# RUHR-UNIVERSITÄT BOCHUM

# Transmission und Einkopplung von Millimeterwellen unter kryotechnischen Randbedingungen

Diplomarbeit am Fachbereich Experimentalphysik I der Ruhr-Universität Bochum

vorgelegt von **Gaby Schulemann**aus Mülheim a.d. Ruhr

Bochum, im Juli 1997

# Inhaltsverzeichnis

1	Ein	leitung	3
2	Pol	arisation	5
	2.1	Natürliche Polarisation	5
		2.1.1 Dynamische Nukleonen Polarisation (DNP)	7
	2.2	Solid-State-Effekt	7
		2.2.1 Differential-Solid-State-Effekt	9
		2.2.2 Equal-Spin-Temperature-Theorie	10
3	Tar	get-Apparatur	11
	3.1	Allgemeines	11
	3.2	Targetmaterial	11
	3.3	Polarisationsmagnet	12
	3.4	Polarisationsmessung	12
	3.5	Kryosystem	12
4	Mik	rowellengeneratoren	14
	4.1	Allgemeines	14
	4.2	Carcinotron	14
		4.2.1 Aufbau	14
		4.2.2 Wellenerzeugung	15
		4.2.3 Interdigitalleitung	15
	4.3	IMPATT-Diode	16
		4.3.1 Funktionsweise	16
		4.3.2 Temperaturregelung	19
		4.3.3 Phase-Lock-Loop-Elektronik	21
		4.3.4 Temperaturabhängigkeit von Frequenz und Leistung	23
5	Hol	ılleiter	26
	5.1	Allgemeines	26
	5.2	Übertragung der Leistung	30
	5.3	Verluste in Leitern	31
		5.3.1 Einfluß von Umweltbedingungen	32
	5.4	Leistungsmessung bei Mikrowellen	34
		5.4.1 Thermistor	34
		5.4.2 Meßkopf des Thermistors	36
	5.5	Meßverfahren zur Dämpfungsmessung	36
6	Mes	ssungen am Carcinotron	37

7	Me	ssungen an der IMPATT-Diode zur Ermittlung von Verlustleistungen	38
	7.1	Allgemeines	38
	7.2	Leistungsverluste innerhalb einzelner Leiterstücke	
	7.3	Leistungsverluste in Rundleitern	
	7.4	Fehlanpassung	
	7.5	Messungen an Teflon	
		7.5.1 Teflon-Folien zwischen Flanschen	42
8	Zus	ammenfassung und Ausblick	44
Li	terat	urverzeichnis	46
A۱	bild	ungsverzeichnis	48
Ta	belle	enverzeichnis	48
$\mathbf{A}$	Spe	zifikationen der Rechteckhohlleiter	49
В	Spe	zifikationen der Rundhohlleiter	49
$\mathbf{C}$	Kur	ven zu den Messungen an den Carcinotrons	50
D	Sym	abole und Bezeichnungen	<b>5</b> 9

## 1 Einleitung

Streuexperimente zur Untersuchung der Nukleonenstruktur werden weltweit an vielen Standorten betrieben. In den 70er und 80er Jahren wurden diese Experimente mit großem Erfolg mit unpolarisiertem Strahl bzw. Target durchgeführt. Sie brachten die Entdeckung der Quarks als Substruktur der Nukleonen mit sich.

Die bei diesen Experimenten gewonnenen Daten bezüglich der Wirkungsquerschnitte sind über alle Spinzustände gemittelt. Sämtliche mit den Spineffekten korrelierten Phänomene bleiben unbeobachtbar. Bei den aktuellen Fragestellungen der Elementarteilchenphysik sind es gerade diese Spineffekte, deren genaue Untersuchung ein tieferes Verständnis nukleonischer Strukturen ermöglicht. Die Untersuchung des Anteils des Gluonenspins am Nukleonenspin stellt einen Teilaspekt des am CERN durchzuführenden COMPASS<sup>1</sup>-Projektes dar.

Messungen mit definierten Spinzuständen werden durch den Einsatz von polarisierten Festkörpertargets ermöglicht; die hohen Dichten solcher Targets ergeben zudem hohe Luminositäten, was einen Vorteil gegenüber internen Gastargets bedeutet. An der Bochumer Polarisationsapparatur SOPHIE<sup>2</sup> werden verschiedene solcher polarisierter Festkörpertarget-Materialien untersucht. Zur Erzeugung hoher Nukleonenpolarisationen bedient man sich der Methode der Dynamischen Nukleonen Polarisation. Bei dieser Polarisationsmethode werden mittels der Einstrahlung von Mikrowellen einer definierten Frequenz<sup>3</sup> in das Targetmaterial Spinflips gezielt induziert.

Zum Erreichen hoher Polarisationen sind hohe Magnetfelder und tiefe Temperaturen erforderlich. Das Magnetfeld von 2.5T wird bei der in dieser Arbeit beschriebenen Apparatur von einem konventionellen C-Magneten bereitgestellt. Für die Erzeugung der tiefen Temperaturen im kontinuierlichen Betrieb ist ein  $^4$ He-Verdampfer-Kryostat nebst eines Rootspumpstandes mit einer Saugleistung von  $3000\frac{\rm m^3}{\rm h}$  zuständig. Diese Saugleistung hat erheblichen Einfluß auf die erreichbare Tiefsttemperatur. Je größer die Saugleistung, desto stärker kann der Dampfdruck oberhalb der Kühlflüssigkeit (Helium) erniedrigt werden. Das Helium senkt seine Temperatur entsprechend der Dampfdruckkurve. Die maximale, auf diese Weise mit SOPHIE erreichbare Kühleistung liegt bei einer Temperatur von 1.2K bei 1100mW. Ein sich derzeit im Aufbau befindender 8000er Pumpstand soll die Kühlleistung auf 1257mW bei 1K erhöhen.

Die für die DNP elementar wichtigen Mikrowellen bringen nicht nur Vorteile mit sich. Auf der einen Seite sorgen sie zwar für eine hohe Nukleonenpolarisation in Kombination mit schnellen Aufbauzeiten. Demgegenüber steht aber der erhebliche Wärmeinput im Targetbereich, der mit dieser Polarisations-Methode verbunden ist. Um die Spins innerhalb des zu polarisierenden Materials ausrichten zu können, bedarf es einer Mikrowellenleistung von ca. 50-100mW pro Kubikzentimeter Targetmaterial. Diese einfallende Leistung stellt eine ständige Belastung für das Kühlsystem dar, so daß ein Kompromiß zwischen der Mikrowellenintensität auf der einen Seite und der minimalen Temperatur auf der anderen Seite gefunden werden muß, um optimale Ergebnisse in der Polarisation zu erzielen.

Die für die Polarisationsexperimente genutzte IMPATT-Diode ist ein Halbleiter-Mikrowellengenerator. Zur Erzeugung der Mikrowellen wird bei ihr der sogenannte Avalanche- oder Lawinen-Effekt ausgenutzt. Maximal kann dieser Generator eine Leistung von 558mW<sup>4</sup> liefern, womit man sich im nutzbaren Arbeitsbereich des Kryostaten bewegt. Die angegebene Leistung entspricht einer Arbeitstemperatur von etwa 1.08K [Har97].

Die von der Diode zum Target führenden Wellenleiter weisen eine durch die natürliche Oberflächenrauhigkeit sowie durch den endlichen Widerstand bedingte Dämpfung auf. Auch die sich

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>COMMON MUON and PROTON APPARATUS for STRUCTURE and SPECTROSKOPY

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup>Spin Orientation PHysics Investigation Equipment

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup>Diese Frequenz liegt für B=2.5T bei 70GHz.

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup>Dieser Wert bezieht sich auf einen Versuchsaufbau außerhalb von SOPHIE.

im Versuchsaufbau befindenden Übergänge dämpfen die übertragene Leistung der Millimeterwellen. Diese Dämpfungen  $\alpha$  einzelner Komponenten wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit untersucht, ebenso der Einfluß von Teflon-Folie auf die Einkopplung der Wellen und die übertragene Leistung. Teflon wird zur Vakuumisolierung der Mikrowellen-Komponenten im Kryostaten verwendet. Man erwartet dadurch einerseits eine Dämpfung durch das Material selbst, andererseits treten durch die Montage der Folien Fehlanpassungen an den Flanschen auf, die Reflexionen und Abstrahlungen zur Folge haben. Wie groß diese Effekte im einzelnen ausfallen und welche Konsequenzen sie für die Kryotechnik haben, wurde bislang nicht untersucht.

Eine typische Methode zur Bestimmung der Dämpfung von Wellenleitern bzw. von in den Versuchsaufbau eingebrachten Materialien ist die vergleichende Leistungsmessung. Die Referenzleistung  $P_0$  wird in einem zweckmäßigen Grundaufbau gemessen. Im Anschluß daran wird das Testobjekt montiert. Eine erneute Leistungsmessung liefert einen verringerten Wert für P', aus dem in Kombination mit  $P_0$  die Dämpfungen  $\alpha$  der Bauteile errechnet werden können.

Die Arbeit befaßt sich mit den oben genannten Untersuchungen von Dämpfungen, weshalb Begriffe wie beispielsweise "Mikrowellen-Leistung" auch von ihrer theoretischen Seite erläutert werden. Kapitel 2 gibt eine Übersicht der verschiedenen Polarisationsmechanismen, in Kapitel 3 wird die Polarisationsapparatur näher vorgestellt. Das 4. Kapitel beschäftigt sich mit den im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Mikrowellengeneratoren. Hier werden insbesondere das Carcinotron und die IMPATT-Diode in ihrer genauen Funktionsweise beschrieben. Im darauf folgenden Kapitel bilden Hohlleiter und die darin stattfindende Wellenausbreitung inklusive der Beschreibung der sich ausbildenden Grundwellen den Inhalt. Gefolgt wird dieses Kapitel von einem Abschnitt zu den Messungen an den Carcinotrons, die am Bonner polarisierten Target Verwendung finden. Das 7. Kapitel enthält schließlich die Ergebnisse und Interpretationen der mit der IMPATT-Diode gewonnenen Daten zu den experimentell überprüften Mikrowellenbauteilen.

#### 2 Polarisation

Es gibt zwei Arten von Polarisationsmechanismen, die in Zusammenhang mit dem polarisierte Target von Bedeutung sind. Die direkteste Polarisationsmethode ist die Ausnutzung der natürlichen Polarisation (TE) bei sehr tiefen Temperaturen und sehr hohen Magnetfeldern. Der entscheidende Nachteil dieser Methode besteht in dem erheblichen zeitlichen Aufwand, der zur Präparation einer hochpolarisierten Materialprobe getrieben werden muß. Die TE-Methode wird daher nur in Ausnahmefällen zur Bereitstellung eines polarisierten Targets genutzt.

Die Standard-Methode zur Herstellung eines polarisierten Targets ist die sogenannte dynamische Nukleonenpolarisation (DNP). Hier macht man sich zunutze, daß eventuell vorhandene freie Elektronen in einem Festkörper schon bei moderaten Temperaturen und Magnetfeldern hoch polarisiert sind. Einstrahlung von Mikrowellen definierter Frequenz erlaubt die Übertragung dieser hohen Elektronenpolarisation auf die Kerne bzw. Nukleonen des Festkörpers.

Beide Mechanismen sollen an dieser Stelle kurz erläutert werden.

#### 2.1Natürliche Polarisation

Eine natürliche Polarisation tritt in Erscheinung, wenn ein Teilchen des Spins  $\vec{s}$  (in Einheiten von  $\hbar$ ) tiefen Temperaturen und einem äußeren Magnetfeld ausgesetzt wird. In diesem Magnetfeld  $ar{B}$ findet eine Aufspaltung der Energieniveaus in eine definierte Anzahl äquidistanter Unterniveaus statt. Hierbei ist die Vektorpolarisation  $P_s$  durch folgenden Zusammenhang gegeben:

$$P_s := \frac{\langle s_z \rangle}{s} = \frac{\sum\limits_{m=-s}^{+s} m \cdot N_m}{s \cdot \sum\limits_{m=-s}^{+s} N_m} \tag{1}$$

 $N_m$  = Besetzungszahl der Niveaus m = -s, ..., s

= Erwartungswert des Spins parallel zu  $\vec{B}$ .

Die z-Komponente des Spins kann nur 2s+1 diskrete Werte annehmen.

Daraus folgt für Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen:

$$P_{\frac{1}{2}} = \frac{N_{\frac{1}{2}} - N_{-\frac{1}{2}}}{N_{\frac{1}{2}} + N_{-\frac{1}{2}}} \tag{2}$$

Analog erhält man für Spin-1-Teilchen:

$$P_1 = \frac{N_1 - N_{-1}}{N_1 + N_0 + N_{-1}} \tag{3}$$

Das Spinsystem tritt in Wechselwirkung mit dem umliegenden Kristallgitter. Während einer charakteristischen Relaxationszeit strebt das System ein thermodynamisches Gleichgewicht an, so daß die Besetzungszahlen der Energieniveaus der Boltzmann-Verteilung gehorchen:

$$\frac{N(E + \Delta E)}{N(E)} = \exp\left(-\frac{\Delta E}{k_{\rm B}T}\right) \tag{4}$$

Dabei ist  $k_{\rm B}$  die Boltzmann-Konstante und T die Temperatur.

Betrachtet man die einzelnen Zeeman-Niveaus, so ergibt sich ihre potentielle Energie aus den Eigenwerten des Wechselwirkungsoperators  $\hat{H} = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}$ . Somit erhält man:

$$E = -g_i \cdot \mu_i \cdot m \cdot B,\tag{5}$$

mit:  $\mu_i = \frac{e\hbar}{2m_i} = \text{Bohrsches} (m_i = m_e)$  bzw. Kernmagneton  $(m_i = m_N)$   $g_i = \text{Landéscher Faktor}$ 

 $m_i$  = Teilchenmasse.

Für einen beliebigen Spin  $\vec{s}$  läßt sich die natürliche Polarisation im äußeren Magnetfeld  $\vec{B}$  bei der Temperatur T mit der sogenannten Brillouin-Funktion beschreiben:

$$P_s = \frac{2s+1}{2s} \coth\left(\frac{2s+1}{2s} \frac{\mu_i g_i s B}{k_{\rm B} T_{\rm L}}\right) - \frac{1}{2s} \coth\left(\frac{1}{2s} \frac{\mu_i g_i s B}{k_{\rm B} T_{\rm L}}\right) \tag{6}$$

wobei:  $\omega_s$  = Larmorfrequenz

 $T_{\rm L}$  = Gittertemperatur (s. u.)

Es ergibt sich schließlich für Spin-\frac{1}{2}-Teilchen:

$$P_{\frac{1}{2}} = \tanh\left(\frac{\mu_i g_i B}{2k_{\rm B} T_{\rm L}}\right) \tag{7}$$

und analog für Spin-1-Teilchen:

$$P_1 = \frac{4 \tanh\left(\frac{\mu_j g_j B}{2k_B T_L}\right)}{3 + \tanh^2\left(\frac{\mu_j g_j B}{2k_B T_L}\right)} \tag{8}$$

Für die thermisch erreichbare Maximalpolarisation ist damit neben Temperatur und Magnetfeld die Größe des magnetischen Moments der betrachteten Teilchen ausschlaggebend. Das magnetische Moment eines Elektrons ist um einen Faktor 660 höher als das eines Protons:

$$\vec{\mu}_{e} = -q_{e}\mu_{B}\vec{s} = -2.00\mu_{B}\vec{s}$$
.

und

$$\vec{\mu}_{\rm p} = g_{\rm p} \mu_{\rm B} \frac{m_{\rm e}}{m_{\rm p}} \cdot \vec{I} = \frac{5.58}{1836} \mu_{\rm B} \vec{I} = \frac{1}{330} \mu_{\rm B} \vec{I}$$

Ein günstiges Verhältnis zwischen magnetischer und thermischer Energie sowie die damit verbundene hohe Polarisation läßt sich daher bei Nukleonen nur durch ein extrem hohes äußeres Magnetfeld (20T) und sehr tiese Temperaturen ( $10 \mathrm{mK}$ ) erreichen (siehe Tab. 1). Dieses Verfahren nennt man "Brute-Force-Methode" [ $\mathrm{Br}^+96$ ].

Wegen der schwachen Spin-Gitter-Wechselwirkung bei den angestrebten tiefen Temperaturen muß man mit sehr langen Relaxationszeiten rechnen, die zwangsweise zu einer sehr langen Aufbauzeit für die Polarisation führen.

$ec{B}$ [T]	T[K]	$P_e[\%]$	$P_p[\%]$	$\vec{B}$ [T]	T [K]	$P_e[\%]$	$P_p[\%]$
2.5	300	0.56	0.001	20	300	4.48	0.006
2.5	77	2.18	0.003	20	77	17.28	0.026
2.5	4.2	38	0.061	20	4.2	99.67	0.486
2.5	1	93.8	0.26	20	1	100	2.0
2.5	0.05	100	5.1	20	0.05	100	38.7
2.5	0.01	100	25	20	0.01	100	96.7

Tabelle 1: Vergleich thermischer Polarisationen von Elektronen und Protonen

## 2.1.1 Dynamische Nukleonen Polarisation (DNP)

Bei diesem Polarisationsmechanismus versucht man, die recht hohen Polarisation der Elektronen in bestimmter Weise an die Nukleonen weiterzugeben. Zu diesem Zweck strahlt man Mikrowellen der Resonanzfrequenz des Elektronen-Nukleonensystems ein, weshalb man diese Polarisationsmethode auch "dynamisch" nennt. Es werden simultane Spinflips von Elektronen und Nukleonen induziert. Die eigentliche Übertragung der Polarisation erfolgt durch das Mikrowellenfeld. Grundvoraussetzung für die Anwendung der DNP ist die Anwesenheit von freien Elektronen im Targetmaterial, die diesem entweder auf chemischem Wege oder in Form von Kristalldefekten durch ionisierende Strahlung zurgeführt wurden (Dotierung).

Dem Mechanismus der DNP liegen drei Modellansätze zugrunde, deren Vorhersagen in den verschiedenen Materialien mehr oder weniger realisiert sind:

- Solid-State-Effekt (SSE)
- <u>Differential-Solid-State-Effekt</u> (DSSE)
- Equal-Spin-Temperature-Theorie (EST-Theorie)

Ausführliche Darstellungen zu diesem Themenbereich finden sich in [AG78] und [Bor71].

#### 2.2 Solid-State-Effekt

Bringt man das dotierte Targetmaterial in ein äußeres Magnetfeld, so sind die Elektronen hoch polarisiert, wenn sie sich im thermischen Gleichgewicht befinden. Im Gegensatz dazu kann bei den Nukleonen nur eine geringfügige Ausrichtung beobachtet werden (siehe Tab. 1). Man wählt  $\frac{B}{T}$  so, daß die Elektronenpolarisation nahezu 100% ist. Dies bedeutet eine nahezu 100% ige Besetzung der unteren Niveaus, wie aus Abb. 1 entnommen werden kann. Das obere Niveaupaar ist kaum bevölkert. Die nukleonischen Niveaus sind nahezu gleichbesetzt, was einer geringen Polarisation entspricht.

