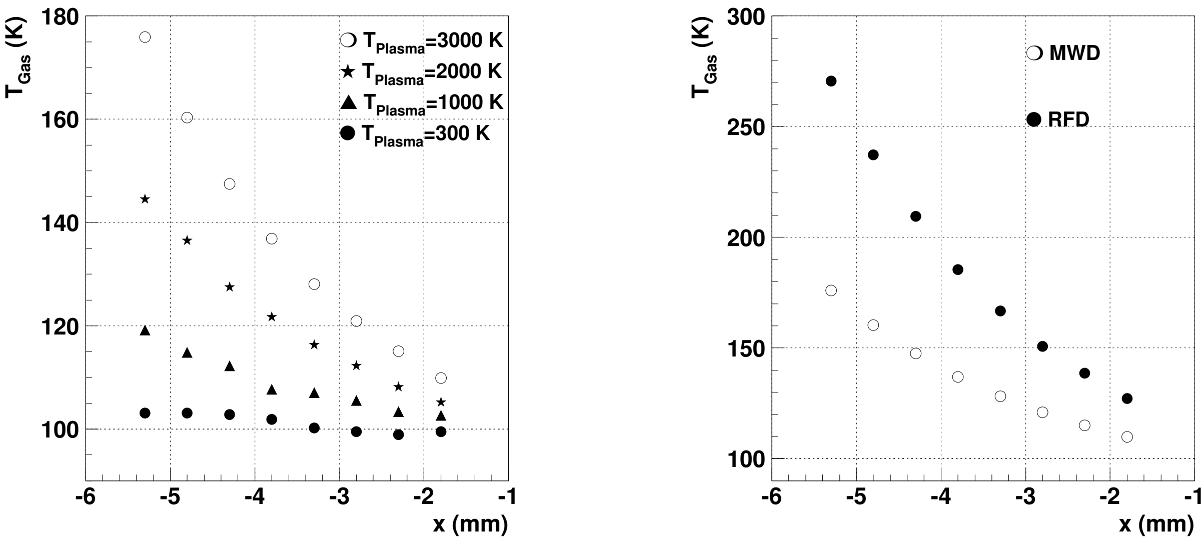


Abbildung 6.8: Die linke Grafik zeigt die simulierten translatorischen Temperaturen eines Wasserstoffgases mit 67 % Dissoziationsgrad im Düsenkanal ($T_{\text{Düse}} = 100\,\text{K}$) des Mikrowellendissoziators, aufgetragen über den Abstand vom Düsenende ($x = 0$), für verschiedene Temperaturen am Düsenanfang. Der Fluß durch die Düse beträgt 3 mbarl/s. Das rechte Bild verdeutlicht den Unterschied in der Thermalisierung zwischen dem Düsenkanal des Mikrowellendissoziators (MWD) und dem des Hochfrequenzdissoziators (HFD) bei einer Anfangstemperatur von 3000 K.

daß eine unvollständige Thermalisierung Ursache für die Diskrepanz zwischen errechneten und gemessenen Strömungsgeschwindigkeiten bzw. Energien ist. Betrachtet man die beiden Düsenkanäle des Mikrowellen-(MWD) und Hochfrequenzdissoziators (HFD), so fällt auf, daß jener des HFD kürzer ist und einen kleineren Anfangsdurchmesser hat (siehe Tab. 2.3 und Anhang A). Abb. 6.8 (rechts) zeigt den Vergleich der Gastemperaturen im Düsenkanal der zwei verschiedenen Düsengeometrien unter ansonsten identischen Randbedingungen ($T_{\text{Düse}} = 100\,\text{K}$, $T_{\text{Plasma}} = 3000\,\text{K}$, $Q = 3\,\text{mbarl/s}$, $\alpha = 67\,\%$).

Die Dichteverteilung des atomaren und molekularen Anteils eines Wasserstoffgasgemisches während einer Expansion zeigt Abb. 6.9. Die Startparameter waren ein Fluß $Q = 1\,\text{mbarl/s}$, bei einer Anfangstemperatur $T_{\text{Plasma}} = 3000\,\text{K}$ und einer Düsentemperatur $T_{\text{Düse}} = 100\,\text{K}$ und einem Dissoziationsgrad von 63 %. Es ist wie bei der rein molekularen Expansion ersichtlich, daß ein Strahl mit relativ geringer Divergenz vom Kollimator ausgeblendet wird. Die Dichteverteilungen sind bei beiden Spezies ähnlich und unterscheiden sich lediglich dadurch, daß der Untergrund bei H_2 durch das Restgas höher liegt. Anzumerken sei noch, daß keine Rekombination von Atomen an den Oberflächen und im Volumen berücksichtigt wurde. Betrachtet man die Strahlparameter auf der Achse des atomaren Anteils näher (Abb. 6.10), so erkennt man zunächst wiederum die Dichteerhöhung in der Düse durch die Abkühlung des Gases. Desweiteren erfolgt

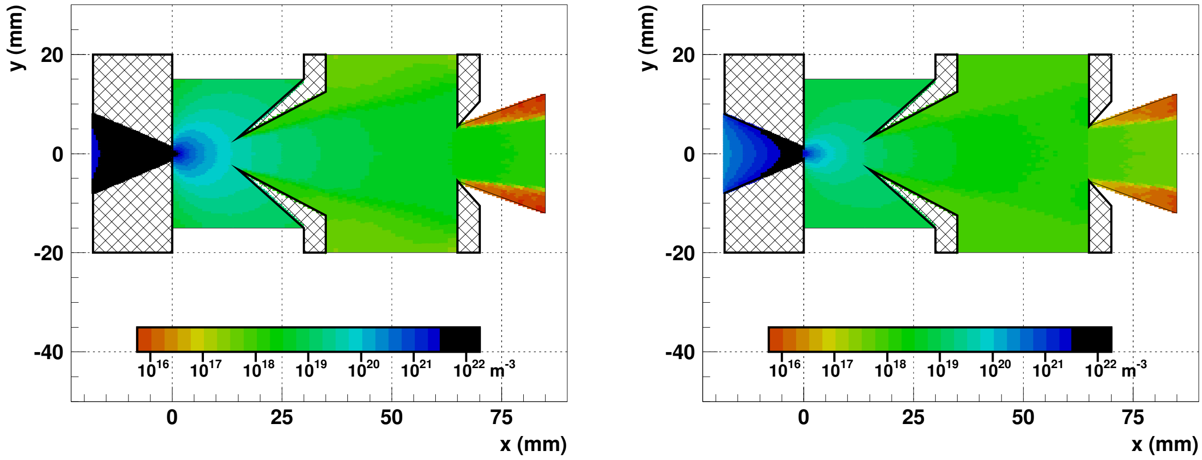


Abbildung 6.9: Die simulierte Dichteverteilung der Expansion eines Wasserstoffgases mit 63 % Dissoziationsgrad. Links der atomare und rechts der molekulare Anteil des Gasgemisches. Startparameter waren ein Fluß $Q = 1\,\mathrm{mbarl/s}$, eine Gastemperatur von 3000 K, sowie eine Düsentemperatur von 100 K.

wiederum eine scheinbare Erhöhung der Strahltemperaturen bis zum Kollimator durch die von den Wänden rückgestreuten Atome. Auch die Strömungsgeschwindigkeit c_1^0 fällt ab.

Betrachtet man im Vergleich dazu die Parameter des molekularen Anteils (Abb. 6.11), so sind einige Unterschiede zu verzeichnen. Die scheinbare Erwärmung des Strahls mitzunehmendem Abstand von der Düse ist hier viel höher. Die Ursache hierfür liegt darin, daß das simulierte Restgas natürlich nur aus H_2–Molekülen besteht. Dies erklärt auch den größeren Abfall der Strömungsgeschwindigkeit c_1^0. Bei den Parametern nach dem Kollimator fällt als erstes der Unterschied in den Strömungsgeschwindigkeiten zwischen H_1- und H_2–Anteil auf. Die Endgeschwindigkeit beider Anteile in separaten Expansionen würde sich um den Faktor $\sqrt{2}$ unterscheiden. Durch die Expansion des Gasgemisches gleichen sich allerdings die Geschwindigkeiten an, wenn auch nicht vollständig. Dieser verbleibende Unterschied ist auch bei den Geschwindigkeitsmessungen im Abschnitt 6.2 zu sehen und wird mit zunehmendem Fluß geringer. Es besteht eine sehr gute Übereinstimmung zwischen gemessenen und simulierten Strömungsgeschwindigkeiten (Tab. 6.1). Die berechneten Strahltemperaturen T weichen allerdings wieder fast um den Faktor 2 von den gemessenen Werten ab. Für eine Erklärung siehe Kap. 5.

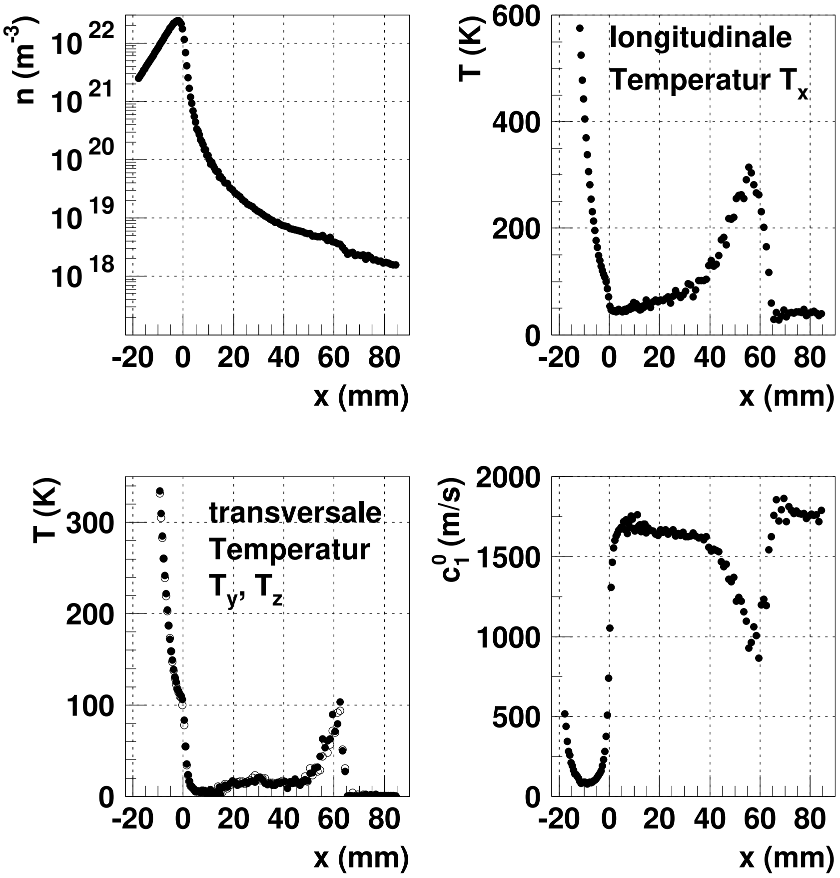


Abbildung 6.10: Die simulierten Strahlparameter Teilchendichte n, longitudinale Strahltemperatur T_x, transversale Strahltemperatur T_y ($\bullet$) und T_z($\circ$) und Strömungsgeschwindigkeit c_1^0 des H_1–Anteils auf der Strahlachse ($y = 0$) bei einer Düsentemperatur von 100 K, einem Fluß von 1 mbarl/s, einer Gastemperatur von 3000 K, sowie einem Dissoziationsgrad von 63 %.

Parameter	H_1–Anteil		H_2–Anteil	
	Messung	Simulation	Messung	Simulation
Dissoziationsgrad α (%)	64	63	=	=
Strömungsgeschwindigkeit c_1^0 (m/s)	1750 ± 47	1760 ± 20	1579 ± 51	1590 ± 33
Strahltemperatur T (K)	$25{,}7 \pm 4{,}9$	$41{,}0 \pm 3{,}4$	$23{,}7 \pm 7{,}1$	$44{,}2 \pm 4{,}3$

Tabelle 6.1: Vergleich der simulierten und gemessenen Strahlparameter für einen teilweise dissoziierten Wasserstoffstrahl bei einem Fluß $Q = 1$ mbarl/s.

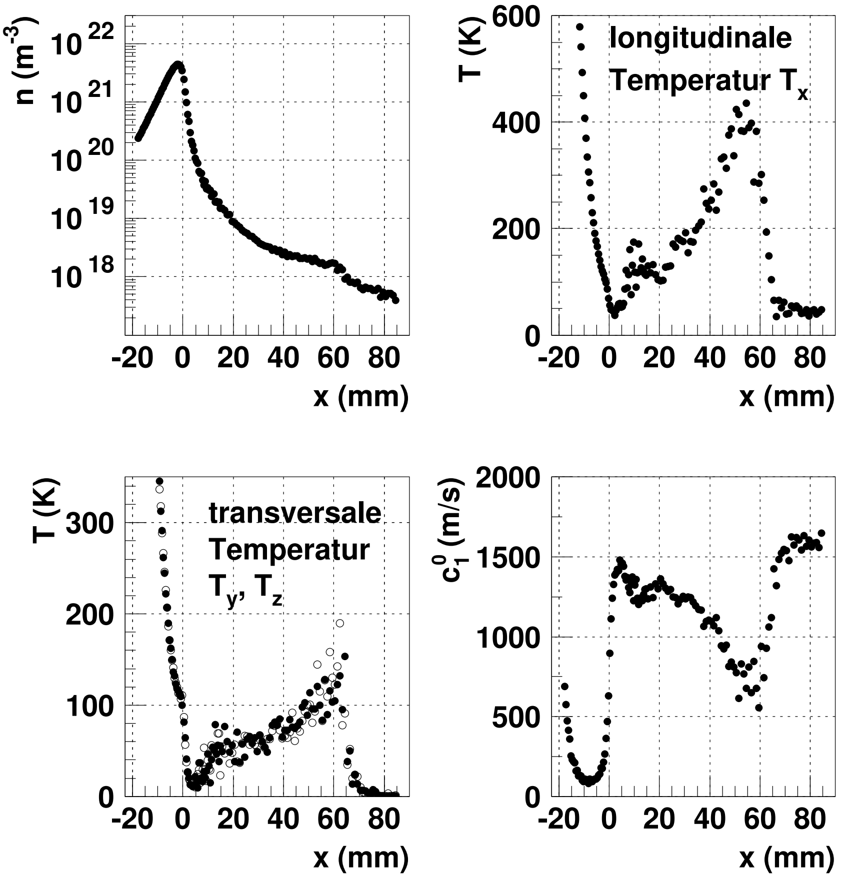


Abbildung 6.11: Die simulierten Strahlparameter Teilchendichte n, longitudinale Strahltemperatur T_x, transversale Strahltemperatur T_y ($\bullet$) und T_z($\circ$) und Strömungsgeschwindigkeit c_1^0 des H_2–Anteils auf der Strahlachse ($y = 0$) bei einer Düsentemperatur von 100 K, einem Fluß von 1 mbarl/s, einer Gastemperatur von 3000 K, sowie einem Dissoziationsgrad von 63 %.

Kapitel 7

Strahlprofile

Der Vergleich der thermischen Strahlparameter ist nur eine Möglichkeit, zu zeigen, daß die Monte–Carlo–Simulationen eine Düsenexpansion richtig beschreiben. Eine zweite Möglichkeit bietet die Vermessung der Intensitätsverteilung der Wasserstoffatome nach der Expansion durch den Strahlprofilmonitor (siehe Abschnitt 4.4) und der Vergleich mit den Daten der Simulation.

