

**Physikalisches Praktikum  
für Fortgeschrittene**

Versuch 05

Elektronenspinresonanz

## 1. Allgemeine Hinweise

### Anlagen

- Magnetische Resonanz (aus: C. Kittel, Einführung in die Festkörperphysik, Kapitel 16)
- E. Dormann: Elektronenspinresonanz (aus: 24. IFF-Ferienkurs "Magnetismus von Festkörpern und Grenzflächen")
- J. B. Gunn: The Gunn Effect\*
- Experimente mit Mikrowellen\*
- Dioden\*
- Signalverarbeitung bei höchsten Frequenzen\*

### Diese Anleitung liegt auch zum Download bereit:

- <http://www.physik.uni-augsburg.de/exp5/download/praktikum/fp05-anleitung.pdf>  
(Anleitung)
- <http://www.physik.uni-augsburg.de/exp5/download/praktikum/fp05-anhang.pdf>  
(Anhänge, ~13 MB)

---

\* Dieser Artikel ist für den vorliegenden Versuch nicht zwingend erforderlich und nur in der Download-Version der Anleitung enthalten. Er dient zur weiter gehenden Beschäftigung mit dem Thema.

## 2. Theorie

Elektronenspinresonanz (ESR) bezeichnet die resonante Absorption von Mikrowellenstrahlung durch paramagnetische Ionen oder Moleküle in einem statischen Magnetfeld. Hierbei induziert das magnetische Mikrowellenfeld, das transversal zum statischen Feld anliegt, magnetische Dipolübergänge zwischen den elektronischen Zeeman-Niveaus.

Die ESR wurde 1944 von E. K. Zavoisky (Kasan, Russland) erstmals nachgewiesen und wird seither als spektroskopische Methode in Chemie, Physik, Biologie, Medizin und Geologie angewandt. Durch ESR lassen sich Rückschlüsse auf die lokalen elektronischen Eigenschaften (Spinsuszeptibilität, Symmetrien, Wechselwirkungen der Spins mit Orbital, Ladung und Gitter) in Festkörpern bilden.

### 2.1. Physikalische Grundlagen

#### 2.1.1. Bemerkungen

Alle Drehimpulse ( $\vec{L}$ ,  $\vec{S}$ ,  $\vec{J}$ ) sind in Einheiten von  $\hbar$  verwendet.

Tabelle 2.1 gibt einen Überblick über die wichtigsten für diesen Versuch relevanten Größen und Constanten.

#### 2.1.2. Elektronisches magnetisches Moment

Klassisch-mechanisch betrachtet besitzt ein Elektron (Elementarladung  $-e$ , Masse  $m_e$ ), das einen Kern im Abstand  $r$  mit Bahngeschwindigkeit  $v$  umkreist, einen Bahndrehimpuls

$$\hbar\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p} \quad (1)$$

$$\hbar L = |\hbar\vec{L}| = r m_e v \quad (2)$$

Name	Formelzeichen	Wert	Einheit
Ruhemasse des Elektrons	$m_e$	$9.109389 \cdot 10^{-31}$	kg
Elementarladung	$e$	$1.6021773 \cdot 10^{-19}$	A sec
Planck'sches Wirkungsquant	$h$	$6.62607 \cdot 10^{-34}$	J sec
	$\hbar = h/2\pi$	$1.054572 \cdot 10^{-34}$	J sec
Induktionsconstante	$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$	$1.256637 \cdot 10^{-6}$	V sec / A m
Bohr'sches Magneton	$\mu_B$	$9.27401 \cdot 10^{-24}$	J / T
Gyromagnetisches Verhältnis (Bahn)	$\gamma$	$8.794 \cdot 10^{10}$	A sec / kg
Gyromagnetisches Verhältnis (Spin)	$\gamma$	$1.759 \cdot 10^{11}$	A sec / kg
g-Faktor (Elektron)	$g$	2.0023193043	
Boltzmann-Constante	$k_B$	$1.38065 \cdot 10^{-23}$	J / K
Frequenz	$f$	—	Hz = sec <sup>-1</sup>
Energie	$E$	—	J = kg m <sup>2</sup> sec <sup>-2</sup>
Magnetische Flussdichte	$B$	—	T = kg sec <sup>-2</sup> A <sup>-1</sup> = V sec m <sup>-2</sup>
Zusammenhang von Frequenz und Resonanzfeld		$f [\text{GHz}] = 14 \cdot g \cdot B_{\text{Res}} [\text{T}]$	

**Tab. 2.1:** Überblick über die relevanten Größen und Constanten.

der der Quantenbedingung genügt, nach der nur solche Radien erlaubt sind, deren Drehimpuls ein ganzzahliges Vielfaches von  $\hbar$  ist.