Durch Einstrahlung von Mikrowellen der Energie  $h(\nu_e - \nu_p)$  bzw.  $h(\nu_e + \nu_p)$  ist man in der Lage, einen simultanen Spinflip eines Elektrons und eines Protons zu induzieren (siehe Abb. 1).

Das System geht also in den höherenergetischen Elektronenzustand (oberes Niveaupaar) über.

Gitterschwingungen (Phononen) spielen bei diesem Prozeß eine wichtige Rolle. Diese erlauben es den Elektronen, innerhalb einer kurzen Relaxationszeit von  $T_{\rm e} \simeq 10^{-3} {\rm s}$  in den Grundzustand zurückzukehren. Für die Nukleonenrelaxationszeiten ergeben sich bei einem paramagnetisch dotierten Material Werte von  $T_{\rm p} \simeq 10^3 {\rm s}$ . Da  $T_{\rm e} \ll T_{\rm p}$ , stehen immer wieder hinreichend viele Elektronen im Ausgangszustand zur Verfügung und es können weitere Spinflips induziert werden.

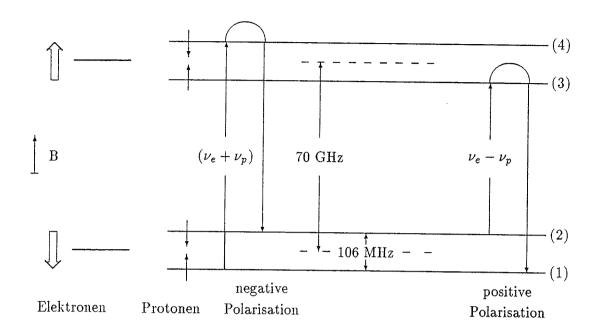


Abbildung 1: Energieschema beim SSE für  $\vec{B}=2.5\,\mathrm{T}$ 

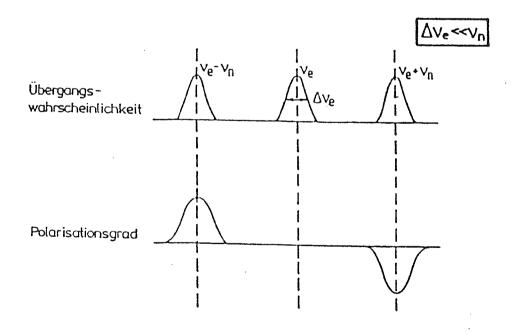


Abbildung 2: Dynamische Polarisation bei schmaler ESR-Linie, aus [Web90]. Hierbei ist  $\nu_{\rm n}=\nu_{\rm p}.$ 

Damit ist eine gezielte Ausrichtung der nukleonischen Zeeman-Niveaus, d. h. eine gegenüber dem thermischen Gleichgewicht stark erhöhte Polarisation möglich.

Die Elektronenkonzentration ist bei allen gängigen Targetmaterialien vergleichsweise gering, woraus sich ergibt, daß jedes Elektron für die Polarisation von  $\frac{N_I}{N_S}$  Protonen verantwortlich ist. Dieses Verhältnis liegt für die gängigen Targetmaterialien bei  $\frac{1}{10000}$ .

Die sogenannte Spindissusion sorgt für eine, vom paramagnetischen Zentrum ausgehende, gleichmäßige Verteilung der Polarisation.

Beim Solid-State-Effekt geht man davon aus, daß nur jeweils einer der verbotenen<sup>5</sup> Übergänge induziert wird. Wie in Abb. 2 angedeutet, ist das Solid-State-Modell nur dann gültig, wenn die Breite der  $\mathrm{ESR}^6$ -Linie (s. u.) klein gegenüber der Frequenz  $\nu_{\mathrm{p}}$  ist.

#### 2.2.1 Differential-Solid-State-Effekt

Bei den Targetmaterialien für Polarisationsexperimente liegt in der Regel keine schmale ESR-Linie vor, sie liegen in der Größenordnung der Larmorfrequenz  $\nu_p$  der Nukleonen. Die breitere ESR-Linie führt dazu, daß bei den Polarisationsprozessen nicht nur einzelne Übergänge der Spins induziert werden, sondern daß beide verbotenen Übergänge  $\nu_e \pm \nu_p$  simultan auftreten können (siehe Abb. 3). Da sich hierbei ihre Übergangswahrscheinlichkeiten überlagern, arbeiten die Übergänge gewissermaßen gegeneinander. Es stellt sich deshalb insgesamt eine deutlich geringere maximale Polarisation ein.

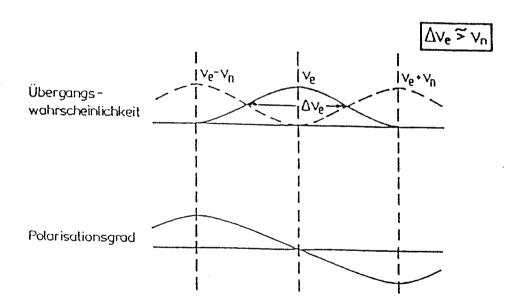


Abbildung 3: Dynamische Polarisation bei breiter ESR-Linie, aus [Web90]. Hierbei ist  $\nu_{\rm n}=\nu_{\rm p}$ .

Im dynamischen Gleichgewicht sind die Besetzungszahlen von diversen Parametern abhängig:

- Relaxationszeit des Kern- und Elektronenspins
- Intensität der eingestrahlten Mikrowellen
- Linienbreite der Elektronenspinresonanzfrequenz

<sup>&</sup>lt;sup>5</sup>Man nennt diese Übergänge "verboten", weil sie den Auswahlregeln der magnetischen Dipolstrahlung (m=±1) nicht gehorchen.

<sup>&</sup>lt;sup>6</sup>Elektronen Spin Resonanz

Bislang wurde bei den Betrachtungen die Spin-Spin-Wechselwirkung der Elektronen untereinander nicht berücksichtigt. Bei den derzeit verwendeten Targetmaterialien muß dieser Wechselwirkung jedoch Rechnung getragen werden, da sie zu einer Verbreiterung des ESR-Signals führt. An diesem Punkt setzt die Beschreibung der Vorgänge durch die Equal-Spin-Temperature-Theorie (EST-Theorie) ein.

## 2.2.2 Equal-Spin-Temperature-Theorie

Als erster stellte Redfield 1955 die Equal-Spin-Temperature-Theorie vor, die hohe Elektronendichten und damit unmittelbar verbundene Dipol-Dipol-Wechselwirkung zwischen den einzelnen Elektronen berücksichtigt.

Die Wahrscheinlichkeit, ein solches Spinsystem in einem Zustand der Energie  $E_i$  anzutreffen, ist wiederum durch eine Boltzmann-Verteilung  $\propto \exp\left(-\frac{E_i}{k_B T_{SS}}\right)$  gegeben, die als charakteristischen Parameter die sogenannte Spintemperatur  $T_{SS}$  enthält.

Befindet sich das System außerdem in Wechselwirkung mit einem äußeren Magnetfeld, so erhält man anstatt der 2 scharfen Zeeman-Niveaus 2 quasikontinuierliche Energiebänder. Die relative Besetzung dieser Bänder untereinander wird durch die Zeeman-Temperatur  $T_{\rm ZE}$  beschrieben.

Befindet sich das betrachtete System im thermischen Gleichgewicht, so nehmen die Temperaturen  $T_{ss}$ ,  $T_{ze}$  und die Gittertemperatur  $T_{l}$  den gleichen Wert an. Die Nukleonenpolarisation läßt sich ebenfalls über die Temperatur ihres Zeeman-Reservoirs beschreiben  $(T_{zn})$ .

Um die Nukleonen dynamisch zu polarisieren, strahlt man Mikrowellen einer Frequenz, die sich um  $\pm \delta$  von der Elektronen-Larmorfrequenz  $\nu_{\rm e}$  unterscheidet, ein. Der von der Nukleonen-Larmorfrequenz abweichende Anteil  $\Delta E = \pm h \delta$  wird durch das Spin-Spin-Wechselwirkungsreservoir (SSWW-Reservoir) der Elektronen absorbiert. So kann man erreichen, daß  $|T_{\rm SS}| \ll T_{\rm L}$ , wobei  $T_{\rm SS} > (<)0$  für  $\nu = \nu_{\rm e} - (+)\delta$ .

So kann man  $T_{\rm ss}$  "erhöhen"  $(\nu=\nu_{\rm e}+\delta)$  bzw. "senken"  $(\nu=\nu_{\rm e}-\delta)$ .

Im thermodynamischen Bild der DNP sorgt ein Wärmekontakt des SSWW-Reservoirs mit dem nukleonischen Zeeman-Reservoir dafür, daß sich  $T_{\rm SS}$  und  $T_{\rm ZN}$  angleichen, woraus eine Übertragung der Polarisation resultiert<sup>7</sup>. Die erreichbare Maximalpolarisation wird durch den erreichbaren Grad der mikrowellengesteuerte Kühlung des SSWW-Reservoirs bestimmt. Die Mikrowellenfrequenz, bei der sich eine optimale Kühlung des SSWW-Reservoirs einstellt, ist von der Nukleonen-Larmorfrequenz unabhängig,  $\frac{\Delta E_i}{h} = \pm \delta$  wird durch die Breite der Elektronenspin-Resonanz festgelegt und liegt typischerweise bei  $\pm 100 \mathrm{MHz}$ .

<sup>&</sup>lt;sup>7</sup>Diesen Prozeß nennt man "Thermal Mixing".

## 3 Target-Apparatur

#### 3.1 Allgemeines

Für die Umsetzung der im Kapitel über die DNP beschriebenen Mechanismen benötigt man eine Reihe von technischen Komponenten, die zusammengenommen die Target-Apparatur ausmachen. Im nun folgenden Abschnitt soll auf diese einzelnen Teile genauer eingegangen werden. Eine detaillierte Beschreibung der Mikrowellentechnik, die ebenfalls einen Teil von SOPHIE darstellt, folgt in Kapitel 4.

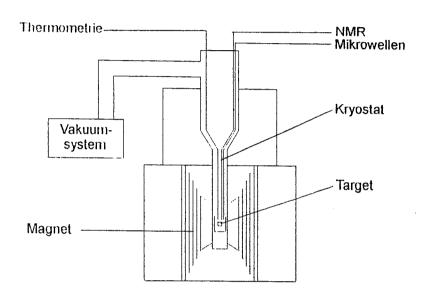


Abbildung 4: Schematischer Aufbau der Polarisationsapparatur

#### 3.2 Targetmaterial

Von großer Wichtigkeit für den Erfolg von Polarisationsexperimenten ist die Wahl eines geeigneten Targetmaterials. Die verwendeten Substanzen sollten eine hohe Polarisierbarkeit in Kombination mit langen Relaxationszeiten und hohem Dilutionfaktor<sup>8</sup>  $\kappa$  aufweisen.

In diesem Sinne wäre das Protonentarget H<sub>2</sub> das optimale Material. Kühlt man es jedoch auf sehr tiefe Temperaturen ab, so muß man feststellen, daß es sich aufgrund der Parastellung seiner Nukleonenspins nicht polarisieren läßt. Eine ausführliche Darstellung der Problematik findet sich in [Rad97].

Weiterhin sind kleine Polarisationsaufbauzeiten besonders zweckmäßig, da unter dieser Voraussetzung gegebenenfalls ein schneller Wechsel der Polarisationsrichtung durchführbar ist.

Heute finden in der Praxis chemisch dotierte Alkohole wie Butanol Verwendung. Die für die Nukleonenpolarisation erforderlichen freien Elektronen werden in Form von chemischen Radikalen (TEMPO, PORPHYREXID, EHBA) hinzugefügt.

<sup>&</sup>lt;sup>8</sup>Unter dem Dilutionfaktor versteht man das Verhältnis von polarisierbaren Nukleonen zu deren Gesamtzahl.

Bei Experimenten, die mit hohen Strahlströmen durchgeführt werden, kommen bevorzugt strahlendotiertes (D-)Ammoniak oder LiH bzw. LiD als Targetmaterial zum Einsatz. Auch bei sehr intensiven Teilchenstrahlen erleiden die genannten Materialen keine nennenswerten Polarisationsverluste (siehe [Dut93], [Tho94], [Goe95]).

## 3.3 Polarisationsmagnet

Für die Erzeugung des Magnetfeldes befindet sich in Bochum ein konventioneller C-Magnet in Gebrauch, der einen Wert von  $B=2.5\mathrm{T}$  liefert. Dies stellt eine obere Grenze dessen dar, was mit solchen Mitteln überhaupt noch erreichbar ist, da hier die Sättigungsgrenze des sich im Magneten befindenden Kobalteisens erreicht wird. Strebt man höhere Feldwerte an, so muß auf die neue Generation der supraleitenden Magneten zurückgegriffen werden. Die DNP erfordert eine hohe Homogenität des Polarisationsfeldes, die des Bochumer Magneten liegt im Bereich des Targets bei  $\frac{\Delta B}{B}=10^{-4}$ . Unter dieser Voraussetzung ergibt sich für sämtliche Elektronen eine fast identische Larmorfrequenz.

## 3.4 Polarisationsmessung

Die Polarisationsmessung erfolgt über die paramagnetische Kernspinresonanz, die auch  $\underline{N}$ uclear  $\underline{M}$ agnetic  $\underline{R}$ esonance (NMR) genannt wird. Bei diesem Verfahren wird die Aufspaltung der Niveaus (Zeeman-Effekts) ausgenutzt.

Das Targetmaterial ist von einer Spule umgeben, in welche ein HF-Feld entsprechend der Nukleonen-Larmorfrequenz eingekoppelt wird. Diese Spule ist Bestandteil eines LC-Schwingkreises. Eine Änderung der Polarisation bedeutet eine Änderung der Suszeptibilität des Stoffes. Damit geht eine Veränderung der Induktivität bzw. der Güte des Schwingkreises einher. Eine solche Variation läßt sich in Form einer Spannungsänderung detektieren.

Im thermischen Gleichgewicht gilt für Protonen (siehe Gl. (7)):

$$P_{\text{TE}} = \tanh\left(\frac{g_{\text{p}}\mu_{\text{k}} \cdot B}{2 \cdot k_{\text{B}} \cdot T}\right) \tag{9}$$

Über das Verhältnis der gemessenen und der im thermischen Gleichgewicht berechneten Signalfläche läßt sich die dynamische Polarisation angeben:

$$P_{\rm dyn} = \frac{A_{\rm dyn}}{A_{\rm TE}} \cdot P_{\rm TE} \tag{10}$$

Genauere Informationen zu diesem Themenbereich finden sich in der entsprechenden Fachliteratur und beispielsweise in [Rei94].

## 3.5 Kryosystem

Zur Bereitstellung der tiefen Temperaturen im Dauerbetrieb dient ein <sup>4</sup>He-Verdampfer-Kryostat. Als Kühlmittel findet Helium Verwendung. Bei Helium läßt sich das Fehlen eines Tripelpunktes zur Tieftemperaturerzeugung ausnutzen.

Oberhalb der flüssigen Phase des Kühlmittels wird mit Hilfe des Vakuumsystems der Dampfdruck erniedrigt. Die Abdampfrate und damit die Temperaturerniedrigung des Heliums verhält sich entsprechend der Dampfdruckkurve. Die minimale erreichbare Temperatur ist somit von der Saugleistung, in die auch die Geometrie der Verbindungsrohre mit eingeht und von der thermischen Isolation abhängig. Aufgrund der endlichen Güte dieser Isolierung kommt es zu einer

Grundbelastung, welche zu einem ständigen Abdampfen des Heliums führt. Es lassen sich mit  $^4$ He Temperaturen bis hin zu etwa  $800 \mathrm{mK}$  erreichen.

Die für die dynamische Polarisation erforderlichen Mikrowellen bedeuten einen weiteren kontinuierlichen Wärmeinput, der durch die Kühlleistung des Kryostaten kompensiert werden muß.

Die Temperaturüberwachung innerhalb des Kryostaten erfolgt mittels verschiedener Widerstandsthermometer.

Der beschriebene Kryostat ist als Toploader ausgeführt: Das Target kann von oben eingebracht werden, ohne daß der Kryostat erwärmt werden muß.

Der Hauptpumpstand setzt sich aus drei in Serie geschalteten Rootspumpen zusammen, deren Gesamtleistung sich zu  $3000\,\frac{\mathrm{m}^3}{\mathrm{h}}$  ergibt. Diese Nominalleistung reduziert sich unter Berücksichtigung der Geometrie der Zuleitung auf einen Wert von etwa  $1700\,\frac{\mathrm{m}^3}{\mathrm{h}}$ .

Ausführliche Darstellungen zur Kryotechnik des Bochumer polarisierten Targets finden sich in [Har97].

# 4 Mikrowellengeneratoren

#### 4.1 Allgemeines

Zur Erzeugung der für die Polarisationsexperimente erforderlichen elektromagnetischen Wellen passender Frequenz benötigt man Mikrowellengeneratoren. Sie existieren in den verschiedensten Ausführungen, allgemein lassen sie sich jedoch in drei Gruppen einteilen:

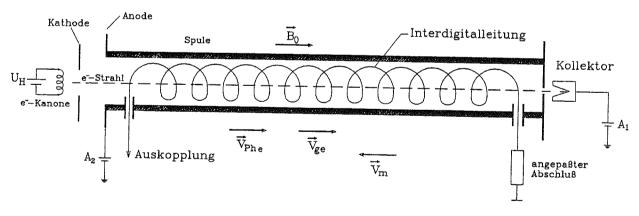
- Röhren mit elektromagnetischen Hohlraumresonatoren
- Röhren mit Verzögerungsleitungen
- Halbleitergeneratoren

Zur ersten Kategorie gehören Klystrons und einige Arten von Magnetrons. Sie verwenden einen Elektronenstrahl, auf dem Raumladungswellen angeregt werden. Die Raumladungswellen können als longitudinale Schwingungen der Elektronen betrachtet werden. Innerhalb von Hohlraumresonatoren und Verzögerungsleitungen (2. Kategorie, z. B. Carcinotrons) ermöglicht ihre Wechselwirkung mit den elektromagnetischen Feldern eine Verstärkung dieser Felder. Bei den Halbleitergeneratoren werden Effekte wie zum Beispiel der Lawinendurchbruch (s. u.) für die Erzeugung der Wellen ausgenutzt. Bei den der Arbeit zugrundeliegenden Messungen wurde ein Carcinotron (2. Kategorie) bzw. eine IMPATT-Diode (3. Kategorie) verwendet. Die Funktionsweisen dieser Geräte werden im nun folgenden Abschnitt genauer dargestellt.

#### 4.2 Carcinotron

#### 4.2.1 Aufbau

Bei einem Carcinotron handelt es sich um eine Lauffeldröhre, vereinfacht hat es den aus Abb. 5 hervorgehenden Aufbau.



 $\overrightarrow{V_{ ext{Ph}\,e}}$ = Phasengeschwindigkeit Elektronen

 $\overrightarrow{V}_{m}$ = Gruppengeschwindigleit Mikrowellen

 $A_1 = Anodenspannung 1$ 

A<sub>2</sub> = Anodenspannung 2

U<sub>H</sub> = Heizspannung

Abbildung 5: Schematischer Aufbau eines Carcinotrons

Zum Betrieb einer solchen Röhre werden vier Versorgungsspannungen benötigt:

- Heizungsspannung (fest)
- Wehneltspannung (fest)
- Anodenspannung 1 (variabel, regelt Anodenstrom  $I_1$ )
- Anodenspannung 2 (variabel, regelt in gewissen Grenzen die Frequenz ν)

Die Spannungen werden bei den Bonner Carcinotrons von einer Stromversorgung der Firma Siemel (Frankreich) geliefert.