7.1 Messung mit dem Hochfrequenzdissoziator

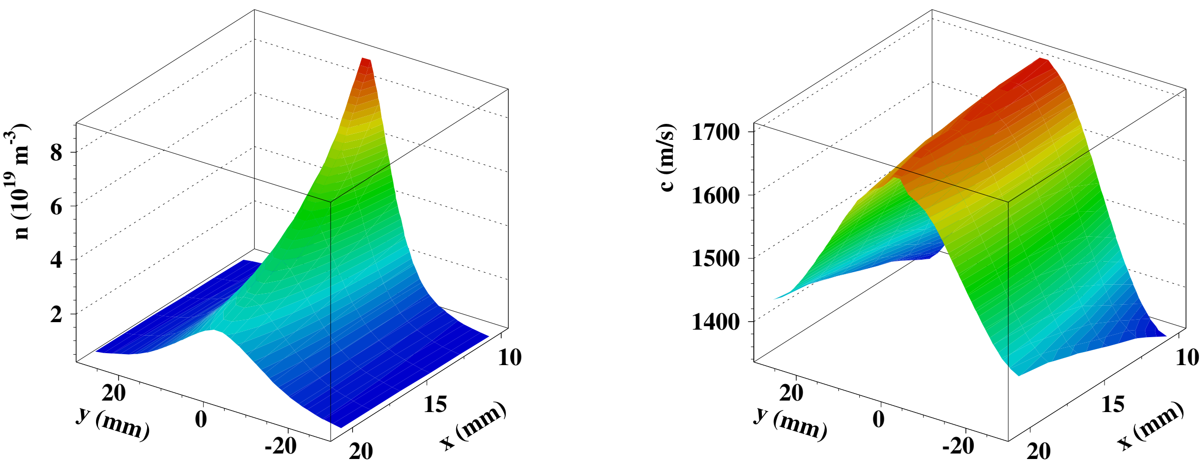


Abbildung 7.1: Die simulierte räumliche Verteilung der Teilchendichte und Geschwindigkeit der Wasserstoffatome einer Expansion unter Verwendung der Geometrie der Düse des RF–Dissoziators (x = Abstand vom Düsenaustritt in Strahlrichtung, y = Abstand von der Strahlachse). Die Startparameter waren $Q = 1\,\text{mbarl/s}$, $T_{\text{Düse}} = 100\,\text{K}$, $T_{\text{Plasma}} = 3000\,\text{K}$ und $\alpha = 76\,\%$.

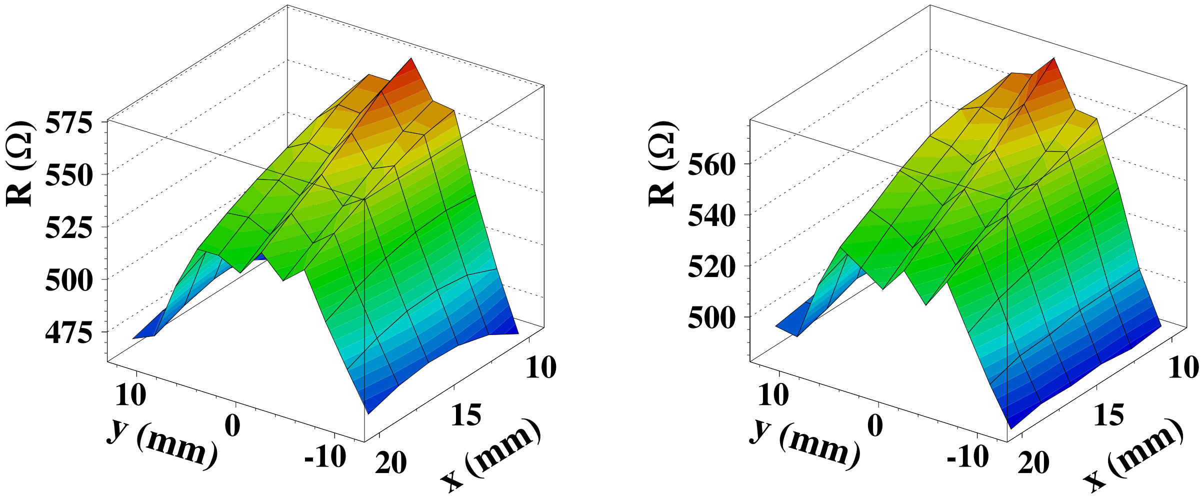


Abbildung 7.2: Die aus den in Abb. 7.1 gezeigten simulierten Verteilungen berechneten Widerstände (links) verglichen mit den gemessenen Widerständen (rechts). Wiederum ist x der Abstand des Strahlprofilmonitors von der Düse in Strahlrichtung und y der Abstand von der Strahlachse.

Wie in Abschnitt 6.4 gezeigt, ist nicht nur der Durchmesser des Düsenausganges sondern die genaue Düsengeometrie bei den dissoziierten Atomstrahlen zu beachten. Daher werden hier beide Dissoziatoren wiederum getrennt behandelt. Für die Düsengeometrie des Hochfrequenzdissoziators wurden bei verschiedenen Flüssen, einer Düsentemperatur von 100 K und einer Gastemperatur von 3000 K vor der Düse Monte–Carlo–Simulationen durchgeführt. Hierbei wird nur die Expansion in der Geometrie der Dissoziatorkammer betrachtet, wobei der Düse–Skimmerabstand mit $d_{\mathrm{D-Sk}} = 50\,\mathrm{mm}$ sehr groß gewählt wurde. Die Skimmeröffnung wird als Übergang zum Vakuum angenommen, was bei den bei hohem $d_{\mathrm{D-Sk}}$ in der Skimmerkammer herrschenden niedrigen Restgasdrücken vertretbar ist. Abb. 7.1 zeigt die so erhaltene Teilchendichte- und Geschwindigkeitsverteilung des atomaren Anteils aufgetragen über den Abstand von der Düse x und von der Strahlachse y für einen Düsendurchsatz von $Q = 1\,\mathrm{mbarl/s}$. Es ist deutlich die erhöhte Dichteverteilung auf der Achse zu erkennen, die recht scharf mit steigendem Abstand von der Achse abfällt. Im Normalfall, d.h. in der ABS, schält der Skimmer bei $x = 15\,\mathrm{mm}$ einen Strahl mit $\varnothing = 5\,\mathrm{mm}$ heraus. Auf der Achse hat der Atomstrahl erwartungsgemäß auch seine höchste Geschwindigkeit. Die hier aufgetragene Geschwindigkeit ist der Betrag der Geschwindigkeit der Teilchen:

$$c = \sqrt{c_1^2 + c_2^2 + c_3^2}. \tag{7.1}$$

Diese ist gleich der Geschwindigkeit, mit der die Atome auf die Drähte treffen. Mit zunehmendem Abstand von der Strahlachse nimmt auch diese ab, während die Geschwindigkeit auf der Achse in Strahlrichtung relativ konstant bleibt.

Aus diesen Verteilungen können nun mit Gl. 4.26 und den vorher bestimmten Eich-

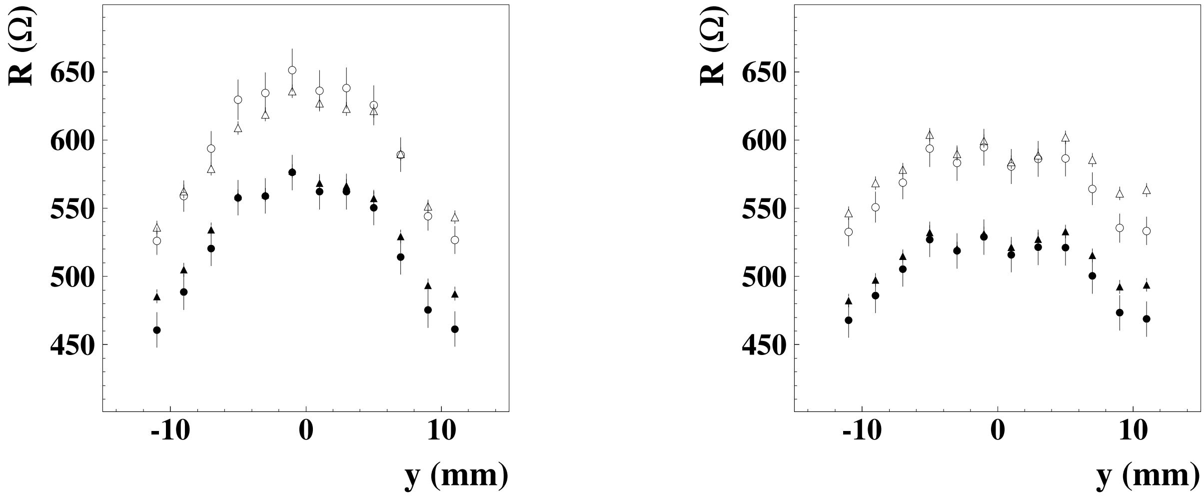


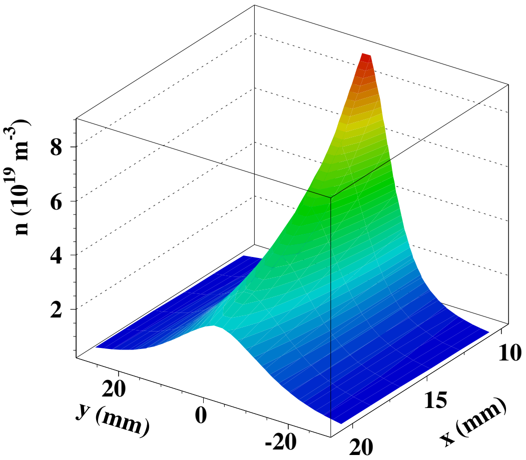
Abbildung 7.3: Vergleich der simulierten Daten (●, ○) mit den gemessenen Werten (▲, △) bei $Q = 1\,\text{mbarl/s}$ (ausgefüllte Symbole) und $Q = 2\,\text{mbarl/s}$ (offene Symbole). Der Abstand Düse–Strahlprofilmonitor beträgt 10 mm (links) und 20 mm (rechts).

funktionen f die erwarteten Widerstände errechnet werden. In Abb. 7.2 (links) ist das Ergebnis dieser Rechnungen dargestellt. Die Fläche zeigt ein recht sprunghaftes Verhalten, was auf die unterschiedlichen Eichfunktionen der einzelnen Drähte zurückzuführen ist. Auf der rechten Seite derselben Abbildung sind die bei den oben aufgeführten Parametern gemessenen Widerstände aufgetragen. Um die Daten besser vergleichen zu können, sind in Abb. 7.3 Schnitte bei verschiedenen Abständen zwischen Düse und Strahlprofilmonitor und zwei verschiedenen Flüssen Q dargestellt. Es ist klar zu erkennen, daß die berechneten und gemessenen Widerstände im Rahmen der Fehler recht gut übereinstimmen. Die Messung schließt nur den systematischen Fehler der Meßgeräte ein, der recht klein ist. Der Fehler der Rechnungen umfaßt die Fehler der Eichungen und leichte Differenzen zwischen simulierten und bei den Messungen vorhandenen Parametern, wie Fluß Q und Dissoziationsgrad α.

Ein Vergleich der Monte–Carlo–Simulationen und der Messungen mit dem Strahlprofilmonitor sind nur auf diese Weise möglich, da eine Berechnung der Intensitätsverteilung aus dem gemessenen Widerständen modellabhängig ist.

7.2 Messung mit dem Mikrowellendissoziator

Auch für den Mikrowellendissoziator wurden die Verträglichkeit der Monte–Carlo–Simulationen mit den Messungen des Strahlprofilmonitors getestet. Hierzu wurden für die Düsengeometrie dieses Dissoziators wiederum Rechnungen durchgeführt, die sich an den Parametern der Messungen wie Fluß und Dissoziationsgrad orientieren. Die Ergebnisse



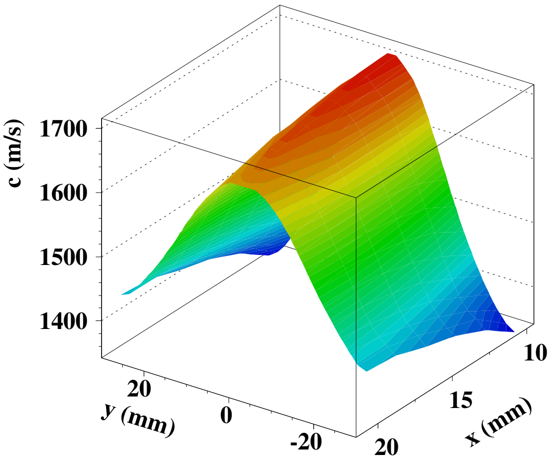


Abbildung 7.4: Die simulierte Teilchendichte- und Geschwindigkeitsverteilung der Wasserstoffatome einer Expansion unter Verwendung der Geometrie der Düse des Mikrowellendissoziators (x = Abstand vom Düsenaustritt in Strahlrichtung, y = Abstand von der Strahlachse). Die Startparameter waren $Q = 1$ mbarl/s, $T_{\text{Düse}} = 100$ K, $T_{\text{Plasma}} = 3000$ K und $\alpha = 74\,\%$.

dieser Rechnungen sind in Abb. 7.4 dargestellt. Auf den ersten Blick sind keine Unterschiede zu den Rechnungen in Abb. 7.1 zu erkennen, jedoch unterscheiden sich die hieraus berechneten Widerstände (Abb. 7.5 links) durchaus etwas von den für den RF–Dissoziator berechneten (Abb. 7.2 links), woraus auch leichte Veränderungen in den berechneten Verteilungen folgen.

Vergleicht man nun die berechneten Widerstände mit den gemessenen (Abb. 7.5 rechts), so sieht man einen deutlichen Unterschied. Die gemessenen Intensitäten sind scheinbar viel höher als berechnet. Auch im Vergleich zum RF–Dissoziator würde dies einen deutlichen Intensitätsgewinn bedeuten, der aber mit allen anderen Diagnostiken nicht nachgewiesen wurde. Dieser Unterschied muß daher eine andere Ursache haben. Um dies zu klären, wurden Erfahrungen aus der Entwicklung und dem Betrieb des Dissoziators genutzt. Unter anderem wurde beobachtet, daß bestimmte Anordnungen von stromdurchflossenen Leitern im Vakuum der Dissoziatorkammer, wie z.B. nicht abgeschirmte Ionisationsvakuummeter oder Temperaturmeßfühler vom Dissoziator abgestrahlte Mikrowellen einfangen und damit die Meßwerte verändert wurden. Daraufhin wurde eine Abschirmung der Meßköpfe und des Dissoziatorrohres installiert, um die Wellen am Eintritt in die Dissoziatorkammer zu hindern. Damit war für alle bis dahin vorhandenen Meßgeräte ein störungsfreier Betrieb gewährleistet. Der Strahlprofilmonitor, der darauf ausgelegt ist, sehr kleine Leistungen der rekombinierenden Atome aufzunehmen, ist allerdings sehr viel anfälliger auf eventuell vorhandene Restmikrowellen. Dies zeigt sich in den dargestellten Messungen sehr deutlich (Abb. 7.5 rechts). Es ist also der Beitrag der von den Drähten aufgenommenen Mikrowellenleistung von den Meßwerten abzuziehen.

