

Entwicklung eines Hochleistung-Wasserstoff-Targets für ein Paritätsexperiment

Diplomarbeit
von
Thomas Hattemer
geb. am 17.06.1967 in Bad Kreuznach

Institut für Kernphysik
Johannes Gutenberg-Universität Mainz
August 1994

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Motivation	4
3	Grundlagen	6
3.1	Vorbemerkung zu Strömung und Wärmeübertragung	6
3.2	Prinzipieller Aufbau des Targets	9
4	Target	12
4.1	Wasserstoff	12
4.1.1	Physikalische Daten	12
4.1.2	Ortho- und Parawasserstoff	13
4.2	Targetform	13
4.3	Mögliche Targetwandmaterialien	14
4.3.1	Vorüberlegung	14
4.3.2	Vergleich von Aluminium, Beryllium, Havar	16
4.4	Wärme in den Targetfenstern	19
4.5	Natürliche oder erzwungene Konvektion	25
4.5.1	Wärmeabfuhr durch natürliche Konvektion	25
4.5.2	Betrachtung der erzwungenen Konvektion	27
5	Wärmetauscher	29
5.1	Einführung	29
5.2	Verschiedene Wärmetauscherkonstruktionen	30
5.2.1	Parallel angeströmter Rohrbündel-Wärmetauscher	30
5.2.2	Prinzip des querangeströmten Rohrbündel-Wärmetauschers	36
5.2.3	Rechnung zum Querstrom-Wärmetauscher	37
5.2.4	Druckverluste in parallel und querangeströmten WT's auf der Heliumseite	43
5.3	Vergleich von Parallel- und Querstromwärmetauscher	49
5.4	Vorschlag zum Bau des Wärmetauschers	50
6	Zusammenfassung	51
A	Widerstandszahlen für Druckverluste	52

1 Einleitung

Die 1991 gegründete Kollaboration A4 hat ein Experiment zur paritätsverletzenden Elektronenstreuung zum Ziel. Dieses Experiment wird zur Durchführung am 855 MeV - Elektronenbeschleuniger MAMI im Institut für Kernphysik der Universität Mainz vorbereitet.

Mit der paritätsverletzenden Elektronenstreuung wird der Anteil der Strange-Quarks im Proton untersucht. Das Proton, bestehend aus zwei up-Quarks und einem down-Quark, hat insgesamt keine Strangeness. Im 'See' sind virtuelle $s\bar{s}$ -Paare vorhanden. Wenn die Verteilungen für s und $\bar{s}$ räumlich voneinander abweichen, hat dies nicht verschwindende Beiträge zu den Formfaktoren zur Folge [Fin92].

Die Formfaktoren der Strange-Quark-Verteilung lassen sich durch elastische Elektronenstreuung und Messung der dabei auftretenden Paritätsverletzung bestimmen. Diese Paritätsverletzung entsteht durch die schwache Wechselwirkung des Elektrons mit dem Proton, die zur dominierenden paritätserhaltenden elektromagnetischen Wechselwirkung hinzukommt.

Das Experiment vergleicht die Wirkungsquerschnitte der elastischen Streuung von rechts- und linkshändig polarisierten Elektronen an einem unpolarisierten Wasserstofftarget. Der zu erwartende Asymmetrie liegt in der Größenordnung von 10^{-5} .

Aufgabe der Diplomarbeit ist es, für das Experiment der A4-Kollaboration ein Wasserstofftarget zu entwickeln. In der Motivation werden die Anforderungen an das Target dargelegt. Die Hauptbestandteile sind das Target selbst und ein Wärmetauscher. Beides ist entworfen worden und wird in Kapitel 4 und 5 beschrieben.

2 Motivation

Bei dem A4-Experiment soll der Beitrag des Dirac-Formfaktors der Strangeness F_1^s zum Formfaktor des Protons gemessen werden [Pro94]. Dies wird durch die Messung einer Asymmetrie A erreicht, die die Wirkungsquerschnitte der elastischen Streuung von links- und rechtshändigen Elektronen am unpolarisierten Wasserstofftarget vergleicht und die von der Größe 10^{-5} ist. Falls der relative Fehler $\partial A/A$ dieser Asymmetrie auf 3% festgelegt wird, so ergibt sich ein Fehler von 10% in F_1^s .

Der relative Fehler in der Asymmetrie ergibt sich zu [Pre92]:

$$\frac{\partial A}{A} = \frac{1}{\sqrt{A^2 \cdot P^2 \cdot L \cdot d\sigma/d\Omega \cdot \Delta\Omega \cdot T}} \quad (1)$$

Die Gesamtzahl der zu messenden Ereignisse ist damit

$$N = \frac{1}{A^2 \cdot P^2 \cdot \left(\frac{\partial A}{A}\right)^2} \quad (2)$$

mit:

$$N = L \cdot d\sigma/d\Omega \cdot \Delta\Omega \cdot T \quad (3)$$

Dabei ist

- N : Gesamtzahl der zu messenden Ereignisse
- L : Luminosität in $cm^{-2}s^{-1}$
- $d\sigma/d\Omega$: differentieller Wirkungsquerschnitt für elastische Elektron-Proton Streuung in cm^2/sr
- $\Delta\Omega$: Raumwinkelement der Detektoren in sr
- T : Meßzeit in s
- P : Polarisationsgrad des MAMI-Strahls

Bei einer Polarisation von 80%, einer zu erwartenden Asymmetrie von $6 \cdot 10^{-6}$ und einem relativen Fehler von 3% ergibt sich die Gesamtzahl der zu messenden Ereignisse zu $5 \cdot 10^{13}$.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt ist bei der elastischen Elektron-Proton-Streuung, 855 MeV Elektronenenergie und 35° Streuwinkel etwa $0,4\mu b/sr$. Der Raumwinkel ergibt sich zu $0,8sr$. Die Messung soll innerhalb eines Jahres abgeschlossen sein, weswegen eine Zeit von 2500 Stunden eine obere Grenze ist.

Die Luminosität ist definiert als

$$L = \frac{N_e/t \cdot N_T}{A} \quad (4)$$

wobei N_e/t die Zahl der einfallenden Teilchen pro Zeit, N_T die Anzahl der Targetteilchen im Strahl und A der Strahlquerschnitt ist. In dem hier betrachteten Fall ist dann

$$L = \frac{I}{e} \cdot N_a \cdot \rho \cdot L_T \quad (5)$$

Dabei ist I der Strahlstrom, e die Elementarladung, N_a die Avogadro-Zahl, ρ die Dichte des Targets und L_T die Länge des Targets.

Man benutzt ein 10cm langes Wasserstofftarget ($\rho \approx 0,07g/cm^3$). Eine obere Grenze der Targetlänge wird durch die Winkelauflösung gegeben.

Damit sind alle Größen mit Ausnahme des Strahlstroms festgelegt. Wählt man einen Strahlstrom von $20\mu A$, dann ergibt sich eine Luminosität von $L = 5 \cdot 10^{37}cm^{-2}s^{-1}$. Dies ergibt eine Meßzeit von 1500 Stunden.

Dieser Elektronenstrahl deponiert in dem 10cm langen Wasserstofftarget 80 Watt Wärmeleistung. Diese Wärme muß im Wasserstoff durch natürliche oder erzwungene Konvektion und in den Targetfenstern über die Wärmeleitung der Folie abgeführt werden.

3 Grundlagen

3.1 Vorbemerkung zu Strömung und Wärmeübertragung

Die in der Arbeit verwendeten Formeln zur Berechnung der Strömung und der Wärmeübertragung setzen voraus, daß das strömende Medium inkompressibel ist. Für Flüssigkeiten und Gase ist dies ausreichend erfüllt, solange im Besonderen bei Gasen keine erheblichen Dichteunterschiede durch Erwärmung oder sehr schnelle Strömungen auftreten [Ste71].

Der Flüssig-Wasserstoff (Abk.: LH_2) und das zum Kühlen verwendete Heliumgas (Abk.: He) erfüllen diese Bedingung annähernd: Die Dichteänderung durch Erwärmung des Heliums um 3 Kelvin im Wärmetauscher beträgt knapp 15%, diejenige des Wasserstoffs durch Abkühlung knapp 4% [McC75, Hoa61]. Die Kompressibilität χ von flüssigem Wasserstoff zwischen 17 und 20 Kelvin liegt bei 1 bis $2 \cdot 10^{-8} Pa^{-1}$ [McC75] und ist damit um etwa Faktor 30 größer als bei Wasser bei Raumtemperatur. Nach Berechnungen im folgenden Kapitel liegt der Druckabfall in der Wasserstoffleitung bei maximal $\Delta p = 1000 Pa$. Die relative Dichteänderung des Wasserstoffs liegt dann nach $\Delta\rho/\rho = \chi \cdot \Delta p$ in der Ordnung von 10^{-5} und ist vernachlässigbar. Eine obere Grenze des Druckverlusts in der Heliumleitung liegt wegen der verwendeten Helium-Kältemaschine bei $20000 Pa$ [Lin84]. Das Helium wird unter etwa $p = 1,5 bar$ Druck gehalten. Nimmt man an, daß Helium bei $15 K$ für unsere Zwecke noch als Idealgas betrachtet werden kann, so gilt $\chi = 1/p$, so daß die Kompressibilität des Heliums $\chi = 6,7 \cdot 10^{-6} Pa^{-1}$ ist. Dann ändert sich die Dichte nach $\Delta\rho/\rho = \Delta p/p$ um 13%. Der für den Druckverlust des Heliums entscheidende Wärmetauscher soll jedoch nur maximal $2000 Pa$ Verlust haben. Wegen der ausreichenden Inkompressibilität werde im folgenden die Stoffe beide als Fluide bezeichnet.

In einer Strömung sind die Druckverluste, die durch Reibung entsteht, klein zu halten. Reibungskräfte in einer Strömung entstehen durch die Zähigkeit des Fluids und durch die Adhäsion zwischen Fluid und Wandmaterial. Man unterscheidet zwischen laminarer und turbulenter Strömung. Bei einer laminaren Strömung bewegen sich die Fluidteilchen allein in Strömungsrichtung. Bei einer turbulenten Strömung verwirbeln sie ineinander, sodaß zusätzlich Geschwindigkeitskomponenten quer zur Strömungsrichtung auftreten. Ob eine Strömung turbulent oder laminar ist, hängt von dem Verhältnis Trägheitskraft zur Reibungskraft der Strömung ab.

Das Verhältnis wird durch die Reynolds-Zahl Re ausgedrückt. Sie lautet [Ste71]:

$$Re = \frac{d \cdot v}{\nu}$$

wobei d der Rohrdurchmesser in cm , v die Geschwindigkeit der Strömung in cm/s und ν die kinematische Viskosität des Fluids in cm^2/s ist. Eine empirische Zahl

besagt, daß in einer Rohrströmung für $Re > 2000$ die Strömung turbulent ist, unterhalb dieses Werts laminar. Die in dieser Arbeit auftretenden Strömungen sind turbulent.

Zur Berechnung von Druckverlusten im turbulenten Fall wird eine empirische Gesetzmäßigkeit benutzt [Ste71]:

$$\Delta p = \frac{l}{d} \cdot \zeta \cdot \frac{\rho}{2} \cdot v^2$$

Es ist l die Rohrlänge in cm , ρ die Dichte des Fluids in g/cm^3 und ζ die Widerstandszahl, die aus Tabellenwerten abzulesen ist [Jog75]. Zur Berechnung des Druckverlusts in Rohrkrümmungen und Querschnittsänderungen u.a. werden andere Widerstandszahlen benutzt, der Term l/d entfällt dann. Setzt man in die Formel für die Fließgeschwindigkeit v die Förderleistung dV/dt (=konstante Größe) pro Querschnitt A ein, so ergibt sich, daß der Druckabfall umgekehrt proportional zur vierten bzw. fünften Potenz des Rohrdurchmessers ist. Ferner hängt der Druckabfall quadratisch von der Förderleistung ab.

Für die Auslegung des Wärmetauschers ist die Berechnung des Wärmeübergangs wichtig, der von einer Wand an das Fluid übergeht. Das kühlende Helium und der Wasserstoff sind durch dünne Trennwände geschieden (Der Wärmewiderstand der Trennwand wird so ausgelegt, daß er vernachlässigbar ist.). Zur Berechnung des Wärmeübergangs von der Wand auf das Fluid wird das folgende Wärmeübergangsgesetz benutzt [Ste71]:

$$dQ/dt = \alpha \cdot A \cdot \Delta T$$

wobei dQ/dt die übertragene Wärmeleistung in $Watt$, α der Wärmeübergangskoeffizient in W/cm^2K , A die vom Wärmestrom durchsetzte Fläche in cm^2 und ΔT die Temperaturdifferenz zwischen Wand und Fluid in K ist.

Der Wärmestrom dQ/dt muß die an der Wand bei $y = 0$ haftende Fluidschicht durch Wärmeleitung passieren, wobei y eine an der Wand beginnende und senkrecht zur Strömungsrichtung in die Rohrmitte verlaufende Koordinate ist. Deshalb kann die Wärmeübergangsgleichung mit der Wärmeleitungsgleichung verbunden werden, sodaß gilt:

$$\frac{dQ}{dt} = -\lambda \cdot A \cdot \left(\frac{dT}{dy} \right)_{y=0} = \alpha \cdot A \cdot \Delta T$$

wobei λ die Wärmeleitung des Fluids in W/cmK ist und dT/dy der Temperaturgradient senkrecht zur Strömungsrichtung zwischen in K/cm ist. Aus dieser Gleichung läßt sich die Nusseltzahl Nu herleiten:

$$Nu = \frac{\alpha \cdot l}{\lambda}$$

Für l wird eine für den Wärmeübergang wichtige Länge in cm eingesetzt. Bei von Fluiden durchströmten Rohren ist dies gewöhnlich der Rohrdurchmesser [Ste71]. Man geht so vor, daß man zur Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten α zunächst die Nusselt-Zahl Nu bestimmt, die für verschiedene Trennwandgeometrien und relative Strömungsrichtungen in Datenblättern (z.B. [Ste71,Dub83]) aufgelistet ist.

3.2 Prinzipieller Aufbau des Targets

Die wichtigsten Bestandteile des System sind das Target und der Wärmetauscher. Das Target trägt den flüssigen Wasserstoff. Der Wärmetauscher, der als Kühlmittel Helium hat, kühlt den bei Zimmertemperatur gasförmigen Wasserstoff, der einem Vorratsbehälter entnommen wird, auf etwa 20,5 Kelvin (bei 1 bar) ab und verflüssigt ihn dann. Die Betriebstemperatur ist 16,5 K. Die Flüssigkeit ist dann um $\Delta T=4$ K unterkühlt. Während der Strahlzeit sorgt der Wärmetauscher dafür, daß die durch den Strahl erzeugte Wärme abgeführt wird. Während der Strahlpausen bewirkt ein Gegenheizelement, daß die Betriebstemperatur nicht unterschritten wird. Mit diesem um den Wärmetauscher gewickelten Heizelement kann insgesamt die Temperatur reguliert werden. Beide Komponenten sind in einer Streukammer untergebracht, die zur Wärmeisolierung auf 10^{-5} mbar evakuiert wird (Abb. 1).

Um den Wasserstoff im Strahlbetrieb zwischen Target und Wärmetauscher hin- und herzubewegen ist eine Arbeit nötig, die die Flüssigkeit zunächst beschleunigt und dann bei konstanter Geschwindigkeit Reibungsverluste ausgleicht. Die notwendige Strömungsgeschwindigkeit richtet sich nach der Wärmeleistung, die vom Strahl im Target eingebracht wird. Auf diese Strömungsgeschwindigkeit hin muß der Wärmetauscher ausgelegt werden.

Die notwendige Arbeit kann durch *natürliche Konvektion* erzeugt werden. Der erwärmte Wasserstoff steigt ohne Ventilator zu einem über dem Target angebrachten Wärmetauscher auf, wird dort mit gasförmigem Helium auf die Betriebstemperatur zurückgekühlt und sinkt in das Target zurück.

Ferner kann die Flüssigkeit von einem Ventilator bewegt werden. Man spricht in diesem Fall von *erzwungener Konvektion* des Wasserstoffs. Die Wärme, die durch den Ventilator erzeugt wird, ist im Vergleich zur Wärmedeponierung durch den Elektronenstrahl gering [Mar85].

Weil nach dem derzeitigen Entwicklungsstand des Experiments noch nicht entschieden ist, ob mit natürlicher Konvektion gearbeitet werden kann, wird im folgenden die Auslegung des Target-Kreislaufs quantitativ nur für die erzwungene Konvektion untersucht.

Der mittlere Querschnitt des Wasserstoff-Kreislaufs wird im Falle der erzwungenen Konvektion auf 20cm^2 (Rohrdurchmesser von 5cm) festgelegt, um einerseits die Druckverluste des strömenden Wasserstoffs und andererseits die Menge des flüssigen Wasserstoffs klein zu halten. Bei einer Kreislauf-Länge von 100 bis 150 cm, die Target, Wärmetauscher und Ventilator beinhaltet, benötigt man eine Flüssig-Wasserstoff Menge von 2 bis 3 Litern. Das Target selbst faßt 0,425 Liter. Die Dichte von Wasserstoff bei 20°C (1 bar) erhöht sich gegenüber flüssigem Wasserstoff bei 17 bis 20 K um den Faktor 850. Man benötigt etwa 4 Liter Flüssigkeit. Der Wasserstoff-Kreislauf ist durch eine Leitung (mit Ventilen) mit einem Vorratsbehälter verbunden. Dieser Vorratsbehälter trägt gasförmigen Wasserstoff bei

Raumtemperatur. Der zuvor auf 10^{-2} mbar evakuierte Wasserstoff-Kreislauf, der selbst im Vakuum der Streukammer ist, wird (nach mehreren Spülvorgängen mit Wasserstoff) mit gasförmigem Wasserstoff befüllt. Der Wasserstoff wird abgekühlt und verflüssigt. Die Ventile zwischen Behälter und Kreislauf bleiben während der gesamten Betriebszeit offen, damit beim Ausfall der Helium-Kältemaschine der massive Druckanstieg im Target verhindert werden kann. Der Druck in Target und Vorratsbehälter soll nach der Verflüssigung aus Sicherheitsgründen mindestens 1,025 bar Absolutdruck betragen. Weil das Target auf 2 bar Überdruck ausgelegt ist, muß der Vorratsbehälter im Falle der erzwungenen Konvektion ein Volumen von minimal $4,0m^3$ zur Verfügung stellen.