Zur Kühlung dient ein geschlossener Wasserkreislauf.

#### 4.2.2 Wellenerzeugung

Carcinotrons enthalten einen durch ein axiales Magnetfeld fokussierten Elektronenstrahl. Um externe magnetische Störfelder unter einem Wert von 10<sup>-3</sup>T abzuschirmen, ist der Aufbau in einem Kasten aus Weicheisen untergebracht. Weiterhin befindet sich im Inneren dieses Oszillatortyps eine Verzögerungsleitung, die als sogenannte Interdigitalleitung (siehe Abschnitt 4.2.3) ausgeführt ist.

Der Elektronenstrahl ist dichtemoduliert, auf ihm bilden sich Raumladungswellen aus<sup>9</sup>. Bedingung für die Ausbildung solcher Raumladungswellen ist, daß  $\vec{v}_{\rm e}$  oder die Raumladungsdichte an einer beliebigen Stelle periodischen Störungen unterliegen. Die Energie pendelt innerhalb der Raumladungswelle zwischen  $E_{\rm kin}$  und  $E_{\rm pot}$ . Die dafür erforderliche Kraftwirkung folgt aus der Coulomb-Abstoßung zwischen den einzelnen Elektronen. Steigt die Raumladungsdichte, so steigt mit ihr auch die potentielle Energie.

Innerhalb der Interdigitalleitung propagiert eine elektromagnetische Welle in Vorwärtsrichtung<sup>10</sup>.

Die Phasengeschwindigkeit des Elektronenstrahls  $\vec{v}_{\mathtt{Phe}}$  sollte ungefähr gleich der Phasengeschwindigkeit  $\vec{v}_{\mathtt{PhL}}$  der Leiterwelle, die sich entlang der Interdigitalleitung ausbreitet, sein. Nur so kann es zu einer Wechselwirkung der beiden Wellen kommen. Die anfänglich größere Geschwindigkeit  $\vec{v}_{\mathtt{PhL}}$  wird durch die Verzögerungsleitung an den Wert von  $\vec{v}_{\mathtt{Phe}}$  angeglichen.

Aufgrund der dadurch ermöglichten Wechselwirkung wird der dichtemodulierten Elektronenströmung ständig kinetische Energie entzogen, die die Leiterwelle aufnimmt. Da die beiden betrachteten Wellen in entgegengesetzter Richtung propagieren, nennt man Carcinotrons auch "Rückwärtswellenröhren".

Die Elektronenströmung läuft zu Beginn im Bereich mit der maximalen, von der Leiterwelle ausgehenden Feldstärke. Die Intensität der Leiterwelle steigt vom kollektorseitigen Ende der Leitung zur Kathode hin an.

Eine elektronische Abstimmung der Frequenz in großen Bereichen ist bei Carcinotrons durch Variation der Anodenspannung 2 (Gleichspannung) möglich.

#### 4.2.3 Interdigitalleitung

Im Wellenlängenbereich von cm- und mm-Wellen wird die Verzögerungsleitung als sogenannte Interdigitalleitung ausgeführt. Unter diesem Begriff kann man sich einen gefalteten Bandleiter vorstellen (siehe Abb. 6).

<sup>&</sup>lt;sup>9</sup>Das mechanische Analogon hierzu sind Schwingungen in einem elastischen Medium.

<sup>&</sup>lt;sup>10</sup> Für die ungestörte Ausbreitung müssen Reflexionen entlang der Leitung und an ihrem Abschluß unterbunden werden.

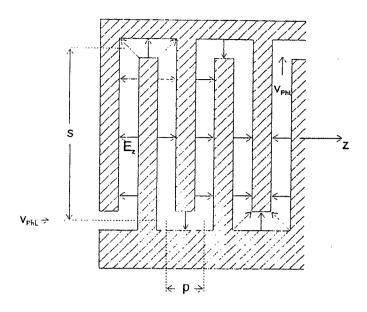


Abbildung 6: Schematische Skizze einer Interdigitalleitung

Für die Wellenlänge der Schwingungen gilt:

$$\lambda_0 = 2(s+p) + 2p \frac{c}{v_{\text{PhL}}} \tag{11}$$

mit:

s = Zahnlänge

p = Zahnperiode = Zahndicke + Zahnzwischenraum

 $v_{\mathtt{PhL}} = \mathrm{Ausbreitungsgeschwindigkeit}$ 

Die Phasengeschwindigkeit der elektromagnetischen Welle ist entgegengesetzt zu  $v_{\mathtt{Phe}}$ :

$$v_{\rm PhL} = -\frac{p}{t_1} = -p \frac{c}{-s - p + \frac{\lambda_0}{2}}$$
 (12)

Die Anfertigung solcher Verzögerungsleitungen bringt mechanisch bedingte Schwierigkeiten mit sich, da sich für s und p sehr kleine Maße im Millimeterbereich und kleiner ergeben, die möglichst exakt eingehalten werden sollten.

#### 4.3 IMPATT-Diode

#### 4.3.1 Funktionsweise

Bei einer Lawinenlaufzeit- oder IMPATT-Diode ( $\underline{\text{IMP}}$ act ionization  $\underline{\text{A}}$ valanche and  $\underline{\text{T}}$ ransit  $\underline{\text{T}}$ ime) handelt es sich um einen auf Halbleitertechnik beruhenden Mikrowellengenerator. Dieser Diodentyp arbeitet im Gebiet des Lawinendurchbruchs, der sich ergeben kann, wenn die Diode in Sperrichtung betrieben wird. Der Durchbruch erfolgt periodisch, was durch Anlegen einer hochfrequenten Wechselspannung erreicht wird. Die Durchbruchspannung  $U_{\text{Br}}$  liegt bei Werten >6V. Der Stromanstieg im Durchbruch ist durch die auftretenden Stoßprozesse begründet.

Der pn-Übergang wird von freien Ladungsträgern bei hohen elektrischen Feldstärken ( $E=10^3\frac{\rm v}{\rm m}$ ) überquert. Diese Ladungsträger gewinnen entlang der freien Weglänge  $\lambda$  einen bestimmten

Betrag an kinetischer Energie ( $W_{\rm kin} = \lambda eE$ ).  $W_{\rm kin}$  ist so groß, daß die Ladungsträger bei Zusammenstößen mit Gitteratomen deren Valenzelektronen herauszuschlagen vermögen. Die freien Elektronen sind aufgrund ihrer kinetischen Energie, die sie im elektrischen Feld erlangen, ebenfalls zur Stoßionisation in der Lage, der beschriebene Prozeß setzt sich wieder und wieder fort. Es entsteht die für den Dioden-Typ charakteristische Lawine von Ladungsträgern. Diesen Prozeß nennt man auch den "Lawinen-" bzw. "Avalanche-Effekt". Es ist eben dieser Effekt, der für den Stromanstieg im Durchbruch verantwortlich ist. Die Bedingung für diesen Lawinendurchbruch kann man wie folgt beschreiben:

Im Mittel muß jedes Ladungsträgerpaar entlang seines Weges mindestens ein neues Paar erzeugen. Mathematisch bedeutet dies:

$$\int_{0}^{L} \alpha(E)dx = 1.$$

Das Integral über die vom elektrischen Feld abhängige Ionisationsrate  $\alpha(E)$  muß entlang des Weges den Wert 1 annehmen. Beim Lawinendurchbruch ist  $\frac{dI}{dt}$  proportional zum augenblicklichen Wert der Wechselspannung  $\underline{U}$ . Daraus ergibt sich für die Phasenbeziehung zwischen dem Konvektionsstrom  $I_{\rm K}$  über der Lawinenzone und  $\underline{U}$  in diesem Gebiet, daß  $I_{\rm K}$  der Wechselspannung um den Wert  $\frac{\pi}{2}$  nacheilt. Im Luftraum I (siehe Abb. 7) pflanzt sich der Konvektionsstrom  $I_{\rm K}(t)$  mit Sättigungsdriftgeschwindigkeit<sup>11</sup> fort. Dabei induziert er einen Diodenstrom  $I_{\rm D}(t)$ , der den Mittelwert des im Driftraum fließenden Stromes darstellt.

Die Durchbruchskennlinie zeigt bei IMPATT-Dioden eine Temperaturabhängigkeit, denn die Energieaufnahme der freien Elektronen innerhalb der Sperrschicht wird von der Feldstärke und der freien Weglänge bestimmt. Die freie Weglänge ist eine Funktion der Temperatur, mit ansteigender Temperatur verringert sich  $\lambda$ . Da die kinetische Energie der Elektronen proportional zur freien Weglänge ist  $(W_{\rm kin}=\lambda(T)eE)$ , nimmt sie für steigende Temperaturwerte ebenfalls ab. Sinkt die Energie der Elektronen, so verringert sich mit ihr auch die Wahrscheinlichkeit für weitere Stoßionisationen. Dies bedeutet, daß bei konstanter Sperrspannung  $U_{\rm B}$  der Strom mit wachsender Temperatur fällt. Dies impliziert ein Sinken der Diodenleistung mit steigender Temperatur (siehe Tab. 2). Auch die Ausgangsfrequenz sinkt mit steigender Temperatur, da sich die Länge des Driftraums vergrößert und damit die Resonanzfrequenz sinkt.

Die IMPATT-Diode ist ein Fixed Frequency Oscillator, was für eine äußerst geringe Frequenzbreite steht. Die Frequenz läßt sich dennoch in geringem Maße aufgrund der Temperaturabhängigkeit des Oszillators variieren (s. u.).

Für diese Art von technischer Anwendung sind solche Strukturen von Halbleiterdioden geeignet, bei denen ein schwächer dotierter Bereich zwischen zwei stärker dotierten angesiedelt ist. Im Jahre 1958 schlug Read die Zonenfolge N<sup>+</sup>PIP<sup>+</sup> vor, die in Abb. 7 dargestellte Zonenfolge ist ebenso gut geeignet und bringt zudem noch den Vorteil mit sich, leichter herstellbar zu sein.

Der Lawinendurchbruch setzt genau dort ein, wo die Feldstärke ihren maximalen Wert erreicht, also am P<sup>+</sup>N-Übergang.

Innerhalb des Generationsraums N nimmt die elektrische Feldstärke linear ab. Im Luftraum I behält sie dann permanent einen Wert von etwa 50  $\frac{V}{m}$ ; aus diesem Verhalten ergibt sich, daß die Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger an dieser Stelle konstant ist.

Der Sperrspannung  $U_{\rm B}$  ist innerhalb einer Lawinenlaufzeitdiode eine höchstfrequente Wechselspannung der Form  $\hat{U}\sin\omega t$  überlagert. Während der ersten Schwingungshalbperiode wird die Durchbruchspannung<sup>12</sup>  $U_{\rm Br}$  überschritten, in der zweiten Halbperiode sollte dies jedoch nach

 $<sup>^{11}</sup>$  Die Sättigungsdriftgeschwindigkeit der Ladungswolke liegt bei etwa  $v_{\rm DS}=10^5\,{\rm \frac{m}{s}}$  .

<sup>&</sup>lt;sup>12</sup>Die Durchbruchspannung ist eine Materialkonstante.

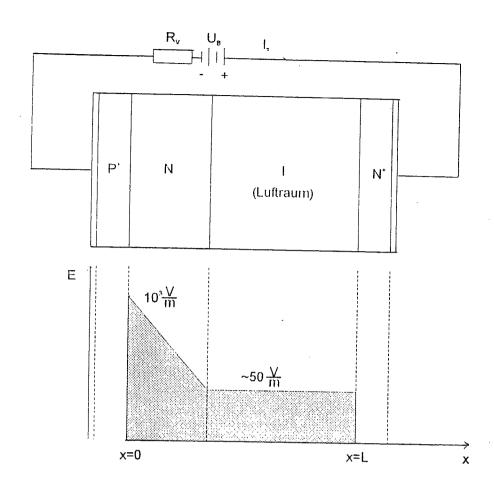


Abbildung 7: Driftstruktur einer IMPATT-Diode, nach [Kum89]

Möglichkeit nicht der Fall sein. Damit ergibt sich die Summenspannung über der Sperrschicht zu:  $U_{\mathbf{j}}(t) = U_{\mathbf{B}} + \hat{U}\sin\omega t$ .

Ist die kritische Feldstärke für den Lawinendurchbruch in der ersten Halbperiode überschritten, so baut sich die Ladungsträgerlawine auf, d. h. die Raumladung  $\rho(t)$  wächst an. Wird die kritische Feldstärke in der zweiten Halbperiode unterschritten, so baut sich die Lawinenladung wieder ab, die Raumladung verringert sich dabei stetig. Die vorliegende Raumladungswolke driftet durch den Luftraum und löst phasenverschoben gegen die Spannung einen äußeren Strom aus, wie aus Abb. 8 entnommen werden kann. Wünschenswert ist eine Phasenverschiebung größer als 90°, im Idealfall beträgt sie sogar 180°.

Durch Abbremsung der Raumladungswolke im elektromagnetischen Feld wird Energie auf das Feld übertragen. Die Driftzone wirkt dabei als Mikrowellenresonator.

Der für die Bochumer Experimente genutzten IMPATT-Diode<sup>13</sup> ist ein Regulator<sup>14</sup> vorgeschaltet, welcher eine Versorgungsspannung von +48VDC mit einem maximalen Ripple von 100mV bei einem Strom von 400mA benötigt. Der Regulator dient zur Stromregulierung für die Diode, wobei für den von ihm abgegebenen Strom gelten soll:  $\frac{\Delta I}{I}=10^{-4}$ . Er stellt somit ein aktives Schutzglied innerhalb des Mikrowellenaufbaus dar, der die Diode vor einer eventuellen Zerstörung durch überhöhte Ströme schützen soll. Der Regulator gestattet außerdem in geringem Maß eine Variation der Dioden-Frequenz, indem er seinerseits die Dioden-Eingangsspannung variiert. Zu

<sup>&</sup>lt;sup>13</sup>Firma Millitech/SEMIC (Model IDO-12-R24NB)

<sup>&</sup>lt;sup>14</sup>Millitech/SEMIC (JFD-12-NI)

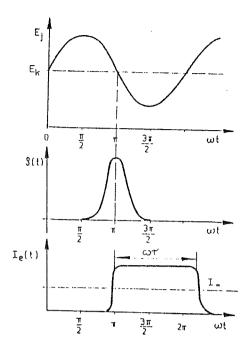


Abbildung 8: Feldstärke  $E_j$ , Raumladung  $\rho$  und Strom  $I_e(=I_D)$  einer Lawinenlaufzeitdiode, aus [Kum89].

diesem Zweck verfügt der Regulator über einen 0-10V Steuer-Eingang, der entweder manuell eingestellt werden kann oder im Rahmen des PLL-Betriebs (siehe Abschnitt 4.3.3) variiert wird. Die für den Betrieb des manuellen bzw. des PLL-Modus notwendige Vorbeschaltung des Regulators kann dem Schaltbild im Anhang entnommen werden.

Die Centerfrequenz der Diode beträgt 70GHz, mit Hilfe der Kühlung und der manuellen Variation der Regulatorspannung läßt sich ein maximaler Frequenzhub von 180MHz erreichen.

Die IMPATT-Diode hat dem Carcinotron gegenüber einige entscheidende Vorteile. Halbleitermikrowellengeneratoren haben im Allgemeinen eine längere Lebensdauer und sind zudem preisgünstiger in der Anschaffung. Desweiteren benötigt man für ihren Betrieb eine einfache Spannungsversorgung und ist nicht auf Hochspannung angewiesen. Hieraus resultiert eine erheblich einfachere Handhabung. Allerdings haben die Dioden recht geringe Frequenzbreiten, die sich jedoch wie im folgenden Abschnitt beschrieben mittels eines Peltier-Elements um einiges verbreitern lassen.

#### 4.3.2 Temperaturregelung

Die Betriebstemperatur des Oszillators wird mittels einer Temperaturstabilisierung geregelt bzw. konstant gehalten, der schematische Aufbau dieser Regelung ist in Abb. 9 skizziert. Es handelt sich um ein Gerät der Firma PELTRON, welches aus einem PID-Regler RPK-04, einem PT 100-Widerstandsthermometer und einem Peltier-Kühlelement inklusive Kühlkörper besteht. Der Temperatursollwert kann mit einem Potentiometer eingestellt werden. Hierbei ist dringend zu beachten, daß eine Cavity-Temperatur von +70°C nicht überschritten werden sollte, da dies die Zerstörung des Oszillators nach sich ziehen würde (Hersteller-Information).

Die Temperatur läßt sich bis auf  $\pm 0.1^{\circ}$ C genau regeln. Der PT 100 ist in eine Bohrung eingelassen, welche sich an der Kaltseite des Peltier-Elements befindet. Zur Verbesserung des thermi-

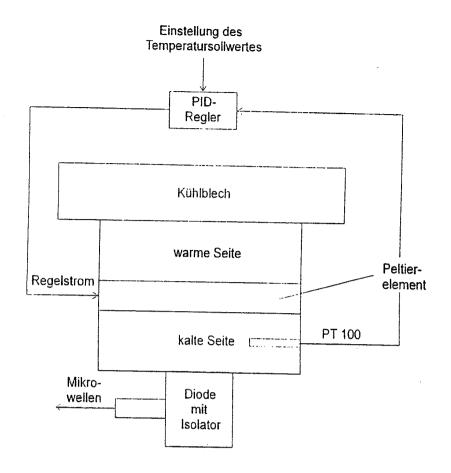


Abbildung 9: Temperaturregelung der IMPATT-Diode

schen Kontakts wurde der Meßfühler mit Wärmeleitpaste bestrichen. Der Fühler mißt die aktuelle Temperatur und leitet diese an den PID-Regler weiter, indem sie mit dem eingestellten Sollwert verglichen und gegebenenfalls angepaßt wird.

Um die Reproduzierbarkeit dieses Regelsystems zu überprüfen, wurden an mehreren Tagen jeweils drei unterschiedliche Temperaturen eingestellt. Dabei wurde die IMPATT-Regulatorspannung am entsprechenden Poti konstant gehalten.

Die Abweichungen in der Leistung liegen zwischen den einzelnen Messungen im Bereich von etwa einem Prozent. Bei der Frequenz liegen die Fehler sogar nur im Promille-Bereich. Die Temperatur-Regelung der IMPATT-Diode zeichnet sich durch eine hohe Stabilität und Reproduzierbarkeit aus.

Die mit Hilfe der Temperaturregelung gewonnenen Daten für die minimale bzw. maximale Leistung nebst Frequenz sind in Tab. 2 dargestellt. Die Werte wurden, wenn nicht anders gekennzeichnet, bei einer Temperatur von 60.0°C (Minima) bzw. 19.0°C (Maxima) gewonnen.

