

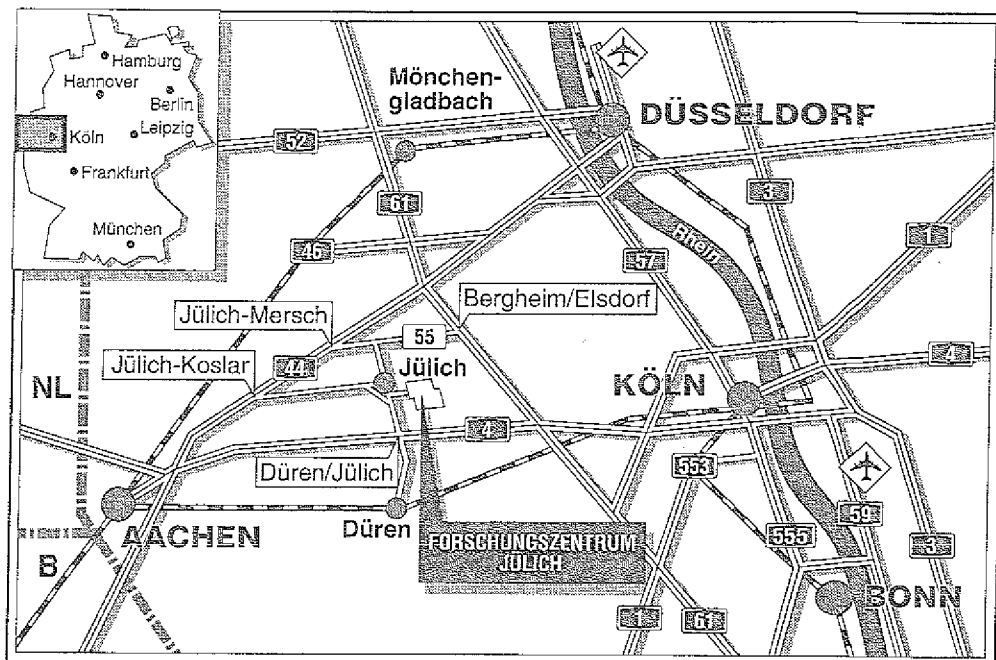
Institut für Kernphysik

**Aufbau eines
Flüssig-Wasserstoff-Targets
mit extrem dünnen Fenstern**

Volkmar Gerhard Jaeckle

1948

1948



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 2633

ISSN 0366-0885

Institut für Kernphysik Jül-2633

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek

Postfach 1913 · D-5170 Jülich · Bundesrepublik Deutschland

Telefon: 02461/61-6102 · Telefax: 02461/61-6103 · Telex: 833556-70 kfa d

Handwritten text, possibly a list or notes, located in the upper left quadrant of the page. The text is extremely faint and illegible.

Handwritten text, possibly a signature or a short note, located in the middle right section of the page. The text is extremely faint and illegible.

Handwritten text, possibly a signature or a short note, located in the bottom section of the page. The text is extremely faint and illegible.

Aufbau eines Flüssig-Wasserstoff-Targets mit extrem dünnen Fenstern

Volkmar Gerhard Jaeckle

Handwritten text, possibly a title or header, including the words "National" and "Department".

Handwritten text, possibly a date or reference number.

Main body of handwritten text, appearing as a list or series of entries, possibly names or addresses.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	7
2	Grundlagen des LH₂-Targets	9
2.1	Prinzip der Druckstabilisierung	9
2.2	Eigenschaften von Wasserstoff	10
	Ortho- und Para-Wasserstoff	10
	Phasendiagramm	14
2.3	Einflüsse des Targetvolumens	16
	Energieverlust und Winkelstragging	17
2.4	Dimensionierung der Targetfenster	19
2.5	LH ₂ als Čerenkov-aktives Medium	23
3	Aufbau des Targets	28
3.1	Der Gesamtaufbau - ein Überblick	28
3.2	Der Gasometer	28
3.3	Die Targetzelle	31
3.4	Das Vakuum	33
3.5	Die Kühlmaschine	34
3.6	Steuerung und Datenaufnahme	36
4	Messungen	38
4.1	Kenndaten des Gasometers	38
	Masse, Balgfläche und Federkonstante	38
	Reibung	40
	Fassungsvermögen des Gasreservoirs	41
4.2	Abkühlzeiten	44
4.3	Betrieb des Targets	45
5	Zusammenfassung und Ausblick	50
	Literaturverzeichnis	51

Handwritten Title

Date

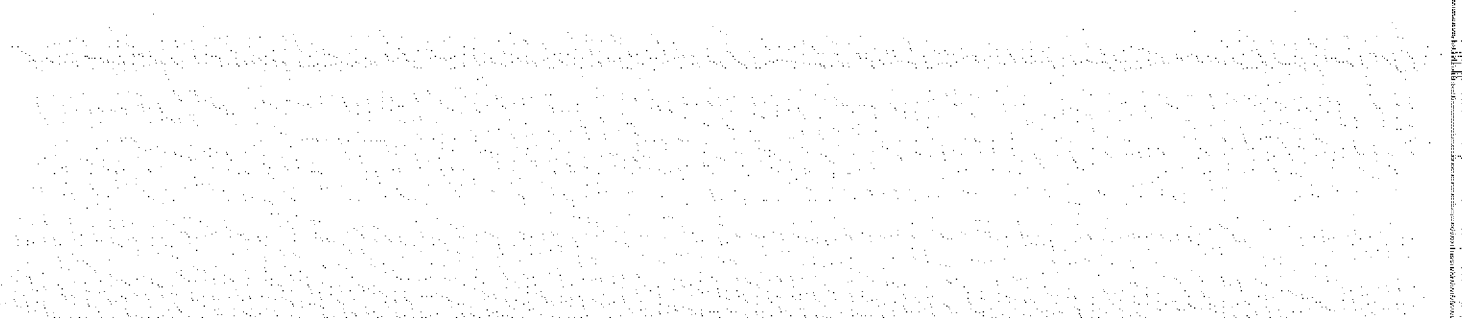
Dear Sir,
I have the pleasure to inform you that
the order for the purchase of
the goods mentioned in the
invoice of the 15th inst. has
been received and is being
forwarded to you by the
express of the 20th inst.

The goods are being
sent to you by the
express of the 20th inst.
and will reach you
by the 25th inst. I
trust you will be
satisfied with the
quality of the goods.

Yours faithfully,
The Manager

1
2
3
4
5
6
7
8
9
10

Yours faithfully,
The Manager

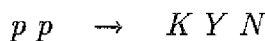


Kapitel 1

Einleitung

Im Forschungszentrum Jülich wird Anfang 1993 das Cooler Synchrotron COSY-Jülich seinen Betrieb aufnehmen. Mit dieser Beschleunigeranlage werden Protonenstrahlen mit hoher Phasenraumdicke im Impulsbereich von $275 \text{ MeV}/c$ bis maximal $3.3 \text{ GeV}/c$ zur Verfügung gestellt. Um die Phasenraumdicke des Strahles zu erhöhen, werden die Elektronenkühlung und im höheren Energiebereich die stochastische Kühlung eingesetzt [MP92].

Im Rahmen der Experimente an COSY soll mit einem Flugzeit-Spektrometer (TOF¹) unter anderem die assoziierte Produktion von Hyperonen Y und K -Mesonen durch Proton-Proton-Stoß nahe der Produktionsschwelle an Reaktionen vom Typ



untersucht werden [Tur89a]. In der folgenden Tabelle sind die wichtigsten Eigenschaften der Reaktion dieses Typs zusammengestellt, auf die sich die Messungen zunächst konzentrieren sollen [PDG90].

Reaktion	Schwellenimpuls	Λ^0 -Zerfallslänge $c \cdot \tau$	Λ^0 -Zerfallskanäle
$pp \rightarrow K^+ \Lambda^0 p$	$2.337 \text{ GeV}/c$	7.9 cm	$p\pi^-$ (64.1 %) $n\pi^0$ (35.7 %)

Bisher wurden bei der Reaktion nur wenige totale Wirkungsquerschnitte bestimmt. Bei $2.5 \text{ GeV}/c$ Strahlimpuls beträgt er ca. $18 \mu b$ [Fla84].

Durch einen Vergleich der gemessenen totalen und differentiellen Wirkungsquerschnitte und der Polarisation des Λ 's mit Daten aus Messungen am LEAR/CERN ($p\bar{p} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}$) und an ELSA/Bonn ($\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda^0$) soll die Dynamik der ($s\bar{s}$)-Quarkpaar-Erzeugung und die Spindynamik der s -Quarks unter verschiedenen Bedingungen studiert werden [Tur89b]. Dazu müssen die Vierer-Impulse aller Reaktionsprodukte möglichst genau bestimmt werden. Die Observablen der Hyperonen werden aus den gemessenen Größen der Reaktionsteilchen mit Hilfe einer kinematischen Ausgleichsrechnung gewonnen.

¹Time Of Flight

Um die Reaktion möglichst untergrundfrei studieren zu können, soll ein reines Wasserstofftarget mit genügend hoher konstanter Massenbelegung eingesetzt werden. Gasförmige Targets sind aufgrund der geringen erreichbaren Massenbelegung ungeeignet. Die Forderung nach einer stabilen Massenbelegung verbietet die Benutzung von festem Wasserstoff, der unkontrolliert sublimiert, wenn er ohne Behälter im Vakuum gehalten wird. Somit bleibt flüssiger Wasserstoff (LH_2) als Targetmaterial.

Das LH_2 -Target sollte aus folgenden Gründen möglichst klein sein:

- Man erhält eine genaue Definition des durch das Targetvolumen und den phasenraumgekühlten Strahl gegebenen Reaktionsvolumens.
- Systematische Fehler, die durch Sekundärreaktionen im Target entstehen, werden verringert.
- Geringes Energie- und Winkelstragging² der Teilchen, die das Target durchqueren, werden erreicht.
- Aufgrund der relativ kurzen Zerfallslänge der Hyperonen müssen sich Zerfallstrigger- und Vertexdetektoren möglichst nahe am Reaktionsort befinden.

Ein weiterer Vorteil ist die Entschärfung der Sicherheitsprobleme beim Umgang mit geringen Mengen LH_2 .

Da der flüssige Wasserstoff in einer Zelle mit Fensterfolien gehalten wird, müssen diese Fenster aus den oben genannten Gründen im Verhältnis zur Strecke, die der Protonenstrahl durch den flüssigen Wasserstoff geht, so dünn wie möglich sein. Bei den bisher eingesetzten Wasserstofftargets wird der flüssige Wasserstoff unter Atmosphärendruck in einer Zelle im Vakuum gehalten. Diese Konstruktion erfordert relativ dicke Fenster. Eine geringere Druckdifferenz würde den Einsatz dünnerer Fenster erlauben.

In einer Prototypenentwicklung am CERN [KMN85] wurde ein Prinzip demonstriert, das den flüssigen Wasserstoff in einer Zelle bei konstant 200 *mbar* hält. Die Druckdifferenz von 200 *mbar* zum umgebenden Vakuum erlaubt den Einsatz von Folienfenstern mit einer Dicke von kleiner als 1 μm (bei einem Durchmesser von ca. 1 *cm*).

Der Aufbau eines LH_2 -Targets, das auf dem Prinzip des am CERN entwickelten Prototyps beruht, für das TOF-Spektrometer, ist Gegenstand der vorliegenden Arbeit.

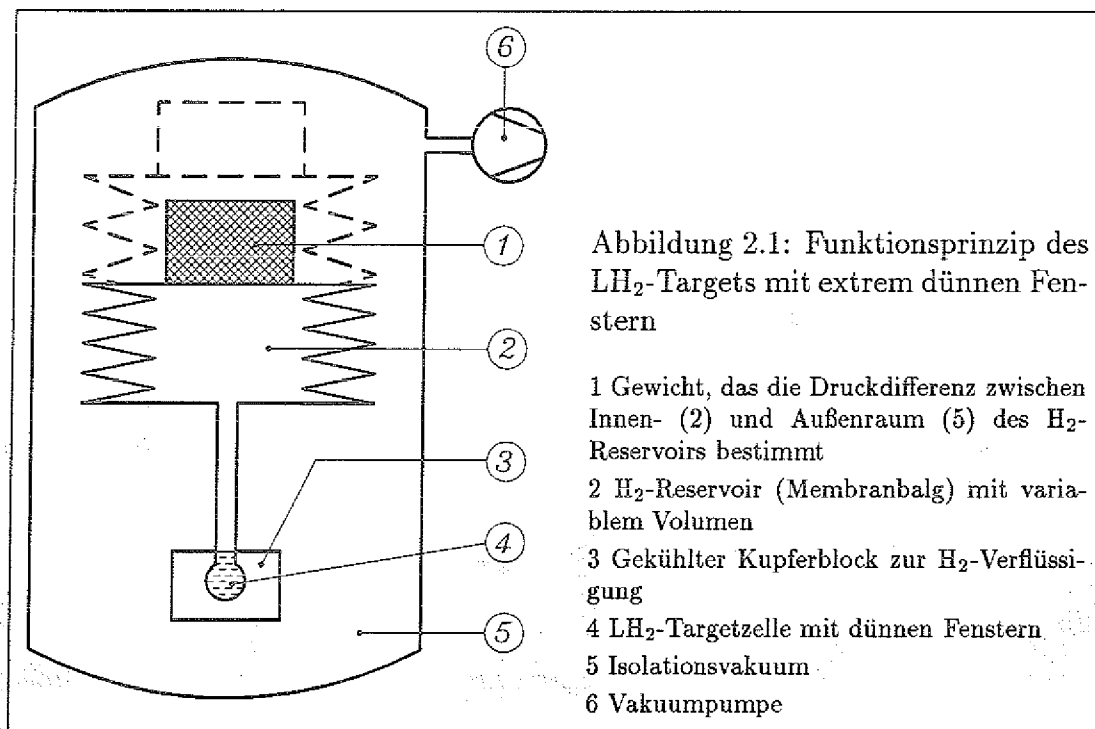
²Stragging = Streuung

Kapitel 2

Grundlagen des LH₂-Targets

2.1 Prinzip der Druckstabilisierung

Eine konstante Druckdifferenz von 200 *mbar* erreicht man, indem ein Membranbalg als variables Wasserstoffreservoir benutzt wird. Der gewünschte H₂-Druck wird über ein Gewicht eingestellt. Das Reservoir ist mit der Targetzelle verbunden und befindet sich mit dieser in einer Vakuumkammer. Der Wasserstoff wird in einem gekühlten Kupferblock verflüssigt. Abbildung 2.1 zeigt schematisch das Prinzip der Druckstabilisierung.



Die Druckdifferenz ist gegeben durch das Gewicht geteilt durch die effektive Fläche des Membranbalgs. Sie ist unabhängig vom Betriebszustand. Bei Inbetriebnahme des Targets, das heißt, bei Evakuierung des Außenraumes, expandiert das H₂-Gasvolumen um das sechsfache, da sich der Druck im Inneren des Balgs

von 1.2 bar auf 0.2 bar ändert, während der äußere Druck von 1 bar auf 0 bar sinkt. Dabei ändert sich lediglich die Länge des Balgs. Beim Verflüssigen des Wasserstoffs in der Targetzelle vermindert sich dann das Gasvolumen bei konstantem Druck, und der Balg zieht sich zusammen.

2.2 Eigenschaften von Wasserstoff

Ortho- und Para-Wasserstoff

Molekularer Wasserstoff und Deuterium existieren jeweils in Kernspin-Singulett- und Kernspin-Triplett-Zuständen. Der gruppentheoretische Hintergrund und die Bedeutung für das Target werden in diesem Abschnitt erläutert.

Betrachten wir nun die Gesamtwellenfunktion Ψ_{H_2} zur Beschreibung des stationären Wasserstoffmoleküls. Sie läßt sich in der Born-Oppenheimer-Näherung als Produkt aus einer Elektronenwellenfunktion ψ^{el} und einem Kernanteil aufbauen. Der Kernanteil kann, niedrigste Ordnung der Störungstheorie vorausgesetzt, durch das Produkt aus Schwingungs-, Rotations- und Kernspinwellenfunktion beschrieben werden:

$$\Psi_{H_2} = \psi^{el} \cdot \psi^{vib} \cdot \psi^{rot} \cdot \psi^{ns} . \quad (2.1)$$

Da das Wasserstoffmolekül mit zwei Protonen ein System identischer Fermionen darstellt, muß die Gesamtwellenfunktion bezüglich Vertauschung der beiden Kerne (d.h. Anwendung des Paritätsoperators \mathcal{P}) antisymmetrisch sein:

$$\mathcal{P} \Psi_{H_2} = -\Psi_{H_2} . \quad (2.2)$$

Die Vertauschung der beiden Kerne ist äquivalent zu den folgenden Symmetrioperationen (siehe Abbildung 2.2):

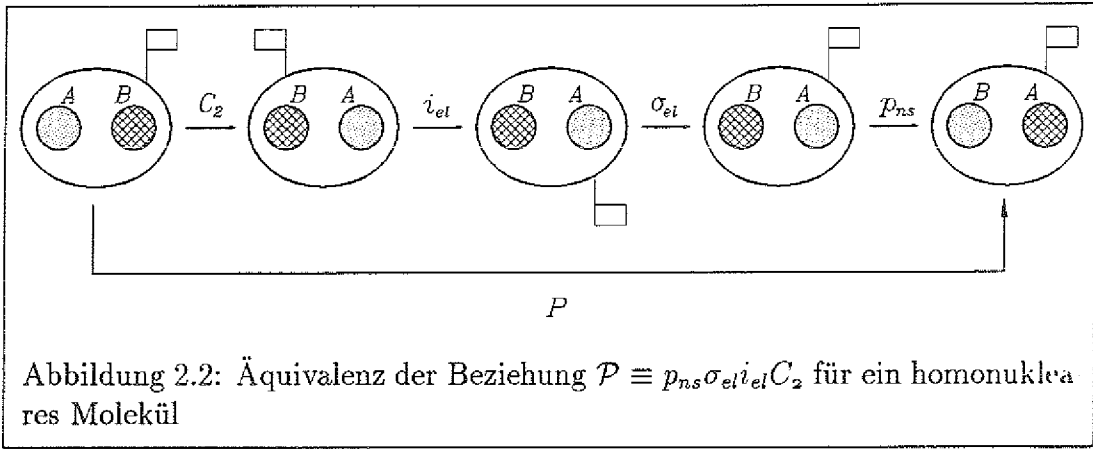
1. Drehung des Moleküls um 180° (C_2),
2. Inversion (i_{el}) der Elektronenwellenfunktion,
3. Spiegelung (σ_{el}) der Elektronen an der Ebene senkrecht zur Drehachse des Moleküls und
4. Vertauschung der Kernspinzustände (p_{ns}).

Es gilt also:

$$\mathcal{P} \Psi_{H_2} = (\sigma_{el} i_{el} \psi^{el}) \cdot \psi^{vib} \cdot (C_2 \psi^{rot}) \cdot (p_{ns} \psi^{nuc}) . \quad (2.3)$$

Die Drehung des Moleküls, das sich im Rotationszustand mit der Quantenzahl J befindet, um 180° hat eine Änderung der Rotationswellenfunktion um $(-1)^J$ zur Folge. Dies folgt aus dem Verhalten der Kugelflächenfunktionen $Y(\theta, \phi)$, wenn θ um π erhöht wird.