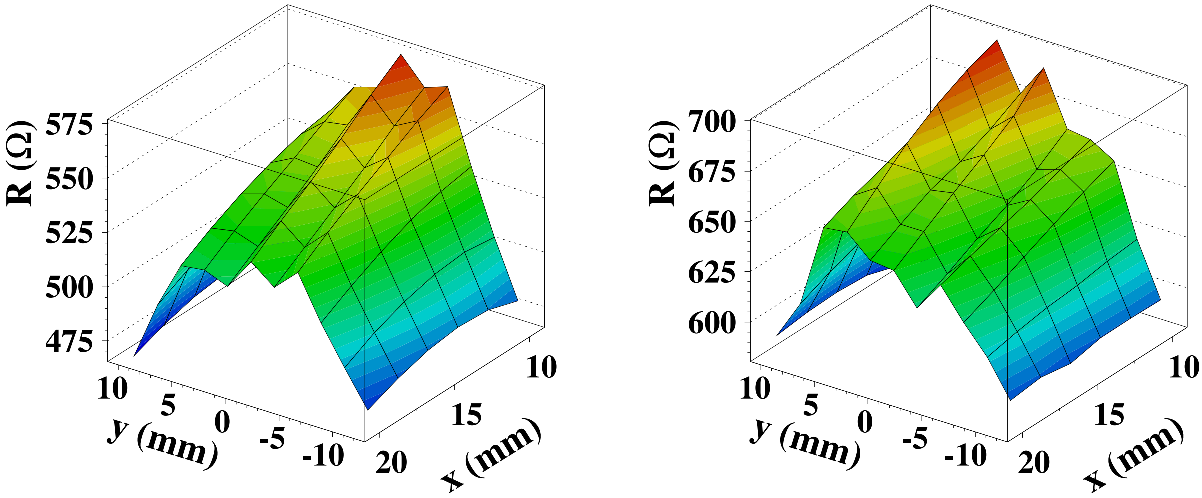


Abbildung 7.5: Die aus den in Abb. 7.4 gezeigten simulierten Verteilungen berechneten Widerstände (links) verglichen mit den gemessenen Widerständen (rechts). Wiederum ist x der Abstand des Strahlprofilmonitors von der Düse in Strahlrichtung und y der Abstand von der Strahlachse.

Dieser sollte bei konstanter Mikrowellenleistung auch konstant sein.

Abb. 7.6 zeigt nun Schnitte durch das Profil der gemessenen Widerstände (nach Abzug des Untergrunds der Restmikrowellen) bei zwei verschiedenen Abständen von Düse und Strahlprofilmonitor. Die Messungen bei den verschiedenen Flüssen Q wurde bei gleicher Mikrowellenleistung von $P = 600\,\mathrm{W}$ durchgeführt, wodurch der Untergrund bei beiden Messungen auch gleich war. Es wird deutlich, daß auch beim Vergleich der gemessenen Daten des Mikrowellendissoziators mit den berechneten Widerständen eine gute Übereinstimmung besteht. Sowohl bei den verschiedenen Flüssen, als auch bei unterschiedlichen Abständen von der Düse ist keine signifikante Abweichung zu erkennen.

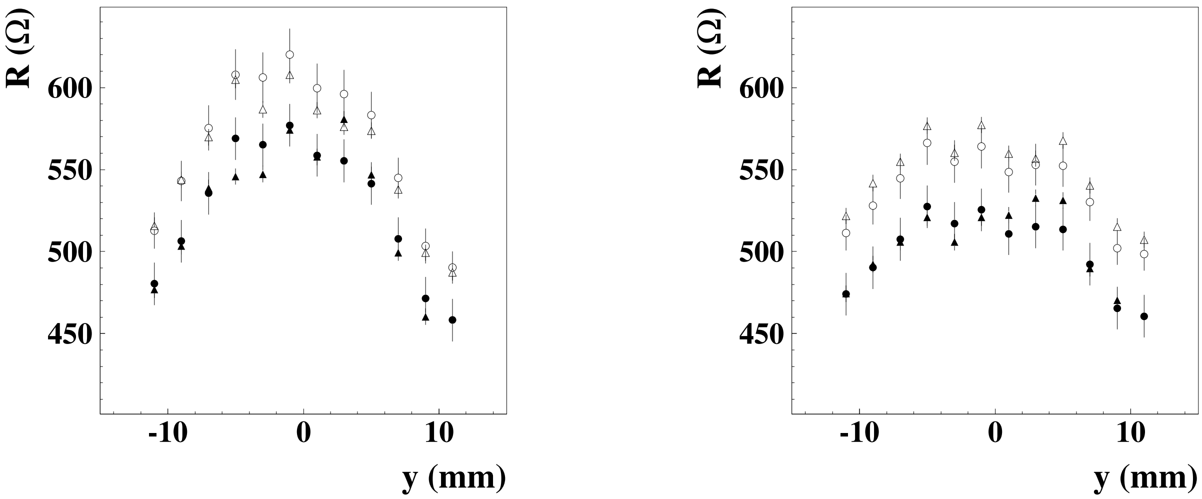


Abbildung 7.6: Vergleich der simulierten Daten (●, ○) mit den gemessenen Werten (▲, △) bei $Q = 1\,\mathrm{mbarl/s}$ (ausgefüllte Symbole) und $Q = 1{,}5\,\mathrm{mbarl/s}$ (offene Symbole). Der Abstand Düse–Strahlprofilmonitor beträgt 10 mm (links) und 20 mm (rechts). Bei den gemessenen Daten wurde der Untergrund infolge der eingefangenen Mikrowellenleistung schon berücksichtigt, d.h. der durch Anpassung der Meßwerte einer Messung an die Simulationen erhaltene Untergrund wurde daraufhin bei allen anderen Messungen abgezogen.

Kapitel 8

Trägerstrahlmethode

8.1 Prinzip und Aufbau

Bisher wurde der Atomstrahl durch Expansion des Gases aus einer einfachen konischen Düse in das Vakuum erzeugt (Abb. 8.1). Hierbei wird Enthalpie des Gases in gerichtete kinetische Energie umgewandelt und die Temperatur des Gases sinkt. Erhöht man den Druck vor der Düse p_0, so wird dieser Effekt noch verstärkt und man kann sehr kalte Strahlen erhalten. Im dem vorliegenden Falle einer Expansion nach einer Dissoziation kann diese Möglichkeit allerdings nicht genutzt werden, da sich die Volumenrekombination vor der Düse bei steigendem p_0 erheblich erhöht und somit keine hohen Dissoziationsgrade erreichbar sind (vgl. Kap. 6.3).

Ein Ausweg aus diesen Dilemma schien durch einen Vorschlag aus dem Jahre 1997 vorgegeben [Var97]. Wie schon in Kap. 3 gezeigt, kann man durch Mischung von verschiedenen Gasen die Strahlparameter einer bestimmten Spezies verändern. Es ist z.B. möglich schwere Atome mit einem sehr leichten Gas zu beschleunigen [Var97a]. Mit Rechnungen, die auf Navier–Stokes–Gleichungen basieren, wurde ein Intensitätsgewinn postu-

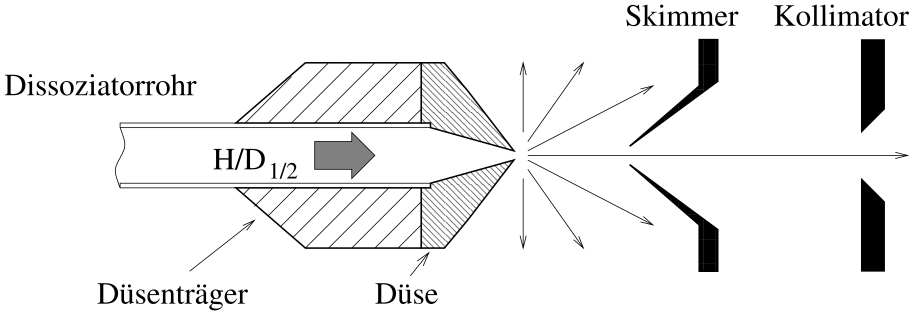


Abbildung 8.1: Die konventionelle konische Düse.

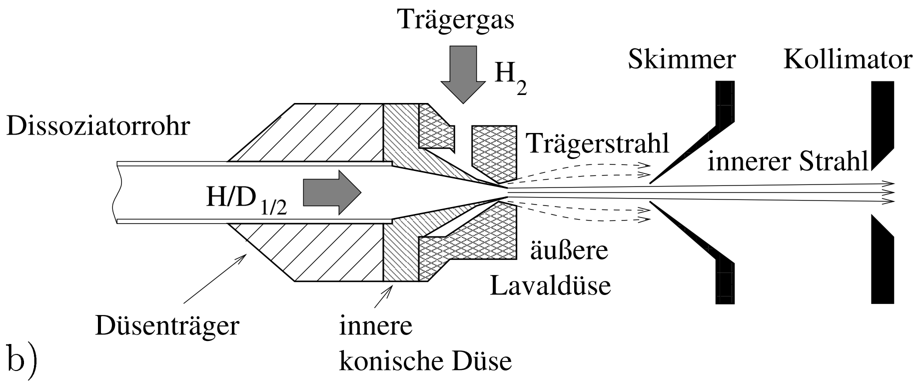


Abbildung 8.2: Die neuartige Trägerstrahldüse mit dem Strahlformungssystem.

liert, wenn man um den expandierenden Strahl von Wasserstoffatomen (bzw. Deuteriumatomen) einen hochexpandierten sehr kalten Trägerstrahl aus molekularem Wasserstoff legt. Dieser erzeugt quasi eine kalte Wand um den inneren Strahl, an der dieser wiederum abkühlt ohne zu rekombinieren. Die Nutzung von molekularem Wasserstoff als Trägergas hat den einfachen Grund, daß das Trägergas im Vergleich zum 'getragenen' Gas möglichst leicht sein muß. Rechnungen mit Helium als Trägergas bestätigten dies. Abb. 8.2 zeigt den Aufbau einer nach den Rechnungen [Var99] konstruierten Düse. Der Durchmesser der inneren konischen Düse beträgt 11 mm am Beginn und verjüngt sich auf 2 mm am Düsenausgang. Der atomare Wasserstoff strömt durch diese innere konische Düse und trifft an deren Ausgang auf das kalte aus einer ringförmigen Lavaldüse (Spaltmaß veränderlich) expandierende Trägergas. Dieser unterdrückt die Expansion des inneren Strahls, so daß sich eine Art zusätzlicher Düse für das Gas aus dem Dissoziator bildet. Dadurch erhöht sich die Dichte des atomaren Gases und damit auch die Intensität und die Temperatur sinkt auf einen Bruchteil der Temperatur, die das Gas ohne

	Wasserstoff	Deuterium
H_2–Trägergasfluß (mbarl/s)	41,6	27,4
Atomarer Fluß durch die innere Düse (mbarl/s)	6,0	4,0
Druck vor der Düse p_0 (mbar)	8,45	8,0
Abstand Düse–Skimmer (mm)	27	26
Strahltemperatur T (K)	5,7	3,2
mittlere Geschwindigkeit (m/s)	1718	1235
Machzahl	7,56	9,39
Anteil der Atome im Strahl	0,32	0,40
Strahlintensität durch Skimmer (10^{19} Atome/s)	2,4	2,6

Tabelle 8.1: Die Ergebnisse der Rechnungen basierend auf Navier–Stokes–Gleichungen [Var97], bei $T_{\text{Düse}} = 100\,\text{K}$, $d_{\text{Skimmer}} = 5\,\text{mm}$ und $\alpha_{\text{Dissoziator}} = 50\,\%$.

Fluß (mbarl/s)	1	2	3	4	5
Wasserstoff (%)	0,92	0,90	0,86	0,81	0,78
Deuterium (%)	0,92	0,90	0,83	0,75	0,70

Tabelle 8.2: Die erreichbaren Dissoziationsgrade mit dem MW–Dissoziator [Koc99a].

den Trägerstrahl hätte. Am Skimmer wird dann der Trägerstrahl abgeschält, so daß nur der kalte innere Strahl die Skimmerkammer erreicht. Tabelle 8.1 zeigt die Ergebnisse der Rechnungen für Wasserstoff und Deuterium am Intensitätsoptimum [Var97]. Zum Vergleich: Nach einer Expansion mit einer konventionellen konischen Düse passieren $4 \cdot 10^{18}$ Atome/s (Dissoziationsgrad 90 %) den Skimmer bei optimaler Wahl der Randbedingungen. Es wird ersichtlich, daß zur Realisierung der Trägerstrahlmethode sehr hohe hochdissoziierte innere Gasflüsse notwendig sind, damit man eine deutliche Intensitätserhöhung erzielt. Dies ist durch den Mikrowellendissoziator gegeben, der diese Anforderungen erfüllt (Tab. 8.2).

Zur experimentellen Untersuchung der Voraussagen mußte der Atomstrahl–Teststand modifiziert werden, da die Turbomolekularpumpen nicht für solch hohe Flüsse konstruiert sind. Dazu wurden diese Pumpen entfernt und ein Rootspumpstand (LEYBOLD Ruvac 5001) mit einer nominellen Pumpleistung von 1000 l/s (mit Turbomolekularpumpen 4400 l/s) eingesetzt. Deshalb und durch die hohen Gasflüsse, ist der Restgasdruck in der Dissoziatorkammer um ca. 2 Größenordnungen höher, was eine zusätzliche Abschwächung des Strahls zur Folge hat. Der Trägerstrahl sollte aber durch seine hohe Dichte den inneren Strahl schützen und somit diesen Beitrag sehr klein halten. Die gesamte Düse (Abb. 8.2) kann je nach Trägergasfluß auf Temperaturen von mindestens 80 K gekühlt werden. Tiefere Temperaturen sind aufgrund der Erwärmung durch den Trägergasfluß und das Restgas mit den vorhandenen Mitteln nicht möglich. Durch die Flußregler sind innere Gasflüsse im Bereich von 0 . . . 8 mbarl/s und Trägergasflüsse von 0 . . . 50 mbarl/s einstellbar. Der Vordruck des Trägergases p_0^T läßt sich nicht nur durch den Fluß, sondern auch durch Modifikation des Leitwertes der äußeren Lavaldüse ändern. Dazu wird das Spaltmaß zwischen innerer konischer und äußerer Lavaldüse durch dünne Messing–Folien vergrößert, die an der Auflagefläche der beiden Komponenten eingelegt werden. Die gesamte Düse ist so konstruiert, daß die Dichtigkeit gewährleistet ist. Das Trägergas wird durch einen Wellschlauch, dessen Leitwert $L_\mathrm{S}(Q,T)$ bestimmt werden kann, zur Düse geführt (siehe Anh. B).

8.2 Messungen

Nach Konstruktion und Einbau der Zweistrahldüse wurden Intensitäts- und Geschwindigkeitsmessungen in einem großen Parameterbereich vorgenommen. Zuerst wurde D_2

als inneres Gas und H_2 als Trägergas gewählt. Der Parameterbereich umfaßt innere Flüsse Q_{D_2} im Bereich von $1 \ldots 7$ mbarl/s und Trägergasflüsse Q_{H_2} im Bereich von $0 \ldots 40$ mbarl/s. Eine Auswahl der so erhaltenen Intensitäten $I \propto \rho \cdot v$ des inneren und des Trägergases in Quadrupolmassenspektrometer (QMS) zeigt Abb. 8.3. Es ist deutlich zu erkennen, daß der im QMS nachgewiesene Strahl einen hohen Anteil des Trägergases H_2 enthält. Dies verdeutlicht, daß sich die Gase nach dem Zusammentreffen am Düsenausgang sehr schnell vermischen. Eine Erhöhung der Intensität des inneren Strahls durch Wechselwirkung mit dem Trägerstrahl ist nur bei sehr großen Abständen von Düse und Skimmer $d_{\mathrm{D-Sk}}$ zu beobachten (Abb. 8.3 links unten). Allerdings ist die so erreichte Intensität viel geringer als jene, welche durch niedrigere Flüsse und kleinere $d_{\mathrm{D-Sk}}$ ohne Trägerstrahl erzielt wird.