Die in Tabelle 2 notierten Werte für die Fehler in der Leistung rühren von den verwendeten 20dB-Richtkopplern<sup>15</sup> her. Für diese beiden Mikrowellenbauteile liegen die exakten Dämpfungen für drei unterschiedliche Frequenzwerte in Form eines Datenblattes vom Hersteller vor. Aus dem Datenblatt geht hervor, daß der Zusammenhang von Dämpfung und Frequenz nicht linear ist.

<sup>&</sup>lt;sup>15</sup>Firma SEMIC/Millitech; die angegebenen Nummern sind die Seriennummern.

PotiRegulator	$\begin{array}{c} P_{\min}(T) \\ [\text{mW}] \end{array}$	$\begin{bmatrix} \nu_{\min}(T) \\ [\text{GHz}] \end{bmatrix}$	$ \begin{array}{ c c } \hline P_{\max}(T) \\ [mW] \end{array} $	$ u_{\max}(T) $ [GHz]
0.0	299±6	69.920	441±9*	70.050*
2.5	324±7	69.965	465±9	70.057
5.0	341±7	69.996	521±10	70.073
7.5	343±7	70.016	551±11	70.084
10.0	$332 \pm 7$	70.026	558±11	70.096

Tabelle 2: Minimale und maximale Leistungen und Frequenzen der IMPATT-Diode. Die mit \* gekennzeichneten Werte wurden bei einer Temperatur von 12.3°C gewonnen.

Durch Interpolation mit Hilfe eines Polynoms 2. Grades erhält man die Werte für 70.0GHz:

#### • Nr. 1013

Frequenz	Dämpfung
[GHz]	[dB]
57.0	22.74
66.0	21.98
75.0	20.66

$$\implies \alpha(70.0\text{GHz}) = (21.47 \pm 0.1)\text{dB}$$

#### • Nr. 1014

Frequenz	Dämpfung
[GHz]	[dB]
57.0	23.51
66.0	22.70
75.0	22.79

$$\implies \alpha(70.0\text{GHz}) = (22.63 \pm 0.1)\text{dB}$$

Die angegebenen Fehler für die Dämpfungen beziehen sich auf die Abweichung von einer die Punkte verbindenden Geraden.

Sämtliche in der Arbeit angegebenen Absolutwerte bezüglich der Leistung weisen damit einen Fehler von  $\pm 2\%$  auf, der von der Richtkopplung herrührt.

## 4.3.3 Phase-Lock-Loop-Elektronik

Die sogenannte Phase-Lock-Loop-Regelung (PLL-Regelung, siehe Abb. 10) dient zur Synchronisation der Frequenz und der Phase der Diode mit einem entsprechenden Referenzsignal. Ziel ist es, die Phasenverschiebung zwischen Referenzoszillator und IMPATT-Diode minimal werden oder möglichst sogar ganz verschwinden zu lassen und damit die Diodenfrequenz zu stabilisieren.

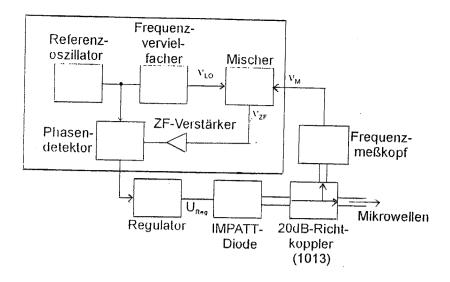


Abbildung 10: Schematischer Aufbau des PLL-Regelkreises

Ein Richtkoppler (20dB) koppelt die Mikrowellen aus und gibt sie auf den Frequenzmeßkopf. Von dort gelangt die Mikrowellenfrequenz  $\nu_{\rm M}$  auf einen Mischer, in welchem sie mit einem Überlagerungssignal der Frequenz  $\nu_{\rm LO}$  gemischt wird. Dieses Signal entsteht im Referenzoszillator durch Frequenzvervielfachung. Die Phase der im Mischer entstehenden Zwischenfrequenz  $\nu_{\rm ZF}$  wird mittels eines Phasendetektors (Schottky-Diode) mit derjenigen des Referenzoszillators verglichen. Das hierbei erhaltene Ergebnis wird in Form von einer entsprechenden Regelspannung vom Ausgang des Phasendetektors an den Regulator der IMPATT-Diode weitergegeben, so daß sich ein stabiler Frequenzwert ergibt.

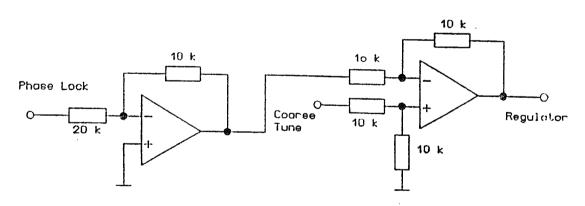


Abbildung 11: Schematisches Blockschaltbild der Anpassung des Frequenzmesserausgangs an den Regulator, aus [Web90]

Als Frequenzzähler wird in Bochum ein Gerät der Firma EIP<sup>16</sup> verwendet. Er liefert eine der Frequenzänderung proportionale Spannung, die in der Einstellung "PLL" auf den der Diode vorgeschalteten Regulator gegeben werden kann. Für diesen Zweck hat der Frequenzzähler zwei Ausgänge: "Coarse Tune" und "Phase Lock". Die Option Coarse Tune stellt die Grobregelung dar, ihr Ausgang liefert Spannungswerte von 0V bis  $10V\ (U_{\rm C})$  und sie ist für das "Einfangen" der Frequenzen um  $\pm 50 {\rm MHz}$  zuständig. Erfolgt keinerlei Regelung, so stellt sich der Coarse-Tune-Ausgang auf 5V ein. Phase Lock repräsentiert die Feinregelung, wobei dieser Ausgang eine Spannung von  $U_{\rm PL}=\pm 10 {\rm V}$  hat. Die Spannungen der beiden Regelungen werden addiert, um sie

<sup>&</sup>lt;sup>16</sup> Modell 578

auf den Regulator geben zu können. Da dieser nur im Bereich von 0V bis 10V arbeitet, muß die Phase-Lock-Spannung zuvor mit einer Verstärkerschaltung halbiert werden. Ein Schaltplan für die Realisierung der Anpassung des Phase-Lock-Ausgangs an den Regulator befindet sich im Anhang. Am Ausgang erhält man schließlich (siehe Abb. 11):

$$-\left(\left(-\frac{U_{\rm PL}}{2}\right) - U_{\rm C}\right) = \frac{U_{\rm PL}}{2} + U_{\rm C} \tag{13}$$

Die mit dieser Elektronik realisierbare Frequenzstabilität liegt im "locked" Modus bei  $\frac{\Delta \nu}{\nu} \leq 3 \cdot 10^{-5}$ .

#### 4.3.4 Temperaturabhängigkeit von Frequenz und Leistung

Die in Abbildung 12, 13 und 14 dargestellten Kurven geben die Temperatur- und Spannungsabhängigkeit der im Rahmen der Arbeit genutzten IMPATT-Diode wieder. Jeder der Graphen entspricht einer konstanten Einstellung der Regulatorspannung im manuellen Betriebsmodus (siehe Bildunterschriften). Während  $U_{\rm Reg}$  bei einer Meßreihe nicht verändert wurde, wurde die Temperatur in 1°C-Schritten zwischen +20°C und +60°C variiert. Zu jeder Temperatur wurden Frequenz und Leistung aufgenommen. Die Meßwerte wurden etwa 2 Minuten nach der Änderung der Temperatureinstellung gewonnen. (Die Werte sind nach dieser Zeitspanne hinreichend stabil.)

Die Leistung verringert sich nahezu linear mit steigender Temperatur. Für die Frequenz gilt dies nicht im gesamten erfaßten Temperaturbereich. Zwischen +30°C und +40°C steigt die Frequenz leicht an, wie man beispielsweise Abb. 12 entnehmen kann. Aus diesem Verhalten folgt, daß im genannten Temperaturintervall dieselbe Frequenz für unterschiedliche Temperatureinstellungen gemessen werden kann.

In Abbildung 12 wurden die abgelesenen Frequenzen jeweils gegen die eingestellte Temperatur aufgetragen. Die fünf Graphen ergeben sich für die in der Bildunterschrift angegebenen Regulatorspannungen. Neben den Kurven sind die entsprechenden Minimalbzw. Maximalwerte der abgelesenen Leistung notiert.

Abbildung 13 zeigt die Leistungen gegen die Temperatur aufgetragen, hier wurden analog zu Abb. 12 die Extremwerte der Frequenz neben den Graphen notiert.

Der in Abbildung 14 skizzierte Bereich stellt die mit der Diode erreichbaren Werte für Frequenz und Leistung bei gegebener Temperatur und Regulatorspannung dar. Begrenzt wird das Gebiet von den Regulatoreinstellungen 0V bzw. 10V. Sämtliche Werte innerhalb der geschlossenen Kurve können eingeregelt werden. Die aus den beiden Abbildungen 12 und 13 hervorgehenden Werte der Kurven liegen innerhalb dieses Gebiets. Hohe Leistungen bei niedrigen Frequenzen sind beispielsweise nicht erreichbar, da sie außerhalb des begrenzten Gebietes liegen.

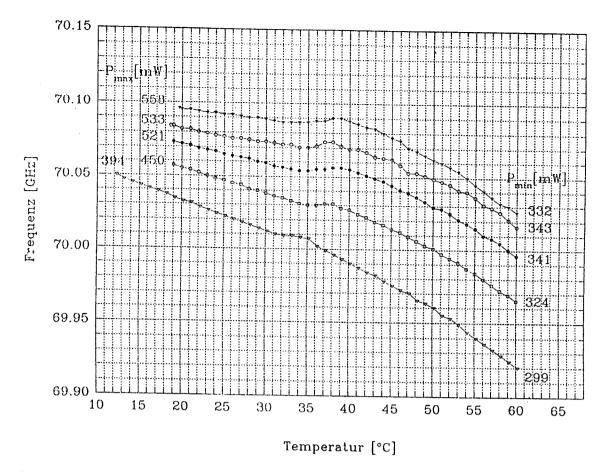


Abbildung 12: Kennlinien der IMPATT-Diode für unterschiedliche Regulatorspannungen:  $_{\nabla}=0V; \ \Box=2.5V; \ \bullet=5V; \ \circ=7.5V; \ _{\nabla}=10V$ 

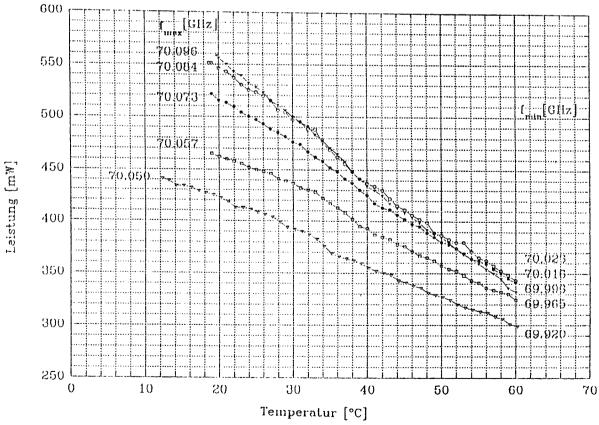


Abbildung 13: Kennlinien der IMPATT-Diode für unterschiedliche Regulatorspannungen:  $_{\triangledown}=0V; \ \Box=2.5V; \ \bullet=5V; \ \circ=7.5V; \ _{\triangledown}=10V$ 

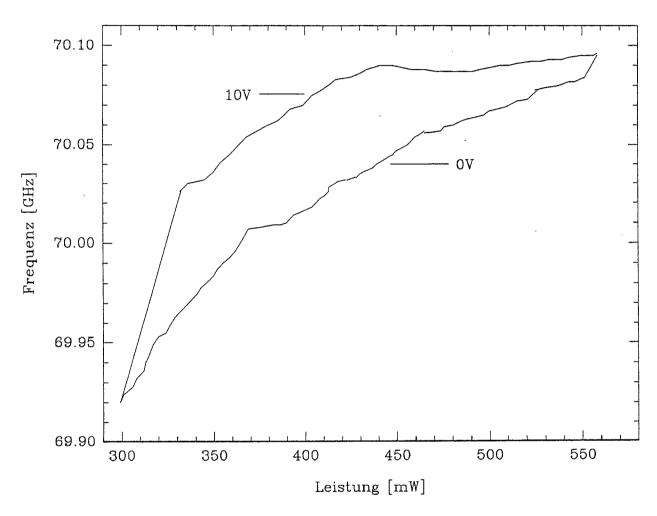


Abbildung 14: Kennlinien der IMPATT-Diode

#### 5 Hohlleiter

#### 5.1 Allgemeines

Hohlleiter nennt man im Zusammenhang mit Mikrowellentechnik metallische Rohre, die entweder einen runden oder einen rechteckigen Querschnitt aufweisen und durch eine Deckfläche nach außen abgeschirmt sind. Alle solchen Leiter haben typischen Hochpaßcharakter, d. h. erst ab einer bestimmten Frequenz ist eine Wellenausbreitung in ihrem Inneren überhaupt möglich. Für diesen Energietransport ist jedoch kein zusätzlicher Innenleiter erforderlich, solange eine Längskomponente des magnetischen oder elektrischen Feldes vorliegt.

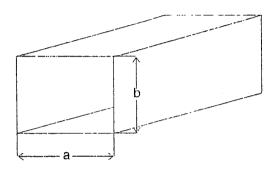


Abbildung 15: Schematischer Aufbau eines Rechteckhohlleiters

Um die in einem Rechteckhohlleiter existenzfähigen Wellentypen finden und beschreiben zu können, muß die Wellengleichung für den vorgegebenen Leiterquerschnitt gelöst werden, wobei bestimmte Randbedingungen erfüllt sein müssen. Der Einfachheit halber sei eine unendliche Leitfähigkeit der beschichteten Wandung vorausgesetzt. Unter dieser Bedingung müssen die Normalkomponente von  $\vec{E}$  und die Tangentialkomponente von  $\vec{E}$  in der Wand gleich Null werden.

Man kann die Maxwellgleichungen im quellenfreien Raum in die skalaren Wellengleichungen

$$\vec{\nabla}_{\rm tr}^2 \Psi + k^2 \Psi = 0 \tag{14}$$

mit:  $k^2 = \omega^2 \varepsilon \mu$ 

überführen (siehe einschlägige Fachliteratur, z. B. [Kla67]). In kartesischen Koordinaten (Rechteckhohlleiter) macht man den Produktansatz

$$\Psi(x, y, z) = f_1(x)f_2(y)f_3(z)$$
(15)

für die jeweils drei Feldkomponenten des elektrischen und magnetischen Feldes  $\vec{E}$  und  $\vec{H}$  (ergibt 6 Komponenten). Setzt man Gl. (15) in Gl. (14) ein, so zerfällt die Wellengleichung in drei separate Schwingungsgleichungen, die jeweils nur von einer Raumkomponente abhängen:

$$\frac{d^2 f_1(x)}{dx^2} + k_x^2 f_1(x) = 0 (16)$$

$$\frac{d^2 f_2(y)}{dy^2} + k_y^2 f_2(y) = 0 (17)$$

$$\frac{d^2 f_3(z)}{dz^2} + k_z^2 f_3(z) = 0 (18)$$

Desweiteren erhält man die sogenannte Separationsgleichung

$$k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 =: k_{tt}^2 + k_z^2 = \omega^2 \varepsilon \mu,$$
 (19)

wobei die Ausbreitungsrichtung der Welle in z-Richtung gelegt wurde. Gl. (17) und Gl. (18) beschreiben die Oszillation der elektromagnetischen Welle in transversaler Richtung mit dem Wellenzahlvektor  $\vec{k}_{\rm tr}$ . Ihre räumliche Abhängigkeit wird im Rechteckhohlleiter durch die Winkelfunktionen sin  $k_x x$  und  $\cos k_x x$  (bzw.  $\sin k_y y$  und  $\cos k_y y$ ) beschrieben. Die longitudinale Wellenausbreitung gehorcht Gl. (18) mit dem longitudinalen Wellenzahlvektor  $\vec{k}_z$  bzw. der Hohlleiterwellenlänge  $\lambda_{\rm H} = \frac{2\pi}{|\vec{k}_z|}$ . Diese Wellenausbreitung findet gemäß Gl. (19) nur dann statt, falls

$$k_x^2 = k^2 - k_{\rm tr}^2 > 0,$$

wobei:

$$\lambda_0 = \frac{2\pi}{|\vec{k}|} \,. \tag{20}$$

Man erhält also eine maximale freie Wellenlänge oberhalb derer keine Mikrowellenausbreitung mehr möglich ist. Diese ist gegeben durch:

$$\lambda_0 < \lambda_{\rm tr}.$$
 (21)

Die transversale Wellenlänge  $\lambda_{tr}$  wird auch kritische Wellenlänge  $\lambda_{c}$  genannt. Sie ist von der tatsächlichen Geometrie der Wellenleiter sowie vom sogenannten Mode der Hohlleiterwelle abhängig.

Die Lösungen der Maxwellgleichungen unter o. a. Randbedingungen gliedern sich in zwei Typen von Hohlleiterwellen:

#### • TE- oder II-Wellen

Bei diesen Lösungen ist  $E_z = 0$ , aber  $H_z \neq 0$ . Alle Feldkomponenten können aus der Longitudinalkomponente  $H_z$  des magnetischen Feldes abgeleitet werden. Man nennt diesen Wellentypen auch <u>Transversal-Elektrisch</u> (TE).

#### • TM- oder E-Wellen

Der transversal-magnetische Wellentyp hat als Lösungen  $H_z=0$ , aber  $E_z\neq 0$ . Hier können die Feldkomponenten aus  $E_z$  abgeleitet werden.

Beide Wellentypen liegen in verschiedenen Moden vor, die durch die Indizes m, n charakterisiert werden. Die magnetische z-Komponente der H-Welle (TE-Welle) wird beispielsweise in der Form

$$H_z(x, y, z) = konst. \cdot \cos\left(\frac{m\pi}{a}\right) \cos\left(\frac{m\pi}{b}\right) \exp(-ik_z z)$$
 (22)

geschrieben. Die Moden-Indizes m, n bescheiben also Anzahl der Knoten -1 in transversaler Richtung, woraus die transversale bzw. kritische Wellenlänge

$$\lambda_{c,mn} = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2}} \tag{23}$$

für Rechteckhohlleiter folgt. Die Lösungen der Wellengleichung im Rundhohlleiter sind in transversaler Richtung durch die sogenannten Besselfunktionen gegeben. Für sie ergeben sich die kritischen Wellenlängen zu:

$$\lambda_{c,mn} = \frac{\pi D}{x_{mn}},\tag{24}$$

wobei D den Leiterdurchmesser und  $x_{mn}$  die n-te Nullstelle der Besselfunktion m-ter Ordnung bezeichnen.