Der Elektronengrundzustand von H₂ ist ein $^1\Sigma_g^+$ -Term, d.h. es gilt:



$$\begin{aligned} (+) &: i_{el} \psi_{el} = \psi_{el} \\ (g) &: \sigma_{el} \psi_{el} = \psi_{el} \end{aligned}$$

Die Form der Schwingungswellenfunktion für jede Normalschwingung ist

$$\psi_v^{vib}(\xi) = N_v H_v(\xi) e^{-\xi^2/2} \quad (2.4)$$

Hierin bedeuten ξ die Normalkoordinate der Schwingung, v die Schwingungsquantenzahl, H_v die Hermiteschen Polynome und N_v eine Normierungskonstante. Im Nullpunkt-Schwingungszustand ($v=0$) ist daher ψ^{vib} symmetrisch, da der exponentielle Anteil totalsymmetrisch und $H_0(\xi)=1$ ist. Damit ergibt sich

$$\mathcal{P} \Psi_{H_2} = (-1)^J \psi^{el} \psi^{vib} \psi^{rot} p_{ns} \psi^{ns} \quad (2.5)$$

Für den Spinanteil der Kernwellenfunktion existieren die Kombinationen

$$\text{Triplet (symmetrisch): } {}^3\psi^{ns} = \begin{cases} \uparrow\uparrow \\ \downarrow\downarrow \\ 1/\sqrt{2}(\uparrow\downarrow + \downarrow\uparrow) \end{cases} \quad (2.6)$$

$$\text{Singulett (antisymmetrisch): } {}^1\psi^{ns} = 1/\sqrt{2}(\uparrow\downarrow - \downarrow\uparrow) \quad (2.7)$$

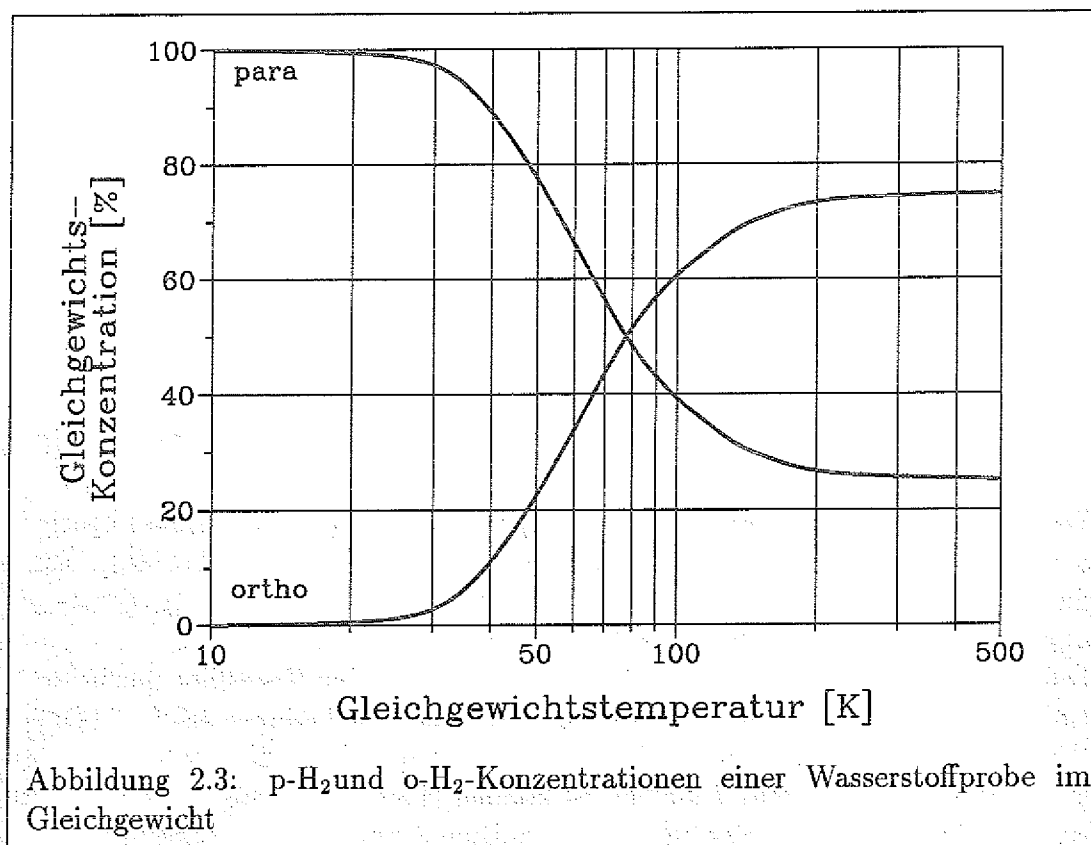
Wenn die Protonen also durch einen Triplet-Zustand (parallele Spins) beschrieben werden, dann ist $p_{ns} \psi^{ns} = \psi^{ns}$ und es folgt daraus $\mathcal{P} {}^3\Psi_{H_2} = (-1)^J {}^3\Psi_{H_2}$. Wenn die Protonen sich dagegen im Singulett-Zustand befinden, dann ist $p_{ns} \psi^{ns} = -\psi^{ns}$ und es folgt daraus $\mathcal{P} {}^1\Psi_{H_2} = (-1)^{(J+1)} {}^1\Psi_{H_2}$.

Daraus resultiert, daß sich die H₂-Moleküle mit parallelen Kernspins nur in Rotationsniveaus mit ungeraden Rotationsquantenzahlen J befinden können (Ortho-Wasserstoff), und umgekehrt die Moleküle mit antiparallelen Kernspins nur Rotationsniveaus mit geradem J annehmen können (Para-Wasserstoff). Beim Deuterium ist der Zusammenhang zwischen erlaubten J und Symmetrie der Kernspins genau umgekehrt, da das Deuteron ein Boson ist, und der Gesamtzustand des Deuteriums symmetrisch gegen Kernvertauschung sein muß.

Molekül	Statistik Spin	Rotationsquatenzahlen	Kernspinfunktion	Name der Modifikation
H_2 ($^1\Sigma_g^+$)	Fermi $I_H=1/2$	$J = 0, 2, 4, \dots$	antisymm.	Para
		$J = 1, 3, 5, \dots$	symm.	Ortho
D_2 ($^1\Sigma_g^+$)	Bose $I_D=1$	$J = 0, 2, 4, \dots$	symm.	Ortho
		$J = 1, 3, 5, \dots$	antisymm.	Para

Bei streng entkoppelten Kernspins wären nur Übergänge innerhalb des Termsystems mit geraden J und innerhalb des Termsystems mit ungeraden J möglich, nicht aber zwischen den beiden. Die sehr schwache Kopplung der Kernspins an die Elektronenhülle sorgt jedoch dafür, daß die Rotationszustände nicht streng symmetrisch oder antisymmetrisch sind, sondern Beimischungen der jeweils anderen Symmetrie enthalten. Diese erlauben Übergänge zwischen den beiden Erscheinungsformen, so daß sich bei tiefen Temperaturen schließlich alle Moleküle im tiefsten, durch $J=0$ gegebenen, Zustand befinden, d.h. reiner Para-Wasserstoff bzw. Ortho-Deuterium vorliegt.

Das Ortho-Para-Verhältnis im Gleichgewicht folgt einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung und ist ausschließlich eine Funktion der Gleichgewichtstemperatur. In Abbildung 2.3 ist die Ortho-Para-Zusammensetzung von Wasserstoff in Abhängigkeit von der Temperatur aufgetragen [WSB48]. Bei hohen Temperaturen stimmt



das Para-Ortho-Verhältnis im Gleichgewicht mit dem Verhältnis der Häufigkeit

von antisymmetrischen zu symmetrischen Kernspinzuständen I überein:

$$n = \frac{[\text{Para}]}{[\text{Ortho}]} = \frac{(2I+1)I}{(2I+1)(I+1)} = \frac{I}{I+1}. \quad (2.8)$$

Es ergeben sich folgende Häufigkeiten:

Normal-Modifikation	Para-Ortho-Verhältnis	Gleichgewichtstemperatur
n-H ₂	25% p-H ₂ 75% o-H ₂	$T \geq 300 \text{ K}$
n-D ₂	33.3% p-D ₂ 66.7% o-D ₂	$T \geq 200 \text{ K}$

Bei einer Abkühlung des Wasserstoffs — z.B. in einem Verflüssigungskreislauf — stellt sich nun aber keineswegs spontan das der jeweiligen Temperatur entsprechende Gleichgewichtsverhältnis ein.

Vielmehr erfolgt der Ortho-Para-Übergang sehr langsam, da eine relative Reorientierung der Spins stattfinden muß, und die Kernspins nur sehr schwach mit ihrer Umgebung wechselwirken. Da o-H₂ im Gegensatz zu p-H₂ ein gesamt magnetisches Moment besitzt, resultiert die Selbstkonversion aus der Wechselwirkung der o-H₂-Moleküle mit sich selbst und den p-H₂-Molekülen. Daher ist die Umwandlung eine bimolekulare Reaktion, und es gilt für die o-H₂-Konzentration $C(t)$ von flüssigem n-H₂ das Zeitgesetz:

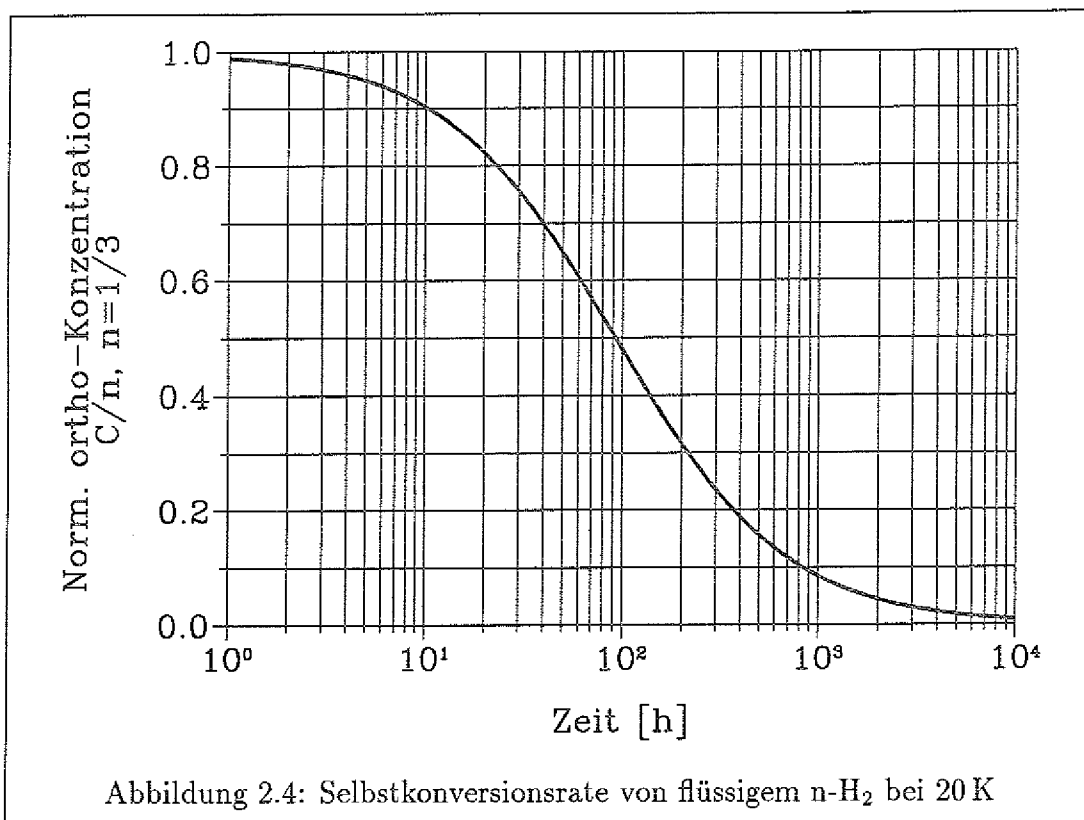
$$-\frac{C(t)}{dt} = k_1 [\text{o-H}_2]^2 - k_2 [\text{o-H}_2] [\text{p-H}_2], \quad k_1 \gg k_2. \quad (2.9)$$

Mit der Näherung $k_2 = 0$ und nach Integration erhält man

$$C(t) = \frac{[\text{o-H}_2]_{t=0}^2}{[\text{p-H}_2]_{t=0} \cdot (1 + k_1 t [\text{o-H}_2]_{t=0})} \cdot n \quad (2.10)$$

mit einer Gleichgewichtskonstanten $k_1 = 0.0114 \text{ mol/h}$ (bei 20.4 K) [WSB48], was einer Halbwertszeit der Umwandlung von $t_{1/2} = 117 \text{ h}$ entspricht. In der Abbildung 2.4 ist die normierte o-H₂-Konzentration $C(t)/n$ aufgetragen. Die Selbstkonversion verläuft beim Deuterium wesentlich langsamer ab ($t_{1/2} = 2 \text{ a}$ bei 23.6 K [WSB48]) als beim Wasserstoff, da das magnetische Moment des Deuterons kleiner ist als das des Protons. Die Anwesenheit von Katalysatoren beschleunigt die Umwandlung bei H₂ und D₂ erheblich. Die Wirkungsweise der Katalysatoren beruht auf dem Paramagnetismus der Substanz, der zum Umklappen eines Kernspins in dem Wasserstoffmolekül führt, oder darauf, daß die H₂-Moleküle dissoziieren und sich im Gleichgewichtsverhältnis wieder zurückbilden. Die handelsüblichen Katalysatoren bestehen im wesentlichen aus Chromoxid oder Eisenoxid.

Die Ortho-Para-Zusammensetzung bestimmt die thermodynamischen Eigenschaften einer Wasserstoffprobe. Verflüssigt man n-H₂, dann ändern sich Verflüssigungstemperatur, Dichte und Brechungsindex der Flüssigkeit usw. im Laufe der

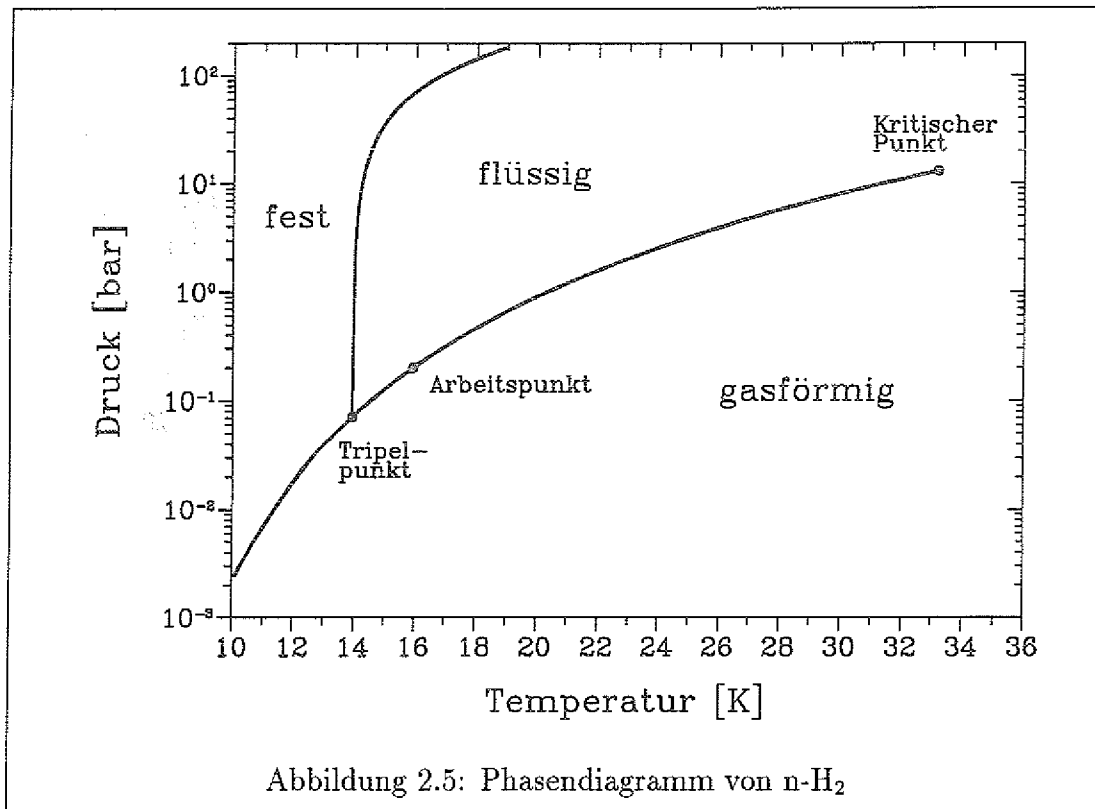


Zeit. Die Unterschiede sind jedoch bei niedrigen Temperaturen gering (siehe Tabelle 2.1), eine ausführliche Diskussion findet man bei [WSB48].

Die Ortho-Para-Konversion ist mit einer Änderung des Rotationszustandes (von $J=1$ nach $J=0$) gekoppelt. Die dabei frei werdende Rotationsenergie heizt die LH₂-Probe auf und führt — auch in einem Behälter mit perfekter Wärmeisolierung — zum Verdampfen der Flüssigkeit; die Verdampfungsverluste betragen dabei etwa 70% der Gesamtmenge. Die für die Umwandlung zusätzlich abzuführende Wärmemenge ist minimal bei kontinuierlicher Konversion, d.h. dann, wenn sich bei jeder Temperatur das Gleichgewichtsverhältnis einstellt. Für das Target wird jedoch eine schnelle H₂-Verflüssigung angestrebt. Die Kühlmaschine muß die Umwandlungswärme von ca. 708 J/g (bei 20 K) kompensieren, sonst erfolgt ein Verlust an LH₂ in der Targetzelle. Für die Ortho-Para-Umwandlung werden daher etwa 20 bis 30% der gesamten für die Verflüssigung aufgewandten Energie benötigt.

Phasendiagramm

In Abbildung 2.5 ist das Phasendiagramm von n-H₂ wiedergegeben [Rod73]. Es zeigt, in welchen Druck- und Temperaturbereichen welche Phase stabil ist. Die Grenzen zwischen den Bereichen liegen bei denjenigen Werten von Druck p und Temperatur T , bei denen zwei Phasen α und β koexistieren. Diese sind im



Gleichgewicht, und es gilt daher für die chemischen Potentiale μ

$$\mu_{\alpha}(p, T) = \mu_{\beta}(p, T). \quad (2.11)$$

Hiermit ist für den Gleichgewichtszustand eine Beziehung zwischen p und T hergestellt; löst man nach p auf, so erhält man p als Funktion von T und umgekehrt. Oberhalb des kritischen Punktes gibt es keine Phasengrenzlinie zwischen Flüssigkeit und Gas mehr. Am Tripelpunkt befinden sich alle drei Phasen miteinander im Gleichgewicht, und er stellt den kleinsten Druck dar, bei dem eine flüssige Phase vorhanden sein kann. Die zum Tripelpunkt gehörenden Werte von Druck und Temperatur sind für eine reine Substanz charakteristisch. In Tabelle 2.1 sind die kritischen Konstanten einiger Elemente zusammengestellt [L'A73].

Die kleinste realisierbare Druckdifferenz, die auf den Targetfenstern lastet, kann erreicht werden, wenn man den Druck, bei dem man den Wasserstoff verflüssigt, auf einen Wert stabilisiert, der knapp über dem Tripelpunkt liegt. Um das Target aber auch mit Deuterium ohne eine Modifikation der Druckstabilisierung betreiben zu können, wählen wir einen Druck von 200 mbar, ein Wert etwas oberhalb dem Tripelpunkt von Deuterium. Dies erlaubt es uns, ebenfalls u.a. Stickstoff, Sauerstoff und bei sehr starker Kühlung sogar Helium zu verflüssigen und als Target zu benutzen. In Tabelle 2.1 sind die benötigten Verflüssigungstemperaturen aufgeführt.