Betrachtet man die Strahlparameter Strömungsgeschwindigkeit c_1^0 und Strahltemperatur T (Abb. 8.4), so fällt auf, daß sich die Strahltemperaturen mit steigendem Trägergasfluß Q_{H_2} erhöhen, was im Gegensatz zu den Erwartungen steht. Nur bei sehr großen $d_{\mathrm{D-Sk}}$ und hohen inneren Flüssen Q_{D_2} sinken die Strahltemperaturen mit steigendem Q_{H_2} (Abb. 8.4 rechts unten). Die Daten zeigen jedoch, daß hier T bei $Q_{\mathrm{H}_2} = 0$ viel höher als bei kleinerem $d_{\mathrm{D-Sk}}$ ist. Die Ursache hierfür liegt in der Erwärmung des Strahls durch die hohen Restgasdichten in der Dissoziatorkammer. Mit steigendem Q_{H_2} wird der innere Strahl zunehmend vor diesem Restgas geschützt, wodurch sich eine scheinbare Abkühlung ergibt. Die Strömungsgeschwindigkeiten steigen mit steigendem Trägergasfluß Q_{H_2} an. Ohne Trägergas liegen diese im Bereich der maximalen Geschwindigkeit von D_2 (1015 m/s). Mit steigendem H_2–Anteil nähert sich die Strömungsgeschwindigkeit c_1^0 der maximalen Geschwindigkeit von H_2 (1436 m/s). Dieses Verhalten entspricht dem eines normalen Gasgemisches, indem die schwerere Komponenten über dessen eigene maximale Geschwindigkeit beschleunigt wird.

Messungen mit einem inneren Strahl aus dissoziiertem Wasserstoff und einem H_2–Trägerstrahl ergaben ähnliche Ergebnisse. Es wird somit deutlich, daß die Rechnungen unter Verwendung der Navier–Stokes Gleichungen die Verhältnisse in einer Düsenexpansion unter den vorliegenden Randbedingungen nicht genügend beschreiben. Dies zeigt sich auch, wenn man die berechneten Drücke p_0 (Tab. 8.1) mit den gemessenen Werten vergleicht, die weitaus niedriger liegen (z.B. $p_0(Q = 6\,\mathrm{mbarl/s}) = 1{,}1\,\mathrm{mbar}$). Auch die experimentell erreichten Strahltemperaturen weichen stark von den berechneten ab. In den Berechnungen wurden viel niedrigere Werte vorausgesagt. Die Veränderung des Leitwertes der äußeren Düse und damit des Druckes p_0 führte zu keiner Erhöhung der Intensität. Weiterhin wurde ein kleinerer Skimmer ($\varnothing = 2\,\mathrm{mm}$ statt $\varnothing = 6{,}4\,\mathrm{mm}$) installiert in der Absicht, mit dem kleineren Raumwinkel einen höheren Anteil des Trägergases am Eintritt in die Skimmerkammer zu hindern. Dies hatte aber praktisch keinen Effekt auf die im QMS gemessenen Intensitätsverhältnisse. Man kann daher davon ausgehen, daß sich die beiden Strahlen schon sehr schnell nach dem Düsenaustritt vermischen, was durch die hohe Diffusion der beiden Gase bestimmt wird.

Um die Ursachen des Versagens der Zweistrahltechnik unter den gegebenen Rand-

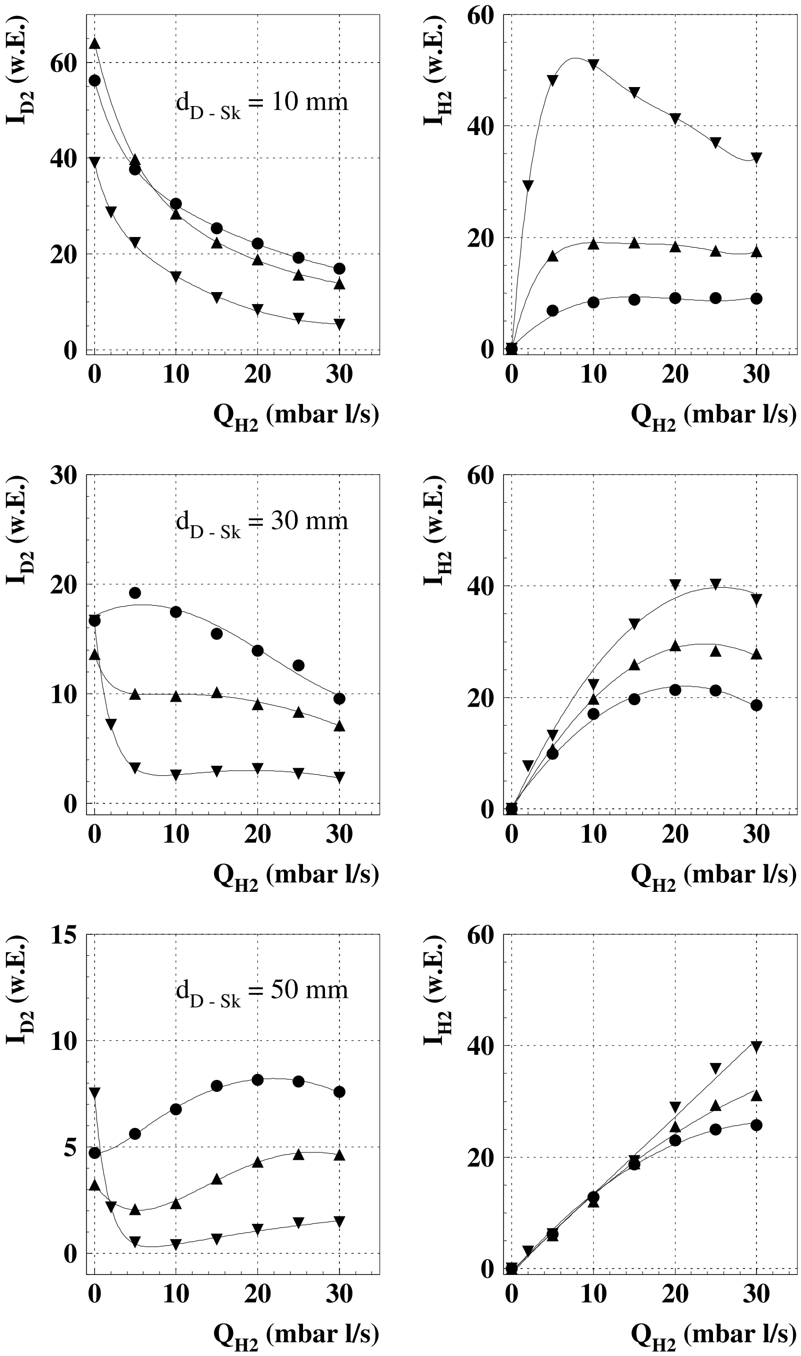


Abbildung 8.3: Die Intensität des inneren Gases D_2 (links) und des Trägergases H_2 (rechts), aufgetragen über den Trägergasfluß Q_{H_2} für verschiedene Abstände d_{D-Sk} und verschiedene innere Flüsse (▼ – Q_{D_2} = 1 mbarl/s, ▲ – Q_{D_2} = 4 mbarl/s und • – Q_{D_2} = 7 mbarl/s). Die Düsentemperatur beträgt 100 K. Die Wahl der Einheiten ist bei jeder Messung gleich, so daß ein direkter Vergleich möglich ist.

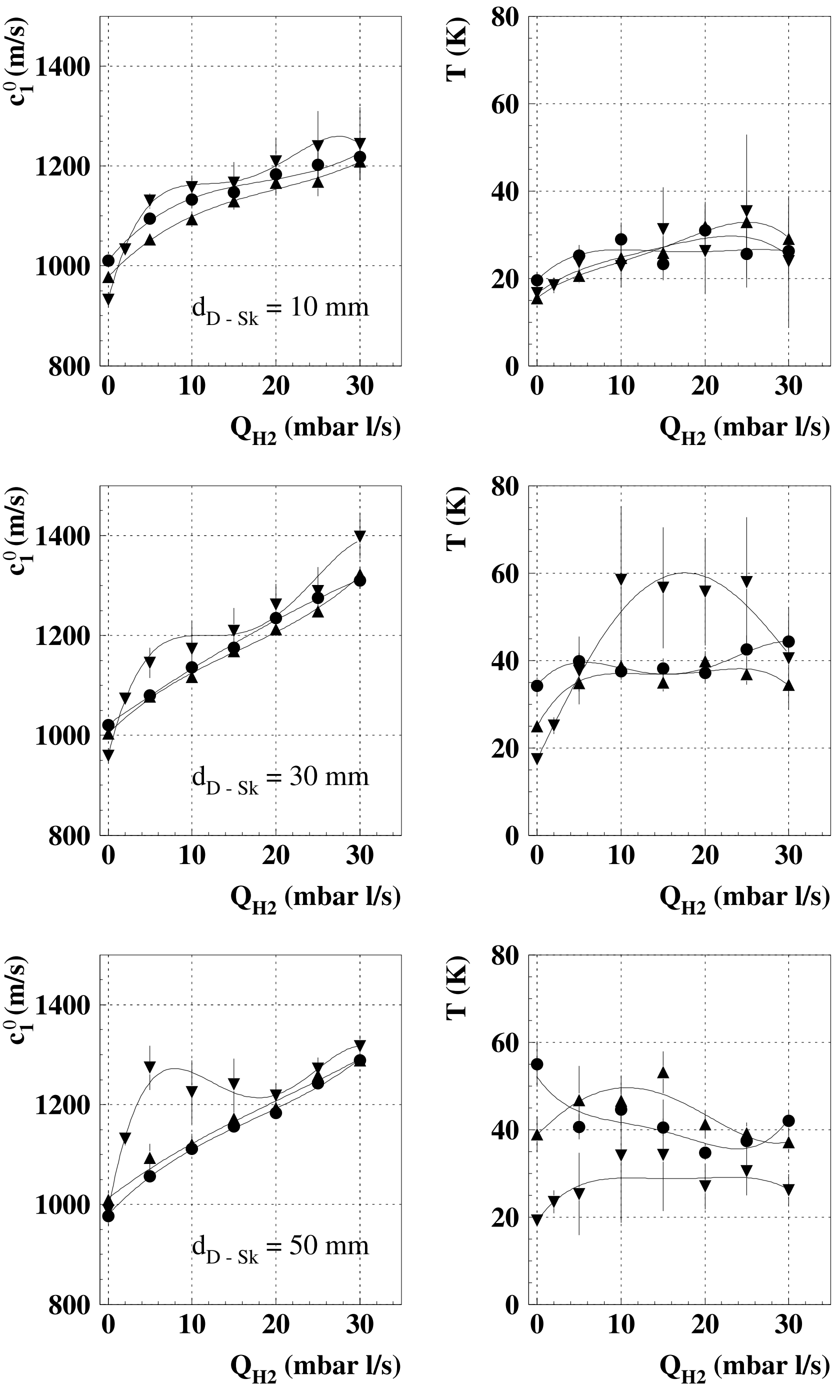


Abbildung 8.4: Die Strahlparameter des inneren Strahls aufgetragen über den Trägergasfluß Q_{H_2} für verschiedene Abstände $d_{\mathrm{D-Sk}}$ und verschiedene innere Flüsse ($\blacktriangledown - Q_{\mathrm{D}_2} =$ 1 mbarl/s, $\blacktriangle - Q_{\mathrm{D}_2} = 4$ mbarl/s und $\bullet - Q_{\mathrm{D}_2} = 7$ mbarl/s).

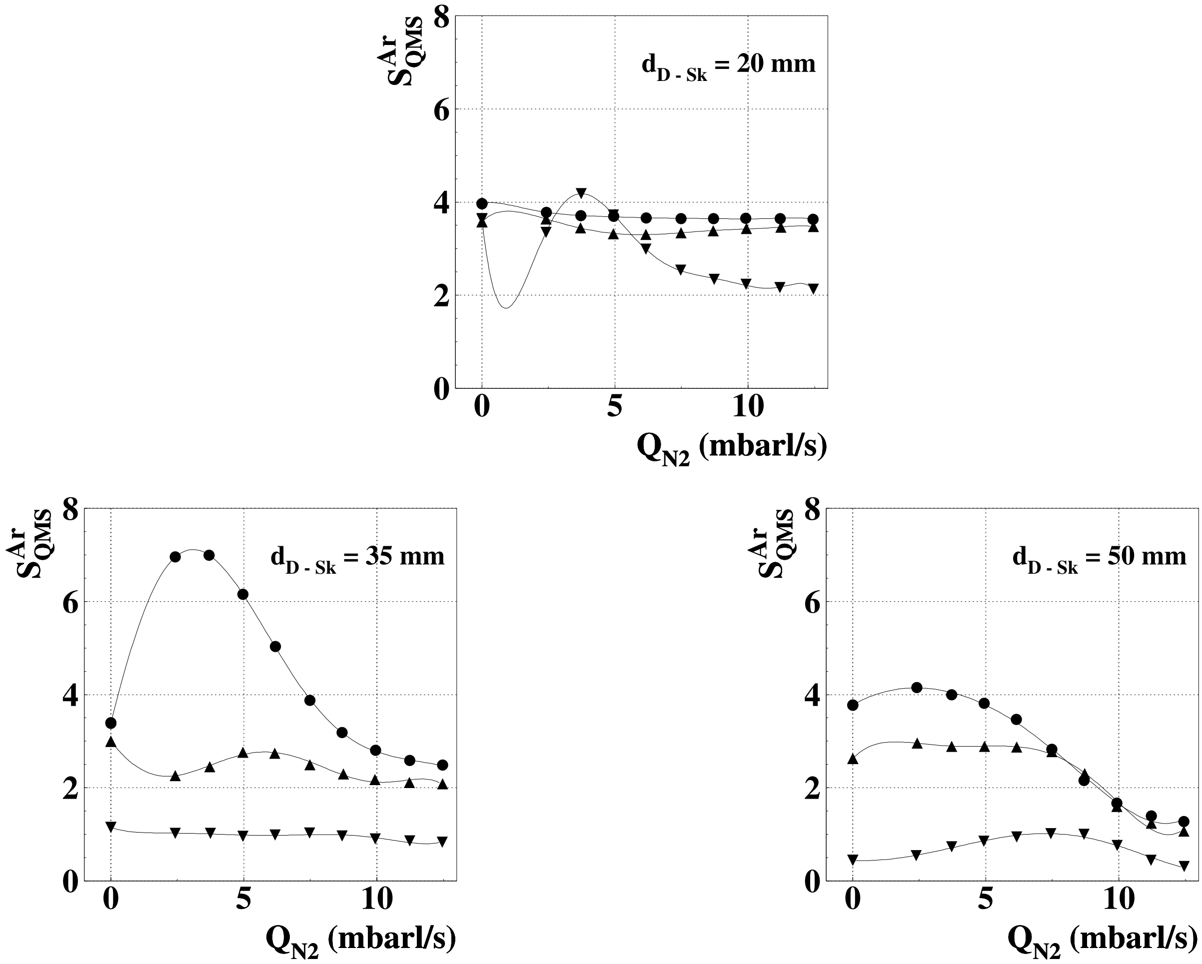


Abbildung 8.5: Die Intensitätsmessungen für die Kombination Ar–N_2 mit der Zweistrahldüse aufgetragen über den Trägergasfluß Q_{N_2} für verschiedene Abstände d_{D-Sk} und verschiedene innere Flüsse (▼ – Q_{D_2} = 1 mbarl/s, ▲ – Q_{D_2} = 4 mbarl/s und • – Q_{D_2} = 7 mbarl/s). Die Düsentemperatur beträgt 100 K.