In Rechteckhohlleitern erhält man als sogenannter Grundmode die  $H_{10}$ -Welle. Für ihn ist die kritische Wellenlänge maximal:

$$\lambda_{c,max} = 2a. \tag{25}$$

Alle höheren Moden zeigen auf diesen Leitern kleinere Grenzwellenlängen, so daß man es durch geschickte Wahl der Leiterdimensionen erreichen kann, daß bei gegebener Frequenz immer nur der Grundmode ausbreitungsfähig ist  $(0.52\lambda_{\rm c}<\lambda_0<0.8\lambda_{\rm c})$ . Man nennt den entsprechenden Hohlleiter einen angepaßten Hohlleiter. Dieser wird in der Mikrowellentechnik im allgemeinen gewählt, da die meisten aktiven und passiven Mikrowellenkomponenten (Abschwächer, Richtkoppler, etc.) einen definierten Mode benötigen.

Im Gegensatz dazu seien an dieser Stelle die sogenannten oversized Wellenleiter angeführt, auf welchen auch höhere Wellenmoden ausbreitungsfähig sind.

Wellen- typ	Querschnitt r- γ- Ebene	Längsschnitt r-z-Ebene	Amplituden - verteilung	
H <sub>01</sub>			Hz Eq.Hr D/2 Eq.Hr,Hz	
H <sub>11</sub>			Er, Hy Hz  Ey, Hr  D/2  Ey, Hr, Hz  Er, Hy  Tr	
E <sub>01</sub>			Ez Er,H¢  DI2 r  DI2 r  Er,Ez,H¢	

Abbildung 16: Feldverteilung einiger Wellentypen im kreiszylindrischen Hohlleiter, aus [Kum89]

Wellen- typ	Querschnitt x-y-Ebene	Längsschnitt x-z-Ebene	Amplitudenverteilung ohne Berücks.der Phase
H <sub>10</sub>	a		H <sub>z</sub> -H <sub>x</sub> ,E <sub>y</sub> a x E <sub>y</sub> ,H <sub>x</sub> ,H <sub>z</sub>
H <sub>01</sub>			E <sub>x</sub> ,H <sub>y</sub> ,H <sub>z</sub> a x  H <sub>z</sub> E <sub>x</sub> ,H <sub>y</sub>
H <sub>11</sub>			E <sub>x</sub> ,H <sub>y</sub> ,H <sub>z</sub> E <sub>x</sub> ,H <sub>y</sub> E <sub>y</sub> ,H <sub>x</sub> E <sub>y</sub> ,H <sub>x</sub>
E <sub>11</sub>			H <sub>x</sub> ,E <sub>y</sub> ,E <sub>z</sub> H <sub>y</sub> ,E <sub>x</sub> a x  H <sub>y</sub> ,E <sub>x</sub> ,E <sub>z</sub> h <sub>x</sub> ,E <sub>y</sub>

Abbildung 17: Feldverteilung einiger Wellentypen im Rechteckhohlleiter, aus [Kum89]. Hier sind die Feldverteilungen und Amplitudenverläufe der einzelnen Feldstärken (E und H) in Abhängigkeit von den Querschnittskoordinaten dargestellt.

Der Bereich, in dem man mit der  $H_{10}$ -Welle sinnvoll arbeiten kann, wird auf der einen Seite von der bei der Annäherung an die Grenzwellenlänge steigenden Dämpfung und auf der anderen Seite durch einen hinreichend großen Abstand zur Grenzwellenlänge des folgenden ausbreitungsfähigen Wellentyps festgelegt. In der Praxis nutzt man daher Frequenzen zwischen  $1,25\nu_c < \nu < 1,9\nu_c$  bei einem Übertragungsleitungsverhältnis von  $\frac{a}{b} \approx 2$ . Solche Leiter haben ein sogenanntes Normal-

profil. Für kurze Verbindungen im Inneren von Geräten benutzt man hingegen Leiter mit einem Flachprofil  $(\frac{a}{b} \approx 8)$ , da hier die recht hohe Dämpfung keine nennenswerte Rolle spielt. Der Vorteil dieser Bauelemente liegt in ihren geringen Abmessungen. Bei den Messungen zu dieser Arbeit fanden ausschließlich Leiter mit Normalprofil Verwendung.

Abbildung 17 und 16 zeigen die Feldverläufe der niedrigsten Moden in Rechteck- und Rundhohlleitern.

## 5.2 Übertragung der Leistung

Die Leistungsdichte einer elektromagnetischen Welle wird durch den Poyntingschen Vektor  $\vec{S}$  beschrieben. Dieser lautet in seiner komplexen Schreibweise:

$$\vec{S} = \frac{1}{2} \left( \vec{E} \times \vec{H}^* \right) \tag{26}$$

Es gilt dabei:

- Die Longitudinalkomponente (z-Komp.) von  $\vec{S}$  ist im Ausbreitungsfall reell, wohingegen sie im Dämpfungsfall imaginär ist.
- $\bullet\,$  Für  $S_z$  sind lediglich die Transversalkomponenten der Felder  $\vec{E}$  und  $\vec{H}$  von Bedeutung.

Aus dem Poyntingschen Vektor läßt sich auf die übertragene Leistungsdichte für die verschiedenen Wellentypen schließen:

$$\begin{split} S_{z,\mathrm{TM}} &= \frac{1}{2} C_{\mathrm{TM}}^2 Z_{\mathrm{F}} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{\mathrm{c}}}\right)^2} \left| \vec{\nabla}_{\mathrm{tr}} \Psi_{A,0}(u,v) \right|^2 \\ S_{z,\mathrm{TE}} &= \frac{1}{2} C_{\mathrm{TE}}^2 \frac{1}{Z_{\mathrm{F}}} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{\mathrm{c}}}\right)^2} \left| \vec{\nabla}_{\mathrm{tr}} \Psi_{F,0}(u,v) \right|^2 \;, \end{split}$$

wobei:  $C_{\text{TM}}, C_{\text{TE}}$  = Amplitudenkonstanten der entsprechenden Wellentypen

 $\lambda_0$  = Wellenlänge der sich ausbreitenden elektromagnetischen Welle

 $\lambda_{\rm c}$  = Grenzwellenlänge oder charakteristische Wellenlänge

 $\Psi_{A,0}, \Psi_{F,0}$  = Potentialfunktionen, mit ihnen können die Komponenten von  $\vec{E}$  und  $\vec{H}$  berechnet werden (bei TM-Wellen ist z.B.  $H_x = \frac{\partial}{\partial y} \Psi_A$ )

Die fortschreitende Welle überträgt im gesamten Wellenleiterquerschnitt eine Leistung P. Diese Leistung erhält man, indem  $S_z$  über den Leiterquerschnitt integriert wird:

$$P_z = \iint S_z dA_{\rm L} \tag{27}$$

mit  $A_{\rm L}$  = Querschnitt des Wellenleiters.

Unter Berücksichtigung des ersten Green'schen Integralsatzes für zweidimensionale Gebiete lassen sich die hierbei auftretenden Integrale vereinfachen und lösen.

Für die Leistung folgt:

• TM-Wellen:

$$P_{z,\text{TM}} \sim C_{\text{TM}}^2 \frac{1}{2} Z_{\text{F}} k_{\text{tr}}^2 \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c}\right)^2} \tag{28}$$

• TE-Wellen:

$$P_{z,\text{TE}} \sim C_{\text{TE}}^2 \frac{1}{2} \frac{1}{Z_{\text{F}}} k_{\text{tr}}^2 \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c}\right)^2}$$
 (29)

mit: 
$$k_{\text{tr}}^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda_c}\right)^2 = k_x^2 + k_y^2$$

Werte  $\neq 0$  für  $P_z$  ergeben sich bei TM- und TE-Wellen nur für  $\lambda_0 < \lambda_c$  (Ausbreitungsfall).

Genauere Berechnungen und ausführliche Darstellungen dieses Themenkreises finden sich in [Jac83].

#### 5.3 Verluste in Leitern

Bei realen Wellenleitern treten aufgrund verschiedener physikalischer Gegebenheiten Verluste auf. Neben solchen, die durch etwaige Fehlanpassungen von Mikrowellenbauteilen sowie durch Abstrahlung und Dämpfung durch Dielektrika verursacht werden, sind besonders die ohmschen Verluste aufgrund der endlichen Leitfähigkeit der Innenwände von Bedeutung. Die Dämpfungsverluste steigen daher mit wachsender Leiterlänge an und sind bei Rechteckleitern ungefähr proportional zu  $a^{-\frac{3}{2}}$ .

Für die Leistung einer in +z-Richtung propagierenden Welle gilt allgemein:

$$P_{\mathbf{z}}(z) = P_{\mathbf{z}}(0) \exp\left(-2\alpha_{\mathbf{y}}z\right) \tag{30}$$

Hierbei ist  $\alpha_{\rm V}$  die sogenannte Verlustdämpfungskonstante, sie ist definiert durch:

$$\alpha_{\rm V} = -\frac{1}{2P_{\rm z}} \cdot \frac{dP_{\rm z}}{dz} \tag{31}$$

Der Faktor  $-\frac{dP_z}{dz}$  in Gl. (31) stellt also die Abnahme der Leistung je Längendifferential dar.

Die Konstante  $\alpha_{\text{VD}}$  ergibt sich für einen mit Dielektrikum gefüllten Rechteckhohlleiter näherungsweise zu:

$$\alpha_{\rm VD} = r_{\rm f} \cdot Y_0 \cdot \frac{8.686}{b} \cdot \frac{\varepsilon_{\rm r} \mu_{\rm r} + \left(\frac{2b}{a}\right) \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c}\right)^2}{\sqrt{\varepsilon_{\rm r} \mu_{\rm r} - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c}\right)^2}} \cdot \frac{1}{\mu_{\rm r}} \frac{\rm dB}{\rm m}$$
(32)

 $r_{\rm f}=\frac{1}{\sigma\delta}={
m Fl\"{a}}$ chenwiderstand (in  $\Omega)=\frac{1}{15}\Omega$  (V) bzw. 0.553 $\Omega$  (Ka)  $\sigma={
m spez}.$  Leitfähigkeit (in  $\frac{1}{\Omega{
m m}})=62.5\cdot 10^6\frac{1}{\Omega{
m m}}$  (Silber) bzw. 0.91  $\cdot$  10<sup>6</sup>  $\frac{1}{\Omega{
m m}}$  (Edelstahl)

= Eindringtiefe (s. u.)

= lange Leiterseite

= kurze Leiterseite

= 4.2857mm = freie Wellenlänge

= Grenzwellenlänge = 2a = 7.6mm (V) bzw. 14.22mm (Ka)

 $\frac{1}{377\Omega}$  = Feldwellenleiterwert des Vakuums

Im Falle eines ungefüllten Rechteckhohlleiters (Vakuum) werden für die Konstanten  $\varepsilon_{\rm r}$  und  $\mu_{\rm r}$ die entsprechenden Werte  $(\varepsilon_r = \mu_r = 1)$  eingesetzt, man erhält  $\alpha_V$ .

Die Dämpfung hängt somit von der Querschnittsform des Leiters und von der Wellenform ab.

Bei dieser Betrachtung wurde eine ideale, glatte Oberfläche vorausgesetzt. Reale Leiter weisen jedoch eine Oberflächenrauhigkeit auf, die nicht mehr vernachlässigbar, d. h. nicht mehr klein gegenüber der Eindringtiefe  $\delta$  ist. Die Eindringtiefe von Mikrowellen in das Leitermaterial liegt im µm-Bereich. Um die Verluste möglichst gering zu halten, müssen die Innenwände der Leiter mit größter Sorgfalt beschichtet werden.

Die Eindringtiefe (Skintiefe) ergibt sich nach folgender Gleichung:

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{\sigma\mu_0\pi\nu}} = \sqrt{\frac{\rho}{\mu_0\pi\nu}} \ . \tag{33}$$

Bei einer Frequenz von 70GHz ergibt sich für die im Rahmen der Arbeit verwendeten, mit Silber beschichteten Hohlleiter eine Eindringtiefe der Mikrowellen von  $0.24 \mu \mathrm{m}$  bzw. für Edelstahl von  $1.99 \mu m^{17}$ .

Für Rundhohlleiter berechnet sich die Dämpfungskonstante zu:

$$\alpha_{\rm VD} = 8.686 \cdot \frac{2}{D} \cdot r_{\rm f} \cdot Y_{\rm 0} \cdot \frac{0.42\varepsilon_{\rm r}\mu_{\rm r} + \left(\frac{\lambda_{\rm 0}}{\lambda_{\rm c}}\right)^2}{\sqrt{\varepsilon_{\rm r}\mu_{\rm r} - \left(\frac{\lambda_{\rm 0}}{\lambda_{\rm c}}\right)^2}} \frac{1}{\mu_{\rm r}} \frac{\rm dB}{\rm m}$$
(34)

= Rohrdurchmesser = 4.19mm (angepaßter Rundleiter)  $\lambda_{\rm c} = 7.14 {\rm mm} = {\rm Grenzwellenlänge} ({\rm Grundmode}) = 1.705 D$ 

Auch hier wird für den Fall eines ungefüllten Leiters wieder entsprechend  $\varepsilon_r = \mu_r = 1$  gesetzt. Weitere Details zu diesem Thema finden sich in [Tis58].

#### 5.3.1 Einfluß von Umweltbedingungen

Innerhalb der Hohlleiter befand sich während der durchgeführten Experimente Luft, deren Temperatur und Feuchte unter gewissen Umständen recht hohen Schwankungen unterworfen sein kann. In Bonn beispielsweise befand sich der Versuchsaufbau mit dem Carcinotron innerhalb eines kleinen Gebäudes, welches sehr stark von den Außentemperaturen beeinflußt wurde.

Kondensiert die Luftfeuchtigkeit im Inneren der Hohlleiter aus, so erwartet man sehr hohe Verluste in der übertragenen Leistung durch die sich bildenden Wassertröpfchen. (Die relative Dielektrizitätskonstante von Wasser beträgt  $\varepsilon_r = 81.$ )

<sup>&</sup>lt;sup>17</sup>Der spezifische Widerstand von Silber beträgt bei Raumtemperatur etwa 1.4·10<sup>-8</sup>Ωm. Für Edelstahl liegt der Wert bei  $1.1 \cdot 10^{-6} \Omega m$ .

Um die sich aus diesem Sachverhalt ergebenden Fehler zu eliminieren, müßten die Hohlleiter entsprechend präpariert werden. Eine Möglichkeit besteht darin, sie mit trockenem Stickstoffgas kontinuierlich zu spülen. Auf solche Maßnahmen wurde jedoch im Rahmen dieser Arbeit verzichtet.

Hohlleiter, die einer Temperaturänderung ausgesetzt sind, erfahren eine Änderung in ihren Abmessungen:

$$l_2 = l_1 + \Delta l$$
$$= l_1(1 + \alpha \Delta T)$$

mit:  $\alpha$  = Längenausdehnungskoeffizient

 $\Delta T$  = Temperaturänderung

 $l_1, l_2 = \text{Längen}.$ 

Für einen 10cm langen Leiter ergibt sich eine Längenausdehnung von ungefähr  $\Delta l = 4 \cdot 10^{-5} \mathrm{m}$  bei einer Temperaturänderung von  $\Delta T = 20 K$ . Diese Längenausdehnung ist klein gegen die Wellenlänge und daher vernachlässigbar.

Die IMPATT-Diode wurde bei den Messungen der einzelnen Leiterstücke konstant bei einer Temperatur von  $49.1^{\circ}$ C gehalten. Der im Aufbau hinter der Diode liegende 20dB-Richtkoppler wies nach Ablauf der Warmlaufzeit des Mikrowellengenerators (etwa eine Stunde) aufgrund der Wärmeleitung eine konstante Temperatur von ca.  $45^{\circ}$ C auf. Die hinter diesem Richtkoppler montierten Testobjekte hatten unmittelbar nach der Montage Raumtemperatur. Eine im kalten Zustand durchgeführte Leistungsmessung am 10cm langen V-Band-Leiter Nr. 1 z. B. lieferte den Wert  $P(20^{\circ}\text{C})=345\text{mW}$ . Nach einer für jede Leiterlänge individuellen Zeit stellte sich ein thermisches Gleichgewicht ein und die Testobjekte heizten sich auf. Nach 40 Minuten hatte der Leiter eine konstante Temperatur erreicht und eine erneute Messung lieferte den Wert  $P(38^{\circ}\text{C})=352\text{mW}$ . Die temperaturbedingten Veränderungen in der Leistung liegen also in der Größenordnung von 2%. Sie sind wahrscheinlich im wesentlichen auf eine Erwärmung des Leistungsmeßkopfes (Thermistors) zurückzuführen, wodurch sich bei diesem ein Offset einstellt. Bei den längeren Leiterstücken stellten sich Temperaturgleichgewichte erst nach längeren Zeiträumen (>45min) ein, die Temperaturerhöhung relativ zur anfänglichen Raumtemperatur fiel deutlich geringer aus, da aufgrund der größeren Oberfläche mehr Abstrahlflächen für Wärmeverluste sorgt.

Die Messungen an den einzelnen Leitern (siehe Tab. 5 und Tab. 6) fanden zeitlich kurz hintereinander statt, so daß die Fehler der temperaturbedingten Effekte völlig vernachlässigbar sind und daher nicht berücksichtigt wurden. Die Schwankungen in der Luftfeuchtigkeit waren im Bochumer Labor ebenso vernachlässigbar; auch dieser Fehler wurde nicht berücksichtigt, da er unter der Nachweisgrenze liegt.

Bei den Messungen an den Carcinotrons lag die Variation der Umgebungstemperatur im Labor an verschiedenen Tagen zwischen +11°C und +22°C. Da die von den Bonner Generatoren gelieferten Werte für Leistung und Frequenz ohnehin starken Schwankungen unterworfen sind, ist es nicht sinnvoll, die umweltbedingten Effekte zusätzlich zu berücksichtigen.

## 5.4 Leistungsmessung bei Mikrowellen

Generell gibt es zwei verschiedene Möglichkeiten der Leistungsmessung bei Mikrowellen.

#### Diodendetektor

Mittels eines Diodendetektors kann der Spannungsabfall an einem ohmschen Widerstand gemessen werden, woraus sich die Leistung berechnen läßt. Die für diesen Detektortyp verwendeten Dioden ermöglichen eine stabile und reproduzierbare Gleichrichtung.

#### • Joulesche Wärme

Kleine Mikrowellenleistungen können mit thermischen Methoden gemessen werden. Die Mikrowellenenergie muß dabei in Wärme umgewandelt werden. Die Wärmekapazität der für diesen Zweck verwendeten Bauteile sollte möglichst klein sein, damit sich eine große Temperaturdifferenz ergibt, die letzten Endes gemessen wird, um aus ihr Rückschlüsse auf die Leistung zu ziehen. Ebenfalls wichtig ist eine schnelle Reaktionszeit. Am besten eignen sich kleine Widerstandselemente, die die Mikrowellenenergie in Joulesche Wärme überführen. Aus der Widerstandsänderung werden  $\Delta T$  und die pro Zeiteinheit umgewandelte Energie bestimmt.

Die Genauigkeit dieses Verfahrens zur Leistungsmessung ist abhängig von der Konstanz der Mikrowellenquelle. Die Verluste in den Zuleitungen (außer Testobjekt) sollten möglichst gering gehalten werden und weitestgehend bekannt sein, um eine repräsentative Aussage über die Leistung machen zu können.