Der Gesamtdruckverlust des Wasserstoffs im Kreislauf, einschließlich Target wurde für erzwungene Konvektion abgeschätzt. Diese berechnen sich (vgl. vorhergehendes Kapitel) nach [Ste71]

$$\Delta p = \zeta \cdot \rho_{LH_2} \cdot v_{LH_2}^2 / 2 \quad (6)$$

Dabei wurden sämtliche Querschnittserweiterungen bzw. -verengungen an Target und Wärmetauscher sowie die erzwungenen Richtungsänderungen der Strömung durch Rohrkrümmungen berücksichtigt. Übliche Ventilatoren haben 1 bis 2,5 l/s Pumpvermögen [Mar85]. Bei den in den folgenden Kapiteln dargelegten Targetgeometrie und Wärmeleistungsdichte, die der Elektronenstrahl im Wasserstoff einbringt, wird ein 2l/s-Ventilator benötigt. Er erzeugt im Kreislauf maximal 0,005 bar (500 Pa) Druckverlust. Im Einzelnen ergibt sich:

Target (2 Anschlüsse mit je $12cm^2$):	100 Pa
Wärmetauscher (mit Anschlüsse und $20cm^2$):	100 Pa
verschiedene Rohrbögen:	
2 x 45° -Krümmer:	20 Pa
2 x 90° -Krümmer:	40 Pa
1 x 180° -Krümmer:	40 Pa
weitere Querschnittsänderungen:	max. 200 Pa
insgesamt:	max. 500 Pa

Die hierfür erhältlichen Ventilatoren erzeugen zwischen 1000 und 2000 Pa Druckgewinn [Mar85], sodaß der Druckabfall im Kreislauf zu bewältigen ist.

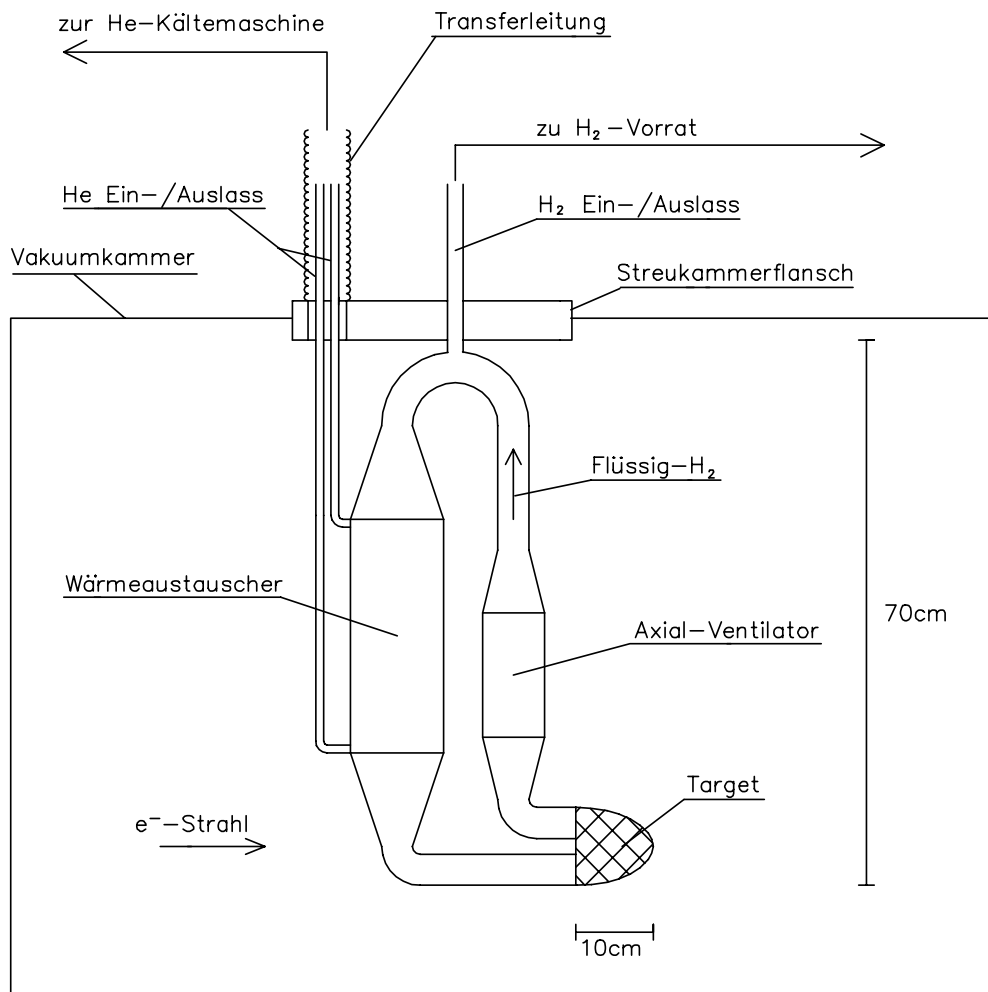


Abbildung 1: Schematische Darstellung des Wasserstoff-Kreislaufs mit Target, Wärmetauscher und Pumpe sowie Anschlüsse. Der Kreislauf wird zwecks Wärmeisolierung in eine Vakuumkammer gebracht und dann komplett mit flüssigem Wasserstoff gefüllt. Von den Zuleitungen sind nur die Heliumleitungen durch Vakuum wärmeisoliert. Gegen Wärmestrahlung wird der Kreislauf mit Ausnahme des Targets durch Umwickeln mit etwa 10 Lagen dünnster Mylarfolien geschützt.

4 Target

4.1 Wasserstoff

4.1.1 Physikalische Daten

Das Wasserstoffatom ist das leichteste aller Atome und besteht aus einem Proton als Kern und einem einzigen Elektron. Dieses Isotop 1H hat einen Anteil von 99,986% an allen Wasserstoffisotopen und soll in unserem Experiment verwendet werden.

Unter Standardbedingungen kommt Wasserstoff nur in molekularer Form vor. Nur bei hohen Temperaturen findet eine Auftrennung in einzelne Atome statt. Die Daten für molekularen Wasserstoff H_2 sind folgende [McC75]:

Chemisches Zeichen:		H_2	para	normal
Molare Masse:		g/mol	2,016	2,016
Kritischer Punkt:	Temperatur:	K	32,98	33,19
	Druck:	bar	12,93	13,15
	Dichte:	g/cm ³	0,031	0,031
Tripelpunkt:	Temperatur:	K	13,80	13,96
	Druck:	bar	0,070	0,072
	Dichte (fest):	g/cm ³	0,087	0,087
	Dichte (flüssig):	g/cm ³	0,077	0,077
	Dichte (gas):	g/l	0,126	0,130
Schmelzpunkt bei 1 atm:	Temperatur:	K	13,84	14,00
	Dichte (flüssig):	g/cm ³	0,077	0,077
	Schmelzwärme:	J/g	58,2	58,2
Siedepunkt bei 1 atm:	Temperatur:	K	20,27	20,39
	Dichte (flüssig):	g/cm ³	0,071	0,071
	Verdampfungswärme:	J/g	445,5	445,6
Gaszustand (293 K, 1 bar)	Dichte:	g/l	0,085	0,085
Gaszustand (20,3 K, 1bar)	Dichte:	g/l	1,338	1,344

Im Experiment soll 99,9999% reiner Wasserstoff verwendet werden, damit ausgeschlossen werden kann, daß Verunreinigungen (Wasser, Stickstoff, Sauerstoff und Kohlenwasserstoffe) die Leitungen zusetzen.

4.1.2 Ortho- und Parawasserstoff

Das Wasserstoff-Molekül besitzt zwei sogenannte Kernspinisomere [Hae91]:

- Beide Kernspins stehen parallel (Orthowasserstoff) und koppeln zu einer Spinquantenzahl $I=1$. Dieser Triplett-Zustand ist dreifach entartet ($2I+1$).
- Beide Kernspins stehen antiparallel (Parawasserstoff) und koppeln zu $I=0$. Der Singulettzustand ist nicht entartet.

Der Wechsel zwischen beiden Zuständen erfolgt über einen verbotenen Triplett-Singulett-Übergang. Die Orthoform ist die energiereichere; das Gleichgewicht zwischen beiden Formen verschiebt sich daher mit fallender Temperatur zugunsten des Parawasserstoffs (Prinzip von Le-Chatelier). Oberhalb des absoluten Nullpunktes, an welchem 100% Parawasserstoff vorliegen, nimmt die Konzentration des Orthowasserstoffs zu und bei Raumtemperatur wird ein Verhältnis von ortho/para=3/1 erreicht. Ein solches Verhältnis wird als normaler Wasserstoff bezeichnet. Kühlt man den normalen Wasserstoff auf etwa 20 K ab, so stellt sich das Gleichgewicht ohne Katalysatoren (Kohlenstoff, Seltenerdverbindungen) erst nach 3 bis 4 Tagen ein [Hae91]. Bei 20 K liegen im Gleichgewicht 99,82% Parawasserstoff vor; bei 10 K sind es gar 99,9999% im Gleichgewicht. In einem Temperaturbereich von 10 bis 50 K beträgt die Übergangswärme von normal- H_2 zu para- H_2 527 J/g. Bei Zimmertemperatur sinkt dieser Wert auf 28,5 J/g ab. Der Unterschied in der Dichte zwischen n- H_2 und p- H_2 ist etwa 0,5%. Der Unterschied im Dampfdruck beläuft sich auf etwa 5%. Dies hat eine um etwa 1% niedrigere Siedetemperatur (im Bereich zwischen 20 und 22 Kelvin) bei Parawasserstoff zur Folge.

4.2 Targetform

Die Targethülle ist ein halbiertes, hohler Rotationsellipsoid (Abb. 2). Von der Firma Lenz in Hanau wurden uns dünnwandige Aluminium-Kappen mit Flansch hergestellt, die am Kreisboden einen Durchmesser von 9 cm aufweisen und eine Höhe von 10 cm haben. Die Wandstärke der Kappe und des Flansches beträgt 0,3 mm. Das Material hat die Bezeichnung 1100-F und ist etwa 99,0% reines Aluminium.

Die Kappe wird auf einen dicken Flansch aufgebracht, in dessen Mitte ein kreisrundes Loch eingebohrt wird. Auf diese Öffnung wird eine Aluminiumfolie befestigt.

Der Elektronenstrahl bewegt sich auf der Symmetrieachse des Halbellipsoiden. Bei der gegebenen Energie des Strahls von 855 MeV werden die im Wasserstoff

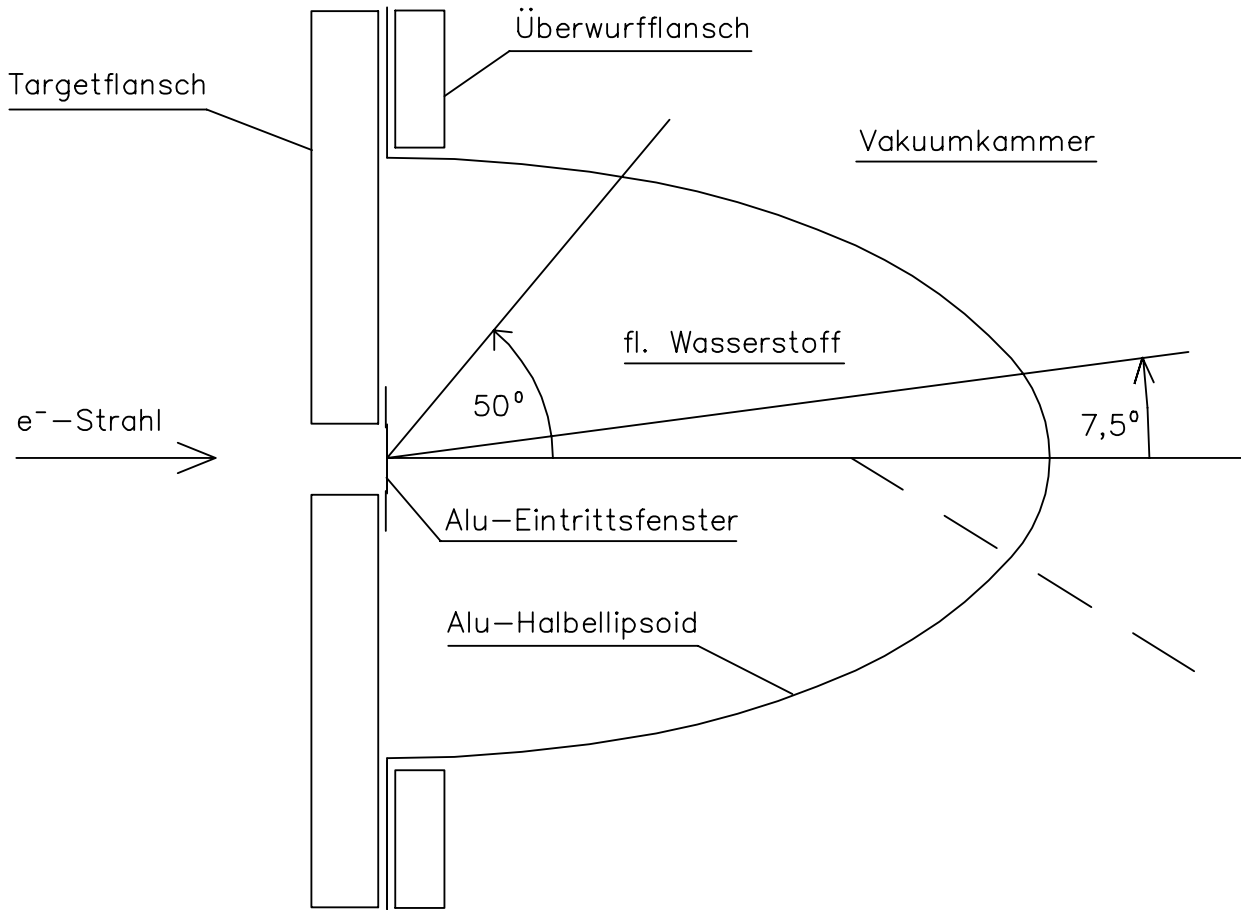


Abbildung 2: Das Target ist ein dünnwandiger Halbellipsoid aus 99,0% reinem Aluminium. Zur Unterdrückung des Untergrunds durch Møller-Mott Doppelstreuung (vgl. nächsten Abschnitt) ist in einem Öffnungswinkel von 7,5° die Targetkappe an ihrer Spitze auf 0,1 mm Wandstärke abgeschliffen

gestreuten Elektronen bis zu 50° von der Symmetrieachse weggestreut.

4.3 Mögliche Targetwandmaterialien

4.3.1 Vorüberlegung

Die Anzahl der gestreuten Teilchen pro einfallende Teilchen ist:

$$\frac{\Delta N}{N} = d\sigma \cdot n \cdot \Delta x \quad (7)$$

Es ist dabei $n = N_a \rho / A$ die Anzahl der Targetatome pro Volumen, wobei N_a die Anzahl der Atome pro mol, ρ die Dichte des Materials in g/cm^3 und A die Massenzahl in g/mol ist. Ferner ist $d\sigma$ der differentielle Wirkungsquerschnitt der

Streuung und Δx die Targetdicke. Es ergibt sich nach der Rutherfordschen Streuformel:

$$d\sigma = \frac{Z_{ein}^2 Z_{Target}^2 e^4}{16E^2} \sin^{-4} \frac{\Theta}{2} d\Omega \quad (8)$$

Zum Vergleichen des Untergrunds verschiedener Targetwandmaterialien hinsichtlich der Mott-Streuung genügt es, die Rutherfordsche Streuformel zu benutzen. Man setze voraus, daß die Teilchen eine solche Anfangsenergie haben, daß sie am Atomkern gestreut werden und nicht am einzelnen Nukleon des Atomkerns. Es gilt:

$$\frac{dN}{N} \propto \rho \cdot \frac{Z^2}{A} \cdot \Delta x \quad (\approx \rho \cdot Z \cdot \Delta x) \quad (9)$$

wobei Z die Anzahl der Protonen des Materials pro Atom ist.

Die Energie der Teilchen liege nun so hoch, daß sie bei Atomen, die aus mehreren Nukleonen aufgebaut sind, in den Atomkern eindringen und am einzelnen Nukleon streuen. Dann gilt zum Vergleichen verschiedener Targetwandmaterialien:

$$\frac{dN}{N} \propto \rho \cdot \Delta x \cdot \frac{Z + N}{A} \approx \rho \cdot \Delta x \quad (10)$$

N ist die Anzahl der Neutronen.

Die kritische Dicke, bei der eine ebene Targetwandfolie reißt, wird in der Literatur mit folgenden Formeln abgeschätzt [Vot89,Dub83]:

$$d = \frac{R_{kr} \cdot p}{2 \cdot \sigma} \quad (11)$$

$$d = \frac{D_a \cdot p}{4 \cdot \sigma} \quad (12)$$

- σ : Zugfestigkeit in MPa
- p : Druck in MPa ($= N/mm^2 = 10bar$)
- d : Foliendicke in mm
- R_{kr} : Krümmungsradius der Folie in mm
- D_a : Durchmesser der Folie in mm

Die Targetwände sollen den 3fachen Betriebsdruck sicher aushalten. Wenn in dem von der Kollaboration A4 geplanten Experiment beim Befüllen des Targets $p = 2,0bar$ Überdruck in der Zelle herrschen, so muß das Target vorher auf 5 bis 6bar Überdruck getestet worden sein.

Dies führt nach bisherigen Meßergebnissen bei Aluminium (hart, 99,0%) bei ebenen Folien zu der Formel:

$$d \simeq \frac{4 \cdot D_a \cdot S \cdot p}{4 \cdot \sigma_{fl}} \quad (13)$$

wobei S der Sicherheitsfaktor, p der Betriebsdruck und σ_{fl} die Fließgrenze ist. Ein Faktor 4 wurde in Formel (12) zusätzlich eingeführt, damit bei dem S-fachen Betriebsdruck die Folie dem Druck standhält.