bedingungen näher zu ergründen, wurden verschiedene Kombinationen von Gasen wie z.B. Ar, N_2, He oder H_2 untersucht. Die leichten Gase He und H_2 als inneres oder Trägergas führten hierbei zu keinen neuen Erkenntnissen. Es ergaben sich ähnliche Ergebnisse wie zuvor beschrieben. Die Kombination Ar als inneres und N_2 als Trägergas zeigt jedoch ein anderes Verhalten. Das QMS–Signal des inneren Strahls aufgetragen über den Trägergasfluß Q_{N_2} ist in Abb. 8.5 dargestellt. Wie später noch gezeigt wird, ist dieses Signal proportional zur Intensität des Strahls. Bei mittleren Abständen d_{D-Sk} und höheren Flüssen Q_{Ar} ist eine deutliche Erhöhung der Intensität des inneren Strahls bei moderaten Trägergasflüssen Q_{N_2} zu beobachten. Eine solche Intensität ist ohne Trägerstrahl nicht zu erreichen. Der hier nicht dargestellte, im QMS gemessene Anteil des Trägergases am

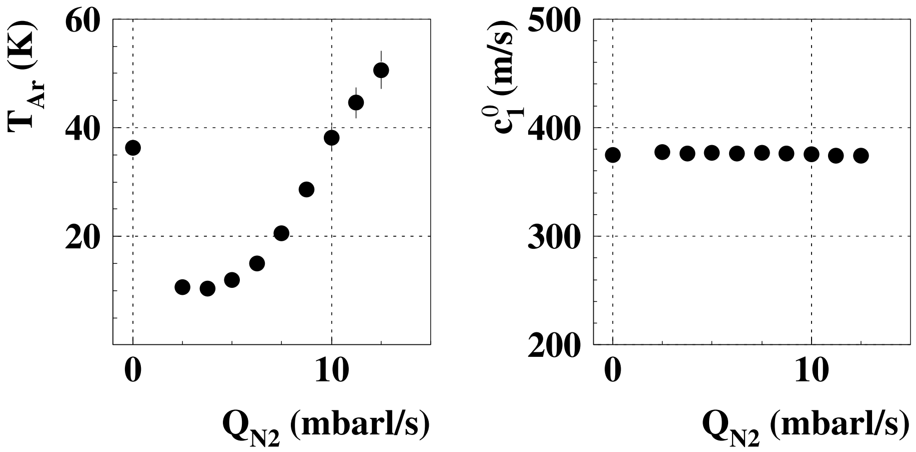


Abbildung 8.6: Die Strahlparameter des inneren Strahls aufgetragen über den Trägergasfluß Q_{N_2} bei $d_{\mathrm{D-Sk}} = 35\,\mathrm{mm}$ und einem Fluß $Q_{\mathrm{Ar}} = 7\,\mathrm{mbarl/s}$ durch die innere Düse mit der Temperatur $T = 100\,\mathrm{K}$.

Gesamtstrahl ist bei höheren inneren Flüssen ($Q_{\mathrm{Ar}} > 3\,\mathrm{mbarl/s}$) nicht mehr nachweisbar. Es zeigt sich also, daß der Trägerstrahl den inneren Strahl stark beeinflußt, ohne sich mit diesem in größerem Maße zu vermischen. Am Skimmer wird das Trägergas dann fast vollständig separiert und abgepumpt. Betrachtet man nun die Strahlparameter des inneren Strahls unter dem Einfluß des Trägergases (Abb. 8.6), so zeigt sich, daß Strahltemperatur T_{Ar} mit steigendem Trägergasfluß zunächst rapide sinkt, ein Minimum bei $Q_{\mathrm{N}_2} \approx 4\,\mathrm{mbarl/s}$ durchläuft und danach wieder ansteigt. Damit ist auch die Ursache für das Verhalten der Intensität gefunden, welche genau bei diesen $Q_{\mathrm{N}_2} \approx 4\,\mathrm{mbarl/s}$ das Maximum besitzt. Der Trägerstrahl kühlt somit den inneren Strahl und erhöht damit die Dichte auf der Achse, was zu einer Erhöhung der Intensität führt. Die Strömungsgeschwindigkeit c_1^0 ist nahezu konstant, was dafür spricht, daß keine Mischung der beiden Strahlen stattfindet. Dieses konstante Verhalten der Strömungsgeschwindigkeit ist auch der Grund dafür, daß in den obigen Aussagen die Intensität proportional zum gemessenen QMS–Signal angenommen werden kann.

Aus den zuletzt gezeigten Messungen ist somit ersichtlich, daß das Konzept des Trägerstrahls prinzipiell funktioniert. Das Problem der Vermischung der beiden Strahlen tritt jedoch bei leichten Gasen stärker auf. Lösungen sind hier schwer zu finden. Eine Erhöhung der Gasdichten, um der Vermischung vorzubeugen, ist nicht ohne weiteres möglich, da selbst mit dem Mikrowellendissoziator hohe Dissoziationsgrade oberhalb eines Flusses von 7 mbarl/s durch die stark erhöhte Volumenrekombination im Dissoziatorrohr nicht erreichbar sind.

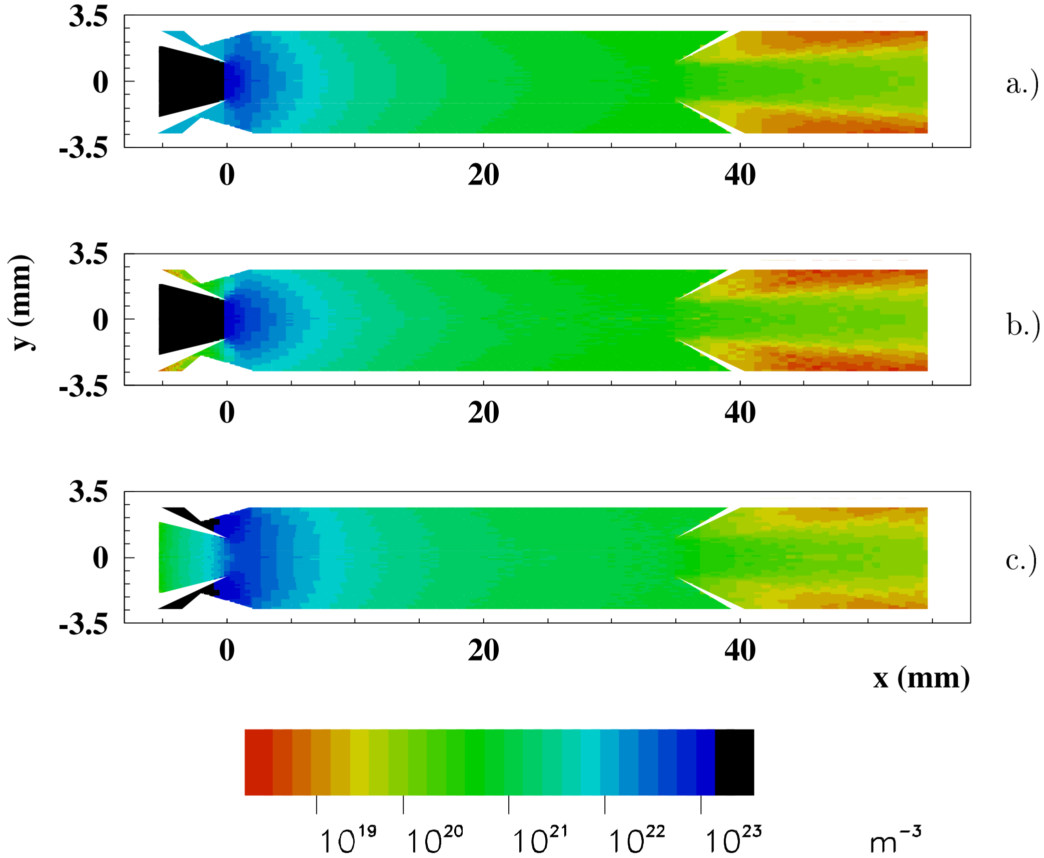


Abbildung 8.7: Die simulierte Dichteverteilung für eine reine Deuteriumexpansion durch die innere Düse (a.) und unter dem Einfluß des Trägergases H_2 (b. - inneres Gas D_2, c. - Trägergas H_2). Der innere Fluß (D_2) betrug 7 mbarl/s, der äußere (H_2) bei b.) und c.) 21 mbarl/s bei einer Düsentemperatur von 100 K.

8.3 Beschreibung mit Monte–Carlo–Simulationen

Um die gemessenen Daten mit den Monte–Carlo–Simulationen zu verifizieren, wurde eine Expansion des inneren Gases sowohl ohne als auch unter dem Einfluß des Trägergases simuliert. Der Bereich der Rechnungen umfaßt hier nur die Düse, die Dissoziatorkammer und die Skimmerkammer, da der Effekt auf die Dissoziatorkammer beschränkt ist.

Zuerst wird D_2 als inneres und H_2 als Trägergas betrachtet. Abb. 8.7a zeigt die simulierte Dichteverteilung bei $Q_{\mathrm{D}_2} = 7$ mbarl/s ohne Trägergas. Wie schon oben gezeigt bildet sich nach dem Skimmer ein relativ gut kollimierter Strahl, dessen Divergenz durch den größeren Abstand zwischen Düse und Skimmer $d_{\mathrm{D-Sk}}$ kleiner ist. Unter dem Einfluß des Trägergases ändert sich am inneren Strahl nur wenig. Die Dichte von D_2 auf der Achse nach dem Skimmer ist nicht höher als ohne Trägergas (Abb. 8.7b). Aber die Trägergasdichte in der Skimmerkammer ist sehr hoch (Abb. 8.7c) und befindet sich im

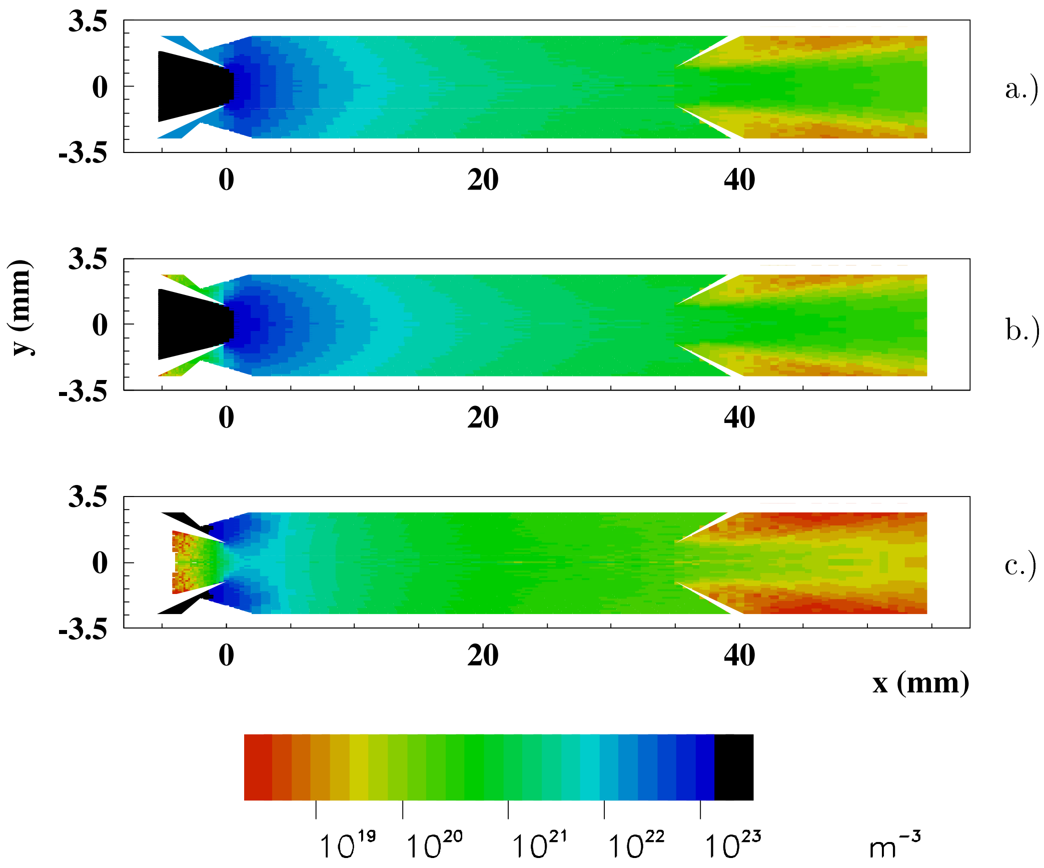


Abbildung 8.8: Die simulierte Dichteverteilung für eine reine Argonexpansion durch die innere Düse (a.) und unter dem Einfluß des Trägergases N_2 (b. - inneres Gas Ar, c. - Trägergas N_2). Der innere Fluß (Ar) betrug 7 mbarl/s, der äußere (N_2) bei b.) und c.) 4 mbarl/s bei einer Düsentemperatur von 100 K.

Bereich der Dichte des inneren Gases. Diese Simulationen bestätigen die gemessenen Daten und stehen im Gegensatz zu den Voraussagen, welche durch die Rechnungen mit den Navier–Stokes–Gleichungen gemacht wurden (siehe Tab. 8.1). Dies betrifft insbesondere die Erhöhung der Intensität des inneren Strahls. Es zeigt sich, daß in diesem Flußbereich die Navier–Stokes–Gleichungen kein richtiger Ansatz sind und die Rechnungen somit auch keine richtigen Ergebnisse liefern können.

Betrachtet man nun die Kombination Ar (inneres Gas) und N_2 (Trägergas), so ergeben sich aus den Monte–Carlo–Simulationen die in Abb. 8.8 gezeigten Dichteverteilungen. Die Ar–Dichte ist auf der Strahlachse deutlich erhöht (Abb. 8.8 a und b), während die Trägergasdichte auf der gesamten Strahlachse niedrig und in der Skimmerkammer im Vergleich zu den Ar–Dichten sogar nur im Prozentbereich liegt (Abb. 8.8 c). Diese Ergebnisse zeigen wiederum, daß die Monte–Carlo–Rechnungen die Expansionen der hier verwendeten Gase sehr gut qualitativ und auch quantitativ beschreiben.