In der Praxis werden für thermische Leistungsmessungen zwei Typen von Widerstandselementen verwendet. Hierbei handelt es sich um Bolometer (Barretter) und Thermistoren. Ein letzterer fand im Rahmen dieser Arbeit Verwendung. Genauere Angaben zur Funktionsweise von Bolometern und Diodendetektoren können der Fachliteratur (z. B. [Gro69] und [Kla67]) entnommen werden.

#### 5.4.1 Thermistor

Im Bereich von  $10^{-2}$ mW bis 10mW wird die absolute Mikrowellenleistung mit sogenannten Thermistoren gemessen. Der innere Aufbau der Leistungsmesser ist bei den gängigen Modellen weitestgehend identisch. Sie setzen sich aus einer etwa 0.2mm durchmessenden Kugel (siehe Abb. 18) aus halbleitendem Material und zwei parallelen Zuleitungen aus Platin-Iridium zusammen. Beim Kugelmaterial handelt es sich um eine gesinterte Mischung aus fein verteiltem Kupfer und Metalloxiden. Die Kugel wird von den aus entgegengesetzten Richtungen kommenden Zuleitungen durchdrungen, so daß diese bis auf etwa einen Kugelradius Abstand beieinanderliegen.

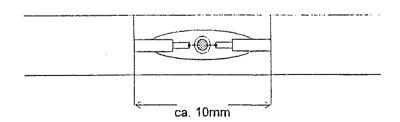


Abbildung 18: Schematische Skizze eines Perlenthermistors nach [Fri65]

Durch die im Betrieb einfallende Mikrowellenleistung wird der Thermistor aufgeheizt, wodurch sich eine Änderung seines Widerstandes ergibt (bei steigender Temperatur sinkt R). Aufgrund der

relativ geringen Masse der Perle, die durch die einfallenden elektromagnetischen Wellen beeinflußt wird, stellt sich ein stabiler Wert schon nach der kurzen Zeitspanne von ca. 1 bis 2 Sekunden ein.

Die Widerstandsmessung des Thermistors erfolgt mittels einer Brückenschaltung, bei der es sich im einfachsten Fall um eine Wheatstone-Brücke handelt, die ohne die einfallende Mikrowellenenergie abgeglichen ist. Steigt die Mikrowellenenergie an, so stellt sich an der Brücke eine Verstimmung ein, was zu einem ansteigenden Ausschlag beim Meßinstrument (Powermeter) führt. Es gibt eine weitere Möglichkeit, die Mikrowellenenergie unter Verwendung einer solchen Schaltung zu bestimmen. Nachdem die Verstimmung aufgrund einer Temperatur- und damit Widerstandsänderung eingesetzt hat, kann die Brückenschaltung erneut abgeglichen werden. Der hierfür erforderliche Differenzstrom ist eine meßbare Größe, aus der sich Rückschlüsse auf die Energie der elektromagnetischen Wellen ziehen lassen.

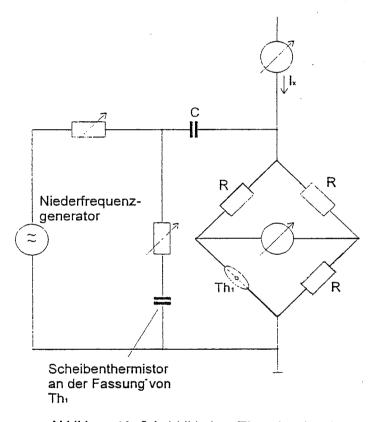


Abbildung 19: Schaltbild einer Thermistorbrücke

Geringe Änderungen in der Umgebungstemperatur bedeuten eine Fehlerquelle für den überaus empfindlichen Detektor. Um solchen Verfälschungen vorzubeugen, benutzt man anstelle einer einfachen Wheatstone-Brücke den in Abb. 19 skizzierten, etwas komplizierteren Schaltungsaufbau.

Da der Nullabgleich nur in grober Näherung mit  $I_x$  erfolgt, muß die restliche vorhandene Verstimmung noch kompensiert werden. Dies geht mittels eines geregelten Niederfrequenzstromes von etwa 1000Hz vonstatten.

Zuständig für diese Regelung ist der außen an der Fassung von Thermistor 1 angebrachte Thermistor 2. Ist in der Umgebungstemperatur ein Anstieg zu verzeichnen, so vermindert sich aufgrund des höheren Stromes in Thermistor 2 die Wechselstromleistung an der Brücke. Dadurch fließt in Thermistor 1 ein kleinerer Strom. Somit ist der von außerhalb einwirkenden zusätzlichen Erwärmung der Schaltelemente entgegengewirkt.

Um den Thermistor vor einer zu hohen einfallenden Leistung zu schützen, muß insbesondere bei Carcinotrons der Leistungsmessung immer ein passendes Dämpfungsglied (Abschwächer,

Richtkoppler) vorgeschaltet werden.

Die IMPATT-Diode kann eine Spitzenleistung von  $558 \mathrm{mW}$  erbringen, im Normalbetrieb liegt P bei etwa  $250 \mathrm{mW}$ . Dem Thermistor mußten bei seinem Einsatz Dämpfungsglieder vorgeschaltet werden, um ihn vor einer Zerstörung zu schützen.

#### 5.4.2 Meßkopf des Thermistors

Um zusätzliche Fehler in der Leistungsmessung zu vermeiden, sollte der Meßkopf, in welchem der eigentliche Thermistor untergebracht ist, so gut wie möglich an das zu überprüfende System angepaßt sein.

Bei dem für die Experimente benutzen Meßkopf handelt es sich um ein Gerät der Firma Millitech/SEMIC<sup>18</sup>. Es ist ein Breitband-Hohlleitermeßkopf, dessen Empfindlichkeitsbereich von  $50\,\mathrm{GHz}$  bis 75GHz reicht. Die Korrekturfaktoren für die einzelnen Frequenzen können einer aufgedruckten Tabelle entnommen werden. Für eine Centerfrequenz von 70GHz beträgt die Dämpfung  $0.84\mathrm{dB}$ . Die Mikrowellen gelangen über einen V-Band-Leiter-Eingang in den Meßkopf. Durch den angebrachten Flansch läßt sich der Detektor leicht montieren. Der sich insgesamt ergebende Korrekturfaktor, mit dem die am Powermeter abgelesene Leistung  $P_0$  bei den Bochumer Messungen multipliziert werden muß, lautet:

$$P = P_0 \cdot 10^{\left(\frac{22.63 + 0.84}{10}\right)}$$
$$= P_0 \cdot 222.3 \pm 2\%$$

wobei: 22.63 = Richtkoppler-Dämpfung (1014) 0.84 = Thermistor-Eichfaktor

### 5.5 Meßverfahren zur Dämpfungsmessung

Um die Dämpfung eines Probekörpers (z.B. Leiterstück) ermitteln zu können, wurde das Leistungsverhältnis zwischen einer Messung mit und ohne Testobjekt gebildet. Aus den auf diese Weise gewonnenen Werten läßt sich mit folgender Geichung die relative Dämpfung bestimmen:

$$\alpha = 10 \log \left(\frac{P}{P'}\right)$$
 angegeben in dB. (35)

Weiter besteht noch die Möglichkeit, die Dämpfung absolut anzugeben:

$$\alpha' = 10 \log \left(\frac{P}{mW}\right)$$
 angegeben in dBm (36)

wobei gilt: 0dBm = 1mW10dBm = 10mW.

Die Dämpfung  $\alpha$  kann sowohl ein positives als auch ein negatives Vorzeichen annehmen. Das "-" bedeutet eine Verstärkung und das "+" eine Abschwächung der Leistung.

Im Sinne der Minimierung systematischer Fehler bei der Leistungs- bzw. Dämpfungsmessung wurde, soweit technisch möglich, ein Switch in den Versuchsaufbau integriert. Mit Hilfe dieses Bauteils können die Mikrowellen aus den Testleitern herausgeleitet werden. Auf diese Weise kann bei eingeschaltetem Generator die Konfiguration hinter dem Switch variiert werden.

<sup>&</sup>lt;sup>18</sup>Modell THM-15-RF000

# 6 Messungen am Carcinotron

Eine Vielzahl von Versuchen wurde an den Bonner Carcinotrons CO40B 238 14, CO40B 239 2 (beide 70GHz) und OO20AB 238 13 (140GHz) durchgeführt. Dabei zeigte sich, daß die Geräte aufgrund ihres hohen Alters von nunmehr über 20 Jahren erhebliche Schwankungen in Leistung und Frequenz erzeugen.

Die Warmlaufzeit beträgt für die Mikrowellengeneratoren im Schnitt zweieinhalb Stunden, erst dann sind Frequenz und Leistung einigermaßen stabil. Aufgrund von in unregelmäßigen Abständen erfolgenden sprunghaften Veränderungen in der Frequenz konnten für die Dämpfung einzelner Leiterstücke keine verläßlichen, reproduzierbaren Daten gewonnen werden, so daß auf eine Präsentation und detaillierte Diskussion der vorliegenden Daten an dieser Stelle verzichtet werden soll.

Bei unverändertem Versuchsaufbau lieferte das Carcinotron CO40B 238 14 an verschiedenen Tagen sehr unterschiedliche Werte in der Leistung, diese Schwankungen liegen in der Größenordnung von 30%.

Abschließend sei jedoch erwähnt, daß die von den Carcinotrons gelieferten Leistungen für Polarisationsexperimente (DNP) trotz des hohen Alters hinreichend groß sind (siehe Tab 3).

Carcinotron	$P_{ m min}(U_{ m Anode}/U_{ m Kathode}) \ [{ m W}]$	$P_{ m max}(U_{ m A}/U_{ m K}) \ [{ m W}]$
CO40B 238 14	$1.27(1 { m kV}/3.7 { m kV})$	3.76(1.25 kV/4.35 kV)
CO40B 239 2	0.072(1 kV/3.97 kV)	1.02(1 kV/4.95 kV)

Tabelle 3: Minimale und maximale Leistungen der Carcinotrons

Carcinotron	$ u_{ m min}(U_{ m A}/U_{ m K}) $ [GHz]	$ u_{ extbf{max}}(U_{ extbf{A}}/U_{ extbf{K}}) $ [GHz]
CO40B 238 14	68.335(1 kV/3.7 kV)	70.734(1.25kV/4.35kV)
CO40B 239 2	69.348(1kV/3.97kV)	70.990(1 kV/4.95 kV)
OO20AB 238 13	128.785(1.25kV/4.0kV)	142.205(1kV/5.9kV)

Tabelle 4: Minimale und maximale Frequenzen der Carcinotrons

Die Kurven zu einigen Messungen an den Carcinotrons finden sich in Anhang C.

# 7 Messungen an der IMPATT-Diode zur Ermittlung von Verlustleistungen

#### 7.1 Allgemeines

Im Gegensatz zu den Carcinotrons liefert die Diode sehr stabile Werte hinsichtlich der Leistung und der Frequenz. Die Dämpfungsmessungen konnten insbesondere im gelockten Betriebsmodus (siehe Abschnitt 4.3.3) unter idealen Bedingungen durchgeführt werden. Durch die hohe Reproduzierbarkeit der Meßwerte ergeben sich entsprechend geringe Fehler.

Wie eingangs erwähnt führen in der Polarisationsphysik kryotechnische Randbedingungen zu bestimmten Kompromisslösungen in dem mikrowellentechnischen Aufbau (Teflon-Dichtung, Edelstahl-Wellenleiter, etc.). Dieser Abschnitt befaßt sich mit dem Versuch einer Quantifizierung dieser Effekte. Im Einzelnen wurde untersucht:

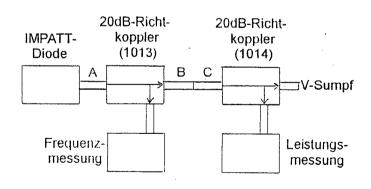
- Verluste innerhalb von Leitern verschiedener Größe
- Verluste durch Fehlanpassungen der Leiter (Flansche)
- Einfluß von Teflon auf die Mikrowellenleistung

Sämtliche Messungen wurden bei einer Frequenz von 70GHz durchgeführt.

#### 7.2 Leistungsverluste innerhalb einzelner Leiterstücke

In Bochum sind derzeit zwei verschiedene Leitergrößen in Gebrauch: V-Band-Leiter (WR-15), die der Centerfrequenz von 70GHz angepaßt sind und Ka-Band-Leiter (WR-28), welche die oversized-Variante darstellen. Die beiden Wellenleitertypen liegen in verschiedenen Längen vor, von jeder Länge gibt es jeweils mehrere Exemplare.

Die Messungen an den Ka-Band-Leitern wurden im Aufbau aus Abb. 20 durchgeführt.



A: Übergang E-V C: Übergang Ka-V (B) B: Übergang V-Ka (A)

Abbildung 20: Messungen einzelner Ka-Band-Leiter

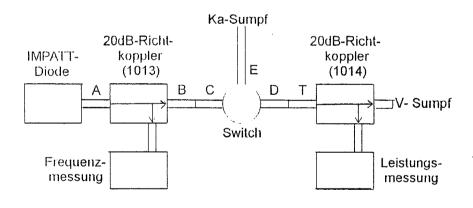
Die zu testenden Teile wurden jeweils zwischen den beiden Übergängen (V-Ka) in den Grundaufbau eingebaut. Im Gegensatz zu den Messungen an den V-Band-Leitern konnte in den Versuchsaufbauten zu den Ka-Band-Leitern aus technischen Gründen kein Switch verwendet werden.

In Tabelle 5 sind die mittleren Leistungen für die einzelnen Leiter vermerkt, die sich aus jeweils bis zu 10 Einzelmessungen ergaben. Die mittlere Dämpfung wurde relativ zu einer im Grundaufbau gemessenen Bezugsleistung P berechnet. Als Fehler ist die Standardabweichung in Klammern angegeben.

Den Messungen an den V-Band-Leitern lag die Anordnung aus Abb. 21 zugrunde.

Leiter	Länge [cm]	Leiter-Nr.	$P_0$ [mW]	$\overline{\overline{P}}$ [mw]	$\left(\frac{P_0}{\overline{P}}\right)$	$\langle \left( rac{P_0}{\overline{P}}  ight)  angle$	$\overline{lpha}$ [dB]	$\langle \overline{lpha}  angle \ [ ext{dB}]$
Ka	10	1	359	336(5)	1.111(80)		0.29(6)	
Ka	10	2	350	320(7)	1.115(95)	1.120(44)	0.39(9)	0.49(17)
Ka	10	3	357	318(4)	1.133(47)		0.50(6)	` ,
Ka	20	1	352	324(3)	1.139(118)		0.36(4)	
Ka	20	2	348	313(5)	1.112(57)	1.141(50)	0.46(7)	0.57(19)
Ka	20	3	348	309(7)	1.171(75)		0.52(9)	, ,
Ka	50	1	348	300(5)	1.238(110)		0.64(8)	
Ka	50	2	340	302(4)	1.137(53)	1.180(42)	0.52(06)	0.72(16)
Ka	50	3	348	299(3)	1.164(39)	, ,	0.66(4)	, ,
Ka	100	1	364	290(9)	1.282(130)	1.282(130)	0.99(13)	0.99(13)

Tabelle 5: Dämpfungen einzelner Ka-Band-Leiter



A: Übergang E-V

C: V-Band-Twist

E: Übergang V-Ka(A)

B: 10cm V-Leiter (1)

D: 10cm V-Leiter(2)

T: Testobjekt

Abbildung 21: Messungen einzelner V-Band-Leiter

Aus den Steigungen in Abb. 22 können die experimentellen Dämpfungen für die beiden Leitertypen abgelesen werden:

- $\alpha_{\rm V} = (1.88 \pm 0.17) \frac{\rm dB}{\rm m}$
- $\alpha_{Ka} = (0.67 \pm 0.04) \frac{dB}{m}$ .

Diese Werte sind unter Berücksichtigung der immer auftretenden Fehlanpassungen sowie der

Leiter	Länge [cm]	Leiter-Nr.	$P_0$ [mW]	$\overline{P}$ [mW]	$\left(\frac{P_0}{\overline{P}}\right)$	$\langle \left( \frac{P_0}{\overline{P}} \right) \rangle$	$\overline{lpha}$ [dB]	$\langle \overline{lpha}  angle \ [ ext{dB}]$
V	10	1	352	320(1)	1.100(3)	1.079(3)	0.41(1)	0.33(1)
V	10	2	348	329(2)	1.058(6)	1.010(0)	0.24(2)	0.00(1)
V	20	1	343	282(3)	1.216(13)		0.85(5)	
V	20	2	345	316(3)	1.092(10)	1.141(6)	0.38(4)	0.57(2)
V	20	3	352	316(1)	1.114(4)		0.47(1)	
V	50	1	348	295(2)	1.252(9)	1.236(5)	0.98(3)	0.92(2)
V	50	2	339	278(1)	1.219(4)	1.200(0)	0.86(1)	`
V	100	1	350	218(1)	1.606(7)	1.606(7)	2.06(2)	2.06(2)

Tabelle 6: Dämpfungen einzelner V-Band-Leiter

Oberflächenrauhigkeit mit den theoretischen Werten verträglich.

Die theoretischen Werte für die Dämpfungen der beiden verwendeten ungefüllten Rechteckhohlleiter ergeben sich aus Gl. (32) zu:

- $\alpha_{\rm V} = 1.29 \frac{\rm dB}{\rm m}$
- $\alpha_{\rm Ka} = 0.49 \frac{\rm dB}{\rm m}$ .

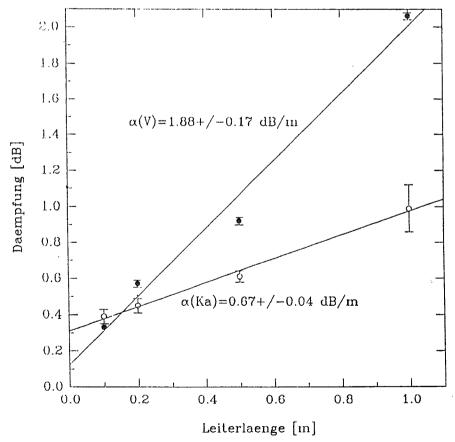


Abbildung 22: Vergleich der Leitertypen

Für die Berechnungen wurden die entsprechenden Seitenlängen der Rechteckhohlleiter (siehe Anhang A) und  $\sigma_{Ar}=62.5\cdot 10^6 \frac{1}{\Omega m}$  eingesetzt.

Die Ursache für die stärkere Streuung der Meßwerte bei den Ka-Band-Leitern ist die im Vergleich zum V-Band-Leiter größere Flanschfläche (siehe auch Abschnitt 7.4).

Beim Vergleich der beiden Leitertypen (siehe Abb. 22) fällt auf, daß die V-Band-Leiter für kurze Verbindungen in Versuchsaufbauten deutlich bessere Resultate in bezug auf die Leistungs- übertragung liefern als die Ka-Band-Leiter. Dies ist auf die unvermeidlichen Fehlanpassungen beim Übergang von V- nach Ka-Band-Leitern bzw. umgekehrt zurückzuführen. Zu verbindende Strecken, die eine Länge von einem halben Meter überschreiten, sollten unter Verwendung von Ka-Band-Leitern überbrückt werden, sie zeigen erheblich weniger Dämpfung als die eigentlich auf die Frequenz von 70GHz angepaßten V-Band-Leiter. Bei den beiden 1m-Stücken zeigt sich, daß der oversized-Leiter (Ka) etwa 30% mehr Leistung überträgt.