4.3.2 Vergleich von Aluminium, Beryllium, Havar

Die folgenden Aspekte bei der Auswahl des Zellenmaterials müssen berücksichtigt werden:

1. Für die Targetzelle sind dünne Wände mit niedriger Ordnungszahl nötig, um den Untergrund niedrig zu halten:
 - (a) Durch die Energie des Elektronenstrahls von 855 MeV, dringt dieser in ein Atom, das aus mehreren Nukleonen besteht, ein und streut am einzelnen Nukleon. Das Eintrittsfenster des Targets und die Spitze der Kappe (Austrittsfenster) müssen nach Formel (10) aus einem leichten und dünnwandigen Material bestehen.
 - (b) Die einlaufenden Elektronen streuen an den Atomelektronen des Wasserstoffs (Møller-Streuung) und erzeugen freie Elektronen mit Energien zwischen 0 und 850 MeV. Jeder Energie läßt sich ein Streuwinkel zuordnen. Bei 2° haben die Møller-Elektronen etwa 400 MeV Energie, bei 6° beträgt sie nur etwa 60 MeV. Diese Elektronen können unterhalb etwa 500 MeV mit der Targetwand durch Mott-Streuung wechselwirken. Die Møller-Mott doppelt gestreuten Elektronen können in die um das Target angebrachten Detektoren einfallen und dort die Zählrate erhöhen. Elektronen unterhalb 40 MeV werden durch eine Abschirmung herausgefiltert. Nach der Formel (9) sollte die Kappenspitze aus einem dünnen Material mit kleiner Ordnungszahl Z bestehen.

2. Ein weiteres Kriterium bei der Auswahl von Zellwandmaterialien ist die Druckfestigkeit des Materials. Der Targetkörper wird mit 2 bar Betriebsdruck belastet und muß aus Sicherheitsgründen 6 bar Innenüberdruck aushalten können.

Auf diesen Druck hin wurden erfolgreich die zwei Aluminium-Kappen 2 bis 3 Tage mit Wasser, welches mit einer Handpumpe auf 5 bar Überdruck gebracht wurde, Dauer-getestet; einige Sekunden lang wurden 6 bar Innenüberdruck auf die Alu-Kappen gegeben. Mit einem Höhenmeßgerät wurde festgestellt, daß die Kappen keine Verformung durch den Drucktest erfahren haben.

Außerdem wurden einige Folien aus Aluminium (99,0% Reinheit, hart bis

halbhart) mit verschiedenen Dicken (25, 50, 75 und 100 μm) auf verschiedenen kreisförmigen Öffnungen (Durchmesser: 6, 8, 10, 30, 105 mm) auf Druckfestigkeit getestet. Eine 0,1 mm dicke Folie auf einem 105 mm Loch riß knapp oberhalb 2 bar Überdruck. Eine 25 μm -Aluminiumfolie reißt knapp unterhalb 6 bar auf einem 6 mm Loch, eine 50 μm -Folie oberhalb 8 bar auf einem 10 mm Loch. Weil wir für unser Testexperiment ein Targetstrahleintrittsfenster von 10 mm Durchmesser veranschlagt haben, wird eine 50 μm -Aluminiumfolie benutzt.

Ferner wurde eine 12,5 μm dicke Havar-Folie (zähe unmagnetische Legierung mit dem Hauptanteil Cobalt 42,5%) auf einem 105 mm Loch getestet. Diese riß bei knapp 2 bar Überdruck.

3. Ein drittes Kriterium bei der Auswahl von Targetwandmaterialien ist die Wärmeleitfähigkeit. Je schneller die im Zentrum der Targetfenster durch den MAMI-Strahl entstehende Wärme zu den Folienrändern abgeführt wird, um so kleiner ist die Maximaltemperatur in der Zellwandmitte. Dies wird angestrebt, damit sehr wenig oder gar keine Wärme von den Fenstern auf die Flüssigkeit übergeht.

Nun ist bekannt, daß reine Stoffe eine weitaus größere Wärmeleitfähigkeit haben als Verbindungen und Legierungen. Bei Aluminium beispielsweise genügt bei der angestrebten Stromstärke von 20 μA eine 99,0%ige Reinheit. Hochreines Aluminium (99,999+%) nun hat zwar bei tiefen Temperaturen eine 10 bis 100 mal bessere Wärmeleitung (Maximum bei etwa 20 Kelvin). Jedoch ist es dann weicher und die Gefahr besteht, daß es dem Druck nicht mehr standhält.

Neben Havar und Aluminium wurde Beryllium diskutiert. Die Wärmeleitfähigkeit bei tiefen Temperaturen kann bei Beryllium wegen der unterschiedlichen Beimengungen im Material zwischen Angaben in der Literatur [Lan71] und der Lieferfirma [Goo93] nur als Anhaltspunkt dienen.

4. Ein weiterer Punkt ist die Vakuumdichtheit des Materials. Weil Beryllium ein Sintermetall ist, kann man mit der Foliendicke nicht unter eine gewisse Korngrenze gehen ohne die Vakuumdichtigkeit zu verlieren. So ist 99,8+%-reines Be ab 25 μm Dicke vakuumdicht und 99,0%-reines Be ab 250 μm vakuumdicht [Goo93].

In der folgenden Tabelle sind die Daten der diskutierten Materialien für ein Strahleintrittsfenster mit 10 mm Durchmesser zusammengefaßt:

Material	σ_{fl}	d	Z	A	ρ	λ_{20}	λ_{300}	y	y*	Preis
Beryllium(99,8+%)	240	25	4	9	1,85	0,5	2,0	5	10	1000
Aluminium(99,0%)	110	50	13	27	2,7	2,7	2,4	15	5	10
AlMg5	300	30	13	27	2,65	0,1	1,2	8	80	20
Havar	1720	5	27	59	8,3	0,02	0,15	5	300	350

- d : Dicke in μm , berechnet mit Formel (13), bei Havar aus exp. Erfahrung Faktor 1,5 größer, bei AlMg5 auf Lieferbarkeit [Goo93] korrigiert
- λ_{20} : Wärmeleitfähigkeit in $W/(cm\ K)$ bei 20 Kelvin, bei Havar mit Edelstahl abgeschätzt, das bei Zimmertemperatur auch etwa 0,15 W/cmK hat [Sco59,Whi68]
- λ_{300} : Wärmeleitfähigkeit bei 300 Kelvin
- y : $\rho \cdot d$ in $g/cm^2 \cdot 10^{-3}$ (günstig bei kleinen Werten !)
- y^* : y/λ_{20} in $g/cm^2\ Watt^{-1}cm \cdot K \cdot 10^{-3}$ (günstig bei kleinen Werten !)
- Preis: pro 25 x 25 mm^2 Folienfläche in DM [Goo93]

Das Austrittsfenster ist die Aluminiumkappe. Wegen der hier anzutreffenden Møller-Mott-Doppelstreuung bietet Beryllium gegenüber Aluminium (selbst bei etwas schlechterer Wärmeleitung) Vorteile. Jedoch ist es nach Anfragen bei einer auf Beryllium spezialisierten Firma nicht möglich die Form des Ellipsoids bei gewählter dünner Wandstärke herzustellen [Hae93].

Wegen der schlechten Kenntnis über die Wärmeleitung bei Beryllium und der schlechten Wärmeleitung des Havars wird als Eintrittsfenstermaterial Aluminium benutzt.

Das jetzige Target wird komplett aus Aluminium (99,0% rein, hart) aufgebaut. Flüssiger Wasserstoff auf 10 cm Targetlänge hat ein $y = 0,70\ g/cm^2$. Aluminium hat mit 50 μm Eintritts- und 100 μm Austrittsfenster $y = 0,04\ g/cm^2$. Die Streuwahrscheinlichkeit ist im Wasserstoff demnach gut 17 mal größer.

4.4 Wärme in den Targetfenstern

Gegenüber der Wärmeleistung, die im Wasserstoff deponiert wird ist sie mit 1 bis 2 Watt in den Targetfenstern vergleichbar klein. Für den Energieverlust der Teilchen pro Wegstrecke in 1 cm gilt [Leo87]:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \frac{\tau^2(\tau+2)}{2(I_0/m_e c^2)^2} - \delta + 2\frac{C}{Z} \right] \quad (14)$$

wobei τ die kinetische Energie des Teilchens in Einheiten von $m_e c^2$ ist. Ferner gilt: $2\pi N_a r_e^2 m_e c^2 = 0,1535 \text{ MeV cm}^2/\text{g}$ und

- I_0 : Ionisierungspotential in eV
- β : v/c
- δ : Dichtekorrektur
- C : Oberflächenkorrektur
- Z, A, ρ : Ordnungs-, Massenzahl und Dichte des Absorptionmaterials

Der Energieverlust der Elektronen im Wasserstoff durch Bremsstrahlung ist bei 855 MeV doppelt so groß wie der durch Stoßionisation. Die Wärmeerzeugung, die durch Bremsstrahlung hervorgerufen wird, ist gegenüber der durch Stoßionisation vernachlässigbar klein.

Nach obiger Formel und den entsprechenden Tabellenwerten [Ste84] ergeben sich für flüssigen Wasserstoff und den möglichen Targetwandmaterialien bei $20 \mu\text{A}$ Strahlstrom folgende Werte:

Material	d	Z/A	I_0	ρ	F_0	C	δ	-dE/dx	P/d
Wasserstoff, fl.	100	0,992	21,8	0,07	41,7	3,5	11,3	0,4	80
Beryllium	0,025	0,444	63,7	1,85	40,0	2,8	12,1	3,6	0,18
Aluminium	0,050	0,482	166	2,7	37,6	4,3	10,6	5,6	0,55
Havar(Cobalt)	0,005	0,458	297	8,3	36,5	4,3	10,6	14,7	0,15

- d: Strahldurchtrittslänge in mm
- $F_0 := \ln \frac{\tau^3}{2(I_0/m_e c^2)^2}$
- $P := I[\mu\text{A}] \cdot dE/dx[\text{MeV}]$ in Watt
- dE/dx: Energieverlust pro cm in MeV
- P/d: deponierte Wärmeleistung in Watt pro d

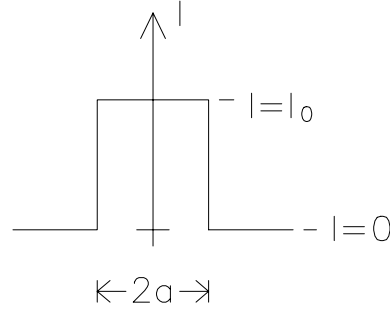


Abbildung 3: *Einfaches Modell des Strahlprofils*

In der Aluminiumkappe werden bei 0,1 mm Wandstärke 1,1 Watt eingebracht.

In erster Näherung wird die Wärme, die in der Targetzelle und in den Targetfenstern erzeugt wird, radial vom Strahl weggeleitet. Es wird im Abstand R ein Rand definiert, auf dem die Temperatur minimal und konstant ist (Betriebstemperatur). Im Strahlzentrum befindet sich selbstverständlich die maximale Temperatur, die im Besonderen interessiert, weil sie hilft abzuschätzen, ob der Wasserstoff durch Wärmeübergang an den Fenstern verdampft.

Die stationäre Wärmeleitungsgleichung wird wegen der vorhandenen Symmetrie in Zylinderkoordinaten umgeschrieben. Es ergibt sich zusammen mit der Randbedingung $T=T_0$ auf $\rho = R$ und mit dem Strahlradius $\rho = a < R$, eine Lösung für $T(\rho)$ [Vot89]:

$$T(\rho) = \frac{q}{2\lambda} \left(-\frac{\rho^2}{2} - a^2 \ln \frac{a}{R} + \frac{a^2}{2} \right) + T_0 \quad \text{für } \rho < a, \quad (15)$$

$$T(\rho) = \frac{q}{2\lambda} \left(-a^2 \ln \frac{\rho}{R} \right) + T_0 \quad \text{für } \rho > a. \quad (16)$$

wobei

$$q = \frac{I \cdot dE/dx}{\pi a^2} \quad (17)$$

Für den Strahl wird dabei im einfachsten Modell ein Rechteckprofil angesetzt (Abb. 3):

In den Gleichungen wird allein die Wärmeabfuhr über die Folie berücksichtigt, jedoch nicht diejenige durch den Wärmeübergang auf den flüssigen Wasserstoff. Aus der Definition für q [Watt/cm³] ist zu erkennen, daß die Temperaturverteilung unabhängig von der Foliendicke ist. Je dünner die Folie, umso weniger Energie wird eingebracht. Aber in gleichem Maße verringert sich die Fläche innerhalb der Folie, die zur Wärmeableitung da ist. Das stimmt jedoch nicht ganz: Je dünner die Folie, umso besser wird die Wärmeabfuhr über die Folie [Vot89].

Jedoch ist dies im Bereich der Foliendicken von 5 bis 50 μA ein 5%-Effekt. Obige Formel zeigt auch, daß die Temperaturzunahme bei $\rho = 0$ proportional zum negativen natürlichen Logarithmus des Strahlradius' plus Konstante ist (Formel 15).

In der folgenden Abbildung 4 ist das Strahlprofil grob durch ein Rechteckprofil der Breite 2 mm angenähert. Wie zu erkennen ist, ist die Temperaturerhöhung im Strahlzentrum bei Aluminium, hier mit 20 μA Strom ($\Delta T \simeq 15\text{K}$) eingezeichnet, weit unterhalb der von Havar bei 1 μA ($\Delta T \simeq 100\text{K}$). Bei einem Strahlstrom von 20 μA würde die Havar-Folie im Strahl eine Temperaturüberhöhung von über $\Delta T = 600\text{K}$ aufweisen.

Bei diesen Zahlen ist anzumerken, daß sich $\Delta T(\rho)$ verkleinert, falls der Wärmeübergang auf den Wasserstoff einbezogen wird, der nur schwer quantitativ zu fassen ist und bisher nicht einkalkuliert wurde. Außerdem verkleinert sich $\Delta T(\rho)$ im Falle des Folienmaterials Havar, wenn man in Rechnung stellt, daß bei starker Temperaturerhöhung die Wärmeleitfähigkeit des Materials zunimmt. Dieser Effekt ist bei obigen Abschätzungen berücksichtigt.

Die Kühlung der beiden Targetfenster durch den Wasserstoff funktioniert umso besser, je dünner die Folien sind. Auch dies kommt der sehr dünnen Havarfolie zugute. Meßergebnisse an Nickelfolien zwischen 10 und 50 μm Dicke mit 10 mm Durchmesser, die von 11 MeV Protonen beschossen wurden und denen ein relativ schlechter Wärmeübergang bereitgestellt wurde ($h = 0,04\text{ Watt/cm}^2\text{K}$), zeigten, daß die Temperaturerhöhung bei einer Wandstärke von 10 μm nur halb so groß war im Vergleich zur 50 μm -Folie [Vot89].

Trotzdem erreicht die Havar-Folie nicht die Qualität von Aluminium oder Beryllium.

Die Minderung der Temperaturzunahme in der Folie im Zentrum des Strahls durch Wärmeübergang auf den Wasserstoff, kann wie folgt grob abgeschätzt werden:

Die Wärmeleistungsdichte, die durch den Strahl in die Folie eingebracht wird, sei q_{strahl} (Formel 17). Durch den sogenannten konvektiven Wärmeübergang an den Wasserstoff q_{konv} muß die Formel modifiziert werden, und es gilt:

$$q = q_{\text{strahl}} - q_{\text{konv}} \quad (18)$$

wobei gilt [Vot89]:

$$q_{\text{konv}} = \frac{\alpha \cdot \Delta T_{\text{mod}}}{d} \quad (19)$$

Man löse nach ΔT_{mod} auf und erhält dann an der Stelle $\rho = 0$:

$$\Delta T(\rho = 0)_{\text{mod}} = \frac{q_{\text{strahl}}}{\frac{2\lambda}{r} + \frac{\alpha}{d}} \quad (20)$$

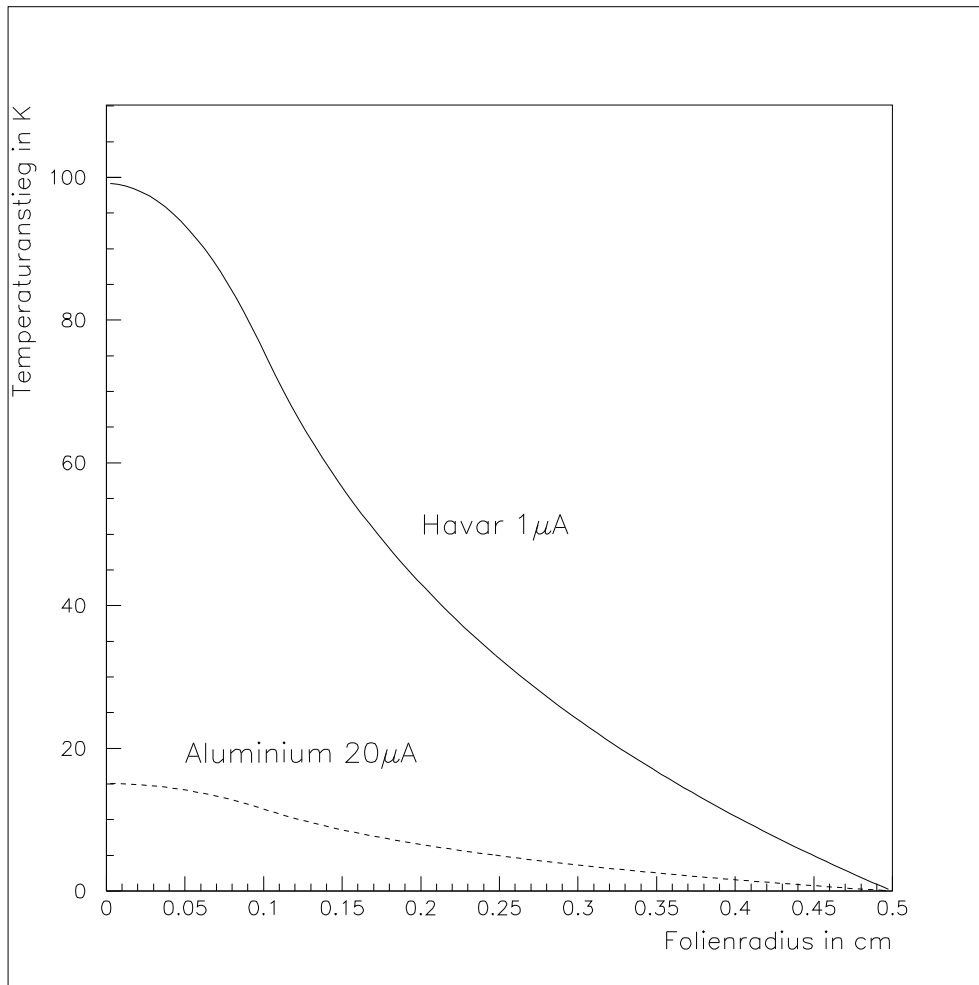


Abbildung 4: Temperaturprofile durch 855 MeV e^- -Strahl (Rechteckpotential der Breite 2 mm) auf Havarfolie bei 1 μ A sowie Aluminiumfolie bei 20 μ A Strahlstrom. Das Temperaturmaximum und das Profil sind weitgehend unabhängig von der Foliendicke.

mit $r = a^2 \cdot (\ln(R/a) + 0,5)$.