Kapitel 9

Ausblick

9.1 Startgenerator für Sextupol–Simulationen

In einer Atomstrahlquelle tritt der Atomstrahl kurz nach dem Kollimator in das Sextupolmagnetsystem ein (siehe Kap. 2.1). Zur Konzeption eines solchen Systems werden Sextupol–Monte–Carlo–Simulationen zur Berechnung der Transmission an Testsystemen durchgeführt, diese modifiziert und wiederum die Transmission errechnet. Dieser sogenannte genetische Algorithmus [Lor93] führt schließlich zu einem optimal an die vorgegebenen Parameter des Atomstrahls angepaßten Sextupolmagnetsystem. Für die Simulationen ist es notwendig, den Atomstrahl als ein Ensemble von Teilchen mit den vorgegebenen Strahlparametern c_1^0 und T zu generieren. Da bisher die genaue Verteilung der Strahlparameter auf der Kollimatorfläche nicht direkt bestimmt werden konnte, wurde ein Modell angewandt [Bra95]. Während der Expansion befindet sich der Strahl im Übergangsbereich von laminarer zu molekularer Strömung. Betrachtet man nun die Teilchenbahnen im Fall einer rein molekularen Strömung, so ergeben sich alle Verbindungen zwischen beliebigen Punkten auf der Düsen- und Kollimatorfläche[1] (Abb. 9.1 a.). Für den anderen Extremfall der rein laminaren Strömung ergeben sich Teilchenbahnen, welche einen beliebigen Punkt auf der Kollimatorfläche mit der gedachten Spitze des Kegels verbinden, der sich durch die einhüllende Fläche um die Düse und den Kollimator ergibt (Abb. 9.1 b.). Ein Atomstrahl im Übergangsbereich wird nun dadurch erzeugt, daß Teilchenbahnen aus Verbindungen beliebiger Punkte der Fläche einer sogenannte virtuelle Düse zwischen realer Düse und Kegelspitze und der Kollimatorfläche verwendet werden (Abb. 9.1 c.). Um den Strömungsbereich zu charakterisieren, wird der Molekularitätsparameter K_{mol} aus der Lage dieser virtuellen Düse definiert:

$$K_{\mathrm{mol}} = \frac{\log(1 - \frac{d_V}{d_K})}{\log(1 - \frac{d_D}{d_K})}, \tag{9.1}$$

[1] Der Skimmer wurde hier nicht berücksichtigt, da sein Raumwinkel größer ist als der des Kollimators.

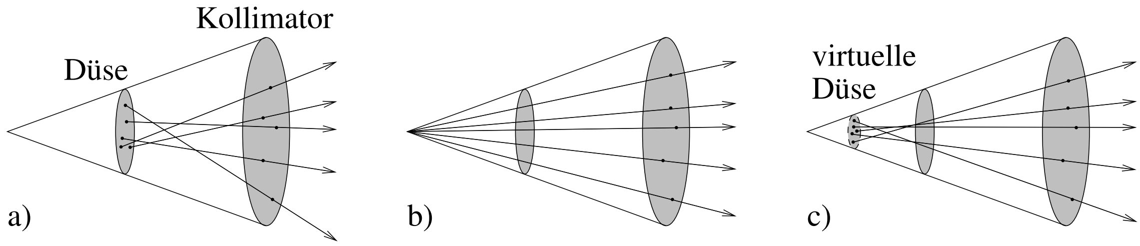


Abbildung 9.1: Modell zur Bestimmung der Teilchenbahnen des Atomstrahls a) im Fall einer rein molekularen Strömung ($K_{\mathrm{mol}} = 1$), b) einer rein laminaren Strömung ($K_{\mathrm{mol}} = 0$) und c) im Übergangsbereich ($0 \leq K_{\mathrm{mol}} \leq 1$).

wobei d_D, d_K und d_V die Abstände der Düse, des Kollimators und der virtuellen Düse von der Kegelspitze sind. Bei rein molekularer Strömung ist $K_{\mathrm{mol}} = 1$, bei rein laminarer Strömung ist $K_{\mathrm{mol}} = 0$. Bei der Transmission durch das Sextupolmagnetsystem ist dieser Parameter sehr wichtig, da er insbesondere die azimutale Temperatur des Gases und damit den Drehimpuls der einzelnen Trajektorien bestimmt. Fokussierte Teilchen mit einem Drehimpuls haben im Sextupolmagnetsystem durch die Zentrifugalkraft einen größeren Abstand zur Strahlachse und damit eine höhere Wahrscheinlichkeit, an die Wände der Magnete zu stoßen. Die Festlegung des Molekularitätsparameters ist nicht trivial, da die Bestimmung der Azimutalgeschwindigkeitsverteilungen experimentell nicht möglich ist. K_{mol} kann somit zunächst nur als freier Parameter behandelt werden.

Durch die erfolgreiche Beschreibung der Bildung eines Wasserstoffatomstrahls durch die Monte–Carlo–Simulationen ist es möglich, einen vollständigen Satz der tatsächlichen Strahlparameter am Kollimator und damit am Eintritt des Strahls in das Magnetsystem zu erhalten. In Abb. 9.2 sind diese Parameter am Beispiel des Mikrowellendissoziators bei einem Fluß von 1 mbarl/s dargestellt. Die Dichteverteilung auf der Kollimatorfläche ($\varnothing = 11\,\mathrm{mm}$) ist relativ konstant und fällt nur leicht zum Rand hin ab. Auch die Strahltemperaturen weisen konstante Werte um 40 K (T_x) und 2 K (T_y, T_z) auf. Der Unterschied zwischen longitudinaler und transversaler Temperatur ist auf die geometrische Abkühlung der transversalen Komponente nach dem Einfrieren der Freiheitsgrade zurückzuführen (siehe Kap. 5). Daher sind auch die transversalen Temperaturkomponenten auf der Achse gleich null. Die Verteilung der Strömungsgeschwindigkeit in Strahlrichtung c_1^0 verhält sich ähnlich wie die Dichteverteilung. Die Strömungsgeschwindigkeit in Radialrichtung c_2^0 wächst mit steigendem Abstand von der Strahlachse y, was auf eine nicht verschwindende Divergenz des Strahls zurückzuführen ist. Im Gegensatz dazu ist die Strömungsgeschwindigkeit in azimutaler Richtung c_3^0 immer mit Null verträglich. Da der Gesamtstrahl keinen Drehimpuls besitzt, ist dies auch verständlich. Dagegen können einzelne Teilchen schon Drehimpuls im Bezug auf die Strahlachse haben, was sich in der nicht verschwindenden azimutalen Strahltemperatur T_z manifestiert. Wendet man das obige Modell an, so ergibt sich aus dem Vergleich von radialer (T_y) und azimutaler Tem-

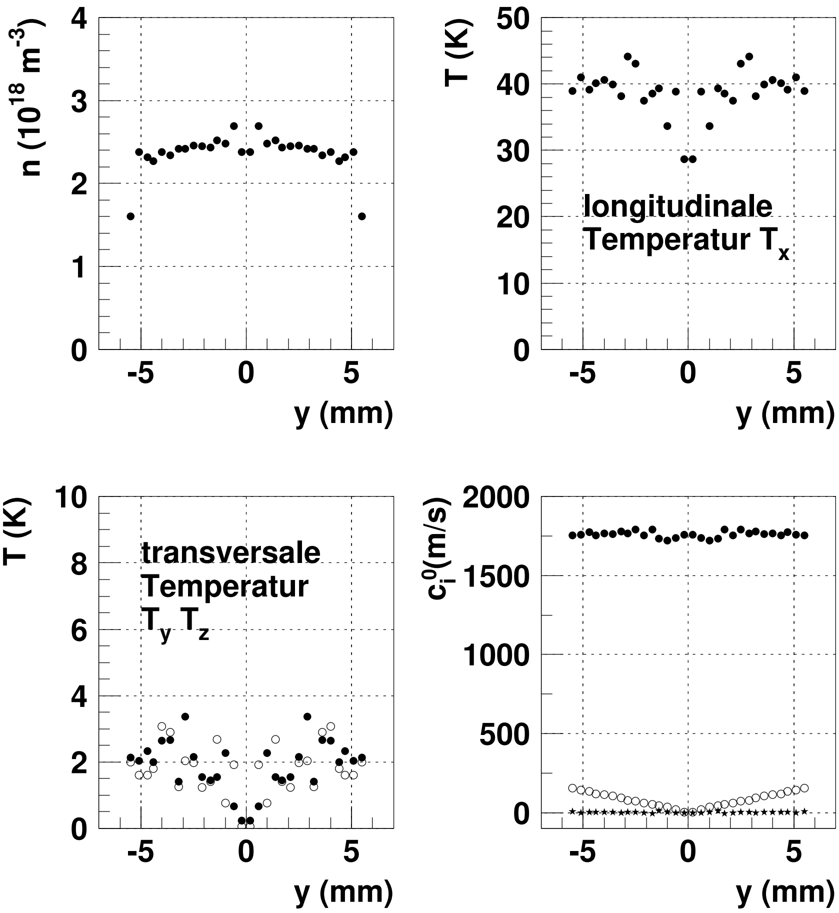


Abbildung 9.2: Die simulierten Strahlparameter Teilchendichte n, longitudinale Strahltemperatur T_x, transversale Strahltemperatur T_y (•) und T_z (∘) und Strömungsgeschwindigkeit $\mathbf{c^0}$ (c_1^0 – •, c_2^0 – ∘, c_3^0 – ⋆) auf der Kollimatorfläche (y = Abstand von der Strahlachse in der Kollimatorebene). Die Startparameter waren die Düsengeometrie des Mikrowellendissoziators mit einem Wasserstofffluß von $Q = 1\,\mathrm{mbarl/s}$, $T_{\text{Düse}} = 100\,\mathrm{K}$, $T_{\text{Plasma}} = 3000\,\mathrm{K}$ und $\alpha = 63\,\%$.

peratur (T_z) ein Molekularitätsparameter $0 \ll K_{\text{mol}} < 1$, da bei gleichen Temperaturen molekulares Flußverhalten vorliegt. Im Falle einer rein laminaren Strömung ($K_{\text{mol}} = 0$) ist die azimutale Temperatur $T_z = 0$. Betrachtet man zusätzlich die Dichteverteilung nach dem Kollimator (siehe z.B. Abb. 6.9) und verlängert die gedachten Grenzen des Strahls zur Düse hin, so wäre aber gerade $K_{\text{mol}} = 0$ nötig, um diese Verteilung mit dem Modell zu erhalten. Dies steht aber im Gegensatz zu dem aus den Geschwindigkeitsverteilungen erhaltenen K_{mol}. Die Beschreibung mit dem Molekularitätsparameter liefert somit nicht die wirkliche Verteilung der Dichte und Geschwindigkeiten nach dem Kollimator, wie auch immer K_{mol} gewählt wird.

Nutzt man direkt die aus den Simulationen erhaltenen Strahlparameter auf der Kollimatorfläche, so läßt sich ein Startgenerator für ein Sextupol Monte–Carlo–Programm erzeugen, welcher nach allen bisherigen Erkenntnissen die Realität sehr genau widerspiegelt. Dieser löst alle modellbehafteten Generatoren der Vergangenheit ab und erzielt somit eine relativ geringe Unsicherheit bei der Berechnung der Transmission von Sextupolmagnetsystemen. Dies scheint der sicherste Weg, da diese Programme existieren und erprobt sind. Der Nachteil besteht allerdings darin, daß Aufstreuverluste durch Restgas hier nicht berücksichtigt werden. Andererseits ist es denkbar, die hier gezeigten Expansions–Monte–Carlo–Simulationen um die durch das Magnetfeld der Sextupole auf die Atome wirkende Kraft zu erweitern. Es eröffnen sich somit vielfältige Möglichkeiten, das Verständnis der Prozesse in einer Atomstrahlquelle weiter zu verbessern. Im Rahmen dieser Arbeit war es leider nicht möglich, diese aufwendigen Rechnungen durchzuführen.

9.2 Weiterentwicklung des Mikrowellendissoziators

Die durch die hohen Plasmatemperaturen auf das Glasrohr übertragene Wärme führt zu verschiedenen Problemen bei dem bisher verwendeten luftgekühlten Mikrowellendissoziator (Abb. 4.4). Einerseits kann bei hohen Leistungen das Glasrohr insbesondere an der ungekühlten Stelle im Vakuum zwischen Düse und Edelstahlzylinder schmelzen. Andererseits führt eine hohe Temperatur des Glasrohres zu erhöhter Rekombination, die durch eine erhöhte Sauerstoffzufuhr kompensiert werden müßte.

Der Ausweg scheint hier eine Flüssigkeitskühlung zu sein. Zur Realisierung muß zunächst ein Kühlmittel ausgewählt werden. Da Wasser infolge seiner absorbierenden Wirkung auf Mikrowellen ausscheidet, wurde eine bei den gegebenen Bedingungen nicht brennbare Wärmeaustauschflüssigkeit auf Silikonbasis (Syltherm XLT[2]) verwendet, welche sich aber als nicht vakuumtauglich herausstellte. Diese Eigenschaft ist aber notwendig, da im Falle eines Glasbruches, nach Austausch der Komponenten, das Vakuum schnell wiederherzustellen sein soll. Somit wurde Alkohol als Kühlmittel ausgewählt, welches aber infolge seiner Feuergefährlichkeit nur mit besonderen Schutzmaßnahmen verwendet werden darf. Abb 9.3 zeigt einen Schnitt durch den flüssigkeitsgekühlten Mikrowellendissoziator. Die Kühlung erfolgt in einem doppelwandigen Glasrohr durch dessen inneres Rohr H_2 bzw. D_2 strömt und dissoziiert wird. Zwischen den beiden Rohren fließt das Kühlmittel. Die Kühlung erfolgt auch im Vakuum, so daß hier keine Probleme im vorderen Teil des Dissoziatorrohres auftreten. Desweiteren ist die Düse nicht mehr mit Indium aufgelötet, was in der Vergangenheit zur Problemen führte, da das Glasrohr oft brach. Die Düse in nunmehr nur auf das Glasrohr aufgesetzt und mit einem O-Ring abgedichtet.

Auf einer eigens für diesen Zweck gefertigten Testanordnung [Koc99a] wurden bereits erste Messungen durchgeführt. Hierbei befindet sich das Ende des Glasrohres in einem

[2]Syltherm XLT ist ein Markenname der Dow Chemicals Co.

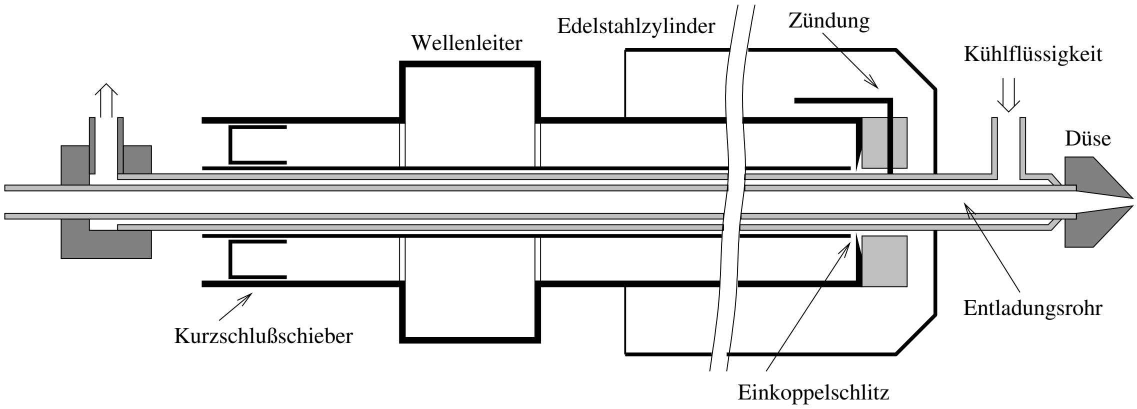


Abbildung 9.3: Schematische Darstellung des flüssigkeitsgekühlten Mikrowellendissoziators.