Ein solches Elektron kommt  $1/T = f = v/2\pi r$  mal pro Zeiteinheit durch jeden Punkt seiner Bahn und repräsentiert somit einen Strom

$$I = \frac{dQ}{dt} = \frac{-e}{T} = -e \cdot \frac{v}{2\pi r} \quad (3)$$

und ein magnetisches Moment (Bahnmoment)

$$\mu = \mu_0 \cdot \text{Strom} \cdot \text{Fläche} = -\mu_0 e v r / 2 \quad (4)$$

Zusammen mit (2) folgt

$$\mu'_B := \frac{\mu}{L} = -\mu_0 \cdot \underbrace{\frac{e v r}{2}}_{1 \cdot \pi r^2} \cdot \underbrace{\frac{\hbar}{r m_e v}}_{1/L} = -\mu_0 \cdot \frac{e \hbar}{2 m_e} := -\mu_0 \cdot \mu_B \quad (5)$$

Der Zusammenhang zwischen Bahnmoment und Bahndrehimpuls ist somit betrags- und richtungsmäßig gegeben durch

$$\vec{\mu}_L = -\mu_0 \underbrace{\frac{e}{2m_e}}_{\gamma} \cdot \hbar \vec{L} = -\underbrace{\mu_0 \gamma \hbar}_{\mu'_B} \cdot \vec{L} \quad (6)$$

Die Proportionalitätskonstante  $\gamma$  heisst gyromagnetisches Verhältnis. Für Elektronenbahnen ist  $\gamma = \frac{e}{2m_e}$ . Auf Grund der negativen Elementarladung stehen magnetisches Moment und Drehimpuls antiparallel zueinander.

$\mu'_B = -\mu_0 \cdot \mu_B$  ist die Einheit des durch Elektronenumlauf erzeugten magnetischen Moments.  $\mu_B = \frac{e \hbar}{2m_e} = 9.2742 \cdot 10^{-24} \text{ J/T}$  wird als Bohr'sches Magneton bezeichnet.

Neben dem Bahndrehimpuls trägt auch der Spin  $\vec{S}$  zum magnetischen Moment bei, und zwar mit

$$\vec{\mu}_S = 2 \cdot \mu'_B \cdot \vec{S} \quad (7)$$

Das gyromagnetische Verhältnis des Spins ist somit  $\gamma_{\text{spin}} = \frac{e}{m_e}$  (Spinwert).

Gesamtdrehimpuls und Gesamtmoment eines Atoms setzen sich aus den Bahn- und Spinanteilen der Elektronen zusammen. In allgemeiner Form gilt damit für den Zusammenhang zwischen dem magnetischen Moment und dem Gesamtdrehimpuls eines Atoms:

$$\vec{\mu}/\mu_0 = -g \mu_B \cdot \vec{J} = -\gamma \hbar \cdot \vec{J} \quad (8)$$

Dabei ist  $\hbar \vec{J}$  die Summe aus Bahndrehimpuls  $\hbar \vec{L}$  und Spin  $\hbar \vec{S}$ . Ferner ist

$$g = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (9)$$

der so genannte Landé-Faktor. Er beträgt für reine Spinmomente ( $L = 0$ )  $g = 2$  und für reine Bahnmomente ( $S = 0$ )  $g = 1$ .

### 2.1.3. Magnetisches Moment im Magnetfeld (klassisch)

Ein magnetisches Moment  $\vec{\mu}$ , das in ein parallel zur  $z$ -Richtung anliegendes  $\vec{B}$ -Feld gebracht wird, erfährt ein Drehmoment  $\vec{M}$ :

$$\vec{M} = \frac{d\hbar \vec{J}}{dt} = \frac{1}{\mu_0} \vec{\mu} \times \vec{B} \quad (10)$$

Zusammen mit (8) folgt

$$\dot{\vec{\mu}} = -\gamma \vec{\mu} \times \vec{B} = -\gamma \begin{pmatrix} \mu_x \\ \mu_y \\ \mu_z \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ B_z \end{pmatrix} \quad (11)$$

$$\Rightarrow \begin{pmatrix} \dot{\mu}_x \\ \dot{\mu}_y \\ \dot{\mu}_z \end{pmatrix} = \gamma \begin{pmatrix} -\mu_y B_z \\ \mu_x B_z \\ 0 \end{pmatrix} \quad (12)$$