- α : Wärmeübergangskoeffizient in Watt/cm²K
- d : Grenzschicht im Wasserstoff in cm, die am Wärmeübergang teilnimmt
- λ : Wärmeleitfähigkeit des Folienmaterials in Watt/cmK

In der folgenden Abbildung ist die Änderung der Temperaturerhöhung für Werte von α/d im Bereich von 0,01 bis 100 Watt für Havar und Aluminium dargestellt.

Aus der Abbildung ist zu erkennen, daß mit wachsenden (unbekannten) α/d -Werten der Wärmeübergang von der Folie auf den Wasserstoff bei Havar immer größer wird, bei Aluminium sich jedoch kaum verändert. Daraus kann gefolgert werden, daß durch Konvektion Wärme von der durch den Elektronenstrahl erhitzten Havar-Folie auf die Flüssigkeit übergeht. Bei Aluminium ist dies bei den betrachteten 20 μ A unabhängig von α/d nicht der Fall.

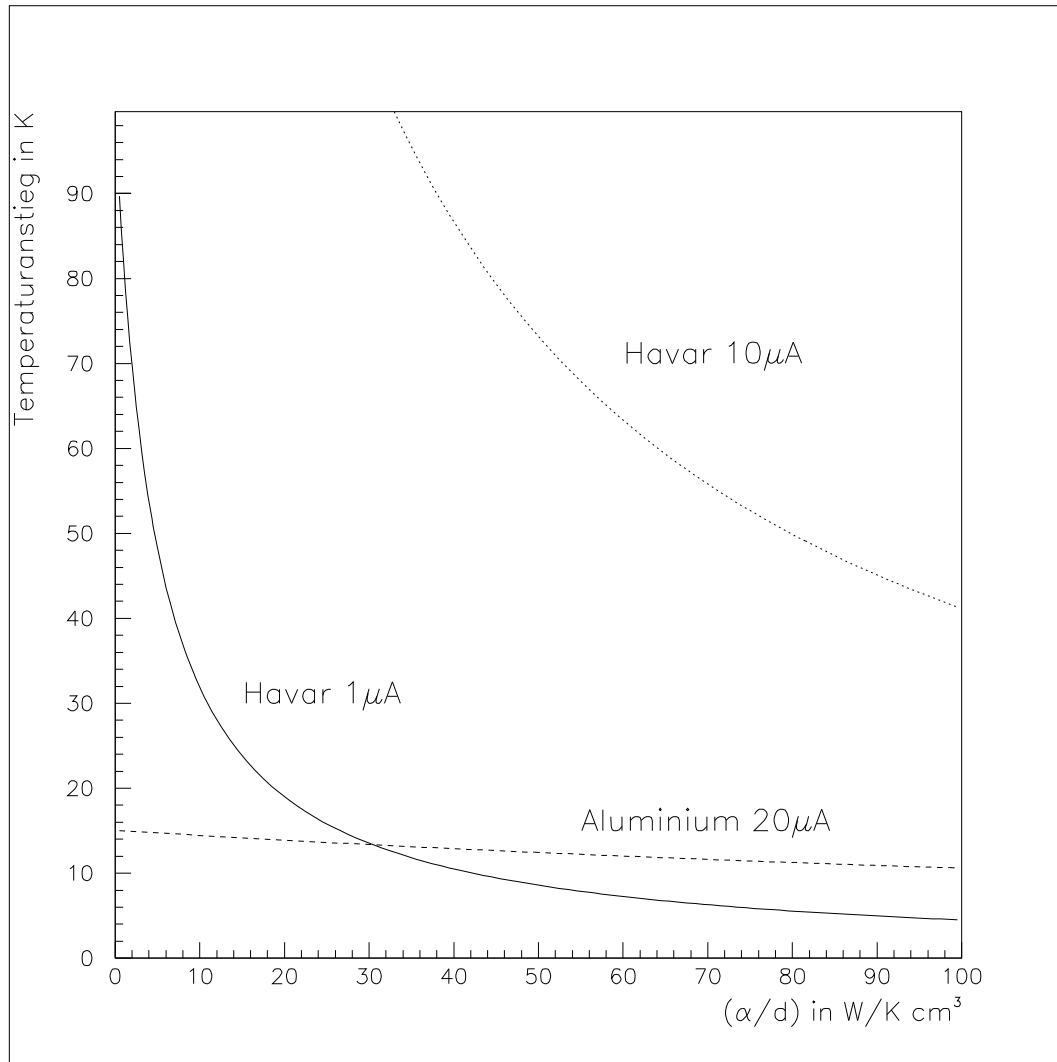


Abbildung 5: Temperaturerhöhung in der Folie im Strahlzentrum in Abhängigkeit von dem Verhältnis α/d (Wärmeübergangskoeffizient pro Grenzschichtdicke) bei 2 mm Rechteckpotential des Strahls. Für $\alpha/d=0$ ist $\Delta T_{\text{mod}} = \Delta T$ und es findet kein Wärmeaustausch zwischen Folie und der Flüssigkeit statt.

4.5 Natürliche oder erzwungene Konvektion

Es soll nun untersucht werden, auf welche Weise die Wärmeleistung des Strahls abtransportiert werden kann.

Der einfachste Fall der Wärmeabfuhr ist die Wärmeleitung, die ruhende Teilchen annimmt, die um einen festen Punkt schwingen und die Wärme durch Phononen abführen. Bei Wasserstoff liegt der Wert für die Wärmeleitfähigkeit bei nur $\lambda = 0,001 \text{ Watt/cmK}$. Wäre dies die einzige Form der Abfuhr von Wärme, so könnte man nur mit Strahlströmen von etwa 10 nA arbeiten, falls man eine Temperaturerhöhung von 3 Kelvin im flüssigen Wasserstoff zuläßt, was sich aus der Formel (15) für $T(\rho)$ ergibt.

Ein Fluid, bei dem lokal eine Temperaturerhöhung auftritt, entwickelt eine Eigendynamik, die die erhitzten Mengen mit der kühleren Umgebung zu vermischen sucht. Motor ist ein durch die Temperaturdifferenz erzeugter Dichteunterschied. Dies ist die *natürliche Konvektion*.

Bei Verwendung einer Pumpe, die den Wasserstoff in einem Kreislauf, in den u. a. das Target eingebaut ist, umwälzt, spricht man von der *erzwungenen Konvektion*.

4.5.1 Wärmeabfuhr durch natürliche Konvektion

Eine Messung der A3-Kollaboration [Sch91] am Siedepunkt mit einem in Strahlrichtung 2cm langen Wasserstofftarget und dem Zellwandmaterial Havar untersuchte die Intensität der gestreuten Elektronen zwischen 0,5 und 6 μA Strahlstrom. Beim Arbeiten mit flüssigem Wasserstoff am Siedepunkt wird die Wärme dadurch abgeführt, daß wenige Prozent der Flüssigkeit im Strahlgebiet verdampfen. Man stellte im A3-Experiment bei natürlicher Konvektion oberhalb etwa 1 μA einen Intensitätsabfall fest (Bei 6 μA betrug der Luminositätsverlust bereits 30%). Beim Betrieb eines Ventilators war bis 6 μA keine Abnahme der Streurate festzustellen. Es gibt dann zwei Möglichkeiten für den Luminositätsabfall oberhalb 1 μA bei A3: Entweder der Wasserstoff selbst verdampft mit einem zu hohen Prozentsatz im kompletten Strahlgebiet oder die schlechtwärmeleitende Havarfolie erhitzt den Wasserstoff, der an der Folie anliegt so stark, daß er dort 100%ig verdampft.

Nach der Aussage von Herrn Prof. Altarev [Alt94] ist es möglich durch natürliche Konvektion die Wärme des Strahls mit einem um $\Delta T=4\text{Kelvin}$ unterkühlten Target bis zu 35 μA Strahlstrom abzuleiten, ohne daß der Wasserstoff verdampft. Dazu ist eine gut kalkulierte Geometrie des Targets und des Wasserstoff-Kreislaufs zu entwerfen, die dafür sorgt, da die Strömungsgeschwindigkeit im Targetbereich gro ist. Dies erfordert einen engen Querschnitt im Target und einen großen im übrigen Kreislauf.

Prinzipiell besteht bei den Überlegungen von Herrn Altarev das Target aus einem

dünnwandigen Hohlzylinder mit einer Symmetrieachse, die mit der Strahlachse zusammenfällt, und mit einem Durchmesser von $D_{Zy} = 2cm$. Der Geschwindigkeitsvektor des Wasserstoffs steht antiparallel zur Elektronenstrahlrichtung. Nach seiner Erfahrung vermischt sich bei einer turbulenten Strömung die im Strahl erwärmte Flüssigkeit mit der Umgebung nach der Strecke $l_m = 0,2D_{Zy}$, sodaß $l_m = 0,4cm$. Auf diesem Bruchteil der Targetlänge ($L = 10cm$) wird dann bei einem Strahlstrom von $I = 35\mu A$ eine Wärmeleistung von $P_l = I \cdot dE/dx \cdot l_m = 6,4W$ deponiert. Damit wird die erforderliche Strömungsgeschwindigkeit nach

$$v_F = \frac{P_l}{c_p \cdot \rho \cdot d^2 \cdot \Delta T} \quad (21)$$

zu $v_F = 62cm/s$, mit $c_p = 9J/gK$, $\rho_{LH_2} = 0,072g/cm^3$ und einem quadratischen Strahlquerschnitt von $d^2 = 4mm^2$. Die Reynoldszahl ist dann $Re = \rho \cdot v \cdot D_{Zy} / \eta = 5,2 \cdot 10^4$ ($\eta_{LH_2} = 1,7 \cdot 10^{-4}g/cm \cdot s$ ist die dynamische Viskosität), soda eine ausgeprägt turbulente Strömung vorliegt, und nach Altarev die Voraussetzung für die Abschätzung $l_m = 0,2D_{Zy}$ gegeben ist.

Nun folgt eine Überlegung wie diese Geschwindigkeit erzeugt werden kann: Der erwärmte Wasserstoff habe eine Temperatur von $T_{erw} = 20,5K$. Dies entspricht der Siedetemperatur bei $1030mbar$ Dampfdruck [Här91]. Die Betriebstemperatur unter diesem Druck liege auf $16,5K$. Dies entspricht einer Unterkühlung um $\Delta T = 4K$. Die Dichtedifferenz zwischen erwärmter und kalter Flüssigkeit beträgt dann $\Delta \rho = 4 \cdot 10^{-3}g/cm^3$ [McC75]. Altarev benutzt nun eine Kreislaufhöhe von $H = 100cm$. Mit der Fallbeschleunigung g ergibt sich damit ein Druckgewinn von

$$\Delta p_{zu} = \rho \cdot g \cdot H = 39,2Pa \quad (22)$$

Dieser Druckgewinn wird zur Bewältigung der Reibungsverluste in der Kreislaufleitung benutzt. Der Druckabfall im Kreislauf ist gegeben durch

$$\Delta p_{ab} = \zeta \cdot \rho \cdot v^2 / 2 \quad (23)$$

Die Widerstandszahl für den Kreislauf einschließlich Target wird von Altarev mit $\zeta = 3$ abgeschätzt. Eine obere Grenze der erreichbaren Geschwindigkeit wird mit dem zur Verfügung stehenden Druckgewinn und dem vorhandenen Widerstandswert auf $v = 61cm/s$ festgelegt. Dies entspricht in etwa dem geforderten v_F .

Der minimale Querschnitt, der im Target vorhanden sein muß, damit die entstehende Wärmeleistung bei der vorhandenen Geschwindigkeit aufgenommen werden kann, ergibt sich zu:

$$A_{min} = \frac{I \cdot dE/dx \cdot L}{v \cdot c_p \cdot \rho \cdot \Delta T} \quad (24)$$

Damit ergibt sich $A_{min} = 1,12cm^2$. Im Kreislauf mit Ausnahme des Targets kann, weil die dort die Geschwindigkeit nicht so groß zu sein braucht, ein größerer Querschnitt genommen werden. Bei einem Querschnitt von $A = 2,54cm^2$ ergibt sich

eine Geschwindigkeit von $v = 27 \text{ cm/s}$. Der Druckverlust ist außerhalb des Targets dann 8 Pa . Damit bleiben 32 Pa für das Target übrig. Mit den von Altarev angegebenen Widerstandszahlen im Target von $\zeta = 1$ bis $\zeta = 1,5$ erhöht sich die Geschwindigkeit durch die Verengung des Querschnitts im Target auf $v = 76 \text{ cm/s}$ bis $v = 93 \text{ cm/s}$.

Es muß dabei darauf geachtet werden, daß die Geschwindigkeit im Kreislauf nicht so langsam wird, da sich eine laminare Strömung ausbilden kann, bei welcher der Wärmeübergang im Wärmetauscher so schlecht wird, da er unwirtschaftlich groß gebaut werden müßte. Eine größere Geschwindigkeit erreicht man dann durch eine größere Kreislaufhöhe.

Das Ergebnis der A3-Kollaboration zeigt, daß man ohne Unterkühlung wenigstens $1 \mu\text{A}$ Strahlstrom auf den Wasserstoff richten kann, ohne daß er verdampft. Ob bei Unterkühlung mit bis zu $35 \mu\text{A}$ gearbeitet werden kann, wird getestet werden müssen. Im ersten Fall kann der Grund in der Havar-Folie zu suchen sein, daß das Ergebnis zu schlecht ausfällt. Auf der anderen Seite ist die Rechnung von Altarev unter Umständen zu optimistisch.

Aus diesen Gründen bereitet die Kollaboration A4 ein erstes Testexperiment vor, daß mit Wasserstoff arbeitet und statt Havar das wesentlich besser wärmeleitende Aluminium für die Targetfenster benutzt (vgl. vorherigen Abschnitt). Wegen des derzeit vorhandenen Kaltkopfes kann keine Unterkühlung vorgenommen werden. Außerdem steht nur eine Kältemaschine mit 10 Watt Leistung zur Verfügung, die maximal die Wärmebelastung durch ca. $2 \mu\text{A}$ Strahlstrom verkraftet, sodaß die Aussage von Herrn Altarev erst nach dem Kauf einer neuen Kältemaschine und Konstruktion eines entsprechenden Kaltkopfes zu Beginn des nächsten Jahres untersucht werden kann.

4.5.2 Betrachtung der erzwungenen Konvektion

Eine Rechnung ist die folgende: Der Wasserstoff im Strahlstrom wird quer zur Strahlachse mittels einer Pumpe angeströmt. Der Strahlstrom habe einen Radius von $a = 0,1 \text{ cm}$. Der um ΔT unterkühlte Wasserstoff kann nur eine bestimmte Wärmemenge aufnehmen, ohne zu verdampfen. Die erzwungene Fließgeschwindigkeit muß mindestens so groß sein, daß die beim Durchgang durch den Strahlquerschnitt in der Zeit t aufgenommene Wärmemenge $\Delta Q_{\text{Strahl}} \leq \Delta Q_{\text{max}}/t$ ist. Mit:

$$\begin{aligned}\Delta Q_{\text{Strahl}} &= I \cdot dE/dx \cdot L \\ \Delta Q_{\text{max}} &= \rho \cdot c_p \cdot \Delta T \cdot \pi \cdot a^2 \cdot L\end{aligned}$$

ergibt sich die Bedingung für die Pumpleistung

$$\frac{dV}{dt} = \frac{2 \cdot I \cdot A \cdot dE/dx}{\pi \cdot a \cdot \rho \cdot c_p \cdot \Delta T} \quad (25)$$

mit

- ΔQ_{max} : maximal aufnehmbare Wärmemenge durch den Wasserstoff
- ΔQ_{Strahl} : Wärmeleistung des Strahls
- L : Targetlänge in cm
- ρ : Dichte des Wasserstoffs in g/cm^3
- c_p : Wärmekapazität bei konstantem Druck in J/gK
- A : Targetquerschnitt entlang des Strahls, erzwungene Fließrichtung des Wasserstoffs in cm^2 .

Bei einem Targetquerschnitt von $70cm^2$, 3 Kelvin Unterkühlung und einem Strahlstrom von $I = 20\mu A$ muß die Pumpleistung dV/dt mindestens $1,9l/s$ sein.

5 Wärmetauscher

5.1 Einführung

Um den Wasserstoff abzukühlen, zu verflüssigen und auf seine Arbeitstemperatur von 16,5 Kelvin zu halten, wird ein Wärmetauscher verwendet. Dort wird dem Wasserstoff Wärmeenergie durch kaltes Heliumgas von 10 bis 15 Kelvin entzogen, welches seinerseits durch eine Kältemaschine auf diese tiefe Temperaturen gebracht wurde. Es soll eine Kältemaschine der Firma Linde mit folgenden Leistungsdaten verwendet werden:

In einem angeschlossenen Wärmetauscher können $dQ/dt = 500W$ Wärmeleistung aufgenommen werden, wenn das Helium mit einem Massenstrom von $dm/dt = 12,4g/s$ (im Mittel unter 1,5bar) bei einer Eingangstemperatur von 10,5K und einer Ausgangstemperatur von 18,0K durch den Wärmetauscher fließt. Der Druckabfall in der Heliumleitung darf maximal 0,2bar betragen [Lin84].