#### 7.3 Leistungsverluste in Rundleitern

Innerhalb des Kryostaten wird in Bochum ein angepaßter Rundleiter aus Edelstahl mit einem Durchmesser von 4.19mm verwendet. Der Hohlleiter reicht bis an die gekühlte Probe. Jede solche Leitung bedeutet in der Praxis eine Belastung für das Kryosystem durch Wärmeleitung entlang des Leiters. Edelstahl stellt ein Material dar, welches die Wärmeleitung minimiert und zudem für die Leitung von Mikrowellen geeignet ist. Die Dämpfung dieses angepaßten Rundleiters ergibt sich mit Gl. (34) zu

• 
$$\alpha_{\rm V} = 5.91 \frac{\rm dB}{\rm m}$$

Eine dünne Silberbeschichtung würde diesen Hohlleiter erheblich verbessern:

• 
$$\alpha_V = 0.72 \frac{dB}{m}$$

mit  $\sigma = 0.91 \cdot 10^6 \frac{1}{\Omega \mathrm{m}}$  für Edelstahl.

#### 7.4 Fehlanpassung

Es kann nur dann eine genaue Leistungs- und damit eine Dämpfungsmessung durchgeführt werden, wenn die Anpassung der einzelnen Bauteile des Aufbaus untereinander möglichst gut ist. Bei schlechter Anpassung wird ein Teil der Mikrowellen reflektiert und zum Generator zurückgeworfen.

Die Meßfehler in der Leistung sind unterschiedlich groß bei den einzelnen Leiterstücken. Die zu den Ka-Leitern durchgeführten Messungen der mittleren übertragenen Leistung  $\overline{P}$  weisen größere Streuung auf als diejenigen der V-Band-Leiter:

- Mittlerer Fehler bei Ka-Band-Leitern: 1.7%
- Mittlerer Fehler bei V-Band-Leitern: 0.6%.

Manipuliert man während einer laufenden Messung eine Schraube an einem der Flansche des Meßobjekts, so ergeben sich instantane Veränderungen in der detektierten Leistung. Da dieser Effekt (Fehlanpassung) an den Ka-Band-Flanschen deutlich zutage tritt, besteht offenbar ein direkter Zusammenhang zwischen der fehlangepaßten Fläche und dem reflektierten Anteil der Strahlung. Liegen die Flansche nicht auf Stoß aneinander, so kann sich zwischen den leitenden

Schichten ein Lustspalt ausbilden, durch den es zu Unterbrechungen in den Oberflächenströmen und damit zu Reflexionen der einfallenden Mikrowellen kommt.

Dem kann man durch das Einbringen von leitenden Plättchen aus weichem Alu-Blech zwischen den Flanschen entgegenwirken. Solche Plättchen mit einer mittigen Bohrung verbessern den Kontakt der beiden Flächen auch bei leichter Verkantung, wodurch Reflexionen vermindert werden. Der Durchmesser der mittigen Bohrung war hierbei so gewählt, daß er den gesamten inneren Leiterquerschnitt einschloß.

# 7.5 Messungen an Teflon

Die Kälteerzeugung im Kryostaten findet durch Dampfdruckerniedrigung des Kältemittels <sup>4</sup>He statt. Der mittlere Arbeitsdruck bewegt sich hierbei bei etwa 10<sup>-1</sup>mbar. Sämtliche Zuleitungen zum Targetbereich in der Cavity müssen entsprechend abgedichtet werden. Dies gilt insbesondere für die Mikrowellenleiter. Von der IMPATT-Diode bis zum Einkopplungspunkt in das Kryostatsystem durchlaufen die Wellen einen 1m langen V- oder Ka-Band-Rechteckhohlleiter. Mittels eines 90°-Bogens werden sie zu einem Übergang von rechteckig auf rund geführt. Im Inneren der Polarisationsapparatur durchlaufen die Mikrowellen bis zum Target einen angepaßten Rundleiter aus Edelstahl. Am Übergang eckig auf rund wird zur Abdichtung ein Stück Teflon-Folie zwischen die beiden Flansche gelegt und mittels der Leiterflansche fest verschraubt. Die Auswirkungen der Folie auf die Mikrowellenleistung sind bislang nicht genauer untersucht worden. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Verluste, die sich an einer solchen Dichtung ergeben, gemessen. Dieses Experiment wurde hier separat (ohne die restlichen Komponenten der Polarisationsapparatur) unter normalen Luftdruck- und Temperaturbedingungen aufgebaut.

Zur theoretischen Bestimmung der Dämpfung von Teflon geht man von Gleichung (32) aus. Für einen leeren silberbeschichteten Ka-Band-Leiter ergibt sich für die Verlustdämpfungskonstante ein Wert von  $\alpha_{\rm V}=0.490\frac{\rm dB}{\rm m}$ . Ist der Leiter mit Teflon gefüllt, so ergibt sich  $\alpha_{\rm VD}=0.653\frac{\rm dB}{\rm m}$ . Für die durch das in den Leiter eingebrachte Dielektrikum bedingte Dämpfungskonstante  $\alpha_{\rm D}$  gilt der Zusammenhang:

$$\alpha_{\rm D} = \alpha_{\rm VD} - \alpha_{\rm V}. \tag{37}$$

Daraus ergibt sich mit den obigen Werten:

$$\alpha_{\rm D} = 0.163 \frac{\rm dB}{\rm m}.$$

Um mit einem Teflon-gefüllten Rechteckhohlleiter eine Dämpfung von beispielsweise 3dB zu erzielen, müßten Leiter und eingebrachter Körper eine Länge von etwa 5m aufweisen.

Man erkennt sofort, daß die materialbedingte Dämpfung bei einer dünnen Folie völlig vernachlässigt werden kann.

# 7.5.1 Teflon-Folien zwischen Flanschen

Der Einfluß von  $60\mu m$  dicker Teflon-Folie auf die Mikrowellenleistung wurde an einem Aufbau, wie Abb. 21 ihn zeigt, untersucht. Die Folie wurde zwischen Komponente B und dem dahinterliegenden Twist montiert.

Bei einer Leistung von beispielsweise  $P(0)=343 \mathrm{mW}$  ergaben sich durchschnittlich  $\overline{P}(60\mu\mathrm{m})=(317\pm3)\mathrm{mW}$ . Im Mittel liegt die experimentell bestimmte Dämpfung einer einzigen Lage Teflon-Folie zwischen den Flanschen damit bei  $\overline{\alpha}=(0.34\pm0.04)\mathrm{dB}$ . An dieser Stelle wird

deutlich, daß neben der sehr geringen Dämpfung durch das Teflon ein weiterer Effekt eine Rolle spielt, der zu gravierenden Störungen in der Leistungsübertragung führt.

Ohne Folie liegen die beiden Flansche und damit die Hohlleiter auf Stoß aneinander. Mit eingebrachter Folie liegen die Leiter  $60\mu\mathrm{m}$  weit auseinander. Dadurch entsteht gewissermaßen ein Leck, an dem es zu Abstrahlung der Mikrowellen kommt. Desweiteren sind die Wandströme unterbrochen, was ebenfalls eine Leistungsminderung durch Reflexionen mit sich bringt.

# 8 Zusammenfassung und Ausblick

Zur Erzeugung der für die Dynamische Nukleonenpolarisation erforderlichen Mikrowellen wird in Bochum eine IMPATT-Diode eingesetzt. Die geringe Frequenzbreite dieser Diode läßt sich mit einem Peltier-Element vergrößern. Eine Phase-Lock-Loop-Elektronik ermöglicht es, einen festen Wert für die Frequenz einzustellen.

Unter Berücksichtigung der Anforderungen der Polarisationsapparatur an das Mikrowellensystem wurden verschiedene Themenbereiche untersucht. Die Charakteristika der an SOPHIE verwendeten Wellenleiter (rechteckig und rund) wurden in Hinblick auf die übertragene Leistung vermessen. Ferner waren die Eigenschaften von Teflon innerhalb des Strahlengangs Gegenstand der Versuche. Dieses Material wird zur Vakuumisolierung der Wellenleiter verwendet. Das Verhalten der Diode bei unterschiedlichen Betriebstemperaturen sowie die mithilfe der PLL-Regelung erzielte Frequenzstabilität wurden experimentell überprüft.

- Der maximal erreichbare Frequenzhub der Diode, der sich unter Variation sowohl der Regulatorspannung als auch der Temperaturregelung ergibt, beträgt 176MHz.
- Die höchste Leistung der Diode ist 558mW. Dieser Wert wurde bei folgenden Einstellungen gemessen:

```
-\nu = 70.086 \mathrm{GHz} = \mathrm{Maximal frequenz}

-T = 19.7^{\circ}\mathrm{C}

-U_{\mathrm{Reg}} = 10.0\mathrm{V} \; (\mathrm{manueller \; Modus})
```

- Das Minimum der Diodenleistung liegt bei 299mW.
  - $\nu = 69.920 \text{GHz} = \text{Minimal frequenz}$   $T = 60.2 ^{\circ} \text{C}$   $U_{\text{Reg}} = 0.0 \text{V (manueller Modus)}$
- Die Frequenzstabilität der Diode im "locked" Modus der PLL-Regelung ist  $\frac{\Delta \nu}{\nu} \leq 3 \cdot 10^{-5}$ .
- Ein "oversized"-Leiter (Ka) verursacht im Experiment bei einer Länge ab etwa 0.5m deutlich weniger Dämpfung als ein gleichlanges angepaßtes V-Band-Leiterstück. Die experimentell ermittelten Dämpfungen für beide silberbeschichteten Leitertypen liegen bei  $\alpha_{\rm V}=(1.88\pm0.17)\frac{\rm dB}{\rm m}$  (V-Band-Leiter) bzw.  $\alpha_{\rm V}=(0.67\pm0.04)\frac{\rm dB}{\rm m}$  (Ka-Band-Leiter). Die theoretischen Werte ergaben sich zu  $\alpha_{\rm V}=1.29\frac{\rm dB}{\rm m}$  für einen V-Band-Leiter und  $\alpha_{\rm V}=0.49\frac{\rm dB}{\rm m}$  bei einem Ka-Band-Leiter. Im Bereich der Meßgenauigkeit stimmen die experimentellen und theoretischen Werte gut überein.
- Teflon-Folie einer Dicke von  $60\mu$ m, wie sie zur Vakuumisolierung verwendet wird, senkt in Verbindung mit der durch die Flansche bedingten Fehlanpassung die Mikrowellenleistung um 8%, wohingegen die materialbedingte Dämpfung vernachlässigt werden kann.
- $\bullet$  Die Dämpfung des im Kryostaten verlaufenden Edelstahl-Rohrs (angepaßter Rundleiter) liegt bei  $\alpha_V=5.91\frac{dB}{m}$

Die Bonner Carcinotrons sind aufgrund der recht hohen Leistungen, die sie in ihrem Alter von etwa 20 Jahren liefern, prinzipiell noch immer für Polarisationsexperimente geeignet. Aufgrund der bei ihnen in Erscheinung tretenden Sprünge in Frequenz und Leistung waren sie jedoch bei den Untersuchungen der Wellenleitercharakteristika wenig hilfreich.

Um die Dämpfung der Mikrowellenleistung im Kryostaten erheblich zu verringern, würde sich eine Beschichtung des Rundleiters mit Silber empfehlen. Damit ließe sich  $\alpha_{\rm V}$  theoretisch auf 12% des Edelstahlwertes reduzieren:  $\alpha_{\rm VAr} = 0.72 \frac{\rm dB}{\rm m}$ .

Die im Rahmen der Arbeit durchgeführten Messungen hinsichtlich der Übertragung von Mikrowellenleistung innerhalb von Hohlleitern lieferten die Erkenntnis, daß bislang die Auswirkungen von Reflexionen an Leiterübergängen unterschätzt wurden. Die durch solche Reflexionen bedingte Dämpfung liegt viel höher als diejenige, die durch den nichtverschwindenden ohmschen Widerstand des Beschichtungsmaterials der Innenwände der Leiter bzw. als die, die durch die Vakuum-Isolierung (Teflon) hervorgerufen wird. Die genannten Reflexionen treten insbesondere dann sehr ausgeprägt in Erscheinung, wenn die Leiterflansche nicht perfekt planparallel verschraubt sind. Geringfügige Verkantungen verursachen erhebliche Leistungsverluste.

Wie einige Versuche zeigten, können dünne Aluminium-Bleche an solchen fehlangepaßten Stellen im Versuchsaufbau die Verluste minimieren. Diese mit einer mittigen Bohrung versehenen Scheiben verbessern den Kontakt der Flansche und isolieren das System gegen Abstrahlung der Mikrowellen in den Außenraum.

Die durch die Reflexionen verursachten Interferenzen der Mikrowellen führten bei einigen Messungen zu verfälschten Ergebnissen. Es ergaben sich Überlagerungseffekte, die die eigentlich zu vermessenden Sachverhalte überdeckten. Schiebt man einen Teflon-Körper schrittweise in einen Hohlleiter, so ergibt sich keineswegs eine konstante Dämpfung. An den Grenzflächen Teflon/Luft kommt es zu Reflexionen der einfallenden Mikrowellen. Trägt man die gemessene Leistung gegen die Einschubweite auf, so erhält man eine periodische Funktion, die in etwa die Periodizität der Hohlleiterwelle zeigt. Diese Funktion läßt sich nicht ohne weiteres herausrechnen, die Dämpfung des Teflon-Körpers kann also auf diese Weise experimentell nicht ermittelt werden.

Solchen Effekten ließe sich mit einem 3-Schrauben-Transformator entgegenwirken. Dieser erzeugt eine weitere gewollte Fehlanpassung. Die Phasenlage der sich an dem 3-Schrauben-Transformator bildenden reflektierten Welle überlagert sich bei korrekter Einstellung destruktiv mit den Reflexionen, die durch sämtliche ungewollten Fehlanpassungen hervorgerufen werden. Ein solches Anpassungsglied würde die Reproduzierbarkeit der Messungen deutlich erhöhen, sowie die Leistungstransmission während eines Polarisationsexperiments verbessern.

Den bereits erwähnten Verkantungen der Flansche könnte mit verbesserten Befestigungsmechanismen entgegengewirkt werden. Eine Möglichkeit wären Steckverbindungen anstelle der Flansche, die so zu konzipieren sind, daß ein Verrutschen und die daraus resultierende Fehlanpassung verhindert würden. Solche Steckverbindungen würden zudem eine Sicherung gegen Abstrahlung darstellen.

Messungen mit evakuierten bzw. mit Gas gefluteten Wellenleitern könnten die tatsächlichen Auswirkungen von Luftfeuchtigkeit und Temperatur auf die Wellenausbreitung klären.

#### Literaturverzeichnis

#### Literatur

- [AG78] A. Abragam, M. Goldman, Principles of Dynamic Nuclear Polarization, Reports on Progress in Physics, Vol41, 1978
- [Bad69] A. J. Baden Fuller, Microwaves, Pergamon Press, London, 1969
- [Bor71] M. Borghini, Mechanism of Nuclear Dynamic Polarisation by Electron-Nucleus Dipolar Coupling in Solids, Proc. 2nd Int. Conf. on Polarized Targets, Berkeley, 1971
- [Br<sup>+</sup>96] M. Breuer et al, 12th International Symposium on High-Energy Spin Physics, Amsterdam, Niederlande, 1996
- [Col73] R. Collin, Grundlagen der Mikrowellentechnik, VEB Verlag Technik, Berlin, 1973
- [Dut93] H. Dutz, Messungen der Targetasymmetrie der Reaktionen  $\gamma p \to \pi^+ n$  und  $\gamma p \to \pi^0 p$  mit dem Bonner 'Frozen Spin Target' am energiemarkierten Photonenstrahl des PHOENICS-Experiments, Dissertation Universität Bonn, Bonn-IR-93-49, 1993
- [Gol70] M. Goldman, Spin Temperature And Nuclear Magnetic Resonance in Solids, Oxford Press, 1970
- [Har97] J. Harmsen, Ein <sup>4</sup>He-Verdampfer-Kryostat zur Entwicklung polarisierter Festkörpertargets, Diplomarbeit Ruhr-Universität Bochum, 1997
- [Fri65] A. Frieser, Mikrowellenmeßtechnik, Akademie-Verlag, Berlin, 1965
- [Goe95] S. Goertz, Dynamische Kernspin-Polarisation strahlendotierter Lithiumwasserstoffe und deren Verhalten im intensiven Elektronenstrahl, Dissertation Universität Bonn, Bonn-IR-95-08, 1995
- [Gro69] H. Groll, Mikrowellenmeßtechnik, Friedr. Vieweg & Sohn, Braunschweig, 1969
- [Iva69] S. N. Ivanov, Physics of Mivrowave Semiconductor Diodes, Iliffe, London, 1969
- [Jac83] J. Jackson, Klassische Elektrodynamik, de Gruyter, New York, 1983
- [Kla67] G. Klages, Einführung in die Mikrowellenphysik, Dr. Dietrich Steinkopff Verlag, Darmstadt, 1967
- [Kli66] H. H. Klinger, Mikrowellen Grundlagen und Anwendungen der Höchstfrequenztechnik, Verlag für Radio-Foto-Kinotechnik, Berlin, 1966
- [Kow57] W. F. Kowalenko, Mikrowellenröhren Einführung in die HF-Elektronik, Verlag Technik, 1957
- [Kum89] M. Kummer, Grundlagen der Mikrowellentechnik, VEB Verlag Technik, Berlin 1989
- [Mey88] W. Meyer, Polarized Target Physics at the Bonn Electron Accelerators, Habilitationsschrift, Universität Bonn, Bonn-IR-88-60, 1988
- [Moo71] H. Mooijweer, Microwave Techniques, MacMillan, London, 1971
- [Pau93] R. Paulsen, Elektronenspinresonanzmessungen für das Bonner Polarisierte Target, Diplomarbeit Universität Bonn, Bonn-IR-93-12, 1993

- [Rad97] E. Radtke, Untersuchungen zur Tauglichkeit von H<sub>2</sub>, D<sub>2</sub> und HD als polarisiertes Festkörpertarget, Diplomarbeit Ruhr-Universität Bochum, 1997
- [Rei94] G. Reicherz, Kontroll- und NMR-System eines polarisierten Festkörpertargets, Dissertation Universität Bonn, Bonn-IR-94-16, 1994
- [Sch77] H. Schüller, Entwicklung eines Mikrowellensystems für ein polarisiertes Nukleonen-Target, Universität Bonn, Bonn-IR-77-8, 1977
- [Tis58] F. J.Tischer, Mikrowellen-Meßtechnik, Springer-Verlag, Berlin-Göttingen-Heidelberg, 1958
- [Tho94] A. Thomas, *Polarisierte Festkörpertargets im Elektronenstrahl*, Dissertation Universität Bonn, Bonn-IR-94-15, 1994
- [Web90] J. Weber, Mikrowellensystem zur dynamischen Nukleonenpolarisation bei 3.5 und 5 T, Diplomarbeit Universität Bonn, Bonn-IR-90-19, 1990