Prinzipiell läßt sich jedes Gas verwenden, das folgende Kriterien erfüllt:

- Der Tripelpunkt der Substanz muß unter 200 mbar liegen.

Tabelle 2.1: Kritische Konstanten der verwendbaren Elemente und Verflüssigungstemperaturen T_A bei 200 mbar und Dichte der Flüssigkeiten ρ_A

Element	Tripelpunkt		Kritischer Punkt		Arbeitspunkt ($p_A=0.2$ bar)	
	T_T [K]	p_T [bar]	T_K [K]	p_K [bar]	T_A [K]	Dichte ρ_A [g/cm ³]
p-H ₂	13.803	0.070	32.98	12.93	15.83	0.07528
n-H ₂	13.957	0.072	33.19	13.15	15.95	0.07549
n-D ₂	18.73	0.171	38.35	16.65	19.10	0.17324
N ₂	63.148	0.125	126.20	34.00	65.90	0.85769
O ₂	54.351	0.002	154.58	50.43	77.18	1.20402
⁴ He	–	–	5.2	2.28	2.87	0.14250
³ He	–	–	3.33	1.17	1.95	0.07830

- Die Verflüssigungstemperatur der Substanz bei 200 mbar muß von der verwendeten Kühlmaschine erreicht werden.
- Das Gas muß mit Fenster-, Gasdichtungs- und Membranbalgmaterialien verträglich sein.

2.3 Einflüsse des Targetvolumens

Das TOF-Spektrometer besteht aus einer Vielzahl von Szintillationsdetektoren, die durch Überlappung den gesamten Raumwinkel in Flächensegmente (Pixel) unterteilen und einen Laborwinkelbereich von annähernd 4π überdecken. Der Impulsvektor eines Teilchens wird aus der Verbindungslinie zwischen Target und der Trefferposition ermittelt. Der Fehler in der Richtungsbestimmung aufgrund der Targetdimension sollte kleiner sein als die Pixel-Auflösung der nahen, sehr fein granulierten Microstrip-Detektoren¹.

Die Targetdimension kann jedoch nicht beliebig klein gewählt werden. Die Targetausdehnung *senkrecht* zum Strahl sollte größer sein als der Strahldurchmesser (~ 1 mm) und die Targetausdehnung *längs* des Strahls muß mindestens so groß gewählt werden, daß eine akzeptable meßbare Ereignisrate erzielt wird.

Für die Targetdicke x wird daher gefordert:

$$x \sim 1 \text{ mm} .$$

Somit ergibt sich ein realistischer Wert für die meßbare ($K^+\Lambda^0p$)-Rate R :

$$R = \sigma \cdot L = \sigma \cdot \bar{I}_p D \epsilon N_s x = 36 \text{ s}^{-1}, \quad (2.12)$$

dabei bedeuten

¹Halbleiterdetektoren

- L = Luminosität
 $\bar{I}_p = 2 \cdot 10^9$ Protonen/s, mittlerer Protonen-Strahlstrom
 $D = 0.5$, Dutyfaktor von COSY
 $\epsilon = 0.4$, Ausbeutefaktor des Detektors für den A-Zerfall [Tur89a]
 $\sigma = 18 \mu b$, Wirkungsquerschnitt im Energiebereich von COSY
 $N_s = 2 \rho_A N_A / M_{H_2}$, Zahl der Protonen pro cm^2 im LH₂
 ρ_A = Dichte des LH₂ am Arbeitspunkt
 M_{H_2} = Molmasse von Wasserstoff
 N_A = Avogadro-Konstante.

Energieverlust und Winkelstraggling

Geladene Teilchen erfahren beim Durchgang durch Materie sowohl einen Energieverlust als auch eine Ablenkung (Straggling) aus ihrer ursprünglichen Richtung. Hauptgründe dafür sind inelastische Streuung der Teilchen an Elektronen und die elastische Streuung an Kernen des Materials. Außerdem tritt Abgabe von Čerenkov-Strahlung auf. Der mittlere Energieverlust dE eines schweren geladenen Teilchens pro Längeneinheit dx wird durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben:

$$-\frac{dE}{dx} = D \rho \frac{Z_1^2 Z_2}{\beta^2 A_2} \left[\ln \left(\frac{2 m_e \gamma^2 v^2 W_{max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2 \frac{C}{Z_2} \right] \{1 + \nu\} \quad (2.13)$$

dabei bedeuten

- $D = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0.153535 MeV cm^2 / mol$
 N_A = Avogadro-Konstante [mol^{-1}]
 r_e = klass. Elektronenradius [cm]
 m_e = Elektronenmasse [MeV/c^2]
 c = Lichtgeschwindigkeit
 ρ = Dichte des Mediums [g/cm^3]
 Z_1 = Kernladungszahl des Projektils
 Z_2 = Kernladungszahl des Mediums
 A_2 = Masse des Mediums [g/mol]
 β = Geschwindigkeit v des Projektils in Einheiten von c
 $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$.

Die Größen I , δ , C und ν sind phänomenologische Funktionen:

- I charakterisiert das mittlere Ionisierungspotential der Elektronen im Material. Eine ausführliche Zusammenstellung von Ionisierungspotentialen, die auch atomare Effekte, wie die Komplettierung einer Elektronenschale, die chemische Bindungen und den Phasenzustand der Substanz berücksichtigen, findet man in [SBS84].
- δ berücksichtigt Abschirmeffekte durch Polarisation des Mediums und ist nur für hochrelativistische Teilchen in dichten Materialien nicht vernachlässigbar.

- C gibt Schalenkorrekturen zu den Energieverlusten an und ist nur für Projektilgeschwindigkeiten, die im Bereich der Geschwindigkeiten der gebundenen Elektronen des Materials liegen, nicht zu vernachlässigen. Empirische Formeln sind in [BB64] angegeben.
- ν repräsentiert u.a. QED-Korrekturen höherer Ordnung und ist nur für $|Z_1/\beta| \cong 137$ wichtig. Eine ausführliche Diskussion der Korrekturen findet man bei [Ahl78].

Unter W_{max} versteht man den maximalen Energieübertrag, der bei einem zentralen Stoß entsteht. Falls die Projektilmasse wie hier der Fall sehr viel größer als m_e ist, liefert die Kinematik

$$W_{max} = 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2. \quad (2.14)$$

Mit den oben genannten Korrekturen beschreibt die Bethe-Bloch-Formel im Bereich $\beta > 0.13$, $\gamma < 50$ und $|Z_1/\beta| < 100$ den Energieverlust mit einer Genauigkeit von besser als 3% [Ahl78]. Abbildung 2.6 zeigt den mittleren Energieverlust von Protonen in 1 cm und 1 mm LH₂. Dieser Energieverlust, der stark mit abnehmender Energie zunimmt, kann die Energieauflösung bei der Messung einer Reaktion vermindern, da für die einzelne Reaktion nicht bekannt ist, wo sie im Target stattgefunden hat. Präzisionsmessungen (z.B. von Anregungsfunktionen²), die Energieauflösungen im Schwerpunktsystem von einigen 10 keV erfordern, benötigen daher ein maximal 1 mm dickes Target.

Im Fall der Vielfachstreuung (Anzahl der Streuungen größer als 20) an Kernen des Targetmaterials wird der mittlere Streuwinkel, den die Teilchen erhalten, bei Targetdicken zwischen $10^{-3}L_r \leq x \leq 10L_r$ mit etwa 10% Genauigkeit beschrieben durch die empirische Formel [Hig75]:

$$\sqrt{\langle \theta^2 \rangle} = z \frac{20[MeV/c]}{p\beta} \sqrt{\frac{x}{L_r}} \left(1 + \frac{1}{9} \log_{10} \frac{x}{L_r}\right) [rad]. \quad (2.15)$$

Dabei bezeichnen L_r und x Strahlungslänge bzw. Dicke des Mediums und p und Z Impuls bzw. Ladungszahl des Projektils³. Strahlungslängen für alle Elemente bis einschließlich Uran sind in [Tsa74] tabelliert. Die Strahlungslänge von flüssigem Wasserstoff beträgt, einschließlich der molekularen Bindungsenergie-Korrektur, 865 cm.

Für Protonen mit dem Schwellenimpuls der ($K^+\Lambda^0 p$)-Reaktion ergibt sich ein mittlerer Streuwinkel

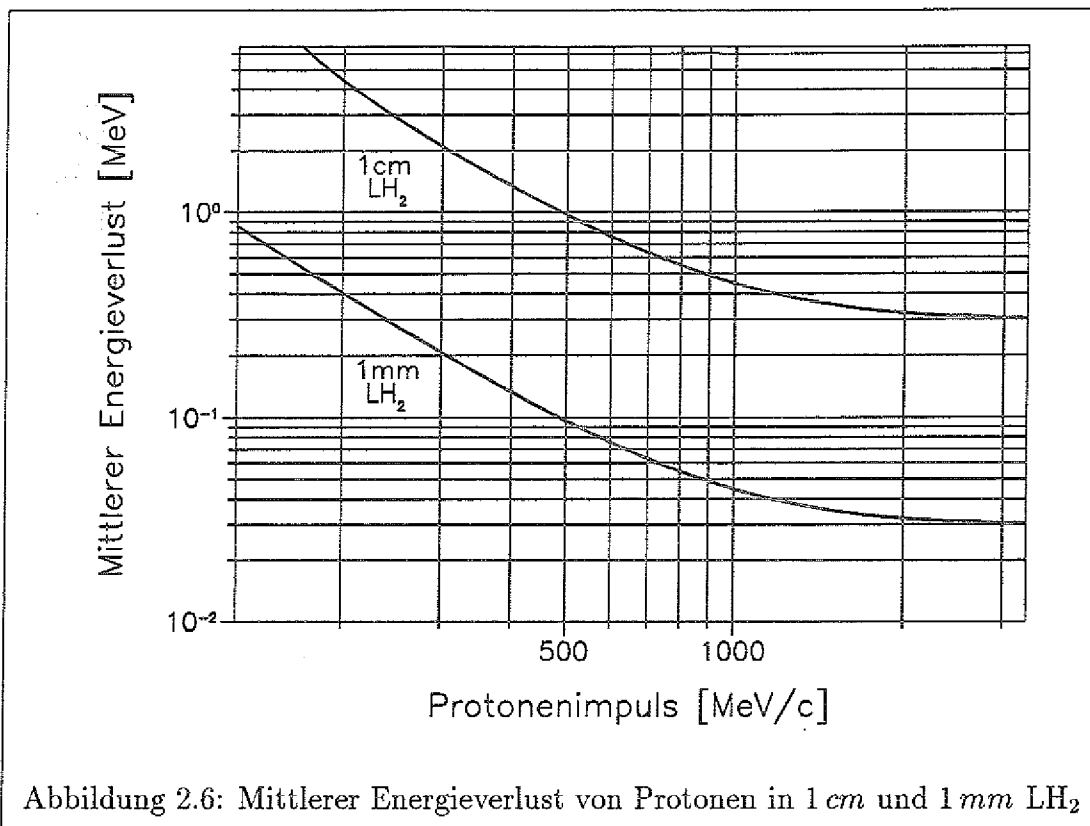
$$\text{für ein 1 cm-Target von } \sqrt{\langle \theta^2 \rangle} = 0.29 \text{ mrad} \quad (2.16)$$

$$\text{und für ein 1 mm-Target von } \sqrt{\langle \theta^2 \rangle} = 0.08 \text{ mrad}. \quad (2.17)$$

Die Winkelauflösung im TOF einschließlich der Microstrip-Detektoren ist geringer.

²Trägt man den Wirkungsquerschnitt für eine bestimmte Reaktion gegen die Einschussenergie auf, so nennt man das eine Anregungsfunktion.

³Bei einer Projektion von $\sqrt{\langle \theta^2 \rangle}$ in eine Ebene gilt die Beziehung $\theta_{proj} = \sqrt{\langle \theta^2 \rangle} / \sqrt{2}$.



Sowohl Energieverlust als auch Straggling sind demnach nicht limitierende Faktoren bei der Dimensionierung des Targetvolumens, wenn man die eingangs erwähnten *pp*-Reaktionen mit dem TOF-Spektrometer zugrunde legt.

2.4 Dimensionierung der Targetfenster

Die Auswahl des optimalen Folienmaterials erfolgt unter den folgenden Gesichtspunkten:

- Die Folie sollte einen relativ geringen Anteil an Elementen mit hohen Kernladungszahlen besitzen, um Winkelstraggling, Energieverlust und störende Untergrundreaktionen klein zu halten.
- Eine hohe Festigkeit und günstiges Zeitstandverhalten bei tiefen Temperaturen werden verlangt, damit die Folie so dünn wie möglich gewählt werden kann.
- Eine gute Klebbarkeit der Folie — ohne die Notwendigkeit einer chemischen oder mechanischen Vorbehandlung — wird verlangt.

Kunststofffolien sind sogenannte Thermoplaste und bestehen aus linearen oder verzweigten Molekülketten. Sie werden durch Extrudieren oder Pressen aus der Schmelze verarbeitet. Der Kristallisationsgrad wird i.a. in bestimmten Grenzen

durch die Abkühlgeschwindigkeit der Schmelze oder den Verarbeitungsdruck bestimmt.

Die Materialeigenschaften dieser Hochpolymeren sind weitgehend durch die Bindungsanisotropie und die Biegesteifigkeit der kettenförmigen Makromoleküle bestimmt. Entlang der Kettenmoleküle wirkt eine starke Hauptbindung (Innerkettenbindung); senkrecht dazu bewirken Nebenvalenzkräfte (Zwischenkettenbindungen) den Zusammenhalt der Molekülketten untereinander. Die Festigkeit allgemein hängt von der Festigkeit der Molekülketten, deren Zusammenhalt in amorpher oder Kristallstruktur und der Spannungskonzentration bei Belastung ab. Für den Zusammenhalt der Ketten ist die Polarität der Moleküle zueinander entscheidend.

Zur Beurteilung der Festigkeit der Folien bei Zimmertemperatur kann die Streckspannung S nach DIN 53455 herangezogen werden. Ihre Größe bezeichnet die Zugkraft pro Folien-Querschnittsfläche, bei der eine starke plastische Verformung des Materials einsetzt. In Tabelle 2.2 sind die Eigenschaften einiger Folien zusammengestellt [Obe80] [Hab86].

Tabelle 2.2: Physikalische Richtwerte gebräuchlicher Folien

Stoffname	Kurzzeichen	chem. Summenformel	Dichte ρ_F [g/cm^3]	Streckspannung S [N/mm^2]	Klebbarkeit (o. Vorbehandlung)
Polyethylen	PE	CH ₂	0.94	20	nicht gegeben
Polyethylen-terephthalat	PETP	C ₅ H ₄ O ₂	1.395	100	gut
Polystyrol	PS	C ₈ H ₈	1.05	60	gut
Polyimide ("Kapton")	PI	C ₂₂ H ₁₀ O ₅ N ₂	1.43	100	bedingt
Polyvinylchlorid	PVC	C ₂ H ₃ Cl	1.40	65	gut

Die in der Tabelle 2.2 angegebenen Streckspannungen gelten für 23°C und können nur als grobe Näherungswerte gelten, da diese Werte u.a. von den Herstellungsbedingungen und der Dehnungsgeschwindigkeit stark abhängen. Alle Kunststoffe zeigen jedoch etwa die gleiche Zunahme der Streckspannung zu tieferen Temperaturen hin. Bei sehr tiefen Temperaturen (ab ca. 70K) ist das Zug-Dehnungsverhalten der Kunststoffe linear bis zum Bruch. Die Streckspannung ist zwar größer und zeigt keine Abhängigkeit mehr von der Dehnungsgeschwindigkeit, die Bruchdehnung ist jedoch klein und liegt im Bereich von nur 1.5 bis 2.5% [Obe80]. Diese Sprödigkeit bringt große Nachteile für die Tieftemperaturanwendung von Kunststoffen. Wenn nämlich bei Druckschwankungen in der Zelle Spannungskonzentrationen auftreten, so können diese nicht durch plastisches Fließen

entschärft werden, und die mechanische Festigkeit wird dann durch das Auftreten von Sprödebrüchen begrenzt. Nur bei wenigen Hochpolymeren, z.B. bei hochmolekularem Niederdruck-Polyethylen, wurde eine gewisse Fließcharakteristik bei tiefen Temperaturen gefunden. Welche chemischen oder morphologischen Parameter dafür verantwortlich sind, ist noch ungeklärt [FH81].

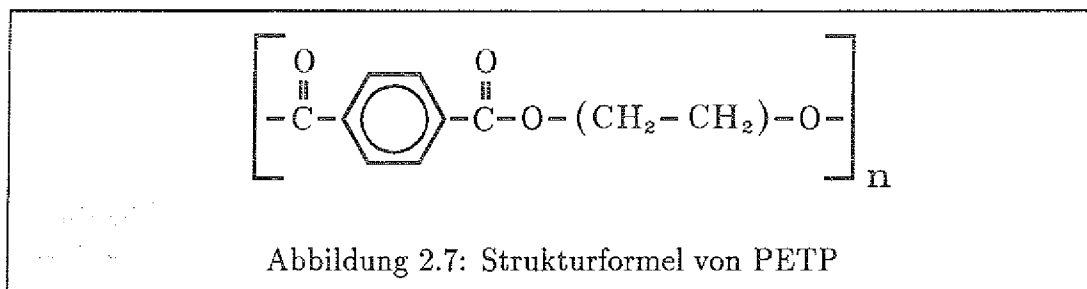
Die Klebbarkeit der einzelnen Kunststoffarten wird bestimmt durch ihre Polarität und Löslichkeit. Gänzlich unpolare und schwerlösliche Kunststoffe (wie z.B. PE) lassen sich daher mit ausreichender Festigkeit nur nach einer Oberflächenvorbehandlung und dadurch künstlich erzeugten Oberflächenpolarität verkleben.

Bei der chemischen Oberflächenvorbehandlung handelt es sich um Oxidationsreaktionen der Folienoberfläche, d.h. den Einbau des stark elektronegativen Sauerstoffatoms in die Grenzschichtmoleküle unter Ausbildung von Hydroxyl- und Keto- bzw. Carbonyl-Gruppen. Diese funktionellen Gruppen erzeugen starke nebenvalente Bindungskräfte. Eine gute Klebbarkeit von PE-Folien kann erreicht werden durch das Eintauchen der Klebeflächen in eine Beizlösung bestehend aus

80 Gew. % Schwefelsäure,
8 Gew. % Kaliumdichromat und
12 Gew. % Wasser.

Bei dünnen Folien mit einer Dicke von kleiner als 15 μm kann es jedoch dadurch zu Spannungsrissen und Versprödung kommen.

Aus den genannten Gründen werden Folien aus PETP mit dem Handelsnamen Hostaphan (Typ RE) der Firma Hoechst verwendet. Ihr chemischer Aufbau ist in Abbildung 2.7 dargestellt. Der relativ geringe Anteil an Elementen mit hohen Kernladungszahlen, die hohe Festigkeit und gute Klebbarkeit zeichnen sie gegenüber den anderen handelsüblichen Folien aus.



Die erlaubte Foliendicke ergibt sich aus den folgenden Anforderungen:

1. Winkelstraggling an der Folie

Da die Folie im Vergleich zum Wasserstoff Elemente hoher Kernladungszahlen wie Kohlenstoff und Sauerstoff enthält, ist ihre Strahlungslänge mit $L_r = 28.7 \text{ cm}$ auch wesentlich geringer als die von LH₂ ($L_r = 865 \text{ cm}$). Soll das Winkelstraggling an der Folie um das Zehnfache kleiner sein als das an 1 mm LH₂, sollte die Folie nicht dicker als 2 μm sein.