Der Wärmetauscher selbst hat generell eine 'Targetseite', hier in unserem Falle Wasserstoff, und eine 'Kühlseite', hier also die Heliumseite sowie die meist aus gut wärmeleitendem Kupfer bestehende Zwischenwand. Für Leistungen bis 20 Watt können Wärmetauscher benutzt werden, bei denen das Helium und der Wasserstoff nur mit geringen Geschwindigkeiten aneinandervorbeiströmen müssen, so wie sie die natürliche Konvektion erzeugt. Bei größeren Leistungen sind hohe Geschwindigkeiten der Wärmeaustauschsubstanzen erforderlich, die den Wärmeübergang verbessern und damit die benötigte wärmeaustauschende Fläche nicht übermäßig groß werden lassen. Dies ergibt sich aus:

$$\frac{dQ}{dt} = k \cdot \Delta T \cdot A \quad (26)$$

Dabei ist k der Wärmedurchgangskoeffizient in $Watt/cm^2K$, der sich zu

$$k^{-1} = \alpha_{LH_2 \rightarrow Wand}^{-1} + w \cdot \lambda_{Wand}^{-1} + \alpha_{Wand \rightarrow He}^{-1} \quad (27)$$

ergibt, wobei α die jeweiligen Wärmeübergangskoeffizienten sind, w die Wandstärke der Trennwand und λ die Wärmeleitfähigkeit des Wandmaterials ist.

Der Übergangskoeffizient für Wasserstoff (1) sowie Helium (2) ist durch

$$\alpha_{1,2} = \frac{Nu_{1,2} \cdot \lambda_{1,2}}{d_{1,2}} \quad (28)$$

gegeben. Dabei ist $Nu_{1,2}$ die Nusselt-Zahl, d.i. die Verbesserung der Wärmeleitung durch natürliche oder erzwungene Konvektion des Gases oder der Flüssigkeit, $\lambda_{1,2}$ die Wärmeleitfähigkeit von Wasserstoff (1) bzw. Helium (2) in $Watt/cmK$ und $d_{1,2}$ die Länge, auf der der Wärmeübergang stattfindet, in cm .

Die Wärmeleitfähigkeit λ in W/cmK ist für verschiedene Werkstoffe in folgender

Tabelle und Abb. 6 zusammengefaßt [Sco59,Whi68]:

Material	OFHC-Cu	SE-Cu	SF-Cu	Edelstahl	Alu 1100-F	AlMg5
$\lambda(300K)$	4,0	3,9	3,0 – 3,7	0,15	2,3 – 2,7	1,2
$\lambda(10 – 20K)$	120 – 135	10 – 20	0,3	0,015	2 – 3	0,1

Die Übergangskoeffizienten $\alpha_{LH_2,He}$ liegen im Bereich von 0,1 bis $0,5W/cm^2K$. Soll der Beitrag der Trennwand zum Wärmedurchgangskoeffizienten nur 1% betragen, läßt sich aus der Tabelle die zulässige Trennwandstärke ablesen, wenn λ als Wandstärke in *mm* abgelesen wird.

5.2 Verschiedene Wärmetauscherkonstruktionen

Im Rahmen dieser Diplomarbeit werden verschiedene Wärmetauscherkonstruktionen untersucht. Sie wurden für die erzwungene Konvektion mit einem $2l/s$ Wasserstoff-Ventilator ausgelegt, weil diese gegenüber Wärmetauschern, die mit natürlicher Konvektion arbeiten, wegen der hohen Druckverluste schwieriger zu entwickeln sind. Bei diesen Wärmetauschern handelt es sich um Rohrbündelwärmetauscher. Durch Rohrwände getrennt, fließen die wärmeaustauschenden Stoffe mit möglichst hoher Geschwindigkeit aneinander vorbei. Man unterscheidet Parallel- und Querstrom-Wärmetauscher. Sie unterscheiden sich in der relativen Stromrichtung der beiden wärmeaustauschenden Stoffe, die entweder parallel oder senkrecht zueinander gerichtet sein können.

Die wichtigsten Kenngrößen eines Wärmetauschers sind der *Wärmedurchgang* von Kühlseite zu Targetseite und der *Druckverlust* in den durchströmten Leitungen.

5.2.1 Parallel angeströmter Rohrbündel-Wärmetauscher

Zunächst soll der Parallelstrom-Wärmetauscher betrachtet werden (Abb. 7). Wegen der einfachen Geometrie läßt sich der Wärmedurchgang genau abschätzen. Dieser Wärmetauscher besteht aus Koaxialrohren (vgl. Abb. 8). Im Röhrchen mit dem kleineren Durchmesser (inneres Röhrchen) fließt der Stoff, der gekühlt werden soll, hier der Wasserstoff. Im äußeren Rohr fließt das Kühlmittel Helium. Diese Anordnung minimiert die Druckverluste auf der Wasserstoffseite, weil die Anschlußrohre des Wasserstoffs an den Wärmetauscher mit den Röhrchen auf derselben Achse liegen.

Die allgemeine Gleichung des Wärmedurchgangs $dQ/dt = k \cdot A \cdot \Delta T$ wird im zylindersymmetrischen Fall zu [Ste71]:

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{2\pi \cdot L \cdot \Delta T_m}{\frac{1}{r_{LH_2} \cdot \alpha_{LH_2}} + \frac{\ln(r_w/r_{LH_2})}{\lambda} + \frac{1}{r_w \cdot \alpha_{He}}} \quad (29)$$

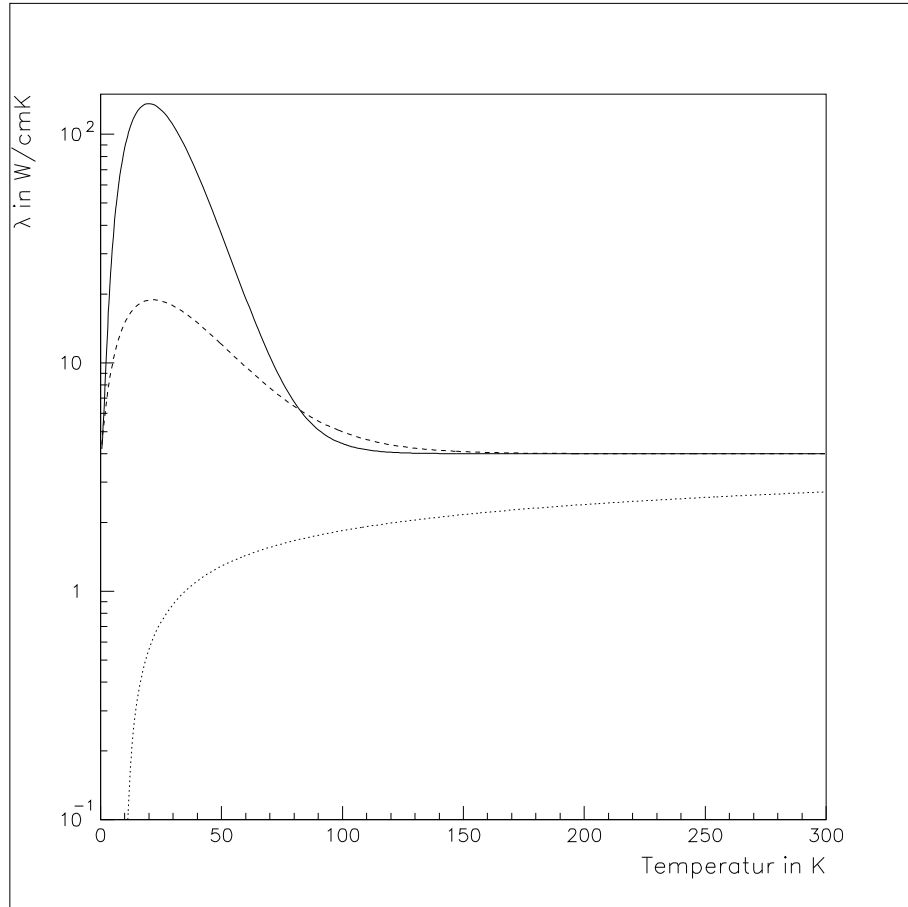


Abbildung 6: Logarithmische Auftragung der Wärmeleitfähigkeit von OFHC-Kupfer (durchgezogene Linie), SE-Kupfer (gestrichelt) und Standard (SF)-Kupfer (gepunktet) in Abhängigkeit von der Temperatur. Dabei ist OFHC-Kupfer hochreines (99,99%), sauerstoffreies (max. 0,001%) Kupfer (OFHC = Oxygen free, high conductivity). SE-Kupfer (> 99,9%) ist mit Phosphor deoxydiert und hat einen Restphosphorgehalt von 0,003%. SF-Kupfer (> 99,9%) hat einen höheren Restphosphorgehalt ($P=0,015..0,040\%$).

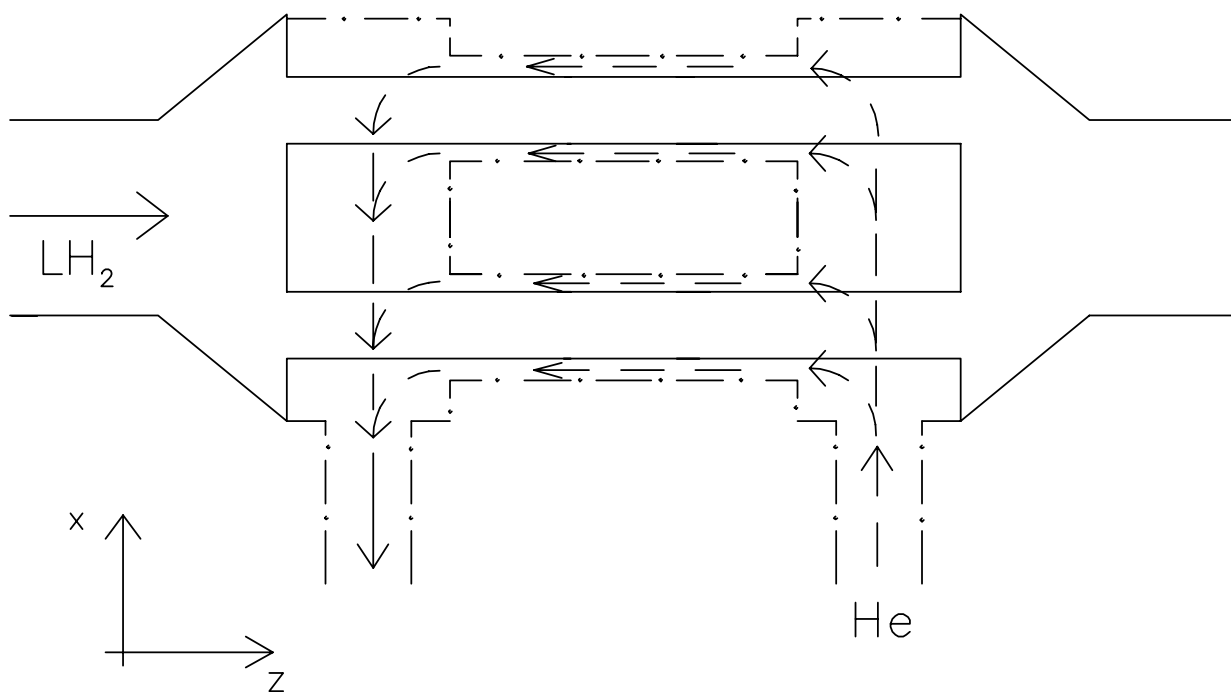


Abbildung 7: Schematische Darstellung des Parallelstrom-Wärmetauschers. Ein-gezeichnet ist die antiparallele Fließrichtung. Das Helium strömt seitlich in den zylindrischen Behälter ein (z -Achse ist die Symmetrieachse), und zwar zunächst in einen zylindrischen Raum (Helium-Verteilerraum), in dem das Helium in die einzelnen Koaxialrohre (2 Stück sind eingezeichnet) verteilt wird.

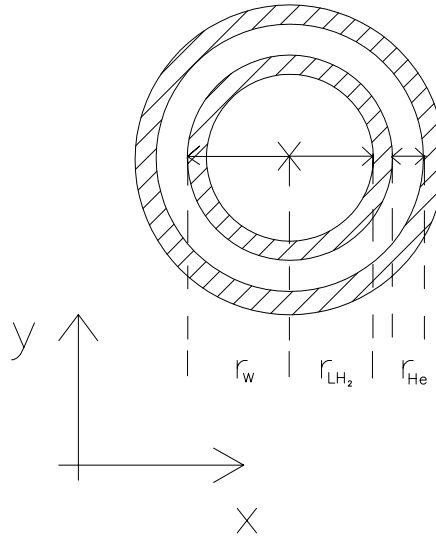


Abbildung 8: Eingezeichnet ist der Querschnitt von einem Koaxialrohr. Im inneren Röhrchen strömt der Wasserstoff. Im äußeren das Helium. (Beide Fluide fließen in z -Richtung. Beim Gleichstrom-Wärmetauscher geschieht dies parallel zueinander, beim Gegenstrom-Wärmetauscher antiparallel.)

Dabei ist

- dQ/dt : Wärmeleistung in Watt, die vom wärmeren Fluid auf das kältere übergeht
- L : Länge pro Röhrchen (=effektive Länge des Wärmetauschers)
- r_{LH_2} : Innenwandradius des inneren Röhrchens in cm
- α_{LH_2} : Wärmeübergangskoeffizient zwischen Wand und Wasserstoff
- r_w : Außenwandradius des inneren Röhrchens in cm, mit $r_w = r_{LH_2} + w$
- w : Wandstärke des inneren Röhrchens in cm
- λ : Wärmeleitfähigkeit der Wand des inneren Röhrchens in Watt/cmK
- α_{He} : Wärmeübergangskoeffizient zwischen Wand und Helium

Dabei ergibt sich für die mittlere Temperaturdifferenz [Ste71]:

$$\Delta T_m = \frac{\Delta T_e - \Delta T_a}{\ln(\Delta T_e / \Delta T_a)} \quad (30)$$

Dabei ist ΔT_e die Temperaturdifferenz zwischen der Eingangstemperatur des Kühlmittels Helium und der dort bestehenden Wasserstoff-Temperatur. ΔT_a ist

der Temperaturunterschied zwischen der Ausgangstemperatur des Heliums und der dortigen Wasserstoff-Temperatur.

Verwendung finden Gegenstrom- und Gleichstrom-Wärmetauscher. Beim Gegenstrom-Wärmetauscher fließen Wasserstoff und Helium antiparallel zueinander, beim Gleichstrom-Wärmetauscher parallel zueinander. Für den Gegenstrom-Wärmetauscher sind $\Delta T_e = T_{LH_2,a} - T_{He,e}$ und $\Delta T_a = T_{LH_2,e} - T_{He,a}$. Beim Gleichstrom-Wärmetauscher sind $\Delta T_e = T_{LH_2,e} - T_{He,e}$ und $\Delta T_a = T_{LH_2,a} - T_{He,a}$. Dabei sind $T_{e,a}$ die Eingangs- und Ausgangstemperaturen der Fluide. Es gilt:

$$T_{LH_2,e} = T_{LH_2,a} + (dQ/dt)/(\rho_{LH_2} \cdot (dV/dt)_{LH_2} \cdot c_{p,LH_2}) \quad (31)$$

Ferner gilt:

$$T_{He,a} = T_{He,e} + (dQ/dt)/((dm/dt)_{He} \cdot c_{p,He}) \quad (32)$$

Wegen des großen Massenstroms $\rho \cdot dV/dt = 140g/s$ des Wasserstoffs bei erzwungener Konvektion sinkt die Temperatur bei z.B. $dQ/dt = 200W$ nur um 0,15 Kelvin. Das Helium mit $dm/dt = 12,4g/s$ erwärmt sich bei dieser Leistung um 2,5 Kelvin. Dabei ist $T_{He,e} = 14K$ und $T_{LH_2,a} = 17,5K$. Die mittlere Temperaturdifferenz liegt dann bei $\Delta T_m = 2K$. Dabei ist $c_{p,LH_2} = 9J/gK$ und $c_{p,He} = 6J/gK$ [Whi68,Mcc75]. Bei einer Kühlleistung von $dQ/dt = 100W$ ist mit den Formel (35),(30 bis 32) eine Betriebstemperatur von $T_{LH_2,a} = 16,5K$ möglich. Obwohl die Kältemaschine eine Helium-Eingangstemperatur von $T_{He,e} = 10,5K$ bereitstellt, wird vorsichtig hier eine höhere Temperatur benutzt, die sicherstellt, daß der Wasserstoff im Wärmetauscher nicht gefriert.

Die Wärmedurchgangsgleichung dQ/dt des zylindersymmetrischen Falls (29), die bisher nur für ein Koaxialrohr dargelegt wurde, muß für N Rohre leicht modifiziert werden.

Es ergibt sich bei erzwungener Konvektion für den Wärmeübergangskoeffizienten des Wasserstoffs [Ste71,Dub83]:

$$\alpha_{LH_2} \cdot r_{LH_2} = \frac{Nu \cdot \lambda_{LH_2}}{2} = 0,024 \cdot \lambda_{LH_2} \cdot Pr_{LH_2}^{0,45} \cdot \frac{1}{2} \cdot Re^{0,786} \quad (33)$$

Dabei ist die Reynoldszahl

$$Re = \frac{2(dV/dt)_{LH_2}}{N \cdot \pi \cdot r_{LH_2} \cdot \nu_{LH_2}}$$

Für den Fall, daß der Wasserstoff durch das Heliumgas parallel angeströmt wird, erhält man für das Kühlmittel eine ähnliche Gleichung:

$$\alpha_{He} \cdot (r_{LH_2} + w) = 0,024 \cdot \lambda_{He} \cdot Pr_{He}^{0,45} \cdot \frac{r_{LH_2} + w}{2r_{He}} \cdot Re^{0,786} \quad (34)$$

Es ist

$$Re = \frac{2(dm/dt)_{He}}{N \cdot \pi \cdot r_{He} \cdot \eta_{He}}$$

mit:

- r_{He} : hydraulischer Radius zw. innerem u. äußerem Röhrchen in cm
- λ : Wärmeleitfähigkeit in W/cmK , $\lambda_{He} = 1,7 \cdot 10^{-4} W/cmK$, $\lambda_{LH_2} = 1,0 \cdot 10^{-3} W/cmK$
- Pr : Prandtl-Zahl $Pr = \nu \rho c_p / \lambda$ (dimensionslos)
- ν : kinematische Viskosität in cm^2/s , $\nu_{LH_2} = 2 \cdot 10^{-3} cm^2/s$
- η : dynamische Viskosität in $g/(cm \cdot s)$, $\eta_{He} = 3 \cdot 10^{-5} g/(cm \cdot s)$ bei 1,5 bar

Der hydraulische Radius ist definiert als $r_{hy} = 2 \cdot A/U$, wobei A der Querschnitt ist, der von dem Fluid durchsetzt ist, und U dessen Umfang. Dieser Radius gibt bei nicht kreisförmigen Querschnitten einen mittleren Radius an [Jog75].