# Abbildungsverzeichnis

1	Energieschema beim SSE für $\vec{B} = 2.5 \mathrm{T}$	8
2	Dynamische Polarisation bei schmaler ESR-Linie	8
3	Dynamische Polarisation bei breiter ESR-Linie	9
4	Schematischer Aufbau der Polarisationsapparatur	11
5	Schematischer Aufbau eines Carcinotrons	14
6	Schematische Skizze einer Interdigitalleitung	16
7	Driftstruktur einer IMPATT-Diode	18
8	Feldstärke, Raumladung und Strom bei einer IMPATT-Diode	19
9	Temperaturregelung der IMPATT-Diode	20
10	Schematischer Aufbau des PLL-Regelkreises	22
11	Anpassung des Frequenzmesserausgangs an den Regulator	22
12	Kennlinien der IMPATT-Diode: Frequenz gegen Temperatur	24
13	Kennlinien der IMPATT-Diode: Leistung gegen Temperatur	24
14	Kennlinien der IMPATT-Diode: Frequenz gegen Leistung	25
15	Schematischer Aufbau eines Rechteckhohlleiters	26
16	Feldverteilung einiger Wellentypen im kreiszylindrischen Hohlleiter	28
17	Feldverteilung einiger Wellentypen im Rechteckhohlleiter	29
18	Schematische Skizze eines Perlenthermistors	34
19	Schaltbild einer Thermistorbrücke	35
20	Messungen einzelner Ka-Band-Leiter	38
21	Messungen einzelner V-Band-Leiter	39
22	Vergleich der Leitertypen	40
23	Meßdaten zum 70GHz-Carcinotron CO 40 B 238 14	50
24	Meßdaten zum 70GHz-Carcinotron CO 40 B 239 2	51
25	Meßdaten zum 140GHz-Carcinotron OO 20 AB 238 13	52
Tabe	llenverzeichnis	
1	Vergleich thermischer Polarisationen von Elektronen und Protonen	7
2	Minimale und maximale Leistungen und Frequenzen der IMPATT-Diode	21
3	Minimale und maximale Leistungen der Carcinotrons	37
4	Minimale und maximale Frequenzen der Carcinotrons	37
5	Dämpfungen einzelner Ka-Band-Leiter	39
6	Dämpfungen einzelner V-Band-Leiter	40

# A Spezifikationen der Rechteckhohlleiter

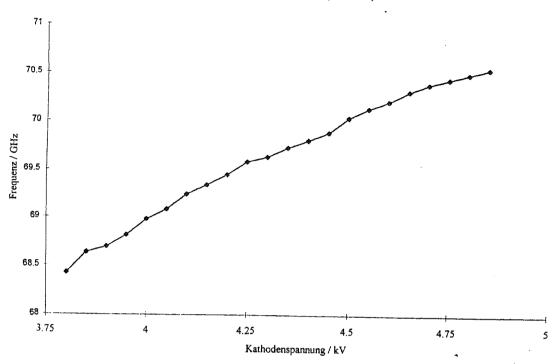
WR-12 (60-90GHz); E-Band;  $TE_{10}$  mode cutoff 48.40GHz, (3.1x1.5)mm WR-15 (50-75GHz); V-Band;  $TE_{10}$  mode cutoff 39.90GHz, (3.8x1.9)mm WR-28 (26.5-40GHz); Ka-Band;  $TE_{10}$  mode cutoff 21.10GHz, (7.11x3.56)mm

# B Spezifikationen der Rundhohlleiter

Durchmesser Ka-Band-Leiter: 8mm Durchmesser V-Band-Leiter: 4.19mm

# C Kurven zu den Messungen an den Carcinotrons

CO 40 B 238 14 (13.3.1997)



CO 40 B 238 14 (13.3.1997)

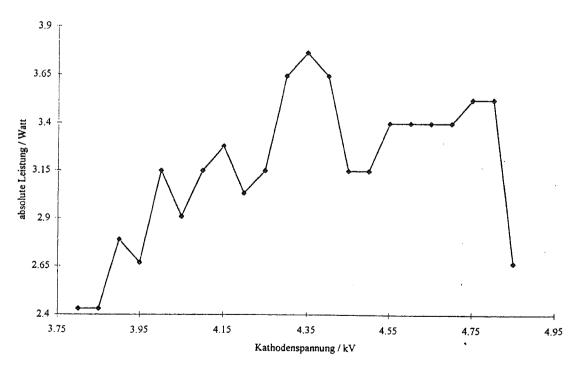
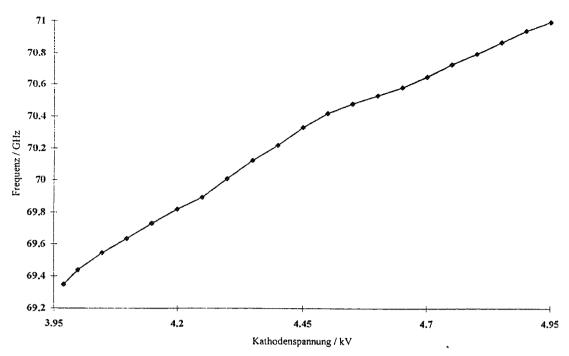


Abbildung 23: Meßdaten zum 70GHz-Carcinotron CO 40 B 238 14

#### CO 40 B 239 2 (11.3.1997)



## CO 40 B 239 2 (11.3.1997)

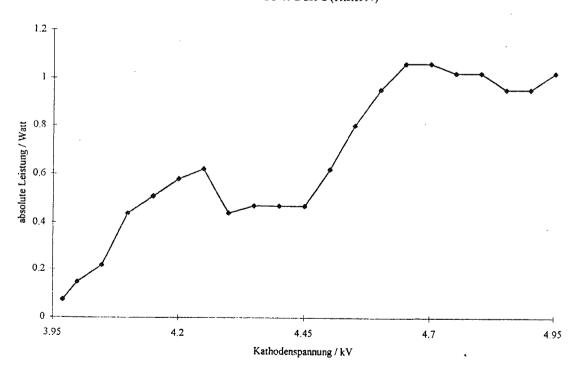


Abbildung 24: Meßdaten zum 70GHz-Carcinotron CO 40 B 239 2

## Carcinotron 140 GHz (00 20 AB 238 13)

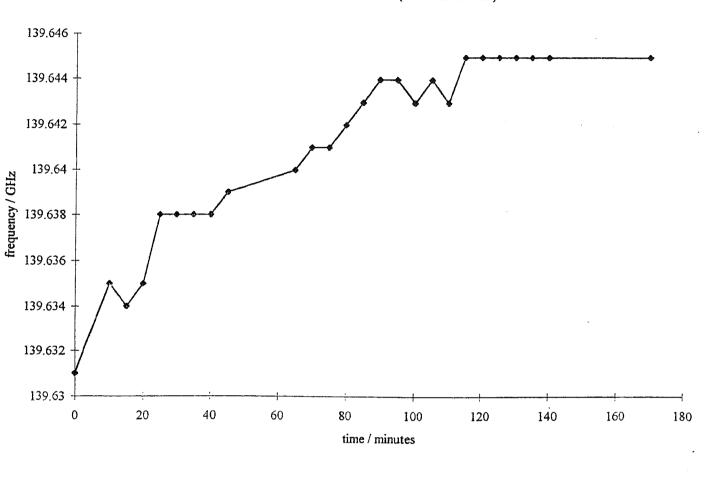


Abbildung 25: Meßdaten zum 140GHz-Carcinotron OO 20 AB 238 13

g =Landéscher Faktor

 $\vec{H}$  = magnetische Feldstärke in  $\frac{A}{m}$ 

 $\vec{H}^* = \text{konjugiert komplexe magnetische Feldstärke}$ 

 $\hat{H} = \text{Wechselwirkungsoperator}$ 

 $h = 6.6261 \cdot 10^{-34} \text{Js} = \text{Plancksche Konstante}$ 

 $\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1.0546 \cdot 10^{-34} \text{Js}$ 

I = Stromstärke in A

 $\vec{I}$  = Nukleonenspin

 $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  = Wellenzahl in  $\frac{1}{m}$ 

 $k_{\mathrm{B}} = 1.3807 \cdot 10^{-23} \frac{\mathrm{J}}{\mathrm{K}} = \mathrm{Boltzmann\text{-}Konstante}$ 

 $\vec{k} = \text{Wellenvektor}$ 

m = magnetische Quantenzahl

 $m_0$  = Teilchenmasse in kg

 $N_m = \text{Besetzungszahl des } m\text{-ten Niveaus}$ 

P = Leistung in W

P = Polarisation

p = Zahnperiode = Zahndicke + Zahnzwischenraum in m

 $P_{\rm l} = \text{Verlustleistung in W}$ 

P = Mikrowellenleistung in W

R = (ohmscher) Widerstand in  $\Omega$ 

 $r_{\rm f} = {
m Fl\"{a}chenwiderstand}$  in  $\Omega$ 

 $S = Oberfläche in m^2$ 

 $S = \text{Saugleistung (von Pumpen) in } \frac{m^3}{h}$ 

s = Zahnlänge in m

 $\vec{S}$  = Poyntingscher Vektor bzw. (komplexe) Ladungsdichte in  $\frac{VA}{m^2}$ 

 $\vec{s} = \text{Elektronenspin}$ 

 $T = \text{Temperatur in K bzw. in } ^{\circ}\text{C}$ 

 $T_{\rm e}=$  Spin-Gitter-Relaxationszeit der Elektronen in s

 $T_{\rm L} = {
m Gittertemperatur}$ 

 $T_{\rm n}=$  Nukleonenrelaxationszeit in s

 $T_{\mathbf{p}} = \text{Protonenrelaxationszeit in s}$ 

 $T_{\rm SS} = {
m Spintemperatur}$ 

 $T_{\rm Z} = {\rm Zeeman\text{-}Temperatur}$ 

U = Skalares Potential in V

 $U_{\rm B} = {\rm Sperrspannung~in~V}$ 

 $U_{\rm C} = {\rm Coarse\ Tune\ Spannung\ in\ V}$ 

 $U_{\rm Br} = {\rm Durchbruchspannung~in~V}$ 

 $U_{\rm j}={
m Summenspannung}$  (über der Diodensperrschicht) in V

 $U_{PL} = Phase Lock-Spannung in V$ 

 $v_{\rm D} = {
m Driftgeschwindigkeit}$  in  $\frac{{
m m}}{s}$ 

# D Symbole und Bezeichnungen

 $\alpha = Ionisations rate$ 

 $\alpha = \text{Temperatura}$ usdehnungskoeffizient

 $\alpha_{\rm v} = {\rm Verlustd\ddot{a}mpfungskonstante~in~m^{-1}}$ 

 $\delta_i = \text{Eindringtiefe bzw. Skintiefe}$ 

 $\varepsilon_0 = 8.8542 \cdot 10^{-12} \frac{\text{As}}{\text{Vm}} = \text{absolute Dielektrizitätskonstante des Vakuums}$ 

 $\varepsilon_{\rm r}$ = relative Dielektrizitätskonstante

 $\kappa = \text{Dilutionfaktor}$ 

 $\kappa = \text{spezifische Leitfähigkeit in Sm}^{-1}$ 

 $\lambda_0$  = freie Wellenlänge in m

 $\lambda_{\rm c}=$  Grenzwellenlänge in m

 $\vec{\mu}$  = magnetisches Moment

 $\mu_{\rm B} = \frac{e\hbar}{2m_e} = \text{Bohrsches Magneton}$ 

 $\mu_0 = 1.2566 \cdot 10^{-6} \frac{\rm V_S}{\rm Am}$  =absolute Permeabilitätskonstante des Vakuums

 $\mu_{\rm r}$  = relative Permeabilitätskonstante

 $\nu = \text{Frequenz in Hz}$ 

 $\nu_{\rm c} = {
m Grenzfrequenz~Hz}$ 

 $\nu_{\rm e}={
m Elektronen-Larmorfrequenz}$  in Hz

 $\nu_{\text{LO}} = \ddot{\text{U}}$ berlagerungs-Frequenz in Hz

 $\nu_{\rm M} = {
m Mikrowellen-Frequenz}$  in Hz

 $\nu_{\mathrm{ZF}} = \mathrm{Zwischenfrequenz}$  in Hz

 $\rho = \text{Raumladungsdichte in } \frac{V^3}{m}$ 

 $\sigma = \text{spez.}$  Leitfähigkeit in  $\frac{S}{m}$ 

 $\Psi_{A}$  = Potential funktion

 $\Psi_{\rm U} = {\rm Potential funktion}$ 

A<sub>dyn</sub> = Signalfläche des dynamischen Signals (NMR)

 $A_{\rm L} = {\rm Querschnitt\ eines\ Hohlleiters\ in\ m^2}$ 

 $A_{\text{TE}} = \text{Sigalfläche des TE-Signals (NMR)}$ 

 $\vec{A}$  = Vektorpotential

a = längere Seite eines Rechteckhohlleiters

 $\vec{B}$  = magnetische Induktion in T

b =kürzere Seite eines Rechteckhohlleiters

 $c = 3 \cdot 10^{8} \frac{\text{m}}{\text{s}} = \text{Lichtgeschwindigkeit}$ 

D = Durchmesser eines Rundhohlleiters in m

E =Energie in J

 $\vec{E}$  = elektrische Feldstärke in  $\frac{\mathbf{V}^{1}}{\mathbf{m}}$ 

 $e = 1.6021 \cdot 10^{-19} \text{C} = \text{Elementarladung}$ 

 $\vec{F}$  = Vektorpotential

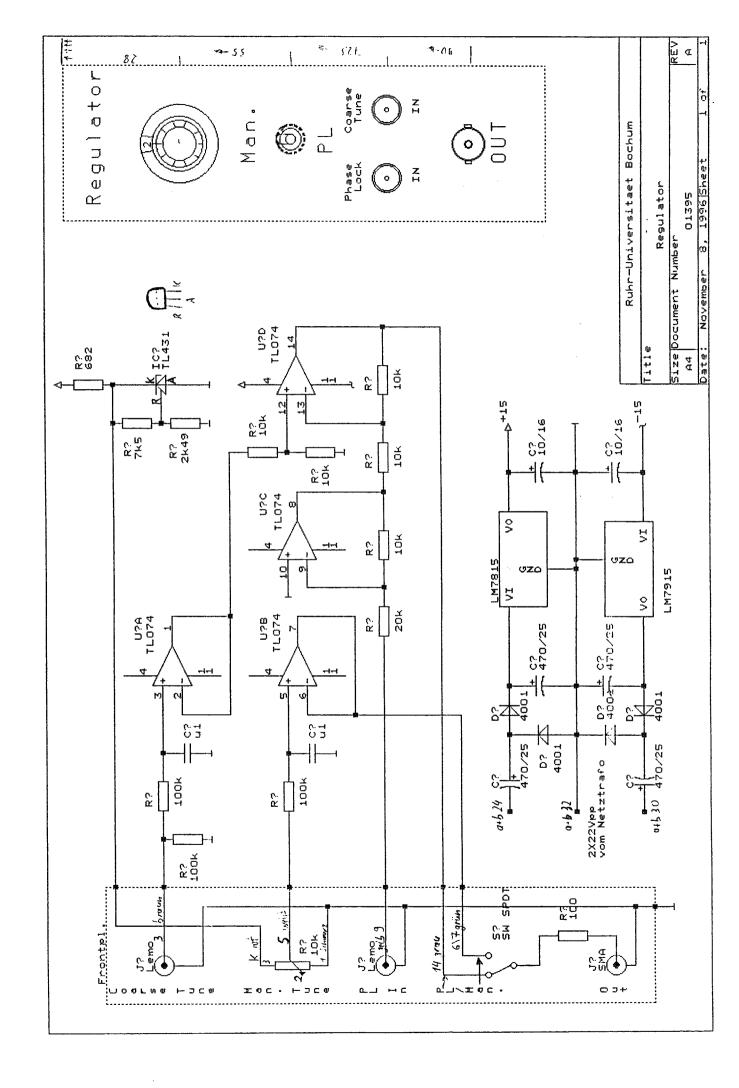
 $F_0 = \text{Eigenfrequenz in Hz}$ 

		100

 $v_{\text{DS}} =$  Sättigungsdriftgeschwindigkeit in  $\frac{\text{m}}{s}$ 

 $Y_0 = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \approx \frac{1}{120\pi\Omega} \approx \frac{1}{377\Omega}$  = Feldwellenleiterwert des Vakuums  $Y_{\rm F} = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} = \sqrt{\frac{\varepsilon_{\rm F}}{\mu_{\rm r}}} \cdot Y_0$  = Feldwellenleiterwert eines unbegrenzten Mediums  $Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}$  = Kehrwert des obigen  $Y_0$ 

 $Z_{\rm F} = \sqrt{\frac{\mu_{\rm r}}{arepsilon_{\rm r}}} \cdot \frac{1}{Y_0} = {
m Kehrwert\ des\ obigen\ Y_{\rm F}}$ 



Referent: Korreferent: Prof. Dr. W.Meyer, Inst.f. Experimentalphysik I der RUB Prof. Dr. H.Koch, Inst.f. Experimentalphysik I der RUB

# Danksagung

Ich möchte mich bei all jenen bedanken, die mir bei der Erstellung dieser Arbeit mit ihrer tatkräftigen Hilfe zur Seite standen.

Besonders bedanke ich mich bei Herrn Prof. Dr. W. Meyer für die interessante Themenstellung und sein stetes Interesse an meiner Arbeit.

Meinem Betreuer Herrn Dr. Stefan Goertz und Herrn Dr. Gerhard Reicherz danke ich vielmals für die Unterstützung und die anregenden Diskussionen bezüglich der physikalischen Hintergründe der Arbeit.

Ebenso gilt mein Dank der Bonner PT-Gruppe, die mir die Arbeit an den Carcinotrons ermöglichte.

Herrn Dr. Takahiro Iwata und Dr. Tsuneo Kageya danke ich für die fruchtbaren Gespräche und ihre Hilfe bei den Messungen an den Carcinotrons.

Ein herzliches Dankeschön sei an die Mitarbeiter der Elektronik-Werkstatt unter der Leitung von Herrn B. Niesler gerichtet, die stets sehr hilfsbereit waren.

Vielen Dank auch an Herrn L. Brockmann von der Feinmechanischen Werkstatt für die prompte Ausführung der Aufträge und sein Interesse am Mikrowellen-Versuchsaufbau.

Wesentlich für das Gelingen dieser Arbeit war auch die freundschaftliche Zusammenarbeit mit der Bochumer PT-Gruppe: Dr. Rainer Gehring, Arne Meier, Dipl.-Phys. Eric Radtke, Thomas Zawodny und ganz besonders Dipl.-Phys. Jörg Harmsen, dem ich für die unermüdliche Hilfe und Unterstützung herzlich danke.

Vielen Dank an meine lieben Eltern, die mir bei allen nichtphysikalischen Problemen mit Rat und Tat zur Seite standen.

Zum Schluß sei noch ein großes Dankeschön an meine Freunde ausgesprochen, ohne die mir mein Studium nur halb soviel Freude bereitet hätte. Hierbei gilt mein besonderer Dank Sophie Boulas, Dipl.-Phys. Benno Buschmann und meinem lieben Freund Dipl.-Phys. Uwe Post.