2. Untergrundreaktionen am Kohlenstoff

Der störende Untergrund von Reaktionen, wie z.B. die ($K\Lambda_0$)-Produktion,

am ¹²C oder ¹⁶O kann aus dem Verhältnis der Wasserstoff- zu den Kohlenstoff- und Sauerstoff-Streuzentren im Target gewichtet mit der gemittelten Anzahl der Nukleonen im Kohlenstoff bzw. Sauerstoff grob abgeschätzt werden. Soll der Untergrund bis auf 1 % vernachlässigbar sein, so gilt für die Dicke d_F der PETP-Folie:

$$d_F \approx \frac{1}{7} \frac{\rho_{H_2} \cdot M_F}{\rho_F \cdot M_{H_2}} \frac{x}{12} \cdot 0.01. \quad (2.18)$$

Damit folgt für $x=1 \text{ mm}$ und den Molmassen $M_{H_2} = 2.016 \text{ g/mol}$ und $M_F = 96.087 \text{ g/mol}$

$$d_F \leq 0.3 \mu\text{m}$$

— eine Dicke, die kleiner als die Wellenlänge des sichtbaren Lichts ist.

3. Belastbarkeit der Folie

Die für den gewählten Aufbau theoretisch geringste verwendbare Foliendicke d_F^{min} ist bei Zimmertemperatur

$$d_F^{\text{min}} \approx \frac{p_A \cdot A_F}{S \cdot U_F} \cdot \cos \alpha \quad (2.19)$$

speziell in unserem Fall eines kreisförmigen Foliensfensters

$$d_F^{\text{min}} \approx \frac{p_A \cdot r}{2 \cdot S} \cdot \cos \alpha, \quad (2.20)$$

wobei

$$\begin{aligned} p_A &= 200 \text{ mbar (Druckdifferenz auf der Folie)} \\ A_F &= \text{Foliensfläche (Fensterfläche)} \\ U_F &= \text{Umfang der Folie} \\ r &= \text{Radius der kreisförmigen Folie.} \end{aligned}$$

Der Faktor $\cos \alpha$ hängt von der Dehnung der Folie ab und beschreibt das Verhältnis von Gesamtkraft auf die Folie und Kraftkomponente senkrecht zur Querschnittsfläche der Folie. Für den Fall der kreisförmigen Foliengeometrie gelten folgende Beziehungen (vgl. Abbildung 2.8):

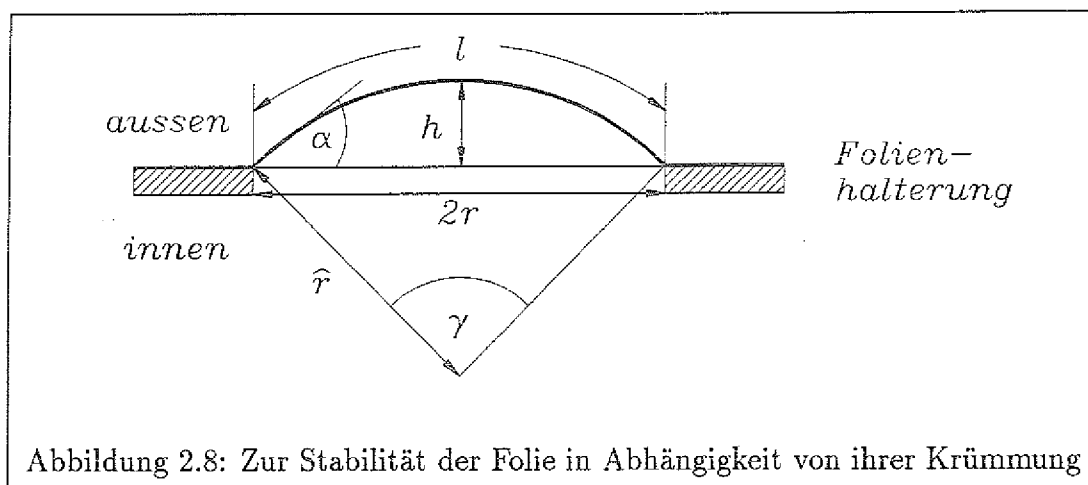
$$l = \frac{2\pi \hat{r} \gamma}{360}, \quad \hat{r} = \frac{1}{2} \left(\frac{r^2}{h} + h \right) \text{ und } \gamma = 2\alpha[^\circ]. \quad (2.21)$$

Außerdem gilt

$$l \approx 2\sqrt{r^2 + \frac{4}{3}h^2}. \quad (2.22)$$

Der Durchmesser der Folie erhöht sich bei Streckspannung S um 4 % [Hoe]:

$$l = 2r + 0.08r, \quad (2.23)$$



damit folgt für die Wölbung der Folie

$$h = \frac{\sqrt{153}}{50} \cdot r \quad \text{und} \quad \alpha \approx 27.8^\circ. \quad (2.24)$$

Daraus ergibt sich z.B. für $r=3\text{ mm}$

$$d^{\min}(r = 3\text{ mm}) \approx 0.3 \mu\text{m}$$

Die Stabilität der Folie erlaubt bei einem Durchmesser von 6 mm die Verwendung der geforderten Dicke von $0.3\ \mu\text{m}$. Unter dem Aspekt einer konstanten LH₂-Dicke im gesamten Targetvolumen sollte jedoch eine kleinere Fensterfläche oder eine dickere Folie angestrebt werden, um die Wölbung h gering zu halten. Die praktisch einsetzbare Foliendicke ist nur durch die Handhabbarkeit solch dünner Folien und der Genauigkeit der Druckstabilisierung (bzw. der Sprödigkeit der Folie bei tiefen Temperaturen) begrenzt.

2.5 LH₂ als Čerenkov-aktives Medium

Čerenkov-Strahlung ist elektromagnetische Strahlung, die von geladenen Teilchen emittiert wird, deren Geschwindigkeit $v=\beta c$ größer ist als die Lichtgeschwindigkeit c/n im durchquerten Medium mit Brechungsindex n .

Wie bei einer akustischen Mach-Welle kann die Ausbreitungsrichtung der erzeugten Wellenfront aus der Superposition der entlang der Teilchenspur entstandenen Huygensschen Elementarwellen berechnet werden. Im Zeitintervall t legt die Welle die Strecke $t \cdot c/n$ und das Teilchen die Strecke $t \beta c$ zurück. Daraus ergibt sich:

$$\cos \theta_c = \frac{ct/n}{\beta ct} = \frac{1}{\beta n}, \quad (2.25)$$

wobei θ_c der Winkel der emittierten Strahlung relativ zur Flugrichtung des Teilchens ist. Čerenkov-Strahlung wird also nur erzeugt, wenn $\beta \geq 1/n$ ist, und zwar

unter dem Winkel θ_c relativ zur Flugrichtung⁴. In Tabelle 2.3 sind Brechungsindizes nebst Čerenkov-Schwellenimpulsen p_s

$$p_s = \frac{m c \beta_s}{\sqrt{1 - \beta_s^2}}, \quad m = \text{Masse des Projektils} \quad (2.26)$$

von Protonen, Kaonen und Pionen für die beim gewählten Arbeitspunkt verwendbaren Elemente aufgeführt. Die angegebenen Brechungsindizes beziehen sich — außer bei PETP — auf die flüssige Phase am Siedepunkt und sind nur geringfügig von Temperatur und Druck abhängig (die Änderung beträgt z.B. beim flüssigen Deuterium zwischen Tripelpunkt und kritischem Punkt nur 2.3 % [Chi69]).

Tabelle 2.3: Schwellenimpulse für Čerenkov-Strahlung von Protonen, Kaonen und Pionen.

Material	n_λ ($\lambda = 589 \text{ nm}$)	$\beta_s = 1/n_\lambda$	$p_s [\text{MeV}/c]$		
			p^\pm	K^\pm	π^\pm
n-H ₂	1.112	0.899	1929	1015	287
n-D ₂	1.128	0.887	1798	946	267
N ₂	1.205	0.830	1396	734	208
O ₂	1.220	0.820	1343	706	200
⁴ He	1.024	0.977	4257	2240	633
PETP	1.6	0.625	751	395	112

Die Schwellenimpulse für Čerenkov-Strahlung steigen wegen $\beta_s = p_s/m$ mit der Teilchenmasse an. Dieses Verhalten ermöglicht in vielen Fällen die Selektion eines bestimmten Reaktionskanals.

Wenn beispielsweise die Impulse der Strahlteilchen unterhalb der Čerenkov-Schwelle liegen und in einer Reaktion Kaonen oder Pionen mit Laborimpulsen oberhalb ihrer Čerenkov-Schwelle produziert werden, kann der Nachweis des Čerenkov-Lichts als schneller Trigger auf diese speziellen Reaktionskanäle benutzt werden. Eine andere interessante Anwendung ergibt sich, wenn der Strahl eine relativ geringe Intensität besitzt ($\sim 10^6$ Protonen/s), und die Impulse der Strahlteilchen *oberhalb* der Čerenkov-Schwelle, die Impulse der Reaktionsprodukte aber *unterhalb* ihrer Čerenkov-Schwelle liegen. Fordert man die Anwesenheit von Čerenkov-Licht bei einem im Detektor gemessenen Ereignis, können so falsche Ereignisse auf dem Triggerniveau verworfen werden.

Betrachten wir nun als Beispiel die $(K^\pm \Lambda^0 p)$ -Reaktion. Die maximalen Laborimpulse P^{max} der erzeugten Protonen und Kaonen erhält man aus der Lorentz-Transformation:

$$P_p^{max} = \gamma (\beta E_p^* + P_p^*) \quad (2.27)$$

⁴Trotzdem wird Čerenkov-Licht unterhalb der Schwelle emittiert, falls im Medium Diskontinuitäten des Brechungsindex vorhanden sind. Dies ist die sogenannte Übergangsstrahlung.

$$P_K^{max} = \gamma(\beta E_K^* + P_K^*) \quad \text{mit} \quad \gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}. \quad (2.28)$$

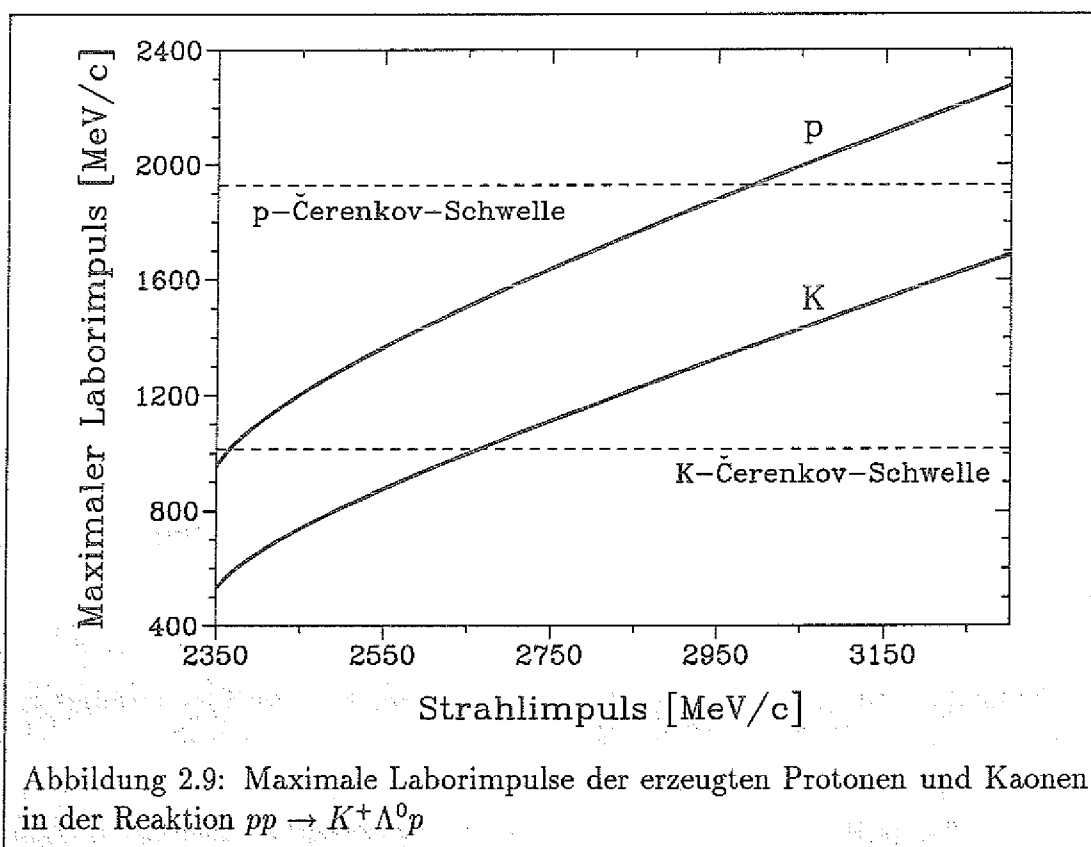
Dabei bezeichnen P und E Impulsbetrag und Energie des Protons bzw. Kaons. Die gesternten Größen beziehen sich auf das Schwerpunktsystem, die ungesternen auf das Laborsystem. Ferner ist $\beta=v/c$, $v=|\vec{v}|$, wobei \vec{v} die Geschwindigkeit des Schwerpunktes im Laborsystem ist. Aus der Kinematik ergibt sich:

$$E_p^* = \frac{s + m_p^2 - (m_K + m_\Lambda)^2}{2\sqrt{s}}, \quad (2.29)$$

$$P_p^* = \sqrt{E_{K\Lambda}^{*2} - (m_K + m_\Lambda)^2} \quad \text{und} \quad (2.30)$$

$$E_{K\Lambda}^* = \frac{s - m_p^2 + (m_K + m_\Lambda)^2}{2\sqrt{s}}. \quad (2.31)$$

Mit \sqrt{s} ist die totale Schwerpunktsenergie bezeichnet. Trägt man P^{max} der erzeugten Protonen und Kaonen gegen den Strahlimpuls auf (siehe Abb. 2.9), so zeigt sich, daß Kaonen bis $2650 \text{ MeV}/c$ und Protonen bis $2990 \text{ MeV}/c$ Strahlimpuls ihre jeweiligen Schwellenimpulse für Čerenkov-Strahlung in LH₂ nicht erreichen. Nur die Strahlprotonen überschreiten die Schwelle für Čerenkov-Strahlung.



Damit besteht die Möglichkeit, das LH₂-Target — durch Auslese des Čerenkov-Lichts — als Trigger für die Strahlprotonen einzusetzen. Die Anzahl der abgestrahlten Photonen pro Wellenlängenintervall $d\lambda$ ist für den Grenzwert sehr

langer Zähler:

$$\frac{dN(\lambda)}{d\lambda} = \frac{2\pi \alpha}{\lambda^2} L \sin^2 \theta_c, \quad L \gg \lambda, \quad (2.32)$$

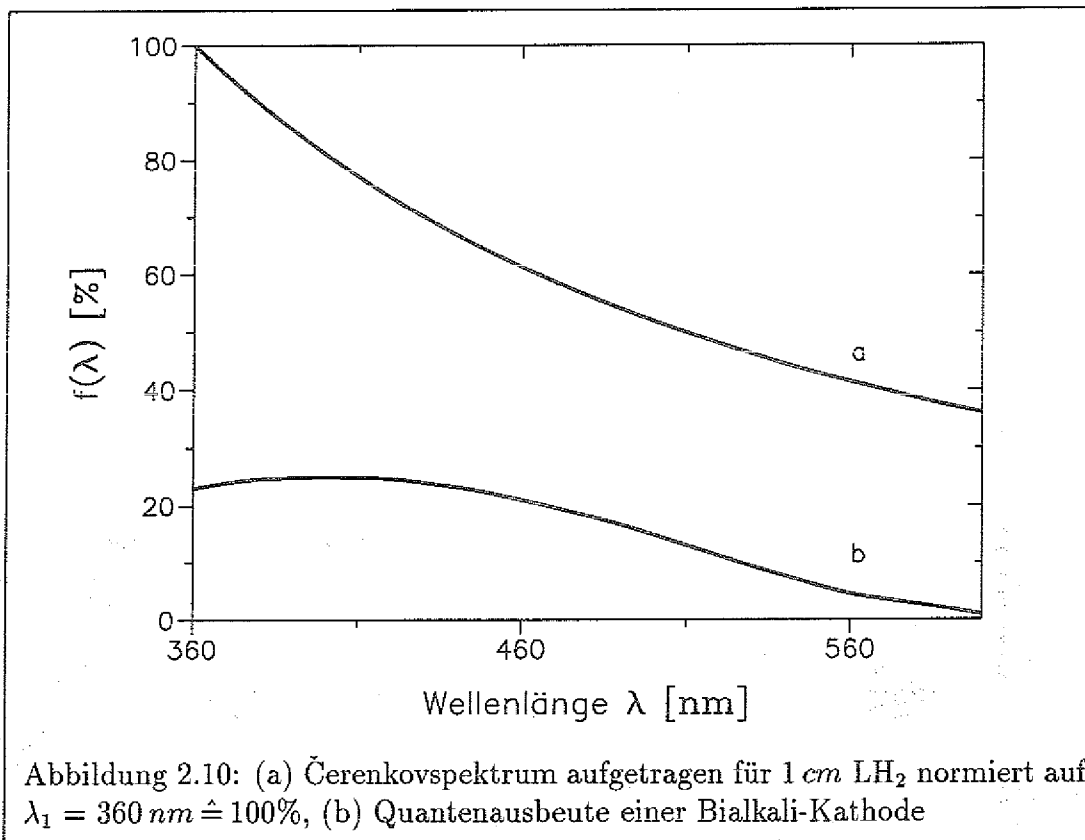
dabei bedeuten

L = Länge des Radiators
 λ = Wellenlänge des Čerenkov-Lichts
 α = Feinstrukturkonstante.

Die Anzahl der meßbaren Photonen erhält man aus

$$I = G \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} N(\lambda) \epsilon(\lambda) T(\lambda) d\lambda, \quad (2.33)$$

wobei $T(\lambda)$ die Lichtdurchlässigkeit der Folie, $\epsilon(\lambda)$ die Quantenausbeute des Photomultiplier-Kathoden-Materials und G die Effizienz der Lichtsammlung ist (siehe Abbildung 2.10). Die Lichtdurchlässigkeit ist besonders bei den kristallinen



Kunststoffen (z.B. bei PETP) stark vom Kristallisationsgrad abhängig. Im sichtbaren Wellenlängenbereich beträgt sie etwa 85 bis 90% und fällt zwischen 400 nm und 300 nm, wo die Quantenausbeute des Kathodenmaterials noch relativ hoch ist, auf praktisch 0% ab [Obe80]. Die Lichtsammlung kann sehr effektiv durch die Verwendung einer dünnen aluminisierten Folie, die in Form eines Hohlspiegels

gespannt wird, erfolgen. Dadurch wird die Targetzelle auf die Photokathode 'abgebildet'. Für einen im sichtbaren Wellenlängenbereich empfindlichen Detektor ist $\lambda_1 = 400 \text{ nm}$ und $\lambda_2 = 700 \text{ nm}$, und die Anzahl der nachweisbaren Photonen wird ca. 100 pro cm LH_2 . Eine Ausdehnung des verwendbaren Bereichs auf das UV-Gebiet kann diese Ausbeute um einen Faktor 2 erhöhen.