Die Reynoldszahl gibt das Verhältnis von Trägheitskraft des Fluids zur Reibungskraft des Fluids an [Ste71]. Man kann durch Bestimmen dieser Größe laminare und turbulente Strömungen unterscheiden. Die Wasserstoff- und Heliumströmungen sind stark turbulent.

Die Prandtl-Zahl ist für Wasserstoff (flüssig) $Pr = 1,3$ und beim Helium-Gas $Pr \approx 0,8$, wodurch sie für die Berechnung des Wärmeübergangs vernachlässigbar ist. Die Prandtl-Zahl ist (potenziert mit 0,33) das Verhältnis zwischen Temperaturgrenschichtdicke und Strömungsgrenschichtdicke [Ste71]. Erstere Grenzschicht nimmt am Wärmeaustausch mit der Wand teil, sofern diese laminare Grenzschicht bei schwach turbulenten Strömungen existiert. Bei hochturbulenten Strömungen wird diese Grenzschicht vernachlässigbar klein, und der gesamte Querschnitt der Strömung nimmt am Wärmeübergang teil [Ste71]. Die Strömungsgrenschichtdicke gibt die Dicke der laminaren Strömung an der Rohrwand an.

Es stehen N Rohre für den Wärmeaustausch zur Verfügung, dadurch vergrößert sich die wärmeaustauschende Fläche $A \rightarrow N \cdot A$; (b) auf der anderen Seite ist die Strömungsgeschwindigkeit bei gleicher Ventilatorleistung in jedem Rohr um den Faktor $1/N$ kleiner, also $Re \rightarrow Re/N$. In die Wärmeübergangskoeffizienten α geht Re mit der Potenz 0,786 [Dub83] ein. Wegen der unterschiedlichen Potenz schrumpft bei $N=10$ Koaxialröhrchen die Länge auf 60% gegenüber der von einem Koaxialrohr.

Damit ergibt sich unter Vernachlässigung des Wärmewiderstands der Trennwand für die Kühlleistung:

$$\frac{dQ}{dt} \simeq \frac{N \cdot L \cdot \Delta T_m \cdot 2\pi}{\frac{1}{r_{LH_2} \cdot \alpha_{LH_2}} + \frac{1}{(r_{LH_2} + w) \cdot \alpha_{He}}} \propto N^{0,214} \quad (35)$$

Wegen dieser Rohrzahlabhängigkeit verkürzt sich die Länge eines Wärmetauschers bei gleichem dQ/dt bei $N = 10$ Koaxialröhrchen um 60%.

Beispielrechnung zum Parallelwärmetauscher

Ausgehend von den zuvor aufgeführten Formeln soll hier für eine Beispieldimensionierung die Leistung eines Parallelstrom-Wärmetauschers ausgerechnet werden:

(a) Wasserstoffseite: $dV/dt = 2l/s$, $r_1 = 0,8cm$, $N = 10$ Rohre, dies ergibt $Re \simeq 80000$ und $\alpha_{LH_2} \cdot r_1 \simeq 0,10W/cmK$.

(b) Heliumseite: $dm/dt = 12,4g/s$, $r_{He} = 0,2cm$, $w = 0,2cm$, damit wird $Re \simeq 140000$ und $\alpha_{He} \cdot (r_{LH_2} + w) \simeq 0,11W/cmK$

Die gewählten Größen lassen sich folgendermaßen begründen: r_{LH_2} ist so gewählt, daß bei $N=10$ Rohren der Gesamtquerschnitt für den Wasserstoff $A \simeq 20cm^2$ beträgt. Dies entspricht dem Querschnitt eines Rohres mit $5cm$ Durchmesser, was im übrigen Targetkreislauf verwendet wird. Dies hält die Druckverluste klein.

(c) Die Trennwand (2mm dick) macht bei SE-Kupfer einen 0,1%-Effekt. Bei SF-Kupfer einen 3%-Effekt und bei einer 0,2mm dicken Edelstahlwand beträgt der Wärmewiderstand der Wand immerhin 8% im Vergleich den Wärmeübergangskoeffizienten der Fluide.

Bei einer WT-Länge von $L=30cm$ und einer mittleren Temperaturdifferenz zwischen Wasserstoff und Helium von 2 Kelvin lassen sich mit einem so konstruierten Wärmetauscher knapp 200 Watt abkühlen. Diese mittlere Temperaturdifferenz ergibt sich z.B. bei $T_{He, in} = 14K$ und $T_{LH_2} = 17,5K$.

5.2.2 Prinzip des querangeströmten Rohrbündel-Wärmetauschers

Der Querstrom-Wärmetauscher besteht ebenfalls aus N Röhrchen, durch die der Wasserstoff strömt (Abb. 9). Im Gegensatz zum Parallelstrom-Wärmetauscher fließt das Helium nicht im Zwischenraum zwischen N äußeren und N inneren Röhrchen, sondern in einem einzigen großen Hohlzylinder, in dem alle N Wasserstoff-Röhrchen achsenparallel zum Zylinder verlaufen.

Zur Verbesserung des Wärmedurchgangs wird die Turbulenz der Heliumströmung erhöht [Ste71]. Dies geschieht dadurch, daß das Helium nicht parallel zum Wasserstoff strömt, sondern die Röhrchen senkrecht anströmt. Dazu werden zum Lenken der Heliumströmung quer zur Rohrachse dünne Platten (ca 1mm dick) in den Hohlzylinder eingeschoben (vgl. Abb. 10). Die kreisrunden Plättchen haben den gleichen Durchmesser wie der Innendurchmesser des Hohlzylinders. Sie haben N Ausschnitte, durch die die Wasserstoff-Röhrchen hindurchtreten. Ferner sind die Plättchen an einer Seite abgeschnitten, damit das Helium in das nächste durch

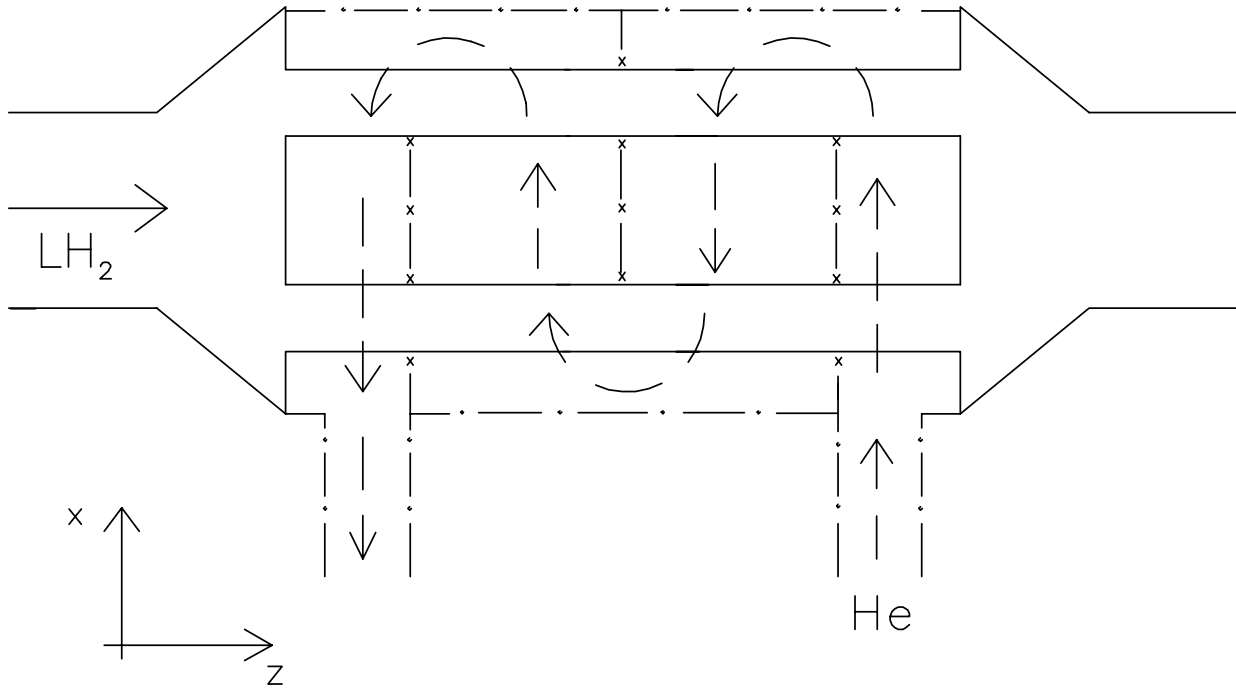


Abbildung 9: Schematische Darstellung eines Querstrom-Wärmetauschers. Der Wasserstoff fließt in 10 Röhrrchen (2 sind angedeutet). Das Helium fließt in einem großen Hohlzylinder und wird durch Schikanen auf die Querströmung gezwungen. Es nimmt die Wärmeenergie während der Querströmung auf.

zwei Plättchen gebildete Volumen überwechseln kann. (Um die Querströmung ideal auszunutzen, darf in dieser abgeschnittenen Fläche kein Wasserstoffrohr stehen, weil dort das Helium parallel am Röhrrchen vorbeiströmt.)

Der Querstrom-Wärmetauscher ist einfacher herzustellen, weil gegenüber dem Parallelstrom-Wärmetauscher die Anzahl der Lötstellen verkleinert wurde. Ferner ist er kompakter, weil die vielen äußeren Röhrrchen mehr Platz benötigen, als ein einziges, großes Rohr.

5.2.3 Rechnung zum Querstrom-Wärmetauscher

Das Ziel ist die Berechnung der Wärmeleistung dQ/dt für den querangeströmten Wärmetauscher. Dies geschieht wie beim Parallelstrom-Wärmetauscher über Formel (35). Beim querangeströmten Fall berechnet sich das α_{He} mit:

$$\alpha_{He}^* = \frac{Nu \cdot \lambda_{He}}{d_{hy,1}} \quad (36)$$

Dabei ist die Nusselt-Zahl [Dub83]:

$$Nu = (1,878 + 0,256 \cdot Re_0^{0,36})^2 \cdot a / (a - \pi/4) \quad (37)$$

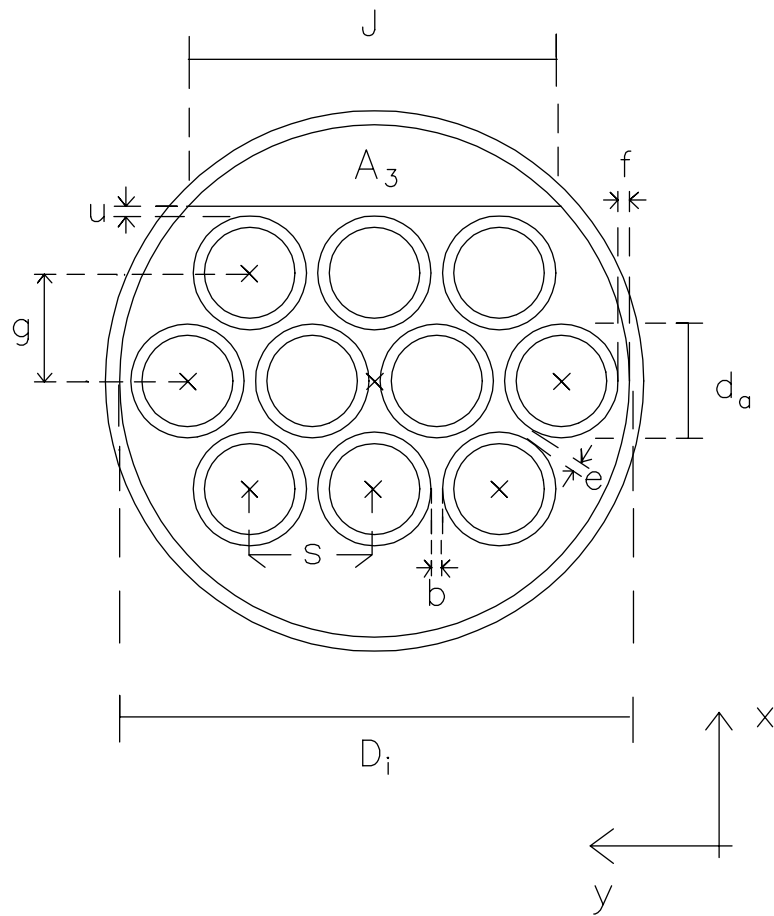


Abbildung 10: *Blick in das Kernstück des Wärmetauschers. Der Wasserstoff fließt in den 10 Röhrchen in z -Richtung. Eingezeichnet ist hier auch die Wand der Röhrchen. Das Helium strömt parallel zur Zeichenebene in x -Richtung an den Röhrchen vorbei. Beim Wechseln der 'Etagen' durchströmt das Helium die Fläche A_3 (von J und dem Kreisbogen gebildet). Um die Querströmung zu gewährleisten liegt bei den nächstliegenden Plättchen die Fläche A_3 auf der gegenüberliegenden Seite. Die in den Rechnungen benutzten Flächen A_1 und A_2 stehen in der yz -Ebene. A_1 ist eine mittlere Querschnittsfläche für das Helium zwischen den Wasserstoff-Röhrchen, A_2 wird von der Plättchenkante J und dem Plättchenabstand h_{Pl} gebildet.*

mit dem Querteilungsverhältnis $a = s/d_a$, wobei

- d_a : Außendurchmesser des mit Wasserstoff gefüllten Röhrchens
- s : Mittelpunktsabstand zwischen zwei Röhrchen ($s = d_a + b$), die senkrecht zur Strömungsrichtung des Heliums stehen
- b : kleinster Rohraußenwandabstand zwischen zwei Röhrchen, die in einer Reihe quer zur Strömungsrichtung des Heliums stehen
- Re_0 : die mit der Anströmgeschwindigkeit vor dem Rohrbündel berechnete Reynoldszahl

Der Abstand g der Röhrchen in Helium-Strömungsrichtung spielt bei den gewählten kleinen Abständen keine Rolle für den Wärmeübergang [Ste71].

In Formel (36) muß der hydraulische Durchmesser $d_{hy,1}$ bestimmt werden. Er ergibt sich aus dem Plättchenabstand h_{Pl} und einer gemittelten Strecke $\bar{y}$. Die Strecke $\bar{y}$ liegt in der Plättchenebene und senkrecht auf der Strömungsrichtung des Heliums. Sie gibt den mittleren Abstand zwischen zwei Wasserstoffröhrchen bezüglich ihrer äußeren Wände an und ist damit für die wärmeaustauschende Länge im Helium entscheidend.

Der mittlere hydraulische Durchmesser ist definiert als $d_{hy,1} = 4 \cdot A_1/U_1$ [Jog75], wobei

$$A_1 = h_{Pl} \cdot \bar{y} \quad (38)$$

der Querschnitt ist, der vom Heliumfluß durchsetzt wird, und U_1 der Umfang dieser Fläche. Es gilt:

$$d_{hy,1} = 4 \cdot \frac{h_{Pl} \cdot \bar{y}}{2h_{Pl} + 2\bar{y}} \quad (39)$$

wobei gilt (Abb. 11):

$$\bar{y} = 2 \cdot \frac{\int_0^r y dx}{\int_0^r dx} = 2 \cdot \frac{\int_0^r (b/2 + r' - \sqrt{r'^2 - x^2}) dx}{\int_0^r dx} \quad (40)$$

Dies ergibt nach Ausführen der Integration:

$$\bar{y} = b + d_a \cdot \left(1 - \frac{\pi}{4}\right) \quad (41)$$

mit der Integrationsgrenze $r=d_a/2$.

Mit $d_a = 2cm$ und $b = f = 0,2cm$ ergibt sich $\bar{y} \simeq 0,63cm$.

Für obige Nusseltzahl ist die Reynoldszahl Re_0 vor den Rohrreihen zu ermitteln. Der Durchmesser, der in diese Reynoldszahl einzusetzen ist, ist erstens bestimmt durch die Länge J der abgeschnittenen Ecke der Plättchen, an der das Helium beim Wechseln der Ebene vorbeiströmt und zweitens durch den Plättchenabstand

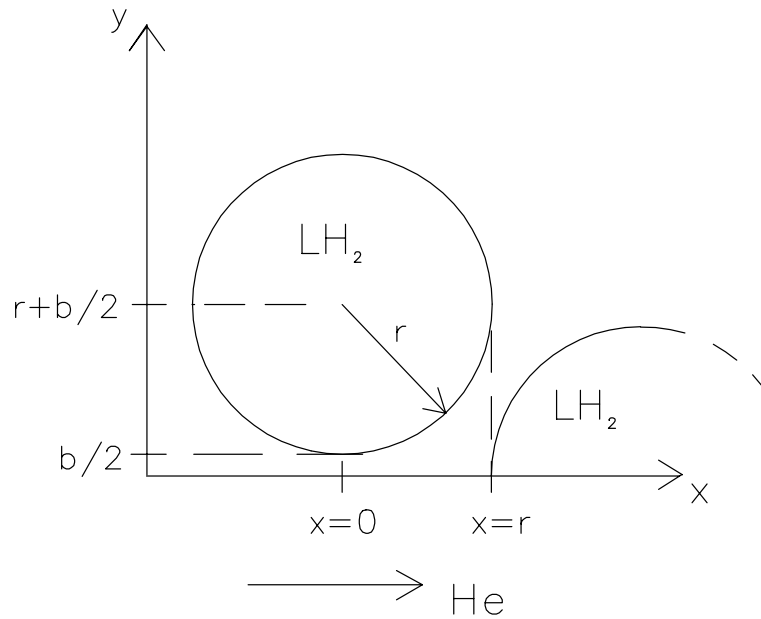


Abbildung 11: Dies ist eine Zeichnung zur Verdeutlichung von $\bar{y}$. r ist hier der Außenwandradius des mit Wasserstoff gefüllten Röhrchens. Das Helium fließt in x -Richtung am Röhrchen vorbei. Dabei ändert sich der Querschnitt von $y = b$ auf $y = 2r + b$. (Für $x > r$ wird der Querschnitt wegen der nächsten (versetzten) Rohrreihe wieder kleiner)

h_{Pl} . Der so gebildete (nicht kreisrunde) Querschnitt A_2 hat einen hydraulischen Durchmesser $d_{hy,2}$, der in die Reynoldszahl Re_0 eingesetzt wird:
Zur Bestimmung von Re_0 wird zunächst der Innendurchmesser des Hohlzylinders ermittelt. Bei Benutzung von 10 Wasserstoff-Röhrchen empfiehlt sich eine 3+4+3=10 reihige Anordnung (Abb. 10). Der Innendurchmesser des Zylinders berechnet sich nach

$$D_i = N_m \cdot d_a + (N_m - 1) \cdot b + 2 \cdot f \quad (42)$$

wenn N_m die Rohrzahl der größten, d.i. mittleren Reihe, hier $N_m = 4$ ist und f der Abstand zwischen den am Rand liegenden Röhrchen der mittleren Reihe und der Innenwand des großen Zylinders. Für $d_a=2\text{cm}$, $b = f = 0,2\text{cm}$ und $N_m = 4$ ergibt sich ein $D_i=9\text{cm}$.