Rekombinationskörper, in dem alle Atome rekombinieren, die das Glasrohr verlassen. Die Temperatur steigt bis sich ein Gleichgewicht zwischen der deponierten Rekombinationswärme und der Kühlung des Rekombinationskörpers, die durch eingebaute Heizpatronen geeicht werden kann, einstellt. Abb. 9.4 zeigt die Untersuchung der Abhängigkeit des Dissoziationsgrades von der zugegebenen Sauerstoffmenge. Es zeigt sich deutlich, daß durch die Kühlung nur noch sehr wenig Sauerstoff ($Q_{O_2} \approx 0{,}001\,\mathrm{mbarl/s} = 0{,}1\,\mathrm{Volumen\%} \cdot Q_{H_2}$) nötig ist, um hohe Dissoziationsgrade zu erhalten. Der optimale Wert wird so gewählt, daß dieser am Beginn des Plateaus liegt. Im Vergleich zum luftgekühlten Mikrowellendissoziator ist hier nur noch ein Drittel des Sauerstoffs not-

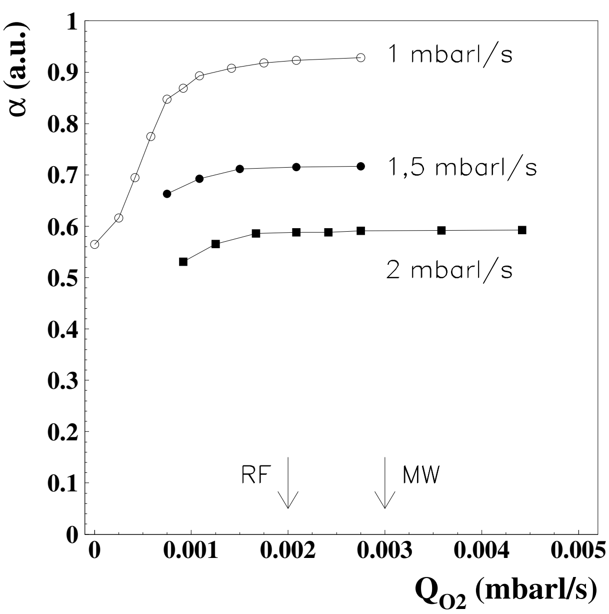


Abbildung 9.4: Der Dissoziationsgrad aufgetragen über den beigefügten Sauerstofffluß für verschiedene Wasserstoffflüsse. Die eingestrahlte Mikrowellenleistung betrug 600 W, die Temperatur des Kühlmittels 10°C. Die Pfeile deuten die optimalen Sauerstoffbeimengungen in Falle des Hochfrequenzdissoziators (HFD), bzw. luftgekühlten Mikrowellendissoziators (MWD) bei einem Wasserstofffluß von 1mbarl/s an.

wendig. Durch die gekühlten Glaswände wird die Rekombination also stark verringert. Auch im Vergleich zum wassergekühlten Hochfrequenzdissoziator wird weniger Sauerstoff benötigt. Mit dieser Technik sollte nun die Voraussetzung für einen höheren atomaren Fluß in das Sextupolsystem gegeben sein. Da das vorhandene System der ABS (siehe Tab. 2.3) aber bereits an seinem Transmissionlimit zu liegen scheint, wird ohne ein neues oder modifiziertes Magnetsystem kein Intensitätsgewinn zu erreichen sein.

Kapitel 10

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden Expansionen von atomaren und molekularen Gasen untersucht. Geschwindigkeitsverteilungen charakterisieren dabei die entstehenden Strahlen sehr gut und geben Aufschluß über die bei der Expansion stattfindenden Prozesse. Diese lassen sich mit Kontinuumsmodellen beschreiben, bis der Übergang zum molekularen Strömungsbereich erfolgt. Durch bestimmte Kriterien (freezing point) kann dieser Übergang beschrieben werden. Da eine Beschreibung aller Prozesse mit diesen Modellen schwierig ist, wurde die Möglichkeit untersucht, Gasexpansionen mittels Monte–Carlo–Simulationen [Bir94] zu beschreiben. Diese simulieren mittels binärer Stöße die Bewegung der Moleküle des expandierenden Gases und errechnen aus den Verteilungen der Teilchen im Phasenraum die Strahlparameter, wie z.B. Dichte, Strömungsgeschwindigkeiten und Strahltemperaturen. Die Ergebnisse dieser Rechnungen wurden nun mit verschiedenen experimentellen Mitteln überprüft. Hierzu zählen insbesondere die Messungen der Geschwindigkeitsverteilungen mit der Laufzeitmethode und der Intensitätsprofile mit dem Strahlprofilmonitor. Alle experimentell gewonnenen Daten stimmen mit den Ergebnissen der Rechnungen im Rahmen der Meßfehler überein.
Somit ist es möglich, die Verhältnisse während einer Expansion sowohl qualitativ als auch quantitativ vorherzusagen. Es sind genaue Aussagen über Dichte- und Geschwindigkeitsverteilungen möglich, wodurch z.B. neue Strahlformungsgeometrien getestet werden können. Aus den simulierten Verteilungen kann auch ein neuartiger Startgenerator für Sextupol–Monte–Carlo–Simulationen erzeugt werden, der keine Modelle enthält, sondern sich direkt auf die gewonnenen Daten bezieht.

Die These, daß durch einen H_2–Trägerstrahl [Var97] ein Wasserstoff- oder Deuteriumatomstrahl mit hoher Phasenraumdichte erzeugt werden kann, wurde eindeutig widerlegt. Die hohe Diffusion der beiden Teilchensorten führt zu einer schnellen Vermischung und damit zu keiner Verbesserung der derzeitigen Atomstrahlintensität. Die gemessenen Daten wurden durch die durchgeführten Monte–Carlo–Simulationen bestätigt. Die Berechnungen auf der Basis von Navier–Stokes–Gleichungen sind in dem hier verwendeten Flußbereich nicht verwendbar und die daraus erzielten Ergebnisse somit nicht korrekt.

Anhang A

Geometrie des Teststandes

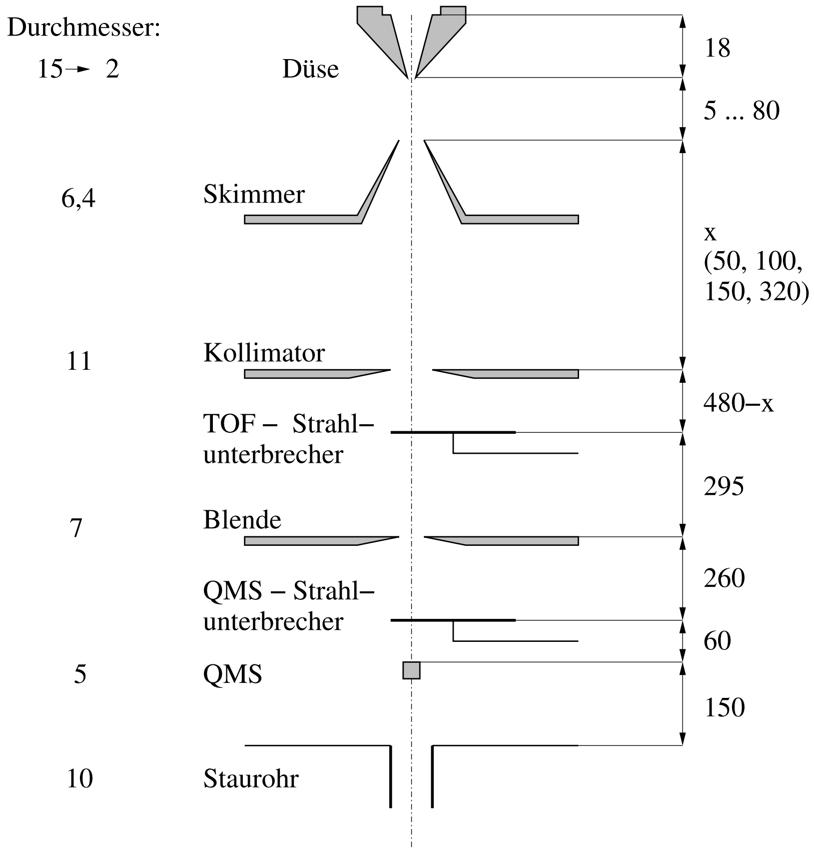


Abbildung A.1: Die Geometrie des Atomstrahl–Teststandes (nicht maßstabsgetreu). Zur besseren Übersicht sind die jeweiligen Durchmesser ganz links aufgetragen. Der Abstand Skimmer–Kollimator kann die angegebenen Werte annehmen. Dadurch ändert sich auch der Abstand Kollimator TOF–Strahlunterbecher. Alle Angaben sind in Millimeter.

Anhang B

Berechnung von p_0 vor der Düse

Die Druckmessung mittels Baratron (Leybold CM 10) befindet sich kurz hinter den Flußreglern. Danach durchströmt das Gas einen Wellschlauch und das Dissoziatorrohr, bevor es durch die Düse expandiert (Abb. B.1). Im Übergangsbereich zwischen laminarer und

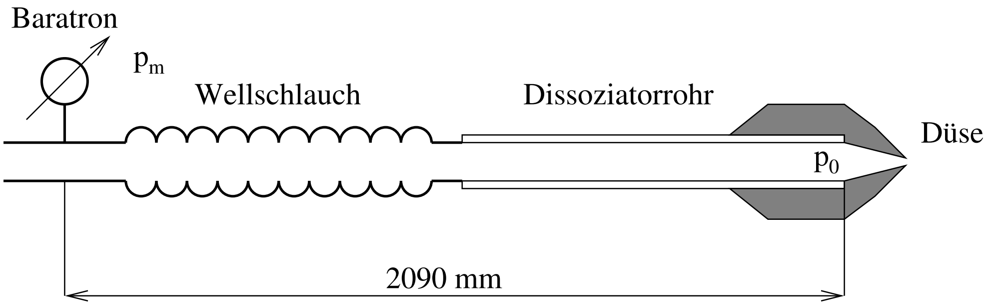


Abbildung B.1: Die Druckmessung am Dissoziator.

molekularer Strömung ist der Leitwert druckabhängig und kann mit folgender Gleichung berechnet werden [Ard64]:

$$C = 1{,}25 \cdot 10^{-6} \frac{d^3}{l_\mathrm{r}} \left(1{,}96 \cdot 10^{-2} \frac{d(p_\mathrm{m} + p_0)}{2\eta} + 3{,}04 \cdot 10^4 \sqrt{\frac{T}{M_\mathrm{m}}} \right), \tag{B.1}$$

wobei η die Viskosität ($8{,}58 \cdot 10^{-8}$ mbar s für H_2 bei 300 K), $T = 300\,\mathrm{K}$ die Temperatur und M_m die molare Masse des Gases ist. $l_\mathrm{r} = 2090\,\mathrm{mm}$ ist die Gesamtlänge und $d = 15\,\mathrm{mm}$ der Durchmesser des Rohres, bzw. des Wellschlauches. Aus diesem Leitwert kann mit

$$Q = (p_\mathrm{m} - p_0)C \tag{B.2}$$

der Druck vor der Düse p_0 berechnet werden. Um die Gültigkeit des Gleichungssystems zu prüfen, wurde eine einfache Testmessung durchgeführt. Dazu wurde die Düse entfernt und der Druck p_{m} in Abhängigkeit von Fluß Q gemessen. Hierbei kann man annehmen, daß $p_0 = 0$ ist, da der Druck in der Dissoziatorkammer um mindestens 3 Größenordnungen kleiner als p_{m} ist. In Abb. B.2 sind die Messungen und die mit dem obigen Gleichungssystem berechneten Werte dargestellt. Die Übereinstimmung ist sehr gut über den

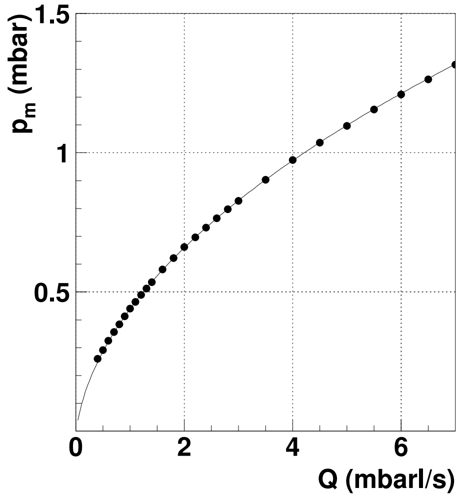


Abbildung B.2: Die gemessenen (Punkte) und die mit dem Gleichungssystem berechneten Werte von p_{m} ohne Düse ($p_0 = 0$) für Wasserstoff.

gesamten Bereich. Zur Bestimmung von p_0 löst man nun das Gleichungssystem nach p_0 auf und erhält:

$$p_0 = \frac{-0{,}15366}{\sqrt{M_{\mathrm{m}}}} + \sqrt{\left(\frac{0{,}15366}{\sqrt{M_{\mathrm{m}}}}\right)^2 - 0{,}28916 \cdot Q + \frac{0{,}30733 \cdot p_{\mathrm{m}}}{\sqrt{M_{\mathrm{m}}}} + p_{\mathrm{m}}^2}. \tag{B.3}$$

Durch Einsetzen der gemessenen Werte Q und p_{m} sowie der molare Masse M_{m} erhält man den Druck vor der Düse p_0.