Die genaue Effizienz eines solchen Triggers ergibt sich jedoch nur aus Monte-Carlo-Rechnungen.

Die Verwendung extrem dünner Folien bietet also im Zusammenhang mit einer Auslese von Čerenkov-Licht zwei entscheidende Vorteile:

1. Die Absorption der Čerenkov-Strahlung, die auf dem Weg zu den Photomultipliern die Folien passieren muß, wird drastisch verringert. Insbesondere verbessert sich die Transmission von Licht im violetten Bereich und damit die Photonenausbeute.
2. Die unerwünschte Čerenkov-Strahlung aus der Folie wird reduziert.

Kapitel 3

Aufbau des Targets

3.1 Der Gesamtaufbau - ein Überblick

Das LH₂-Target gliedert sich in vier Funktionseinheiten: dem Gasometer zur Druckstabilisierung, dem Kühlsystem, dem Pumpstand und der Steuerung.

Die Druckstabilisierung beinhaltet den zylindrischen Membranbalg und das Gewicht, beide sind im Vakuumtank eingebaut.

Das Kühlsystem setzt sich aus einem zweistufigen Kaltkopf, der in einem Vakuumbehälter eingebaut ist und einem Kühlfinger (Kupferstab), der auf dem Kaltkopf montiert ist, zusammen. Der Kühlfinger überträgt die vom Kaltkopf produzierte Kälteleistung zur Targetzelle, in der die Verflüssigung des Wasserstoffs stattfindet. Die Targetzelle ist über eine dünne Rohrleitung mit dem Inneren des Balgs verbunden.

Der Pumpstand zur Erzeugung und Aufrechterhaltung des Isolationsvakuums besteht aus einer Turbomolekularpumpe und einer zweistufigen Vorpumpe.

Die Steuerung aller Komponenten des Targets übernimmt ein IBM-AT kompatibler Personalcomputer, der über eine Interfacekarte verfügt, und auf dem das Steuerprogramm *LHTC*¹ installiert ist. Abbildung 3.1 liefert einen Überblick über die Komponenten des Targets.

3.2 Der Gasometer

Die Membranen des Balgs (siehe Abbildung 3.2) bestehen aus gewellten Edelstahl-Kreisringen, die abwechselnd am inneren und äußeren Umfang angeschweißt sind. Bei axialer Bewegung des Balgs verändert sich nur die gewellte Länge der Membranen. Dadurch wird erreicht, daß die effektive Balgfläche annähernd konstant bleibt, und die Schweißnähte möglichst wenig belastet werden. Der Nachteil ist, daß der Balg nicht ganz zusammengedrückt werden darf. Daher ist der Balg mit einem inneren Verdrängerrohr ausgestattet, auf dessen unteren Abschlußdeckel das Gewicht zur Druckstabilisierung liegt (vgl. Abbildung 3.3). Die Länge des Verdrängerrohrs ist so bemessen, daß es auf den Boden der Druckregleinheit

¹Liquid Hydrogen Target Control

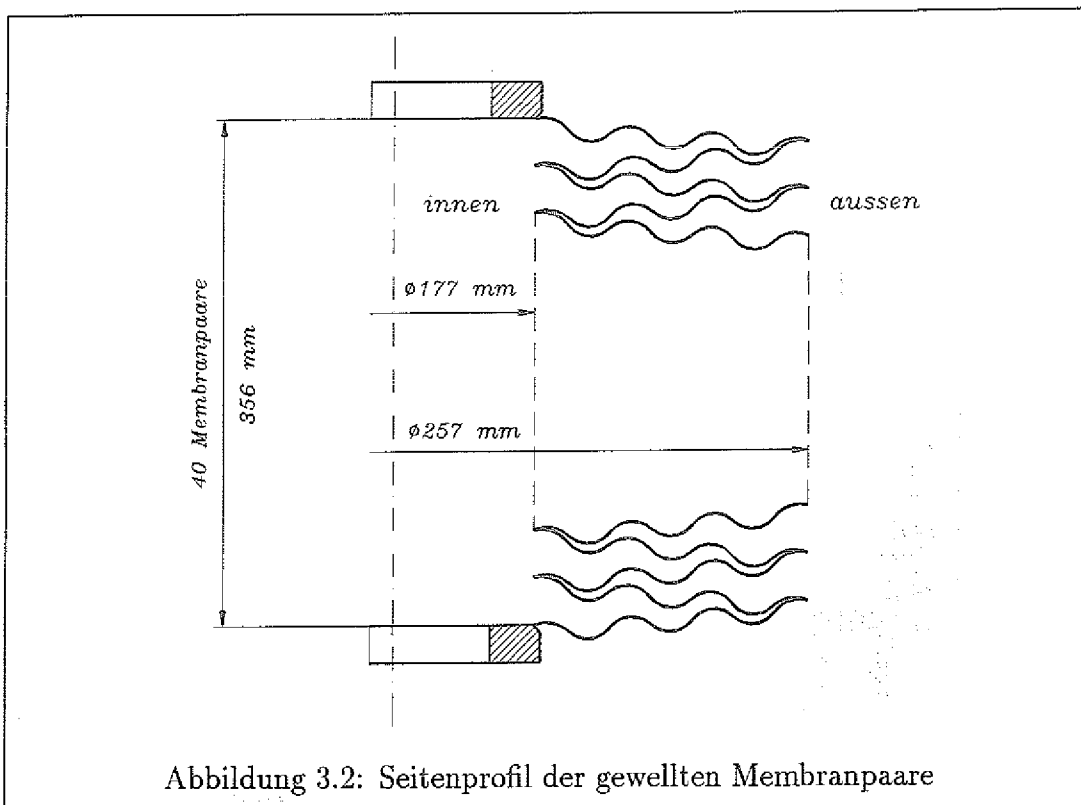


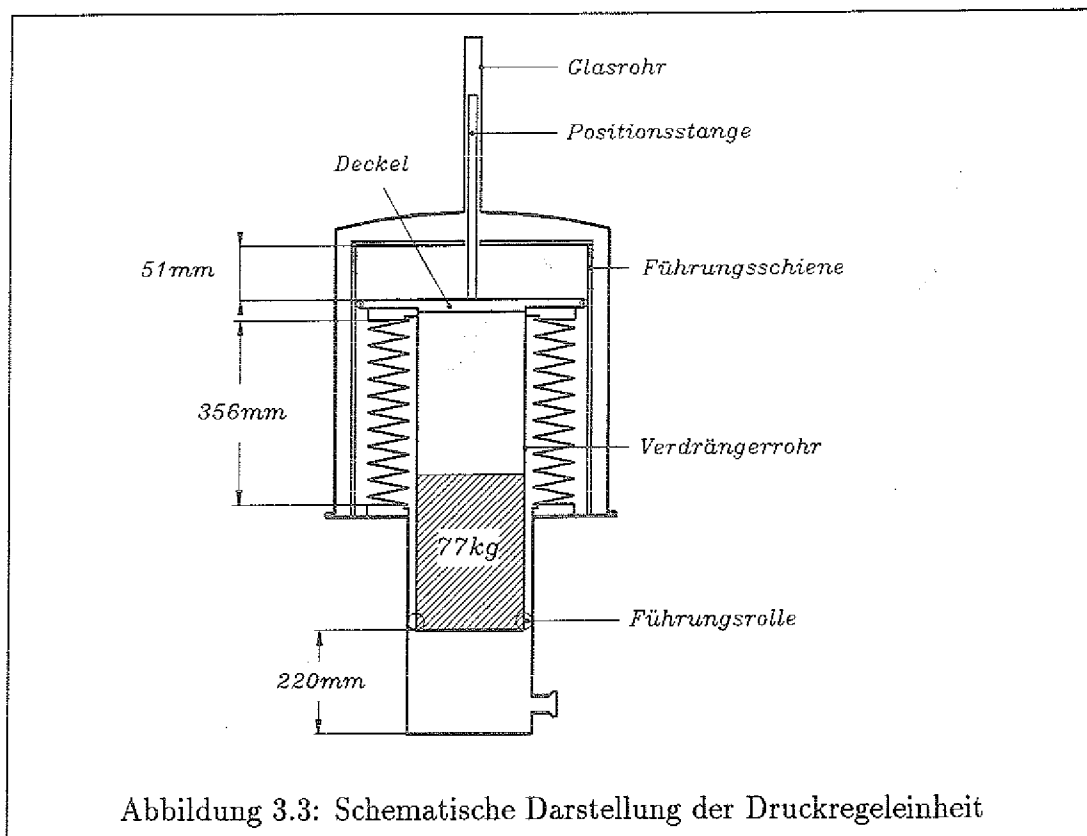
Tabelle 3.1: Technische Daten des Membranbalgs

Balgdurchmesser		wirksamer Querschnitt $A_{eff}[cm^2]$	Länge (entspannt) $L [mm]$	axiale Federrate $D[N/mm]$
innen $d_1[mm]$	außen $d_2[mm]$			
177 ± 0.3	257 ± 0.3	374	356	$0.85 \pm 20 \%$

aufsetzt, wenn der Balg bis auf 13.6 cm zusammengedrückt wird. Der Hub nach oben ist durch die Enden dreier Führungsschienen begrenzt, die eine präzise axiale Bewegung des Balgs garantieren. Der gesamte Hub beträgt 271 mm .

Der Balg hat eine effektive Fläche von 374 cm^2 , und durch Wahl einer Masse von 77 kg als Beschwerung erhalten wir die gewünschte Druckdifferenz von 200 mbar . Die technischen Daten des Membranbalgs sind in Tabelle 3.1 zusammengefaßt [Wit].

Auf dem Deckel des Membranbalgs ist eine Stange befestigt, deren Bewegung durch ein auf dem Vakuumgefäß angebrachtes Glasrohr beobachtet werden kann. Dies erlaubt die optische Kontrolle der Balgbewegung.

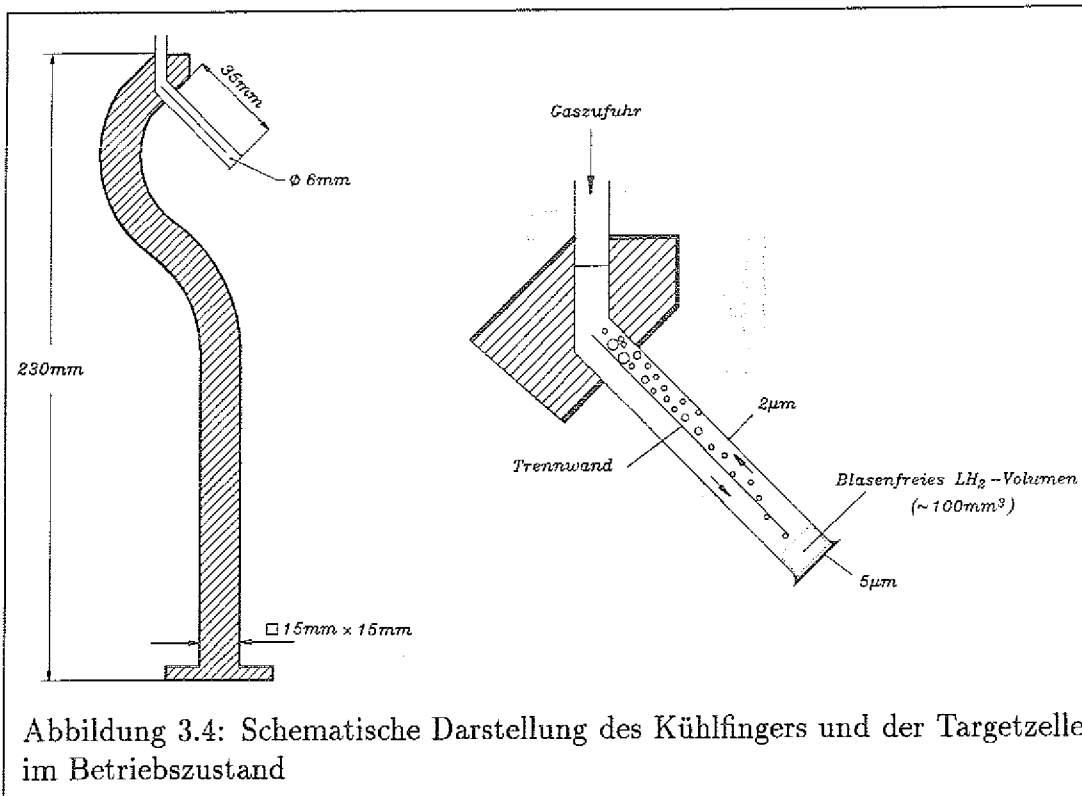


3.3 Die Targetzelle

Die Verflüssigung des Wasserstoffs erfolgt am oberen Ende des auf dem Kaltkopf montierten Kupfer-Kühlfingers. Dieser besitzt eine Bohrung, in der die Targetzelle befestigt ist.

Der Kühlfinger besteht aus einer sauerstofffreien (nicht desoxydierten) Kupfersorte (DIN 17007 Bezeichnung: 2.0040). Sie zeichnet sich durch eine besonders hohe Reinheit ($\geq 99.95\%$ Cu) und hohe Wärmeleitfähigkeit aus. Zudem ist sie nahezu frei von im Vakuum verdampfenden Elementen.

Die Wärmeleitfähigkeit in Metallen wird u.a. durch die Streuung der Leitungselektronen an statischen Gitterfehlern — Versetzungen, Leerstellen, Fremdatome und Stapelfehler — begrenzt. Der Einfluß auf die Wärmeleitfähigkeit nimmt zu tiefen Temperaturen hin zu. Wird ein Metallstab mechanisch beansprucht, so kann sich durch die entstandenen Störstellen die Wärmeleitfähigkeit um bis zu drei Größenordnungen vermindern. Auch das Einspannen in einen Schraubstock, oder das Fallenlassen des Stabes können sich negativ auswirken. Für eine optimale Leitfähigkeit muß ein Kühlfinger daher aus einem Stück bestehen und sollte nach jeder mechanischen Bearbeitung getempert werden (12 Stunden bei 400°C). Die Targetzelle mit Kühlfinger ist schematisch in Abbildung 3.4 dargestellt. Die hier untersuchte Form der Targetzelle entspricht noch nicht den Anforderungen spezieller Experimente. Der Aufbau wurde stattdessen so gewählt, um Funktionsprinzip und -tüchtigkeit des Targets zu demonstrieren. Die gebogene Form



des Kupferstabes erleichtert lediglich das Betrachten der Zelle durch zwei Sichtfenster im Vakuumgefäß. Im Hinblick auf einen späteren Einbau in das TOF-Spektrometer ist die Zelle um 45° geneigt.

Die Gaszufuhr erfolgt von oben, damit im Falle zu starker Kühlung ein Verstopfen durch flüssigen oder festen Wasserstoff verhindert wird.

Damit die Wärmezufuhr durch die Gasleitung möglichst klein bleibt, besteht diese aus einem zu einer Spirale gebogenen ca. 2,5 m langen VA-Röhrchen mit einer Wandstärke von 0,1 mm. Vanadiumstahl (VA) ist besonders gut geeignet, da er eine Legierung mit besonders geringer Wärmeleitfähigkeit ist. Auch alle elektrischen Zuleitungen haben zur Senkung der thermischen Belastung einen möglichst geringen Querschnitt und eine große Länge.

Der besseren Handhabbarkeit wegen besteht die Zelle aus $2\ \mu\text{m}$ (spätere Entwicklungen: $0,3\ \mu\text{m}$) Hostaphan-Folie und ist zylindrisch mit einem Durchmesser von 6 mm. Sie ist in die Kühlfingerbohrung eingeklebt. Dadurch erreicht man einen glatten Übergang zwischen Zelle und Kupferstab, und es wird verhindert, daß sich am Übergang von Kühlfläche zu Zelle Blasen sammeln können, die Konvektion in der Zelle behindern. Der Boden der Zelle besteht aus $5\ \mu\text{m}$ dünner aufgeklebter Folie.

Wegen der Forderung nach geringer Massenbelegung in der Nähe der Wechselwirkungszone, sollte der flüssige Wasserstoff möglichst weit vom Kupfer geführt werden. Wärmestrahlung von außen erwärmt jedoch die Flüssigkeit; große zeitliche Dichteschwankungen und unkontrollierte Blasenbildung sind die Folge.

Blasenbildung in der Zelle kann durch freie Konvektion², nach dem Vorbild einer Warmwasserheizung ohne Pumpe (Naturumlaufsystem), unterdrückt werden. Dies wird erreicht, indem die Zelle mit einer dünnen Trennwand ausgestattet wird. Sie separiert zwei entgegengesetzte Konvektionsströme.

Die Zellentopologie und ihre Dimensionierung wurde wegen der leichteren Handhabbarkeit der Folie beim Kleben gewählt.

Zur Herstellung der Targetzelle wird die Folie zunächst um einen Stab gewickelt, der etwa den gleichen Durchmesser wie die Kühlfingerbohrung besitzt. Die Folie wird zu einem Zylinder geklebt, der Stab mit der Folie in die Kühlfingerbohrung eingeführt und die Folie mit dem Kühlfinger verklebt. Anschließend wird der Stab aus der Bohrung entfernt und die Trennwand eingesetzt. Zum Schluß wird der Boden der Zelle angeklebt. Die besten Resultate werden mit Reaktionsklebstoffen auf der Basis von Epoxidharzen erzielt.

Auf diese Weise lassen sich auch noch kleinere Zellen mit dünneren Folien anfertigen. Der Einsatz des Targets im Experiment erfordert die Verwendung von möglichst planparallelen Fenstern, die in ähnlicher Prozedur hergestellt werden können.

3.4 Das Vakuum

Der erforderliche Enddruck p_{end} im Vakuumbehälter ergibt sich dadurch, daß die durch Adsorption von Restgasatomen an der Folie entstehende Ablagerungsschicht während des Targetbetriebs sehr viel kleiner als die Foliendicke bleibt. Die mittlere flächenspezifische Wandstoßrate j_A ist gegeben durch

$$j_A = \frac{dZ}{A dt} = p \cdot F, \quad F = \frac{\sqrt{N_A}}{\sqrt{2\pi M k T}}, \quad (3.1)$$

dabei bedeuten

dZ = Anzahl der Teilchen, die innerhalb einer Zeit dt auf eine Fläche A treffen

M = Mittlere Molmasse des Restgases

k = Boltzmann-Konstante

N_A = Avogadro-Konstante

p = Druck im Vakuumgefäß

T = Temperatur im Vakuumgefäß.

Das Restgas im betrachteten Druckbereich besteht hauptsächlich aus Wasser. In guter Näherung kann angenommen werden, daß alle Gasteilchen, die auf die Oberfläche der Folie treffen, auch adsorbiert werden. Verlangt man, daß die Dicke der Adsorptionsschicht für die Dauer von 24 h kleiner als ein Zehntel der Foliendicke d^{min} sein soll, dann gilt

$$p_{end} [mbar] \approx \frac{N_A d^{min} [cm]}{180 F [1/(cm^2 s)] 86400 s} \cdot \frac{mol mbar}{cm^3}. \quad (3.2)$$

²d.h. einer Strömung des LH₂ allein durch Dichteunterschiede im Schwerfeld

Für $T = 273.16 K$ und unter der Annahme, daß es sich beim Restgas nur um Wasserdampf handelt, gilt $F = 3.76 \cdot 10^{16}$ und

$$p_{end} \leq 3 \cdot 10^{-5} \text{ mbar} .$$

Das erreichbare Endvakuum und die Auspumpzeiten im Hochvakuum-Bereich werden im wesentlichen durch die Gasabgaberate der inneren Oberflächen des Vakuumbehälters und durch Leckraten bestimmt. Wenn man die Gasabgabe Q und den Enddruck p_{end} , den man erreichen will, kennt, dann gilt für das notwendige Saugvermögen der Pumpe:

$$S_{eff} = \frac{Q}{p_{end}} . \quad (3.3)$$

Die Gesamtoberfläche innerhalb des Isolationsvakuums (einschließlich aller Systeme) beträgt etwa $15 m^2$. Nimmt man eine ständige Gasabgaberate von

$$Q = 2 \cdot 10^{-4} \text{ mbar l s}^{-1} m^{-2}$$

an — ein Wert, mit dem man rechnen muß, wenn an dem Vakuumbehälter Ventile angebracht sind [Ley] — muß die Pumpe ein Saugvermögen von $100 l/s$ besitzen, um einen Enddruck von $p_{end} = 3 \cdot 10^{-5} \text{ mbar}$ zu erreichen.