Mit Hilfe von D_i kann J bestimmt werden. Es gilt

$$J = \sqrt{D_i^2 - (g + d_a/2 + u)^2} \quad (43)$$

Damit wird J zu 6,7cm, falls $u = 0$ und $g = d_a$.

Zur Festlegung des Plättchenabstands h_{Pl} kann folgendes überlegt werden: Die vom Plättchen abgeschnittene Fläche A_3 , durch die das Helium in die nächste Ebene hindurchtritt, soll so groß sein, wie die mittlere Querschnittsfläche A_1 , die die Querströmung zwischen den Rohren beschreibt. (Dies wird zunächst gefordert, um die Druckverluste so klein wie möglich zu halten.) Weil A_3 nach oben gewählten Maßen d,b,f usw. bereits festgelegt ist und sich berechnet nach

$$A_3 = (D_i/2)^2/2 \cdot (\phi - \sin\phi) \quad (44)$$

wobei $\phi = 2\arcsin(3d_a/D_i)$, so wird damit die Plättchenabstand h_{Pl} festgelegt:

$$h_{Pl} = A_3/(N_x \cdot \bar{y}) \quad (45)$$

mit $A_1 = A_3$. In unserem Fall ist $N_x \approx 4,33$, weil zweimal drei Rohre und einmal vier Rohre in einer Reihe stehen und vier bzw. fünf Zwischenräume für den Heliumdurchfluß schaffen.

Die Plättchenabstand ergibt sich so zu $h_{Pl} = 1,5\text{cm}$.

Eine untere Grenze für die Reynoldszahl wird durch $A_2, d_{hy,2}$ festgelegt. Eine obere Grenze (wegen des kleineren Querschnitts) wird durch $A_3, d_{hy,3}$ bestimmt. Dabei ist

$$d_{hy,2} = 4 \cdot \frac{A_2}{U_2} = 4 \cdot \frac{h_{Pl} \cdot J}{2h_{Pl} + 2J} \quad (46)$$

mit $B = (D_i/2) \cdot \phi$ (B: Bogenlänge, die von J bestimmt wird).

Ferner ist

$$d_{hy,3} = 4 \cdot \frac{A_3}{U_3} = 4 \cdot \frac{A_3}{J + B} \quad (47)$$

(Die Größen b, e haben vom Standpunkt der technischen Herstellung her eine untere Grenze von etwa 2mm, was bezüglich Wärmeleistung und Druckabfall ebenfalls vertretbar ist.)

Es folgen für die Reynoldszahl, die vor den Rohrreihen betrachtet werden muß, was im Falle unserer Geometrie nicht ganz einfach ist, ein oberer und unterer Wert:

$$Re_0 = \frac{d_{hy,2,3} \cdot |\vec{v}|}{\nu} = \frac{d_{hy} \cdot dm/dt}{A_{2,3} \cdot \eta} = \frac{4 \cdot dm/dt}{U_{2,3} \cdot \eta} \quad (48)$$

mit $\eta(He, 16K) \approx 3 \cdot 10^{-5} g/(cm \cdot s)$ und $dm/dt = 12,4 g/s$.

Dann ergibt sich für $U_2 \simeq 16,5 cm$ und $Re(d_{hy,2}) = 100750$ sowie $U_3 \simeq 10,0 cm$ und $Re(d_{hy,3}) = 166330$. Mit $a/(a - \pi/4) \simeq 3,50$ ergibt sich: $(Nu)_2 \simeq 1140$ und $(Nu)_3 \simeq 1580$. Setzt man in die Formel des Wärmeübergangskoeffizienten α für d_{hy} das $d_{hy,1} = 0,89 cm$, weil ja der Wärmeübergang zwischen (und nicht vor) den Röhrchen betrachtet wird, so erhält man mit $\lambda_{He,16K} \approx 1,7 \cdot 10^{-4} W att/cm K$:

$$\begin{aligned} \alpha_{d_{hy,2}}^* &= 0,22 W att/cm^2 K \\ \alpha_{d_{hy,3}}^* &= 0,30 W att/cm^2 K \end{aligned}$$

Im Vergleich dazu betrug bei paralleler Anströmung $\alpha_{He} = 0,11 W att/cm^2 K$, war also um Faktor 2 bis 2,5 schlechter gegenüber dem querangeströmten Wärmetauscher.

Man erhält bei $h_{Pl} = 1,5 cm$:

$\alpha_{He} [W/cm^2 K]$	$(dQ/dt)_{quer}/(dQ/dt)_{para}$
0,22	1,30
0,30	1,43

Daraus erkennt man, daß eine Verdreifachung von α_{He} nur eine anderthalbfache Vergrößerung des Wärmeübergangs bewirkt, da α_{LH_2} gleich bleibt!

Die Rechnungen im folgenden Abschnitt zeigen, daß der Druckverlust, der im Wesentlichen in der Querströmung auftritt, stark minimiert wird, wenn ein Plättchenabstand von 3 oder 5cm benutzt wird.

Der Wärmeübergang sinkt durch den vergrößerten Plättchenabstand bei $\bar{y} = 0,63 cm$, $\alpha_{LH_2} = 0,11 W/cm^2 K$, $d_a = 1,2 cm$ und $w = 2 mm$ beim Übergang $h_{Pl} = 1,5 cm \rightarrow 5 cm$ auf 85%.

Bei $\bar{y} \ll h_{Pl} = 5 cm$ gilt für die Vergrößerung des für den Wärmeübergangskoeffizienten wichtigen hydraulischen Durchmessers $d_{hy,1}$ nach (37) die Abschätzung:

$$\frac{d_{hy,1}(5 cm)}{d_{hy,1}(1,5 cm)} \approx 1 + \frac{\bar{y}}{h_{Pl}(=1,5 cm)}$$

sodaß sich eine Vergrößerung von etwa 30% für $d_{hy,1}$ ergibt. Wegen des bei $h_{Pl} = 5 cm$ um etwa 30% größeren Umfangs U_2 wird die untere Grenze der

Reynoldszahl Re_0 weiter vermindert, und zwar auf 70%. Beides zusammen bewirkt eine Verkleinerung des α_{He} auf 60%. Weil im Wesentlichen bei dieser Überlegung die beiden Übergangszahlen α_{LH_2} und α_{He} miteinander reziprok addiert werden, sinkt die wegkühlbare Leistung auf 85% bei dem bisher verwendeten Wert $\alpha_{LH_2} = 0,11 W/cm^2 K$.

Damit kann der Plättchenabstand unbedenklich um z.B. Faktor 3 vergrößert werden ohne den Wärmeübergang bedeutend zu verschlechtern. Wie im folgenden Abschnitt dargelegt wird, kann damit aber extrem der Druckabfall verändert werden.

Man erhält bei $h_{Pl} = 5,0 cm$:

$\alpha_{He} [W/cm^2 K]$	$(dQ/dt)_{quer}/(dQ/dt)_{para}$
0,13	1,06
0,30	1,43

Das arithmetische Mittel von $dQ/dt_{quer}/dQ/dt_{para}$ ist in diesem Fall 1,25. Der untere Wert bleibt unverändert, da sich an der Geometrie der Fläche A_3 nichts geändert hat.

Die Kühlleistung des Querstrom-Wärmetauschers mit $h_{Pl} = 5 cm$ erhöht sich um den Faktor 1,25 auf 250 Watt.

5.2.4 Druckverluste in parallel und querangeströmten WT's auf der Heliumseite

1. Beim **Parallel-WT** ergibt sich auf der geraden Rohrstrecke bei 10 Röhrchen und $d_{hy,He} = 0,4 cm$ auf einer Länge von 30 cm ein Druckverlust von etwa 10 Pa. Dabei werden Daten der Linde-Helium-Kältemaschine Standard I benutzt ($dm/dt = 12,4 g/s$).

Die Geschwindigkeit in den Koaxialröhrchen ist:

$$|\vec{v}_2| = \frac{12,4 g/s}{0,005 g/cm^3 \cdot 10,1 cm^2} = 152 cm/s \simeq 1,5 m/s$$

Der Heliumfluß in bzw. aus dem Wärmetauscher erzeugt einen zusätzlichen Druckabfall. Es sind zwei Heliumanschlußrohre an den Enden des Wärmetauschers mit einem Innendurchmesser von 3 cm ($A_A = 7 cm^2$) angebracht (Abb. 11). Das Helium strömt in den Verteilerraum des Wärmetauschers (vgl. Abb. 12).

Der maximale Querschnitt im zylindrischen Verteilerraum (parallel zur Anschlußrohrfläche) ist $A_{V,A}$ und ergibt sich aus der Höhe des Verteilerraumes, die so groß wie der Innendurchmesser des Anschlußrohres gesetzt wird. Die 10 Koaxialrohre sind innerhalb eines Durchmessers von etwa $D'_i = 12,5 cm$

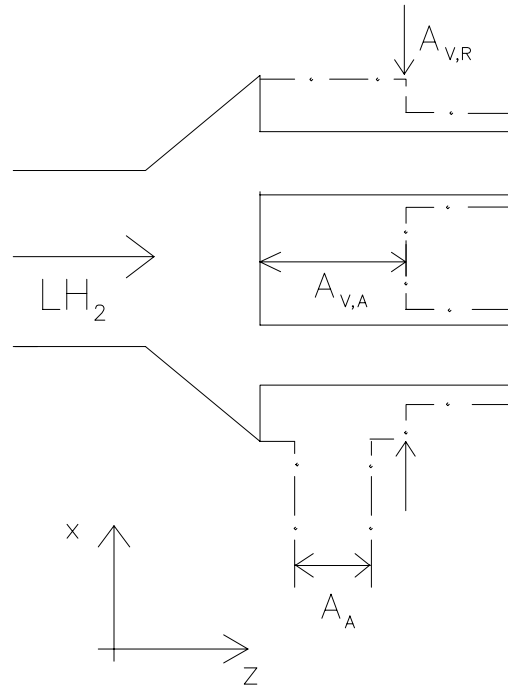


Abbildung 12: Erklärung zu den Flächen A_A , $A_{V,A}$ und $A_{V,R}$. Die Strecke in y -Richtung ergibt sich aus der Zylindergeometrie von Wärmetauscher und Helium-Anschlußrohr.

verteilt. Dies ist dann auch der Innendurchmesser des Helium-Verteilerraums. Wegen der Wasserstoff-Röhrchen, die in den Helium-Verteilerraum hineinstehen ist dann $A_{V,A}$ nicht $12,5cm \cdot 3cm = 37,5cm^2$, sondern nur $A_{V,A} \approx 25cm^2$.

Die Fläche $A_{V,R}$ des Verteilerraums ist um 90° zur Fläche $A_{V,A}$ gedreht und steht parallel zu den Querschnittsflächen der Koaxialröhrchen und direkt am Eingang/Ausgang der Helium-Röhrchen. Sie hat den Wert:

$$A_{V,R} = \pi \cdot (D'_i/2)^2 - \pi \cdot N \cdot r_{a,LH_2}^2 = 90cm^2.$$

Dabei ist $N = 10$ die Anzahl der Koaxialröhrchen, $r_{a,LH_2} = 1cm$ der Radius des inneren Röhrchens.

Die Heliumquerschnittsfläche in den Röhrchen beträgt bei einem Außendurchmesser der inneren Röhrchen $d_{a,LH_2} = 2,0cm$ und einem Innendurchmesser der äußeren Röhrchen $d_{i,He} = 2,4cm$ $A_R = 16,3cm^2$.

Man bildet das Verhältnis, der aufeinanderfolgenden Flächen und bestimmt damit die Widerstandszahlen ζ zur Berechnung des Druckabfalls, die im Anhang A angegeben sind. Die Querschnittsänderungen sind:

$$\frac{A_A}{A_{V,A}} = f_1 = 0,28, \quad \frac{A_{V,A}}{A_{V,R}} = f_2 = 0,27, \quad \frac{A_R}{A_{V,R}} = f_3 = 0,17$$

Damit ergibt sich [Jog75]:

$$\zeta_{f_1,eng} = 0,4, \quad \zeta_{f_2,eng} = 0,4, \quad \zeta_{f_3,eng} = 0,45$$

und

$$\zeta_{f_1,weit} \approx 15, \quad \zeta_{f_2,weit} \approx 15, \quad \zeta_{f_3,weit} \approx 20$$

Für die Druckverluste ergeben sich dann:

$$\Delta p(f_1) \approx 30Pa, \quad \Delta p(f_2) \approx 4Pa, \quad \Delta p(f_3) \approx 20Pa$$

Die beiden schroffen 90° -Krümmungen im Verteilerraum erzeugen mit $\zeta = 1,1$ einen Druckverlust von etwa 15 Pa.

Der Gesamtdruckverlust beträgt bei $d_{hy,He} = 0,4cm$ maximal:

$$\Delta p \simeq 100Pa = 0,001bar.$$

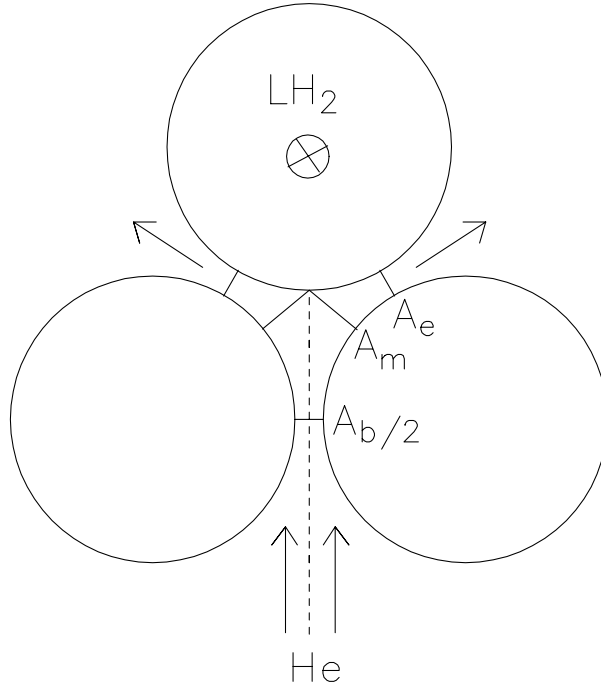


Abbildung 13: *Erläuterung zu den genannten Flächen: Die Flächen werden gegeben durch die Strecken $b/2, m$ und e sowie dem Plättchenabstand h_{Pl} , der senkrecht auf der Zeichenebene steht*

2. Der **querangeströmte Wärmetauscher** erzeugt folgende Druckverluste:

(a) Während der Querströmung des Heliums zwischen den Wasserstoff-Röhrchen hindurch ergibt sich ein Druckabfall durch die Querschnittsänderungen, die durch $A_{b/2}, A_m$ und A_e beschrieben werden (vgl. Abb 13). Dabei ändert sich der Querschnitt in den Verhältnissen

$$A_{b/2}/A_m = 0,2 \text{ und } A_e/A_m = 0,4$$

Die Widerstandszahlen lauten dann für allmähliche Querschnittsänderungen [Jog75]:

$$A_{b/2} \rightarrow A_m : \zeta \approx 2,5, \quad A_m \rightarrow A_e : \zeta \approx 0,05$$

$$A_e \rightarrow A_m : \zeta \approx 0,3, \quad A_m \rightarrow A_{b/2} : \zeta \approx 0,05$$

Die Druckabfälle müssen nun mit der Zahl der hintereinanderstehenden Rohrreihen minus Eins und mit der Zahl der Ebenen multipliziert werden. In unserem Fall ist ersteres Zwei und letzteres richtet sich nach dem Plättchenabstand und der Länge des Wärmetauschers, der hier mit 30cm

festgelegt wird.

Bei der Berechnung der Geschwindigkeit wird jede Fläche mit dem Faktor 10 multipliziert, was sich aus der Geometrie der Querströmung zwischen den Wasserstoff-Röhrchen ergibt. Man erhält dann:

h_{Pl}	$A_{b/2} \rightarrow A_m$	$A_m \rightarrow A_e$	$A_e \rightarrow A_m$	$A_m \rightarrow A_{b/2}$	N_{Eb}	Δp_{ges}
1,5cm	60Pa	7Pa	7Pa	30Pa	20	4000 Pa
3,0cm	15Pa	2Pa	2Pa	8Pa	10	500 Pa
5,0cm	5Pa	1Pa	1Pa	3Pa	6	60Pa

Dabei ist:

- N_{Eb} : Anzahl der Plättchenebenen
- p_{ges} : Gesamtdruckverlust (bezügl. Punkt (a))

(b) Neben dem starken Druckverlust durch die Querschnittsänderungen, berechnet man Verluste, die durch das Umlenken der Strömung während der Querströmung auftreten. Der Gasstrom muß pro Ebene um die mittlere Rohrreihe, die versetzt angeordnet ist, nach

$$\cos\alpha = \frac{d_a + b/2}{2d_a + e}$$

vier 60°-Krümmungen bewältigen. Bei einem Krümmungsverhältnis von $r_k/d_R=3,5$ (r_k : Krümmungsradius, d_R : 'Rohrdurchmesser') nach der Formel

$$\frac{r_k}{d_R} = \frac{d_a + b/4}{\bar{y}/2}$$

erhält man bei 60° ein $\zeta \simeq 0,1$. Bei vier 60°-Krümmungen pro Ebene und der entsprechenden Zahl Ebenen ergibt sich

h_{Pl}	Δp_{60}	Δp_{ges}
1,5cm	7Pa	550 Pa
3cm	2Pa	70 Pa
5cm	0,6Pa	15 Pa

(c) Beim Überwechseln in die nächste Ebene sind neben einer 180°-Umlenkung, die unter (d) behandelt wird, auch Querschnittsänderungen zu überwinden:

Von einem minimalen Querschnitt von

$$A_1 = (2 \cdot b + 2 \cdot s) \cdot h_{Pl}$$

zwischen den Rohren kommt man zu einem maximalen von

$$A_2 = J \cdot h_{Pl}$$

mit gleichem Normalenvektor wie A_1 . Dabei gilt grob $s \approx 2b$, was einerseits berücksichtigt, daß bei den Rohrreihen mit 3 Röhrchen der Abstand der äußeren Röhrchen zur Wand größer als b ist, auf der anderen Seite die mittlere Rohrreihe ein $A_1 = 5 \cdot b \cdot h_{Pl}$ hat. Senkrecht zu diesen beiden Flächen steht

$$A_3 = (D_i/2)^2/2 \cdot (\phi - \sin\phi)$$

Es ist:

h_{Pl}	A_1	A_2	A_3
1,5cm	$1,8cm^2$	$10cm^2$	$4,8cm^2$
3cm	$3,6cm^2$	$20cm^2$	$4,8cm^2$
5cm	$6cm^2$	$35cm^2$	$4,8cm^2$

Nach den gebildeten Flächenverhältnissen ergeben sich die Widerstandszahlen zu $\zeta = 0,05$ jeweils für allmähliche Querschnittsverkleinerungen und

h_{Pl}	$\zeta(A_3/A_2)$	$\zeta(A_1/A_2)$
1,5cm	0,1	≈ 10
3cm	1,0	≈ 10
5cm	≈ 6	≈ 10

für allmähliche Querschnittserweiterungen, wobei $\zeta \approx 6,10$ extrapolierte Werte sind und damit nur auf 20% zu bestimmen sind.