Anhang C

Monte–Carlo–Programm DS2G

Das verwendete Programm von G.A. Bird [Bir94] ist sehr vielseitig und kann daher in sehr unterschiedlichen Bereichen eingesetzt werden. Die vorliegenden Ergebnisse wurden mit der Version 3.1 erzeugt. Es kann eine beliebige zweidimensionale oder axialsymmetrische Geometrie geschaffen werden. Es erfolgt eine Aufteilung in Regionen und diese werden wiederum in Zellen unterteilt. Im vorliegenden Fall bestand die axialsymmetrische Geometrie aus einer Düse, einem Skimmer und einem Kollimator (Abb. C.1). Die

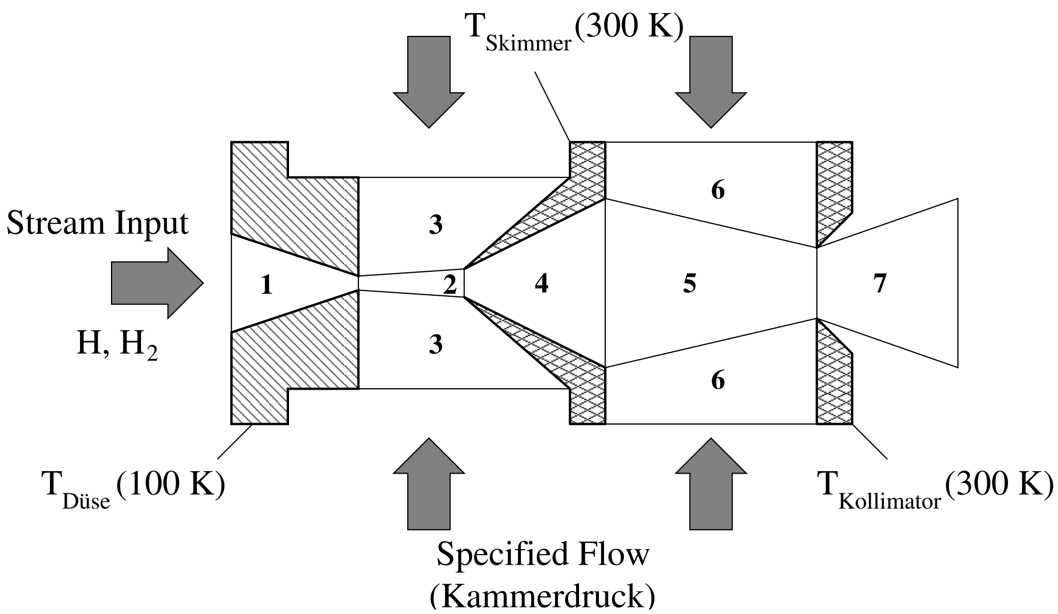


Abbildung C.1: Die erzeugte Geometrie für die Simulation einer Düsenexpansion in der ABS. Die drei Strahlformungskomponenten sowie die Einteilung in Regionen $(1 \ldots 7)$ ist ersichtlich.

ds2gf.txt		ds2gm.txt	
X COORD	x–Koordinate (Axial)	N DENS	Teilchendichte
Y COORD	y–Koordinate (Radial)		
DENSITY	Massendichte		
TR TEMP	Translat. Temperatur	TTX	Temperatur in x–Richtung
ROT TEMP	Rotatorische Temperatur	TTY	Temperatur in y–Richtung
VIB TEMP	Vibratorische Temperatur	TTZ	Temperatur in z–Richtung
OV TEMP	Gesamttemperatur		
MACH NO	Machzahl		
U	Strömungsgeschwindigkeit	U DIF VEL	Geschwindigkeitsdifferen-
V	in x-, y- und z- Richtung	V DIF VEL	zen zu U, V, W
W	d.h. c_1, c_2, c_3	W DIF VEL	bei mehreren Spezies

Tabelle C.1: Die vom Monte–Carlo–Programm berechneten Ausgabeparameter in den jeweiligen Ausgabedateien.

Regionen wurden so gewählt, da das Programm u.a. den Teilchenfluß zwischen diesen berechnet. Somit ist der Fluß von **1** nach **2** gleich $Q_{\text{Düse}}$ usw. Für jede Region müssen die Randbedingungen definiert werden. Im Falle der Region **1** ist dies einmal die Düsenoberfläche (mit ihrer Temperatur von 100 K) und zum anderen der eintretende Fluß der Wasserstoffteilchen (*Stream Input*). Dieser wird über die Dichte, Geschwindigkeit und Zusammensetzung definiert. Die rechte Seite von **1** wird als Übergang zu Region **2** definiert. Bei den Regionen **3** und **6** wird ein zusätzlicher Fluß aus Wasserstoffmolekülen aus der Umgebung in die Regionen erzeugt, da nicht das Volumen der gesamten ersten Kammer simuliert wird und ein nicht verschwindender Kammerdruck existiert (*Specified Flow*). Die Begrenzungen von Region **7** sind dagegen als Vakuum angenommen, da erstens der Restgasdruck hier schon sehr niedrig ist und zweitens die Strahlparameter extrahiert werden sollen, die mit zusätzlichen Restgasmolekülen verfälscht würden.

Die Ausgangssituation ist Vakuum. Danach werden Teilchen an Düseneintritt und an den Außenseiten von **3** und **6** erzeugt und diese bewegen sich durch den Raum und stoßen mit anderen Teilchen bzw. an Wände. Nach einer bestimmten Zeit werden die Parameter der Teilchen, die sich in jeder Zelle befinden, gemittelt. Jedes Teilchen soll in jeder Zelle, die es passiert, auch registriert werden. Daher sollten die Zellen eine bestimmte Größe nicht unterschreiten, die durch die Teilchengeschwindigkeit und das Zeitintervall, in dem gemittelt wird, bestimmt ist. In Tab. C.1 sind die in jeder Zelle berechneten Parameter zusammengestellt.

Literaturverzeichnis

[Abr58] A. Abragam, J.M. Winter, Phys. Rev. Lett. **Vol. 1**, No. 10, 374 (1958).

[Ard64] M.V. Ardenne, Tab. zur angew. Physik Bd. 2 (1964).

[Bar93] D. P. Barber et al., Nucl. Instr. and Meth. **A329**, 79 (1993).

[Bar94] D. P. Barber et al., Nucl. Instr. and Meth. **A338**, 166 (1994).

[Bau00] C. Baumgarten, Dissertation, Ludwig–Maximilians–Universität München (2000).

[Beu66] R. Beurtey, Proc. of the 2nd Int. Symp. on Polarization Phenomena of Nucleons, Karlsruhe 1965, P. Huber, H. Schopper (Eds.), 33 (1966).

[Bir94] G.A. Bird, *Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flows*, Clarendon Press Oxford (1994).

[Bir81] G.A. Bird, Progr. Astro. Aero. **74**, 239 (1981).

[Bou66] M.A. Bouchiat, J. Brossel, Phys. Rev. **147**, 41 (1966).

[BRP01] C. Baumgarten et al., Nucl. Instr. and Meth., im Druck (2001).

[Bra95] B. Braun, Dissertation, Ludwig–Maximilians–Universität München (1995).

[Bre31] G. Breit, I. I. Rabi, Phys. Rev. **38**, 41 (1931).

[Bro91] I.N. Bronstein und K.A. Semendjajew, *Taschenbuch der Mathematik*, Verlag Nauka Moskau (1991).

[Dun84] J.S. Dunham et al., Nucl. Instr. and Meth. **219**, 46 (1984).

[EMC89] European Muon Collaboration (J.Ashman et al.), Nucl. Phys. **B328**, 73 (1989).

[Fic71] D. Fick, *Einführung in die Physik mit polarisierten Teilchen*, BI Mannheim **755a** (1971).

[Gal74] R.J. Gallagher and J.B. Fenn, Jour. Chem. Phys. **60**, 3492 (1973).

[Gau92] H.G. Gaul and E. Steffens, Nucl. Instr. and Meth. **A316**, 297 (1992).

[Hab85] H. Haberland, U. Buck and M. Tolle, Rev. Sci. Instr. **56**, 1712 (1985).

[Hae66] W. Haeberli, Proc. of the 2nd Int. Symp. on Polarization Phenomena of Nucleons, Karlsruhe 1965, P. Huber, H. Schopper (Eds.), 64 (1966).

[Hen98] M. Henoch, Diplomarbeit, WWU Münster (1998).

[HER90] HERMES Proposal, HERMES Collaboration (1990).

[HER93] HERMES Technical Design Report, HERMES Collaboration (1993).

[HER97] HERMES Collaboration, Phys. Lett. **B404**, 383 (1997).

[HER98a] HERMES Collaboration, Phys. Lett. **B442**, 484 (1998).

[HER98b] HERMES Collaboration, Phys. Rev. Lett. **81**, No. 25, 5519 (1998).

[HER98c] HERMES Collaboration, Phys. Lett. **B444**, 531 (1998).

[HER99a] HERMES Collaboration, Phys. Rev. Lett. **82**, No. 15, 3025 (1999).

[HER99b] HERMES Collaboration, Phys. Lett. **B464**, 123 (1999).

[HER99c] HERMES Collaboration, Phys. Rev. Lett. **82**, No. 6, 1164 (1999).

[Hua87] K. Huang, *Statistical Mechanics*, 2nd Edition, Wiley (1987).

[Knu88] E.L. Knuth, *Lecture Notes on Supersonic Molecular Beam Sources*, MPI für Strömungsforschung, Bericht 20/1988 (1988).

[Koc99] N. Koch, E. Steffens, Rev. Sci. Instr. **70** (3), 1631 (1999).

[Koc99a] N. Koch, Dissertation, Friedrich–Alexander–Universität Erlangen–Nürnberg (1999).

[Kol98] H. Kolster, Dissertation, Ludwig–Maximilians–Universität München (1998).

[Kor90] W. Korsch, Proc. of the 9th Int. Symp. on High Energy Spin Physics, Bonn 1990, 168 (1990).

[Kou91] K. Koura and H. Matsumoto, Phys. Fluids **A 3**, 2459 (1991).

[Kou92] K. Koura and H. Matsumoto, Phys. Fluids **A 4**, 1083 (1992).

[Lor93] B. Lorentz, Diplomarbeit, Ruprecht–Karls–Universität Heidelberg (1993).

[Loz97] W. Lorenzon, 7th Int. Workshop on Pol. Gas Targets and Pol. Beams Urbana-Champaign 1997; AIP Conf. Proc. **421** (1998).

[Mei92] Meinke–Gundlach, Taschenbuch der Hochfrequenztechnik, 5.Aufl. (1992).

[Phi87] R.J. Philpott, Nucl. Instr. and Meth. **259**, 317 (1987).

[Rai01] M.Raithel, Diplomarbeit, Friedrich–Alexander–Universität Erlangen–Nürnberg (2001).

[Rot95] J.R. Roth *Industrial Plasma Engineering*, Institute of Phxsics Publishing, Bristol and Philadelphia (1995).

[Sch90] M. Schick, Diplomarbeit, Max–Planck–Institut für Kernphysik Heidelberg (1990).

[Sch91] P. Schiemenz, A. Ross and G. Graw, Nucl. Instr. and Meth. **A305**, 15 (1991).

[Sco88] G. Scoles (Editor), *Atomic and Molecular Beam Methods*, Oxford University Press, New York and Oxford (1988).

[ST64] A. Sokolov und I. Ternov, Sov. Phys. Doklady **8**, 1203 (1964).

[Sto94] F. Stock et al., Nucl. Instr. and Meth. **A343**, 334 (1994).

[Sto94a] F. Stock et al., Contr. to SPIN 94, Blomington (1994).

[Sto96] F. Stock et al., Proc. Workshop on Pol. Beams and Pol. Gas Targets, Köln 1995, H. Paetz gen. Schieck, L. Sydow (Eds.), World Scientific, 260 (1996).

[Swe88] D. R, Swenson und L. W. Anderson, Nucl. Instr. and Meth. **B29**, 627 (1988).

[TGA01] M.C. Simani et al., Nucl. Instr. and Meth., in Vorbereitung (2001).

[Tho87] G. E. Thomas et al., Nucl. Instr. and Meth. **A257**, 32 (1987).

[Top97] D.K. Toporkov et al., 7th Int. Workshop on Pol. Gas Targets and Pol. Beams Urbana-Champaign 1997; AIP Conf. Proc. **421** (1998).

[Var97] V.L. Varentsov et al., 7th Int. Workshop on Pol. Gas Targets and Pol. Beams Urbana-Champaign 1997; AIP Conf. Proc. **421**, 381 (1998).

[Var97a] V.L. Varentsov, I.S. Okunev and A.A. Ignatiev,Nucl. Physics **A626**, 125c (1997).

[Var98] V.L. Varentsov, A.A. Ignatiev, Nucl. Instr. and Meth. **A413**, 447 (1998).

[Var99] V.L. Varentsov, persönliche Mitteilung (1999).

[Vas99] A. Vassiliev et al., Workshop on Pol. Beams and Pol. Gas Targets, Erlangen 1999, AIP Conf. Proc., 200 (1999).

[Wal93] T. Walker and L.W. Anderson, Nucl. Instr. and Meth. **A334**, 313 (1993).

[Win98] A. Winkler et al., Appl. Phys. **A67**, 637 (1998).

[Wis64] H. Wise, C. M. Ablow, K. M. Sancier, Chem. Phys. **44**, 3569 (1964).

[Wis01] T. Wise et al., Phys. Rev. Lett. **87**, No. 4, 042701-1 (2001).

[You75] W.S. Young, Journal of App. Phys. **46**, 3888 (1975).

Danksagung

Mein Dank gilt allen, ohne deren Unterstützung die Verwirklichung dieser Arbeit nicht möglich gewesen wäre. Besonders hervorheben möchte ich:

- Herrn Prof. Dr. Erhard Steffens für die Vergabe der Doktorarbeit und die umfassende Betreuung während der gesamten Zeit meiner Promotion.
- Herrn Prof. Dr. K. Rith für die Unterstützung in finanziellen Dingen.
- Herrn Erich Hänisch für die Fertigung des schnellen TOF–Strahlunterbrechers mit dem große Teile der Messungen dieser Arbeit durchgeführt wurden.
- Herrn Alexander Vassiliev für die Herstellung des Strahlprofilmonitors, dessen Meßwerte die endgültige Sicherheit brachten.
- Herrn Dr. Christian Bartels für die vielen Einsichten in die Strömungsforschung und den Hinweis auf die Monte–Carlo–Simulationen von G.A. Bird.
- Herrn Volker Prahl für die Lösung vielfältiger Probleme an ABS und Teststand.
- Herrn Martin Krüger und Herrn Jörg Ludwig für die Bewältigung jedweder elektrischer und elektronischer Aufgaben.
- Der Erlanger Gruppe, insbesondere Dr. Wolfgang Nagengast und Jürgen Wilbert, für die gute Zusammenarbeit und die Lösung diverser „Reinigungsprobleme“.
- Der Hermes–Targetgruppe für die ihre Hilfsbereitschaft, insbesondere Christian Baumgarten, Bernd Braun, Alexan Golendukhin, Mark Henoch, Norbert Koch, Martin Raithel, Jim Stewart.
- Den anderen Mitgliedern der Hermes–Kollaboration für die gute Zusammenarbeit.
- Der mechanischen und elektronischen Werkstatt in Erlangen.
- Den mechanischen Werkstätten des DESY in Hamburg und Zeuthen für die, oft sehr kurzfristige, Hilfe und die Herstellung des neuen Surfatron.

- Dem Glasbläser Herrn Händel für die Bereitstellung der Glasrohre.
- Unseren Sekretärinnen Frau Löhner, Frau Berbalk und Frau Haßler für die Bewältigung der bürokratischen Probleme.
- Meinem Physiklehrer Herrn Günter Koch dafür, daß er in mir die Leidenschaft für die Physik geweckt hat.

Nicht zuletzt danke ich meinen Eltern für ihre Unterstützung. Meiner Frau Alena und meiner Tochter Chiara–Marie möchte ich sagen, ohne Euch wäre dies alles nicht möglich gewesen.

Lebenslauf

	Alexander Naß
Geburtstag:	5. Mai 1972
Geburtsort:	Suhl
Eltern:	Wolfgang Naß, geb. am 16. November 1933 und Renate Naß, geb. Kürschner, geb. am 22. Dezember 1940
Familienstand:	Seit 13. August 1999 verheiratet mit Alena Selle–Naß, geb. Selle, geb. am 24. Juli 1975
Kinder:	Chiara–Marie Naß, geb. am 22. Mai 2000
	Schulischer und beruflicher Werdegang
1978-1988	Polytechnische Oberschule Gerhart Hauptmann, Schleusingen
1988-1991	Technische Berufsschule mit Abiturausbildung, Zella–Mehlis Abschlüsse: - Abitur - Mechaniker für Datenverarbeitungs- und Büromaschinen
1991-1992	Grundwehrdienst
1992	Immatrikulation an der Friedrich–Alexander–Universität Erlangen–Nürnberg im Studiengang Physik (Diplom)
06/1994	Vordiplom
09/1994-03/1995	Studium an der University of East Anglia, Norwich
03/1998	Diplom
Ab 04/1998	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Physikalischen Institut der Universität Erlangen–Nürnberg mit Dienstort am Deutschen Elektronensynchrotron (DESY) in Hamburg