Es wird eine Turbo-Molekularpumpe mit $170 l/s$ (N_2) Saugvermögen eingesetzt. Die abgesaugte Gasmenge muß ebenfalls von der Vorvakuumpumpe gefördert werden. Dabei darf der für den Betrieb der Hochvakuumpumpe maximal zulässige Vorvakuumdruck keinesfalls — auch nicht kurzzeitig — überschritten werden. Die zweistufige Vorvakuumpumpe TRIVAC D 16A, die auch mit Gasballast betrieben werden kann, hat ein Saugvermögen von $16 m^3/h$. Der Betrieb mit Gasballast verhindert eine Kondensation der Dämpfe im Schöpfraum. Diese Pumpe ist großzügig bemessen, da es besonders bei Anfahrprozessen zu kurzzeitigen stärkeren Gasausbrüchen im Vakuumbehälter kommen kann. Zwischen der Vorpumpe und der Turbomolekularpumpe befindet sich eine Feinvakuum-Adsorptionsfalle, deren Adsorptionsmittel (Zeolith) Öldämpfe aus der Vorpumpe von Turbopumpe und Vakuumbehälter fernhält.

3.5 Die Kühlmaschine

Die Verflüssigung des Wasserstoffs erfolgt mit Hilfe eines Kryo-Refrigeratorsystems der Firma Leybold, bestehend aus der Kompressoreinheit RW 5 und dem zweistufigen Kaltkopf RG 210. Der Refrigerator arbeitet in einem geschlossenen Heliumgas-Kreislauf nach dem Gifford-McMahon-Prinzip. Mittels einer Ventilsteuerung wird jeweils Hoch- oder Niederdruck-Heliumgas vom Kompressor zum Expansionsraum im Kaltkopf geführt. In der ersten Stufe des Kaltkopfs wird eine Kälteleistung von $10 W$ bei $80 K$ und in der zweiten Stufe von $2 W$ bei $20 K$ erzielt.

Der Kaltkopf hat seine minimale Temperatur erreicht, wenn seine Kühlleistung mit den auftretenden Kälteverlusten im Gleichgewicht steht. Die gewünschte

Arbeitstemperatur wird mittels einer elektrischen Gegenheizung des Kaltkopfs eingestellt. Mit dieser Methode läßt sich ein Temperaturbereich zwischen 11 und 90 K abdecken, und es lassen sich bis auf Helium alle in Tabelle 2.1 aufgeführten Gase verflüssigen.

Um den Kühlfinger vor Wärmestrahlung von außen zu schützen, ist auf der ersten Stufe des Kaltkopfs ein Strahlungsschutz montiert, der außen hochglanzvernickelt und innen mit einem Speziallack geschwärzt ist.

Je niedriger die Temperaturen sind, um so wirksamer muß eine Isolation sein, da mit abnehmender Temperatur die Temperaturdifferenz zur Umgebung und somit auch die Wärmezufuhr zunimmt, und sich zum anderen die Kälteleistung bei gegebenem Energieaufwand vermindert. Daher wurden Kaltkopf und Kühlfinger mit einer sogenannten Superisolation ausgestattet. Sie besteht aus metallisierten Kunststoff-Folien (Dicke $100 \mu m$), die beidseitig mit Aluminium ($0.2 \mu m$ dick) bedampft und geknittert sind. In mehreren Schichten um den Kaltkopf gewickelt wirken sie als Strahlungsschirme, die nur einen geringen Wärmekontakt haben.

Der Wärmestrom \dot{Q} in einer Vielschichtenisolation läßt sich als Summe zweier Anteile $\dot{Q}_r + \dot{Q}_l$ beschreiben, von denen \dot{Q}_r durch Strahlung ($\dot{Q}_r \sim T^3 \Delta T$) und \dot{Q}_l durch Leitung ($\dot{Q}_l \sim \Delta T$) verursacht ist.

Die effektive Wärmeleitfähigkeit λ_{eff} der Superisolation hängt im verwendeten Vakuumbereich stark von der Packungsdichte (Anzahl der Lagen n pro Abstand der Folien d) ab. Bei kleiner Packungsdichte n/d nimmt λ_{eff} mit zunehmendem n/d wie $d/(n+1)$ ab. Bei genügend großer Packungsdichte nehmen sowohl \dot{Q}_l als auch \dot{Q}_r mit zunehmendem n/d zu, und zwar \dot{Q}_l deshalb, weil die Anzahl und die Fläche der Kontaktstellen zunehmen, und \dot{Q}_r , weil die Wahrscheinlichkeit thermischer Kurzschlüsse zwischen den Schilden größer wird, was sich wie eine Abnahme von n auswirkt. Daher gibt es bei einer bestimmten optimalen Packungsdichte ein Minimum von λ_{eff} . Durch Vergleich von Target-Abkühlzeiten (vgl. Abschnitt 4.2) in Abhängigkeit von der Packungsdichte ergab

$$\lambda_{eff}^{min} \quad \text{bei ca. 25 Lagen Al-bedampftes PETP pro cm.}$$

Nachteilig wirkt sich jedoch die Verlängerung der Abspumpzeiten aus. Im Molekularströmungsbereich ($\leq 10^{-3} mbar$) bestimmt die Gasabgabe der Folien den Druck-Zeit-Verlauf, weil die Folienoberflächen groß und die Leitwerte der Zwischenräume klein gegenüber den entsprechenden Größen des leeren Vakuumbehälters sind. Das abgegebene Gas besteht zum überwiegenden Teil (mehr als 90%) aus Wasserdampf. Muß die Apparatur geflutet werden, so empfiehlt sich dazu trockener Stickstoff an Stelle von atmosphärischer Luft.

Um die thermische Belastung der Kühlmaschine gering zu halten ist ein möglichst niedriges p_{end} von Vorteil. Damit werden Kondensatschichten auf Kupferstab, Superisolation und Strahlungsschild vermieden. Gaskondensate auf Metallflächen erhöhen nämlich ihre Strahlungsemission und damit die thermische Belastung. Gaskondensate auf geschwärzten Flächen erniedrigen die Strahlungsemission und damit die gewünschte Absorption von Strahlung.

3.6 Steuerung und Datenaufnahme

Alle Betriebsparameter des Targets können über einen IBM-AT kompatiblen Personalcomputer, der über eine Interfacekarte verfügt, gemessen und gesteuert werden. Die Interfacekarte hat einen Analog-Digital-, Digital-Analog-Umsetzer und einen digitalen Ein/Ausgabe-Baustein. Für Analogeingänge, Analogausgänge und Ein/Ausgabe Ports stehen je 8 *Bit* pro Kanal zur Verfügung. Als Software habe ich das Datennahme-Programm *LHTC* erstellt, das die für die Ansteuerung der Karte erforderlichen Assembler- und FORTRAN-Routinen bereitstellt und die graphische Darstellung der Messgrößen ermöglicht.

Die axiale Bewegung des Membranbalgs wird über eine eng an der Positionskontrollstange im Vakuum anliegende Rolle auf eine Lochscheibe übertragen und mit Hilfe zweier Lichtschranken registriert. Lochscheibe und Lichtschranken wurden einer gewöhnlichen PC-Maus entnommen und auf einer speziellen hochvakuumtauglichen Platine plaziert. Die elektrischen Impulse der Lichtschranken werden über Kabeldurchführungen der außerhalb des Gasometers angebrachten Mauselektronik zugeführt. Damit diese nicht nur die relative Distanz sondern auch die Richtung der Bewegung feststellen kann sind zwei Lichtschranken notwendig. Die Auswerteelektronik zählt die Impulse der Lichtschranken und wandelt diese Daten in ein serielles Format zur Datenübertragung an den PC um. Sie liefert dem Maustreiber ihre Positionsangaben in sogenannten Mickey-Einheiten. Unter einem Mickey wird die kleinste Entfernung verstanden, die von der Maus-Hardware wahrgenommen wird. Sie beträgt für die verwendete Maus 0.17 mm. Die Auslese der Mickey-Zähler erfolgt im Programm.

Die Messungen zur Bestimmung der Gasometer-Kenndaten erfordern eine sehr genaue Zeiterfassung (vgl. Abbildung 4.1). Aufgrund der Ungenauigkeit des Uhrzeit Zählers im PC ($55 \text{ ms} \pm 100 \%$) erfolgt die Zeiterfassung direkt unter Verwendung der Zählseinheiten des Zeitgeberbausteins 8253A im PC (Genauigkeit etwa $0.28 \text{ ms} \pm 100 \%$).

Die Messung des Vakuums im Druckbereich ab 10^{-2} mbar erfolgt durch ein Bayard-Alpert-Ionisations-Vakuummeter (IONIVAC IM 210, Genauigkeit $\pm 10\%$), dessen Schreiber Ausgang über einen Spannungsteiler mit dem Analogeingang der Interfacekarte verbunden ist.

Der H_2 -Druck und damit der Druck innerhalb der Targetzelle wird mit einem Absolutdruckaufnehmer registriert. Dieser besteht aus einem zylinderförmigen Gehäuse mit einem Anschlußzapfen zum Einleiten des H_2 -Gases. Der innenliegende Meßtubus trägt eine Meßmembran. Auf ihr sind Dünnschicht-Dehnungsmeßstreifen aufgedampft und zu einer Wheatstone-Brücke zusammengeschaltet. Die Meßmembran wird durch den eingeleiteten H_2 -Druck elastisch verformt. Dadurch ändert sich bei den Dehnungsmeßstreifen proportional zu der eingetretenen Dehnung der ohmsche Widerstand und die Wheatstone-Brücke wird verstimmt. Ein eindeutiges Maß für die Brückenverstimmung ist das Verhältnis von Brückenspeisespannung und Ausgangsspannung. Es gilt als Ausgangssignal des Druckaufnehmers und ändert sich linear mit dem Druck. Im Meßbereich zwischen 20 und 1500 mbar wird eine Genauigkeit von 0.3% erreicht. Das Ausgangssignal des

Druckaufnehmers wird einem Analogeingang der Interfacekarte zugeführt. Auf der Karte werden die einem Meßwert proportionalen Spannungen ($0 \dots 5 V$) mit einer Umwandlungstiefe von 8 Bit und einer Wandlerzeit von 1 ms pro Kanal digitalisiert.

Die Temperaturen am oberen Ende des Kühlfingers, dort, wo der Wasserstoff verflüssigt wird, und an der zweiten Stufe des Kaltkopfs werden mit Hilfe zweier Siliziumdioden (Typ D der Firma Lake Shore Cryotronics) von der Temperatursteuereinheit (CYROTHERM LTI 10) gemessen. Die von der Steuereinheit BCD-codierten Temperaturwerte (Genauigkeit: $\pm 1 K \pm 1 \text{ Digit}$) werden über die Ein/Ausgabe-Ports der Interfacekarte vom PC registriert.

Die Betriebstemperatur der zweiten Stufe des Kaltkopfs wird zusätzlich mit einem Wasserstoff-Dampfdruckthermometer (Anzeigebereich: 13 bis $27 K$) überprüft, dessen Meßkammer mit der zweiten Stufe des Kaltkopfes verbunden ist.

Die Stabilisierung der Arbeitstemperatur erfolgt durch das Steuerprogramm. Liegen die gemessenen Temperaturen unterhalb der Erstarrungstemperatur des Wasserstoffs, dann wird durch Ansteuerung eines am Kühlfinger befestigten npn-Leistungstransistors geheizt. Die Ansteuerung des Transistors erfolgt mit einem Analogausgang der PC-Karte über eine Treiberstufe.

Zur Stabilisierung der Arbeitstemperatur ist eine direkte Temperaturmessung jedoch nicht erforderlich; es genügt, bei bekanntem Fassungsvermögen der Zelle die Bestimmung der Balgposition. Da $1 \text{ cm}^3 \text{ LH}_2$ bei Zimmertemperatur 4.5 l H_2 -Gas (bei 181 mbar) entsprechen und die Messung der Balgposition sehr genau ist, kann die Menge an LH_2 in der Zelle an der Positionskontrollstange abgelesen werden.

Die Steuerung der Pumpen und Ventile kann ebenfalls durch das Programm *LHTC* erfolgen.

Kapitel 4

Messungen

4.1 Kenndaten des Gasometers

Der Differenzdruck im Gasometer ist natürlich nur unter idealen Bedingungen konstant. Die Einflüsse verschiedener Parameter auf die Druckstabilisierung erfordern die genaue Kenntnis der Kenndaten des Gasometers.

Masse, Balgfläche und Federkonstante

Wird das Innere des Balgs mit Gas gefüllt, bis das Gewicht abhebt, dann gilt für die Druckdifferenz zwischen innen und außen:

$$p_1^y = \frac{mg - D_y y}{A_y}, \quad (4.1)$$

dabei bedeuten

- p_1^y = Druckdifferenz bei der Balgposition y
- D_y = Federkonstante des Balgs bei y
- A_y = Effektive Querschnittsfläche des Balgs bei y
- m = Auf dem Balg ruhende effektive Masse
- y = Balgposition
- g = Fallbeschleunigung.

Belasten wir den Balg mit einer zusätzlichen Masse m_2 und kompensieren die dadurch verursachte Auslenkung des Balgs durch Gaseinlaß, dann gilt für die Druckdifferenz:

$$p_2^y = \frac{(m + m_2)g - D_y y}{A_y}. \quad (4.2)$$

Zusammenfassen der beiden Gleichungen liefert die effektive Balgfläche A_y in Abhängigkeit von der Position y :

$$A_y = \frac{m_2 g}{p_2^y - p_1^y} \quad (4.3)$$

und die Federkonstante

$$D_y = -\frac{A_y p_1^y - m g}{y} . \quad (4.4)$$

Für die Masse bei $y=0$, wenn der Balg seine unverformte Länge annimmt, wirken keine Federkräfte und es gilt

$$m = \frac{m_2 \cdot p_1^0}{p_2^0 - p_1^0} . \quad (4.5)$$

Mit den gemessenen Werten

$$\begin{aligned} p_1^{y=0} &= (204.0 \pm 0.6) \text{ mbar}, \\ p_2^{y=0} &= (218.4 \pm 0.6) \text{ mbar} \text{ und} \\ m_2 &= (5.4709 \pm 0.0001) \text{ kg} \end{aligned}$$

unter Anwendung Gaußscher Fehlerfortpflanzung erhalten wir

$$m = (77.50 \pm 0.39) \text{ kg} .$$

Diese Masse entspricht dem tatsächlichen Gewicht (inclusive Verdrängerrohr, Balg, Deckel usw.), das auf dem Gas lastet. Im weiteren wird angenommen, daß diese Masseverteilung unabhängig von der Auslenkung ist — die Änderung der Masseverteilung durch die Bewegung des Balgs kann vernachlässigt werden. Die Bestimmung von A_y und D_y wird an mehreren Positionen y_i über den gesamten Hub durchgeführt. Eine Regressionsanalyse zeigt, daß A_y und D_y innerhalb der Meßfehler als unabhängig von der Balgposition betrachtet werden können. Der vom Hersteller angegebene Wert für die effektive Fläche (siehe Tabelle 3.1) wurde damit bestätigt:

$$A = (374 \pm 1) \text{ cm}^2 .$$

Für die Federkonstante ergibt sich

$$D = (0.88 \pm 0.02) \text{ N/mm} .$$

Die Standardabweichung ergibt sich aufgrund der Formeln

$$\Delta D = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (D_y^i - D)^2}, \quad \Delta A = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (A_y^i - A)^2} . \quad (4.6)$$

Die relativ große Federkonstante ist für eine leichte Druckverminderung beim Verflüssigen verantwortlich (siehe Abschnitt 4.3). Zieht sich nämlich der Balg zusammen, dann wirkt die Federkraft entgegen der Gewichtskraft. Bei der Wahl des Membranbalgs muß die Federkonstante möglichst klein gewählt werden. Dies kann auch erreicht werden, indem man einen Balg mit möglichst vielen Membranpaaren verwendet.

Reibung

Die Optimierung der genauen, möglichst reibungsfreien Führung ist wichtig, damit der Membranbalg beim Aufwärmen und Verflüssigen des Wasserstoffs in der Auslenkung auch der Zu- bzw. Abnahme der Gasmenge entsprechend synchron nachkommt. Plötzliche Druckschwankungen wären sonst die Folge. Indem man das Gasometergewicht in Schwingungen versetzt, läßt sich die Qualität der Führung quantitativ überprüfen. Zur Herleitung der Differentialgleichung gehen wir vom Gleichgewichtsfall aus. Der Schwingkörper befindet sich im Gleichgewicht, wenn der innere Gasdruck p_i dem äußeren Druck p_a plus dem durch das Gewicht hervorgerufenen Druck entspricht:

$$p_i - p_a = \frac{m g - D x}{A}. \quad (4.7)$$

Schwingt die Masse um eine kleine Strecke x aus der Gleichgewichtslage, so gilt für die auftretenden Kräfte:

$$m \ddot{x} = \pi r^2 dp - R \dot{x} - D x, \quad r = \sqrt{\frac{A}{\pi}}. \quad (4.8)$$

Da der Schwingungsvorgang relativ schnell ablaufen soll, können wir ihn als adiabatisch ansehen und die Adiabaten Gleichung ansetzen:

$$p \cdot V^\kappa = \text{const}, \quad (4.9)$$

dabei bedeuten

V = Gasvolumen im Gasometer
 κ = Adiabatenexponent des Gases.