Dadurch ergibt sich

h_{Pl}	$A_1 \rightarrow A_2$	$A_2 \rightarrow A_3$	$A_3 \rightarrow A_2$	$A_2 \rightarrow A_1$	$(N-1)_{Eb}$	Δp_{ges}
1,5cm	150Pa	3Pa	1,5Pa	35Pa	19	3500 Pa
3,0cm	40Pa	3Pa	4Pa	9Pa	9	500 Pa
5,0cm	13,5Pa	3Pa	7,5Pa	3Pa	5	150Pa

(d) Der 'schroffen' 180°-Krümmung liegt die mittlere Fläche $(A_2 + A_3)/2$ zugrunde. Die Widerstandszahl lautet unabhängig vom Querschnitt $\zeta = 2,4$. Man erhält:

h_{Pl}	$(A_2 + A_3)/2$	$(N-1)_{Eb}$	Δp_{ges}
1,5cm	$7,5cm^2$	19	1250 Pa
3cm	$12,5cm^2$	9	200 Pa
5cm	$20cm^2$	5	50 Pa

(e) Die Querschnittsänderung beim Übergang vom Heliumanschlußrohr an den Wärmetauscher erzeugt ebenfalls einen Druckabfall. Wenn man den Durchmesser der beiden Anschlußrohre der Plättchenhöhe gleichsetzt, so ergibt sich der Druckverlust:

d_{an}	Δp_{ges}
1,5cm	300 Pa
3cm	80 Pa
5cm	30 Pa

Für je 1,5cm Durchmesser Anschlußrohre ergeben sich in den beiden letzten Fällen höhere Druckverluste.

Damit ergeben sich Gesamtdruckminderungen von:

h_{Pl}	Δp_{GES}
1,5cm	9500 Pa
3,0cm	1350 Pa
5,0cm	300 Pa

Weil die Linde-Kältemaschine 0,2 bar (20000 Pa) Druck erzeugt, liegt man bei 1,5cm Plättchenabstand des so konstruierten Wärmetauscher gerade an der Grenze. Falls der Druckverlust in der Praxis zu hoch ist, genügt es den Abstand der Plättchen zu verdoppeln oder zu verdreifachen. Nach obigen Rechnungen vermindert sich der Wärmeübergang nicht dramatisch.

Weitere Druckverluste in der Helium-Leitung stecken in der Transferleitung. Folgende Tabelle ist für ein gerades Rohrstück für verschiedene Querschnitte ausgerechnet.

Läßt man einen Druckabfall von 2000 Pa zu, so ergeben sich nach gewählten Leitungsdurchmessern (d in cm) folgende Maximallängen (l in m):

d	1,5	2,0	2,5	3,0
l	3,0	12,8	39,0	97,5

Weitere 90°-Krümmer außerhalb des Wärmetauschers erzeugen weiteren Druckabfall von 50 Pa bei einem Rohrdurchmesser von 1,5cm bzw. 3 Pa bei einem Durchmesser von 3cm.

5.3 Vergleich von Parallel- und Querstromwärmetauscher

Auch unter Berücksichtigung des Druckverlusts kann ein Wärmetauscher, bei dem das Helium parallel zum Wasserstoff strömt, prinzipiell so gebaut werden,

daß die abführbare Wärmeleistung mit der eines Wärmetauschers, bei dem das Helium senkrecht zum Wasserstoff strömt, gleich ist.

Der Vorteil des Parallelstromwärmetauschers sind die sehr kleinen Druckverluste. Ein Parallel-WT benötigt allerdings den anderthalbfachen Durchmesser, und es besteht die Gefahr, daß aufgrund der doppelten Anzahl von Lötstellen Undichtigkeiten auftreten, die aufwendiger zu schließen sind.

Bei einem Querstromwärmetauscher treten wesentlich höhere Druckverluste auf. Die Abschätzungen weisen darauf hin, daß experimentell getestet werden muß, ob bei einem 30cm langen Wärmetauscher der Druckabfall für die Kältemaschine zu groß wird. Andererseits liegt der Vorteil des querangeströmten Wärmetauschers in der einfacheren und kompakteren Herstellung.

Eine weitere Verbesserung der Kühlleistung gelingt noch über die Verengung der Wasserstoffrohre, was zu höheren Geschwindigkeiten, damit größeren Nusseltzahlen aber zu höheren Druckverlusten in der Wasserstoffleitung führt.

Man fordert nun für den Wärmewiderstand des Wasserstoffs beim Wärmeübergang wie beim Helium ebenso 4 cmK/W. Damit wird $r_{LH_2} = 0,55\text{cm}$. Der Druckverlust im Kreislauf erhöht sich durch die 'Engstelle' im Wärmetauscher von 500 Pa auf etwa 1000 Pa. Die Kühlleistung liegt theoretisch nun bei einem 30cm langen WT bei knapp 500 Watt.

5.4 Vorschlag zum Bau des Wärmetauschers

Wegen der einfacheren Herstellung wird ein Wärmetauscher vorgeschlagen, bei dem das den Wasserstoff kühlende Heliumgas den Wasserstoff quer anströmt (vgl. Abb. 9 und 10). Für den Wärmetauscher ist eine Plättchenhöhe von 3cm empfehlenswert, sodaß bei einem 30cm langen Wärmetauscher 9 Schikanen eingebaut werden müssen. Die Druckverluste sind dann nach den Abschätzungen für die Kältemaschine gut zu bewältigen. Der Radius der 10 Wasserstoffröhrchen sei $r_{LH_2} = 0,8\text{cm}$. Dieser Querstrom-Wärmetauscher hat eine nominale Kühlleistung von etwa 250W und ist für die erzwungene Konvektion des Wasserstoffs mit einer 2l/s-Pumpe ausgelegt.

6 Zusammenfassung

Im ersten Teil der Arbeit wurde das Flüssig-Wasserstoff-Target vorgestellt, daß eine Länge von 10cm im Elektronenstrahl hat. Der Elektronenstrahl hat eine Energie von 855MeV und wegen der geforderten Luminosität $20\mu\text{A}$ Strahlstrom. Es hat sich gezeigt, daß eine Schwierigkeit darin besteht, daß der Elektronenstrahl lokal eine große Wärmeleistung im Target deponiert. In der Arbeit wurde nun untersucht, ob die Wärme im Strahl durch natürliche oder erzwungene Konvektion abgeführt werden kann. Für die natürliche Konvektion existieren derzeit nur Rechnungen von Herrn Prof. Altarev, die zeigen, daß es prinzipiell möglich ist damit zu arbeiten. Allerdings muß dies bei unserer speziellen Targetgeometrie erst getestet werden. Die erhältlichen Kryopumpen sind in unserem Experiment gut einsetzbar, sie sind jedoch sehr teuer. Es kann sich jedoch zeigen, weil der Target-Kreislaufs für die natürliche Konvektion nach Altarev größer dimensioniert werden muß, daß die Kosten für eine Pumpe überstiegen werden.

Eine Maßnahme, die aufnehmbare Wärmemenge durch den Wasserstoff im Strahl zu erhöhen, besteht darin die Flüssigkeit um etwa 4 Kelvin zu unterkühlen.

Ferner wurde für die Targetform ein am Kreisboden aufgetrennter Halbellipsoid gewählt, durch dessen Wand die in Vorwärtsrichtung bis 50° gestreuten Elektronen möglichst senkrecht hindurchtreten.

Das Targetwandmaterial besteht aus Aluminium, daß auch bei tiefen Temperaturen eine gute Wärmeleitfähigkeit hat, also die in der Wand durch den Elektronenstrahl erzeugte Wärme gut abführt und verhindert, daß die Wärme konvektiv auf den Wasserstoff übergeht und diesen zusätzlich im Strahl erhitzen würde. Aluminium hat darüberhinaus eine relativ kleine Ordnungszahl, Dichte und Überdruckstabilität.

Im zweiten Teil der Arbeit wurden zwei verschiedene Arten Wärmetauscher konzipiert, die für die erzwungene Konvektion einsetzbar sind. Es sind Rohrbündel-Wärmetauscher, bei denen das den Wasserstoff kühlende Heliumgas den Wasserstoff parallel bzw. quer anströmt. Wegen der einfacheren und kompakteren Bauweise ist der Bau eines Querstrom-Wärmetauschers empfehlenswert. Er besteht aus 10 Röhrchen aus gut wärmeleitfähigem Kupfer, in denen der Wasserstoff strömt. Quer dazu strömt in einem die Röhrchen umschließenden Hohlzylinder das Heliumgas, dessen Querströmung durch Schikanen erzeugt wird.

Der Elektronenstrahl deponiert im Target bei $20\mu\text{A}$ Strahlstrom 80W Wärmeleistung. Es wurde ein Wärmetauscher berechnet, der bei einer Länge von 30cm nominal eine Kälteleistung von 250W hat (vgl. Kapitel 5.4.).

A Widerstandszahlen für Druckverluste

Folgende Widerstandszahlen stehen zur Verfügung [Jog75]:

1. Gerades Rohr (Kupfer, Alu, Edelstahl): ζ richtet sich nach dem Rohrdurchmesser d [cm], der Rohrwandrauhigkeit k [mm](Material) und der Reynoldszahl Re . Bei den hier betrachteten Wandmaterialien und Rohrquerschnitten ist $\zeta = 0,02 \pm 0,005$ ein idealer Wert. Die Widerstandszahl ist kaum von der Reynoldszahl abhängig.
2. 90° -Krümmer (rund): $\zeta = 0,1..0,2$ je nach Rohrquerschnitt d [cm] und Krümmungsradius r_{kr} [cm]. Für andere Winkel ist die Widerstandszahl im Maße des Winkels verschieden.
3. 90° -Krümmer (eckig): Die Widerstandszahl steigt bis 45° langsam an auf $\zeta = 0,25$ und steigt dann stark auf $\zeta = 1,15$ bei 90° .
4. Querschnittserweiterung: Bezogen wird der zu errechnende Druckverlust immer auf die Geschwindigkeit im weiteren Rohr. Je nach Querschnittsverhältnis hat die Widerstandszahl folgende Werte: (a) bei plötzlicher Rohrerweiterung:

A_{eng}/A_{weit}	0,8	0,6	0,4	0,2
ζ	0,1	0,4	2,1	≈ 50

(b) bei allmählicher Rohrerweiterung:

A_{eng}/A_{weit}	0,4	0,3
ζ	0,4..1,4	0,8..3,4

Erster Wert gilt für einen Öffnungswinkel von $\delta = 8^\circ$, zweiter Wert für $\delta = 24^\circ$.

5. Querschnittsverengung: Bezogen wird der zu errechnende Druckverlust immer auf die Geschwindigkeit im engeren Rohr. Je nach Querschnittsverhältnis hat die Widerstandszahl folgende Werte: (a) bei plötzlicher Rohrverengung:

A_{eng}/A_{weit}	0,8	0,6	0,4	0,2
ζ	0,15	0,25	0,3	0,4

(b) bei allmählicher Rohrverengung: $\zeta = 0,05 = \text{const.}$

Obwohl die Widerstandszahlen bei einer Verengung teilweise wesentlich kleiner sind als bei der Rohrerweiterung, ist der Druckabfall bei gleicher Geometrie aber umgekehrter Durchflußrichtung trotzdem in etwa gleich, weil bei der größeren Geschwindigkeit im kleineren Querschnitt eine kleinere Widerstandszahl eingesetzt wird.

Für den Druckverlust in einem geraden Rohr der Länge l findet sich [Ste71]:

$$\Delta p = \frac{l}{d_{hy}} \cdot \zeta \cdot \frac{\rho}{2} \cdot |\vec{v}|^2 \quad (49)$$

Für den Druckabfall in Rohrkrümmern und bei Querschnittsänderungen ergibt sich [Jog75]:

$$\Delta p = \zeta \cdot \frac{\rho}{2} \cdot |\vec{v}|^2 \quad (50)$$

wobei bei Querschnittsänderungen für $|\vec{v}|$ die Geschwindigkeit nach der Querschnittsänderung einzusetzen ist, (weil ζ dementsprechend tabelliert ist [Jog75]).

Ferner gilt:

$$d_{hy} = 4 \cdot \frac{A}{U} \quad (51)$$

- d_{hy} : hydraulischer Durchmesser
- A: vom Fluid benetzte Oberfläche
- U: vom Fluid benetzter Umfang

Beispiele:

(a) Für ein kreisrundes Rohr ist

$$d_{hy} = d_i \quad (52)$$

also einfach der Innendurchmesser d_i des Rohres

(b) Bei einem Ringspalt, wo man das Fluid betrachtet, das bei einem Koaxialrohr zwischen der Außenwand des inneren Rohres und der Innenwand des äußeren Rohres fließt, ist

$$d_{hy} = d_{A,i} - d_{I,a} \quad (53)$$

also einfach die Differenz zwischen Innendurchmesser des äußeren Rohres und Außendurchmesser des inneren Rohres.

Die Geschwindigkeit $|\vec{v}|$ der Strömung ist

(a) bei einem kreisrunden Rohr

$$|\vec{v}| = \frac{dm/dt}{\rho \cdot \pi r_i^2} \quad (54)$$

(b) bei dem Ringspalt

$$|\vec{v}| = \frac{dm/dt}{\rho \cdot \pi (r_{A,i}^2 - r_{I,a}^2)} \quad (55)$$

Literatur

- Alt94 Altarev,I.: persönliche Mitteilung an Herrn Prof.Dr.D.von Harrach, Moskau, 1994
- Dub83 Dubbel: *Taschenbuch für den Maschinenbau*, Hrsg: W.Beitz, K.-H.Küttner, 15.Aufl., Springer Verlag, Berlin 1983
- Fin92 *Finanzierungsantrag 1993-95*, SFB 201, Mainz, 1992
- Goo93 Goodfellow GmbH Katalog 1993/94 *Metalle, Legierungen, Verbindungen, Keramiken, Polymere, Verbundwerkstoffe*, Bad Nauheim
- Här91 Härter,F.: Diplomarbeit, Mainz, 1991
- Hae93 Haereus W.C. GmbH, Produktbereich Metalle, Hanau, 1993
- Hoa61 Hoare,F.E.;Jackson,L.C.;Kurti,N.: *Experimental Cryophysics*, Butterworths-Verlag, London, 1961
- Jog75 Jogwich,A.: *Strömungslehre*, Studienausgabe, W.Girardet-Verlag, Essen, 1975
- Lan72 Landolt-Börnstein: *Zahlenwerte und Funktionen*, 6.Aufl., Springer-Verlag, Berlin 1972
- Leo87 Leo,W.R.: *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag Berlin, 1987
- Lin84 Linde AG, Werksgruppe Verfahrenstechnik und Anlagenbau, Höllriegelskreuth, 1984
- Mar85 Mark,J.: *Submersible Fans And Pumps For Cryogenic Fluids*, SLAC-PUBL 3744, Stanford(California), 1985
- Mcc75 McCarty,R.D.: *Hydrogen: Its Technology and Implications*, CRC-Press, Cleveland(Ohio), 1975
- Pre92 Pretz,J: Diplomarbeit, Mainz, 1992
- Pro94 *Technical Proposal for an Experiment to measure 'Parity Violating Electron Scattering On The Proton'*, Kollaboration A4, Mainz 1994

- Sch91 Schmieden,H.: persönliche Mitteilung, Mainz, 1993
- Sco59 Scott,R.B.: *Cryogenic Engineering*, Nostrand Company Inc., Princeton, New Jersey, 1959
- Ste71 Stelzer,F.: *Wärmeübertragung und Strömung*, Thiemig, München, 1971
- Ste84 Sternheimer,R.M.; Berger,M.J.; Seltzer,S.M.: Atomic Data and Nucl. Data Tables 30, 262(1984)
- Vot89 Votaw,J.R.; Nickles,R.J.: *A Theoretical Description Of The Beam Induced Heating Of Accelerator Target Foils*, NIM A281 (1989) 216-223, North Holland, Amsterdam
- Whi68 White,G.K.: *Experimental Techniques in Low-Temperature Physics*, Second Edition, Oxford University Press, 1968

Hiermit erkläre ich, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Mainz, den 2.8.1994

Thomas Hattemer

[12pt,a4,german]article

An dieser Stelle möchte ich mich bei all denen bedanken, die mir beim Anfertigen der Arbeit geholfen haben:

Bei Herrn Prof.v.Harrach für die Aufgabenstellung, Betreuung und Beratung,

bei Herrn Heinen-Konschak und Herrn Ducret, mit denen ich die Probleme der Arbeit diskutieren konnte,

bei Herrn Hofmann und Herrn Köbis, die mir manche Tips gaben,

bei Frau Kabuß für die Durchsicht der Arbeit

bei Herrn Hartmann und Herrn Hoffmann für das Interesse am Target

bei den Werkstätten für die freundliche Beratung und das präzise Anfertigen des Gewünschten

bei meinen Eltern und meinem Bruder.