Durch Ableitung nach dV erhält man die Differentialgleichung des gedämpften harmonischen Oszillators

$$\ddot{x} + 2\beta \dot{x} + \omega_0^2 x = 0 \quad (4.10)$$

mit

$$\omega_0^2 = \frac{\pi r^4 p \kappa}{m V} + \frac{D}{m}, \quad 2\beta = \frac{R}{m}. \quad (4.11)$$

Dabei stellt R den Reibungskoeffizienten und ω_0 die Eigenfrequenz des ungedämpften Systems dar. Die Lösung der Gleichung im Schwingfall ($\beta^2 < \omega_0^2$) lautet:

$$x(t) = x_0 e^{-\beta t} \cdot \cos(\hat{\omega} t), \quad \hat{\omega} = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}. \quad (4.12)$$

Daher gilt für die Amplitude \mathcal{A} der Schwingung:

$$\mathcal{A}(t) = \mathcal{A}_0 \cdot e^{-\beta t}. \quad (4.13)$$

Zunächst wird der Balg durch Gaseinlaß in die Gleichgewichtsposition x gebracht. Eine Schwingung wird in Gang gesetzt, indem man mit Hilfe eines Ventils kurzzeitig Gas entweichen läßt und damit einen Druckstoß erzeugt. Die abklingenden

Amplituden \mathcal{A} werden als Funktion der Zahl n der Schwingungsperioden gemessen. Aus der Steigung βT der Ausgleichsgeraden

$$\ln \mathcal{A}(t = T_n) = \ln \mathcal{A}_0 - (\beta T)_n, \quad T = \frac{2\pi}{\hat{\omega}} \quad (4.14)$$

erhält man durch lineare Regression die Güte Q :

$$Q = \frac{2\pi \cdot \text{Energie}}{\text{Energieverlust in einer Periode}} = \frac{\pi}{-\beta T}. \quad (4.15)$$

Abbildung 4.1 zeigt die Ergebnisse einer Messung bei der Gleichgewichtslage $x=149.6 \text{ mm}$ (bei $x=0 \text{ mm}$ setzt das Gewicht auf den Boden auf). Diese Messungen wurden an mehreren Positionen x_i über den gesamten Hub verteilt durchgeführt, das Ergebnis ist in Abbildung 4.2 gezeigt. Im normalen Targetbetrieb befindet sich der Balg im Bereich zwischen $x=120 \text{ mm}$ und $x=180 \text{ mm}$ (vgl. Abb. 4.6). In diesem Bereich liegt die Güte oberhalb $G=150$, d.h. die Reibung aufgrund der Führungen ist dort am kleinsten. Unterhalb von $x=100 \text{ mm}$ sinkt die Güte zwar drastisch ab, aber es zeigt sich ein stetiger Verlauf, so daß auch in diesem Bereich keine plötzlichen Druckschwankungen zu erwarten sind.

Fassungsvermögen des Gasreservoirs

Die Messung des Gasvolumens im Reservoir erfolgt mit Hilfe eines Massendurchflußreglers, der zwischen Gasflasche und Gaseinlaß am Gasometer geschaltet ist. Der Außenraum wird evakuiert und ein konstanter H_2 -Massenfluß von

$$f_N = 9 \text{ ml/min} \pm 2\% \text{ (Normalbedingungen)}$$

eingestellt. Die Zeit, der Innendruck p_G und die Elongation des Balgs werden gemessen. Umgerechnet auf Zimmertemperatur T_G gilt für das Volumen im Reservoir V_G zur Zeit t :

$$V_G(t) = t \cdot f_N \cdot \frac{p_N \cdot T_G}{p_G \cdot T_N}, \quad p_N = 1013.25 \text{ mbar}, \quad T_N = 273.15 \text{ K}, \quad (4.16)$$

mit einem Fehler

$$\Delta V_G(t) = \sqrt{\left(\frac{\Delta f_N}{f_N}\right)^2 + \left(\frac{\Delta T_G}{T_G}\right)^2 + \left(\frac{\Delta p_G}{p_G}\right)^2} \cdot V_G, \quad (4.17)$$

$$\frac{\Delta f_N}{f_N} = 2\%, \quad \frac{\Delta T_G}{T_G} = 0.4\%, \quad \frac{\Delta p_G}{p_G} = 0.3\%. \quad (4.18)$$

Das Gasvolumen im Gasometer ist in Abb. 4.3 als Funktion der Auslenkung aufgetragen.

Somit erhält man das maximale Fassungsvermögen des Reservoirs:

$$V_{max} = 12.43 \pm 0.26 \text{ l}$$

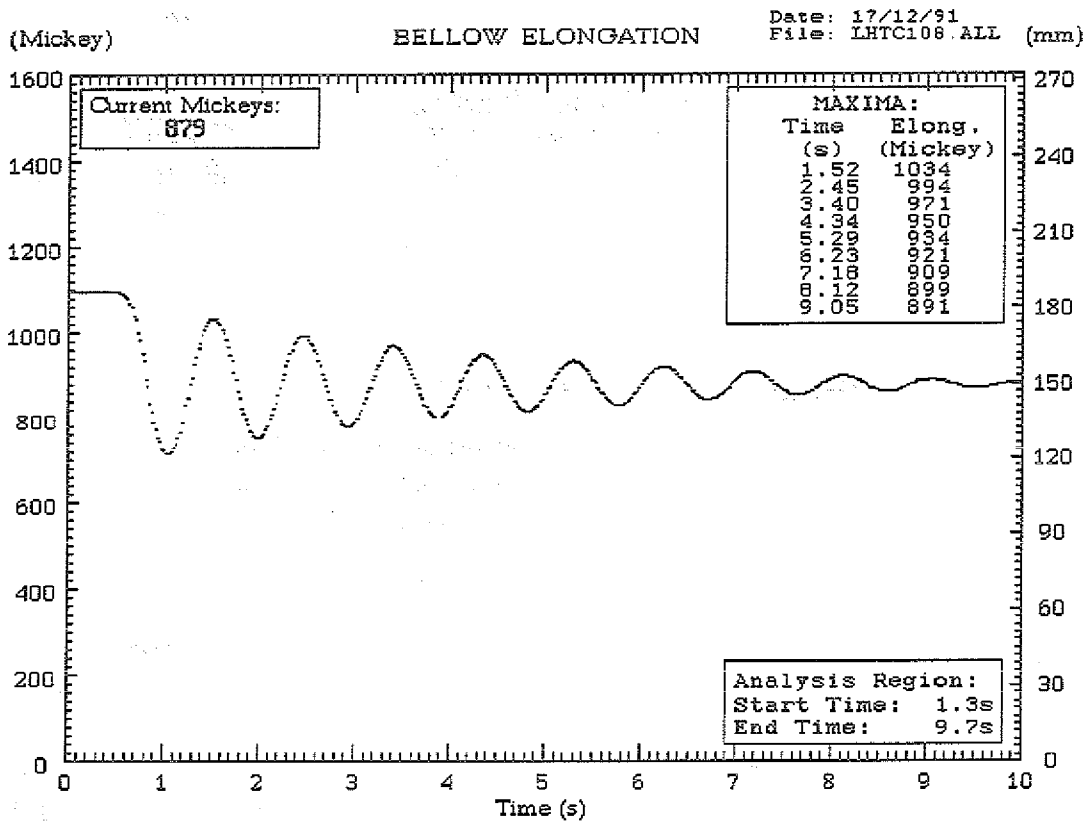
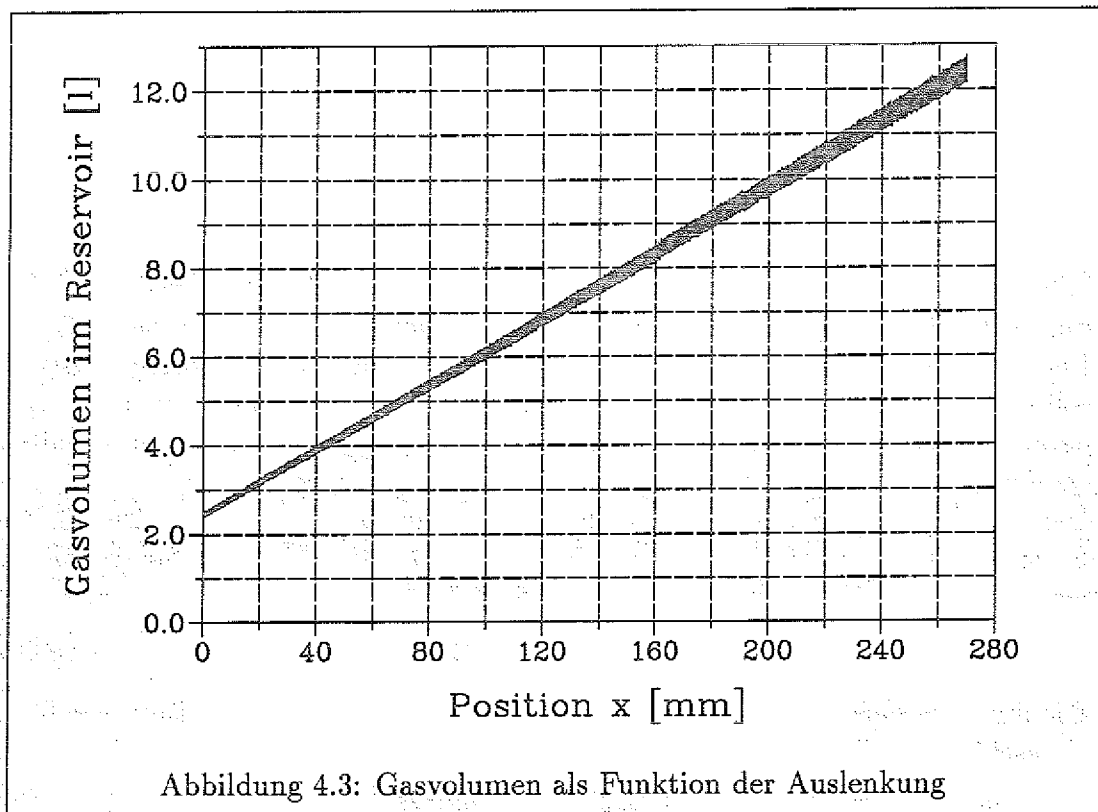
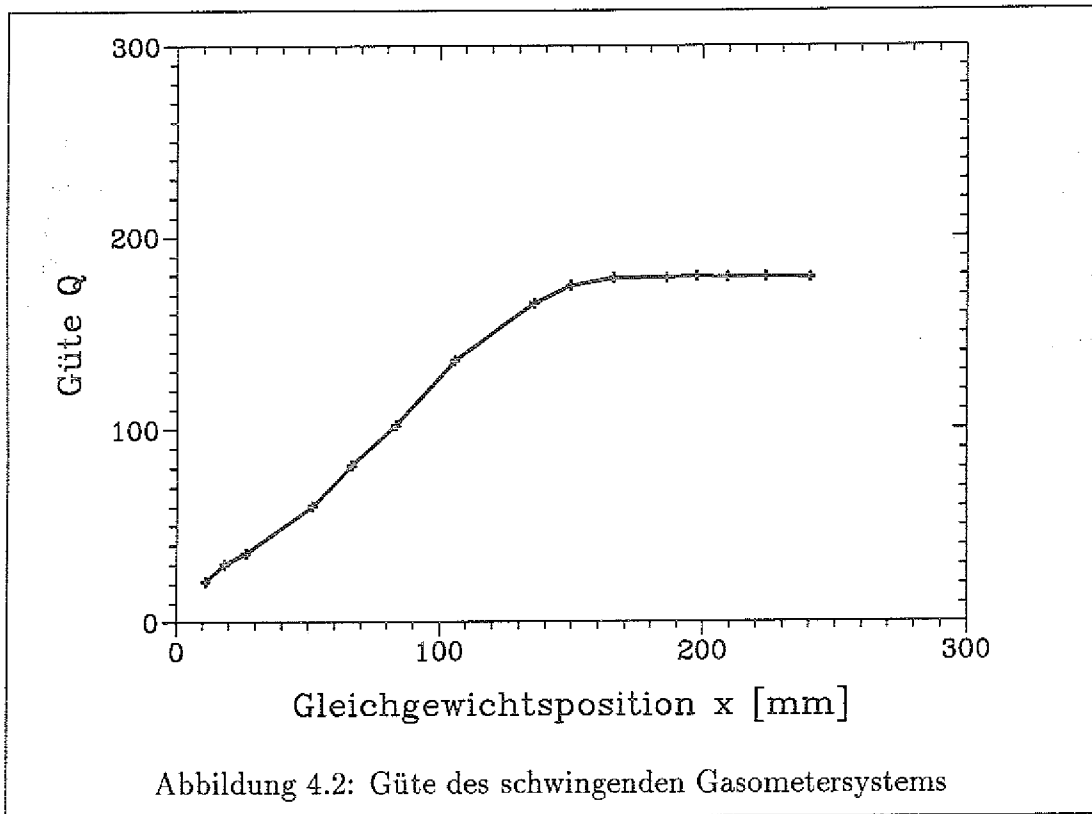


Abbildung 4.1: Bildschirmaufnahme der gemessenen gedämpften Schwingung bei der Gleichgewichtslage $x=149.6 \text{ mm} \hat{=} 879 \text{ Mickey}$.



Das Totvolumen des Gasometers ist gleich dem Gasvolumen, bei dem das Gewicht gerade noch nicht angehoben wird ($x=0\text{mm}$):

$$V_{tot} = 2425 \pm 50 \text{ cm}^3$$

Dieses Totvolumen muß bei der Konstruktion des Gasometers möglichst klein gewählt werden, ohne den Balg jedoch zu sehr zusammenzudrücken. V_{tot} ist beim vorliegenden Gasometer viel zu groß im Vergleich zu V_{max} . Füllt man das Reservoir bei Inbetriebnahme des Targets mit 1.2 bar H_2 und evakuiert den Außenraum, dann expandiert das Gas im Totvolumen um das sechsfache und übersteigt bereits das Fassungsvermögen des Gasometers.

Ein weiteres Manko ist, daß nicht das gesamte Fassungsvermögen des Reservoirs zur Verflüssigung unter konstantem Druck zur Verfügung steht. In unserem Fall können also maximal ca. $2 \text{ cm}^3 \text{ LH}_2$ unter konstantem Druck erzielt werden. Das Totvolumen ließe sich z.B. durch Verkürzen des Verdrängerrohres erreichen.

4.2 Abkühlzeiten

Die Länge des Kühlfingers wird im wesentlichen von der Detektortopologie des Experiments bestimmt. In der Regel ist ein großer Abstand des relativ großen und schweren Kaltkopfs vom Targetpunkt erwünscht. Beim TOF-Spektrometer z. B. beträgt der Abstand von der Frontkappe des Detektors bis zur Targetzelle ca. 35 cm . Die optimale Wahl der Querschnittsfläche des Kühlfingers ist ein Kompromiß zwischen der Maximierung der abzuführenden Wärmeleistung und der Minimierung der Abkühlzeit.

Für den Wärmestrom \dot{Q} durch einen homogenen Stab vom Querschnitt A und der Länge l , längs dessen sich ein lineares Temperaturgefälle zwischen T_1 und T_2 eingestellt hat, gilt:

$$\dot{Q}(T_1) = \frac{A \lambda}{l} (T_1 - T_2) \quad \Leftrightarrow \quad T_2 = T_1 - \frac{l}{A \lambda} \dot{Q}, \quad (4.19)$$

dabei ist λ eine Stoffkonstante, die Wärmeleitfähigkeit. Der Wärmestrom $\dot{Q}(T_1)$ muß von der Kühlmaschine abtransportiert werden, um die Temperatur T_2 am Ende des Stabes aufrecht zu erhalten. Bei vorgegebener Länge und Kühlleistung sollte daher eine möglichst große Stabquerschnittsfläche gewählt werden. Andererseits soll die störende Kupfer-Massenbelegung im Detektor gering gehalten werden, und unnötig lange Abkühlzeiten sollten vermieden werden.

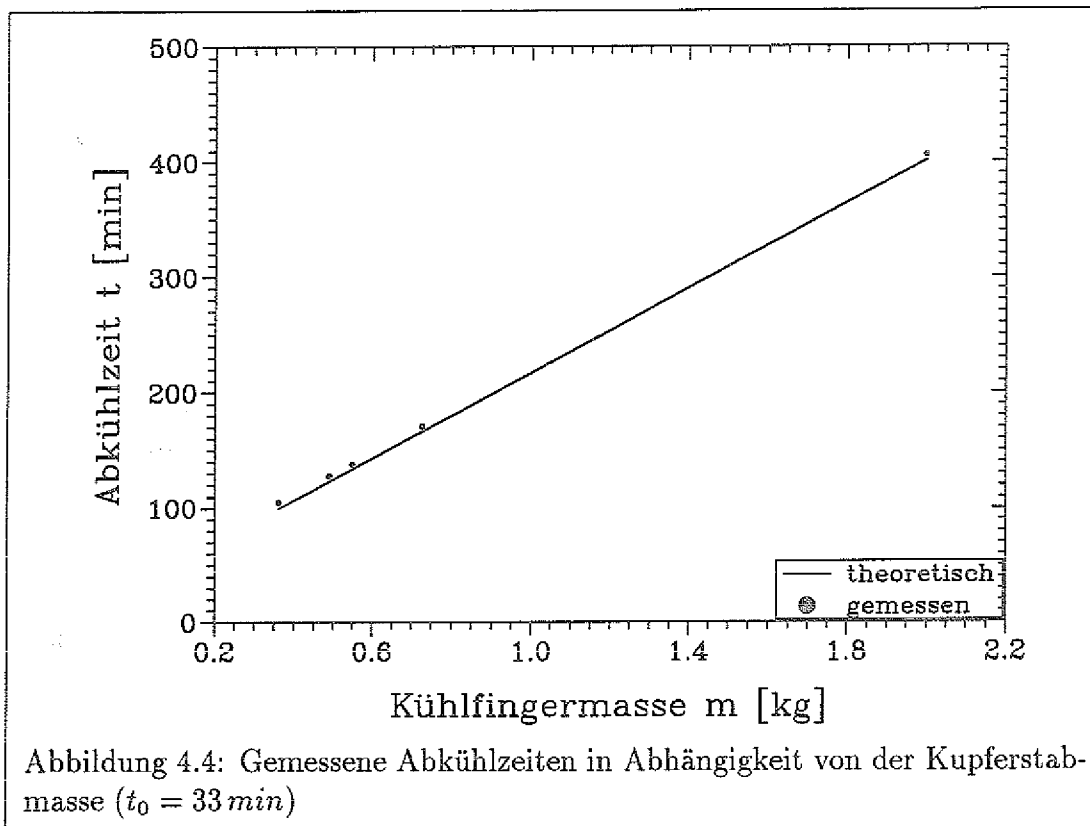
Die Abkühlzeit t für das Target setzt sich zusammen aus der Abkühlzeit t_0 des Kaltkopfs ohne zusätzlich montierte Masse m , der Abkühlzeit δt für die Masse und die durch Kälteverluste bedingte zusätzliche Zeit t_w :

$$t = t_0 + \delta t + t_w. \quad (4.20)$$

Die durch m bedingte Abkühlzeit von der Temperatur T_A auf T_E kann wie folgt abgeschätzt werden:

$$\delta t = m \int_{T_A}^{T_E} \frac{c_p(T)}{\dot{Q}(T)} dT. \quad (4.21)$$

$c_p(T)$ ist die spezifische Wärmekapazität des verwendeten Kupfers [TPHK70], und $Q(T)$ ist die Kühlleistung des Kaltkopfs [Ley]. In Abbildung 4.4 sind gemessene Abkühlzeiten in Abhängigkeit verschiedener Kühlfingermassen aufgetragen. Die guten Übereinstimmungen mit den nach obiger Gleichung berechneten Werten belegen, daß die in Kapitel 3 beschriebenen Maßnahmen zur Reduzierung von Kälteverlusten ausreichend sind. Die durch Kälteverluste bedingte zusätzliche Abkühlzeit beträgt nur ca. 5 min. Um Kühlverluste durch den Kupferstab



auszuschalten, wurde eine Querschnittsfläche von 225 mm^2 gewählt. Das Temperaturgefälle im Gleichgewicht liegt — aufgrund der hohen Leitfähigkeit des Kupfers — unter 1 K , und die Abkühlzeit beträgt ca. 2.3 Stunden.

Bei bekanntem zulässigen Temperaturgefälle kann der Stabquerschnitt natürlich im Hinblick auf kurze Abkühlzeiten optimiert werden.

Die Länge der Zuführung kann nicht beliebig lang gewählt werden, da das Temperaturgefälle zwar über eine massive Zuleitung minimiert werden kann, aber die Abkühlzeit steigt an und kann die mögliche Meßzeit überschreiten, die durch das Aufwachsen einer Gas-Kondensatschicht auf der Folie begrenzt wird.

4.3 Betrieb des Targets

Vor Inbetriebnahme des Targets muß zunächst Wasserstoff in das Reservoir eingefüllt werden. Da bereits geringste Verunreinigungen anderer Gase zu Ablage-

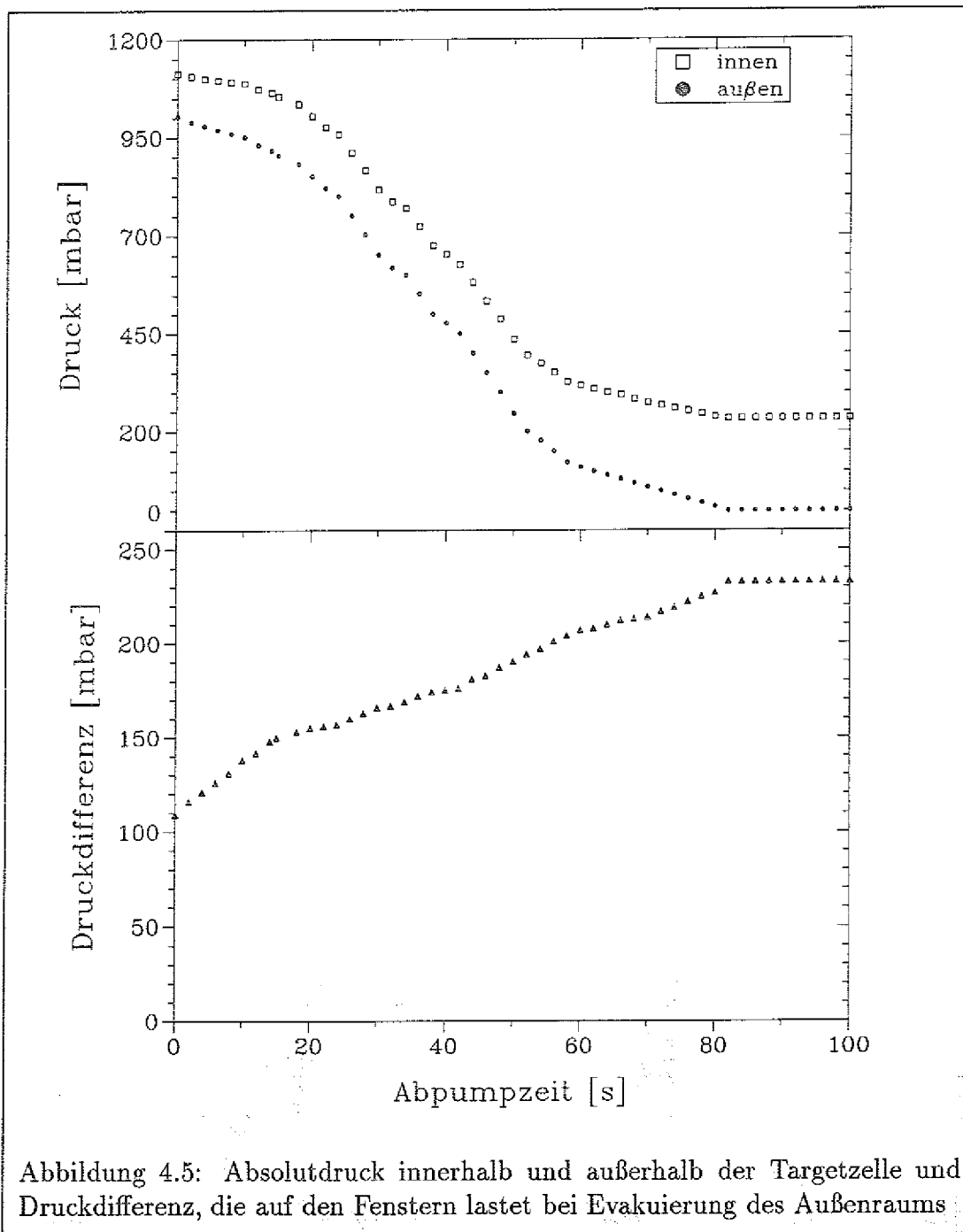
rungen in der Zelle führen, wird mehrfach H_2 eingefüllt und anschließend abgepumpt. Damit wird der Partialdruck der unerwünschten Gase in der Apparatur gesenkt.

Nach ordnungsgemäßer Auffüllung auf einen H_2 -Druck von ca. 1.1 bar wird das Zuleitungsventil geschlossen und die Vakuumkammer evakuiert. Abbildung 4.5 zeigt die Absolutdrücke im Innen- und Außenraum sowie den Differenzdruckverlauf bei Inbetriebnahme des Targets. Aufgrund des hohen Totvolumens darf der Gasometer nur mit 110 mbar Druckdifferenz befüllt werden. Damit erhöht sich zwar nach der Evakuierung der Differenzdruck auf 233 mbar, zeigt aber keine Druckstöße. Nach Erreichen des Endvakuums von ca. 10^{-5} mbar wird die Kühlmachine eingeschaltet.

Abbildung 4.6 zeigt den Verlauf von Temperatur (Siliziumdiode 1), Balgposition, sowie Innen- und Außendruck als Funktion der Zeit. Die relativ rasche Abnahme der Temperatur unterhalb von 60 K ist durch die Zunahme der Wärmeleitfähigkeit des Kupfer-Kühlfingers bedingt. Aufgrund der relativ hohen Federkonstante des Federbalgs sinkt der Druck in der Zelle während der Verflüssigung. Nach ca. 170 min ist das Target betriebsbereit. Die Druckschwankungen betragen dann nur noch maximal ± 2.5 mbar.

In Abbildung 4.7 ist ein Photographie der mit LH_2 gefüllten Targetzelle gezeigt. Man erkennt die in Abschnitt 3.3 diskutierten wichtigen Punkte für den Targetbetrieb. Ein ruhendes, blasenfreies LH_2 -Volumen im unteren Bereich und die Blasenbildung in der oberen Hälfte. Die Blasenbildung kann noch effektiver unterdrückt werden, wenn die Zelle im oberen Teil mit einer weiteren extrem dünnen, aluminisierten Folie umgeben wird.

Wie konstant die Dichte im LH_2 -Volumen wirklich ist, kann natürlich anhand der Abbildung 4.7 nicht bewiesen werden. Die Anisotropie der Folien ist jedoch relativ hoch und muß ebenfalls berücksichtigt werden. Eine Möglichkeit zur Untersuchung der Targethomogenität bieten Schlierenaufnahmen.



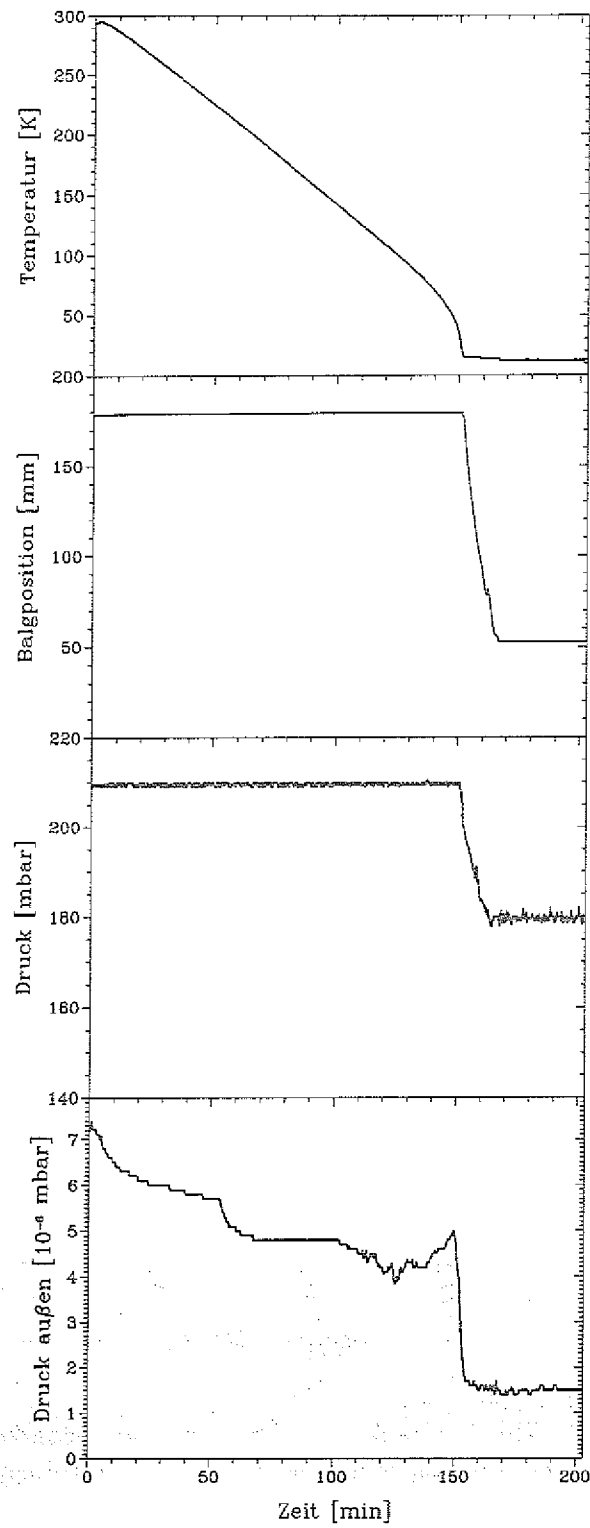


Abbildung 4.6: Temperatur, Balgposition, Innen- und Außendruck beim Abkühlprozeß. Nach ca. 150 min setzt die Verflüssigung ein.

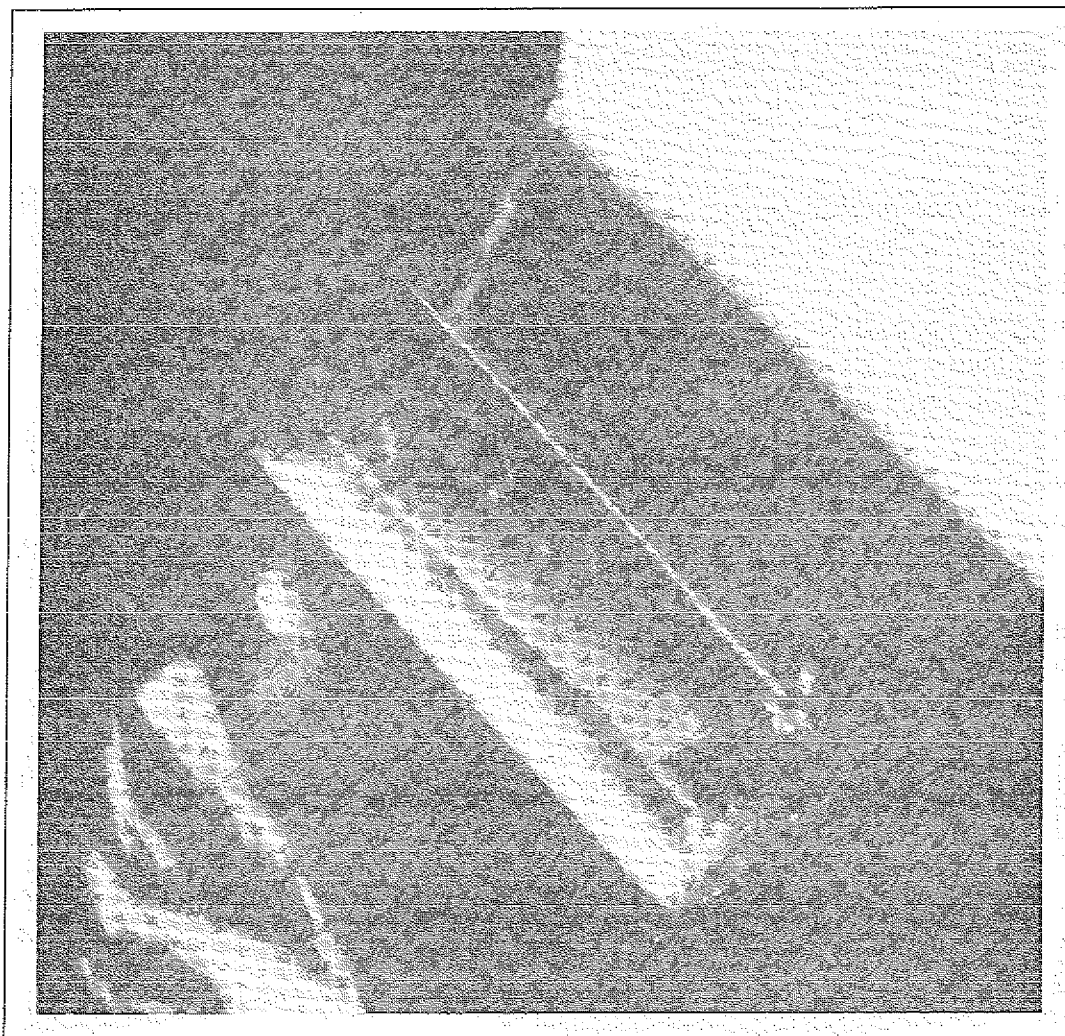


Abbildung 4.7: Mit LH₂ vollständig gefüllte Targetzelle im Betriebszustand

Kapitel 5

Zusammenfassung und Ausblick

Kleine Wasserstofftargets mit nur einigen Kubikmillimetern Flüssigkeit bieten in Experimenten an Beschleunigern mit phasenraumgekühlten Teilchenstrahlen viele Vorteile. Um eine gute Unterdrückung von systematischen Fehlern durch Sekundärreaktionen im Target als auch in den Targetfenstern zu erreichen, dürfen bei einem 1 mm Target die Dicke der Folienfenster nur $0.3\ \mu\text{m}$ betragen. Eine Druckdifferenz von 200 mbar erlaubt den Einsatz solch dünner Folien (bei einem Durchmesser von 6 mm). Dazu wurde eine rein mechanische Druckregleinheit gebaut, die aus einem weichen Federbalg und einem Beschwerungsgewicht besteht. Die Druckdifferenz zum Vakuum, in der sich der Federbalg befindet, wird durch das Gewicht auf den Federbalg eingestellt. Die Betriebsparameter des Targets wurden so gewählt, daß auch Deuterium, Stickstoff und Sauerstoff verwendet werden können. Die Druckschwankungen innerhalb der Zelle betragen nur $\pm 2.5\text{ mbar}$.

Des weiteren wurde in dieser Arbeit demonstriert, daß eine Durchmischung von gasförmigem und flüssigem Wasserstoff in der Targetzelle sowie eine Blasenbildung durch freie Konvektion verhindert werden kann. Ein ruhendes, blasenfreies LH_2 -Volumen wurde erzielt.

Der Einbau des Targets in das TOF-Spektrometer kann vorbereitet werden. Eine Kontrolle der Targethomogenität sollte mit Hilfe von Schlierenaufnahmen erfolgen. Außerdem ist eine weitere Optimierung auf geringe Massenbelegung in der direkten Nähe der Targetzelle wünschenswert.

Literaturverzeichnis

- [Ahl78] S.P. Ahlen. Z_1^2 stopping-power formula for fast heavy ions. *Physical Review A*, 17(3):1236-1239, 1978.
- [BB64] W.H. Barkas and M.J. Berger. Tables of energy loss and ranges of heavy charged particles. *Nat. Academy of Science Publication 1133, Nuclear Science Series Report*, (30), 1964.
- [Chi69] G.E. Childs et. al. *Cryogenic Engineering Conference 15th*. Los Angeles, Calif., June 1969. paper D-2.
- [FH81] H. Frey and R.A. Haefler. *Tiefemperaturtechnologie*. VDI-Verlag GmbH, 1981.
- [Fla84] V. Flaminio et. al. Compilation of cross-sections iii: p and \bar{p} induced reactions. HERA 84-01, CERN, 1984.
- [PDG90] Particle Data Group. Review of particle properties. *Physics Letters*, B239, 1990.
- [Hab86] G. Habenicht. *Kleben*. Springer-Verlag, 1986.
- [Hig75] V.L. Highland. *Nucl. Instr. and Meth.*, A129:497, 1975. Errata in A161:171, 1979.
- [Hoe] Hoechst AG, Wiesbaden. *Datenblatt Hostaphan*. Ausgabe 1/90.
- [KMN85] K. Kilian, L. Mazzone, and G. Novellini. A hydrogen target with very thin windows. EP Internal Report 85-02, CERN, 1985.
- [L'A73] L'Air Liquide. *Encyclopedie des Gaz*, 1973.
- [Ley] Leybold AG, Vakuumentchnik, Köln. *Grundlagen der Vakuumentchnik, Berechnungen und Tabellen*. Auflage 09/87.
- [MP92] R. Maier and U. Pfister. Das COSY-Jülich Projekt - ein Beschleuniger für die Mittelenergiephysik. In *DPG Spring Meeting of Nuclear Physics Sections*, 1992. Salzburg, Austria, Feb. 24 - 28.
- [Obe80] K. Oberbach. *Kunststoff-Kennwerte für Konstrukteure*. Carl Hanser Verlag, 1980.

- [Rod73] H. M. Roder et al. *Survey of the properties of the hydrogen isotopes below their critical temperatures*. Technical Note 641, National Bureau of Standards, Aug. 1973.
- [SBS84] R.M. Sternheimer, M.J. Berger, and S.M. Seltzer. Density effect for the ionisation loss of charged particles in various substances. *At. Data and Nucl. Data Tables*, 30(2):261, 1984.
- [TPHK70] Y.S. Touloukian, R.W. Powell, C.Y. Ho, and P.G. Klemens, editors. *Thermal Conductivity - Metallic Elements and Alloys*, volume 1 of *Thermophysical Properties of Matter*. IFI/Plenum, 1970.
- [Tsa74] Y.S. Tsai. *Rev. Mod. Phys.*, 46:815, 1974.
- [Tur89a] P. Turek, Editor. *CANU-Arbeitstreffen, Experimentiervorschläge am COSY*, Jan. 1989. KFA Jülich, Jül-Spez 489.
- [Tur89b] P. Turek. Cosy proposal for the measurement of associated strangeness production. Technical report, KFA Jülich/IKP, April 1989.
- [Wit] Witzenmann GmbH, Metallschlauch-Fabrik, Pforzheim. *HYDRA Membranbälge*.
- [WSB48] H.W. Wooley, R.B. Scott, and F.G. Brickwedde. Compilation of thermal properties of hydrogen in its various isotopic and ortho-para modifications. *J. Research Natl. Bur. Standards*, 41:379-475, Nov. 1948.

Danksagung

Ganz besonders möchte ich Herrn Prof. Dr. K. Kilian für die Überlassung dieser interessanten Arbeit und für seine wertvollen Anregungen danken.

Herrn Prof. Dr. W. Schwille danke ich für die Übernahme des Korreferats.

Herrn Dr. P. Turek danke ich für sein stetes Interesse am Fortgang der Arbeit und seine tatkräftige Unterstützung.

Herrn R. Klein danke ich für seine große Hilfs- und Diskussionsbereitschaft in allen technischen Fragen.

Herrn Dr. D. Grzonka bin ich für die zahlreichen wertvollen Diskussionen und nützlichen Ratschläge dankbar.

Auch bei allen Mitgliedern der Arbeitsgruppe Mittelenergiephysik möchte ich mich für die herzliche Atmosphäre und gute Zusammenarbeit bedanken.

1917

Dear Mother
I received your letter of the 14th and was
glad to hear from you. I am well and
hope these few lines will find you the same.
I have not much news to write at present.
I am still in the same place and
doing the same work. I hope to hear from
you again soon.

Yours affectionately,
John Doe

JÜI-2633
Juni 1992

ISSN 0366-0885