Somit ist  $\mu_z = \text{const}$  und für  $\mu_y$  gilt:

$$\ddot{\mu}_y = -\gamma \dot{\mu}_x B_z = -\gamma (\gamma \mu_y B_z) B_z \quad (13)$$

$$\Rightarrow \ddot{\mu}_y + \underbrace{\gamma^2 B_z^2}_{\omega^2} \mu_y = 0 \quad \text{sowie analog} \quad \ddot{\mu}_x + \omega^2 \mu_x = 0 \quad (14)$$

Ein magnetisches Moment erfährt in einem statischen Magnetfeld im ungedämpften Fall somit eine Präzessionsbewegung mit der Larmor-Frequenz

$$\omega = \gamma \cdot B = \frac{g \mu_B}{\hbar} \cdot B \quad (15)$$

#### 2.1.4. Quantenmechanische Interpretation

Grundlage ist der Zeeman-Effekt magnetischer Niveaus in nicht abgeschlossenen Elektronenschalen ( $J \neq 0$ ) eines Atoms.

Die Energie eines magnetischen Moments in einem statischen Magnetfeld ist

$$E = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} = g \mu_B \vec{J} \cdot \vec{B} \stackrel{\vec{B}=(0,0,B_z)}{=} g \mu_B J_z B_z \stackrel{\hbar J_z = \hbar m_J}{=} g \mu_B m_J B_z \quad (16)$$

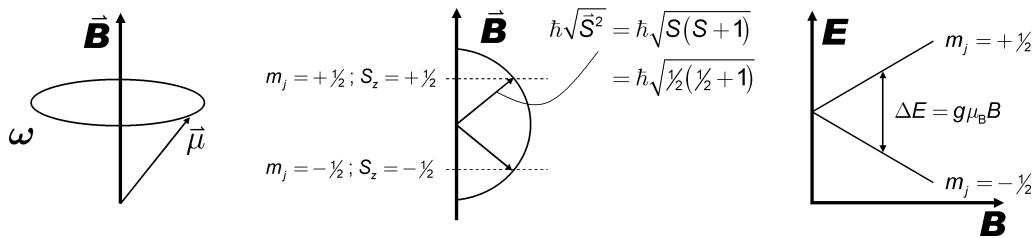
Dabei kann die magnetische Quantenzahl  $m_J$  nur die  $2J + 1$  Werte annehmen, für die  $m_J = -J, -J + 1, \dots, J - 1, J$  gilt (Drehimpulsquantelung).

In einem statischen Magnetfeld wird also bei Atomen mit einem Gesamtdrehimpuls  $\hbar \vec{J} \neq 0$  (d.h. mit nicht abgeschlossenen Elektronenschalen) eine äquidistante Aufspaltung der (bei  $B = 0$  zunächst entarteten)  $2J + 1$  zugehörigen Zustände sichtbar (Zeeman-Effekt).

Zwischen den magnetisch aufgespaltenen Zuständen sind magnetische Dipolar-Übergänge möglich. Dies betrifft nur benachbarte Einstellungen, d.h. die magnetische Quantenzahl  $m_J$  kann sich nur um  $\pm 1$  ändern. Dabei wird die Energiedifferenz

$$\Delta E = g \mu_B B_z \quad (17)$$

als Strahlung  $\Delta E = hf$  mit der Frequenz  $f$  emittiert oder absorbiert.



**Abb. 2.1:** Magnetisches Moment im Magnetfeld. Links: Präzession um das statische Feld mit der Larmor-Frequenz  $\omega$ . Mitte: Drehimpulsquantelung. Rechts: Zeeman-Aufspaltung der magnetischen Niveaus in einem Spin  $S_z = \frac{1}{2}$  System.

### 2.1.5. Elektronenspinresonanz

Bei der ESR nutzt man die zuvor beschriebenen Eigenschaften aus. In einer Probe ( $\vec{J} \neq 0$ ), die sich in einem statischen Magnetfeld befindet, lassen sich Zeeman-Übergänge anregen, indem Mikrowellenstrahlung passender Frequenz eingestrahlt wird, sodass die Resonanzbedingung

$$hf = g\mu_B B \quad (18)$$

erfüllt ist. Im klassischen Bild treibt dann das Mikrowellenfeld die Präzessionsbewegung an. Quantenmechanisch finden Dipolar-Übergänge zwischen benachbarten magnetischen Niveaus statt.

Im Experiment wird üblicherweise bei fester Mikrowellenfrequenz gemessen und das statische Feld durchgeföhren. Wird die Resonanzbedingung (18) durchlaufen, beobachtet man Resonanz-Absorption: Die absorbierte Leistung als Funktion des statischen Magnetfelds zeigt im einfachsten Fall einen lorentzförmigen Peak (Abb. 2.3):

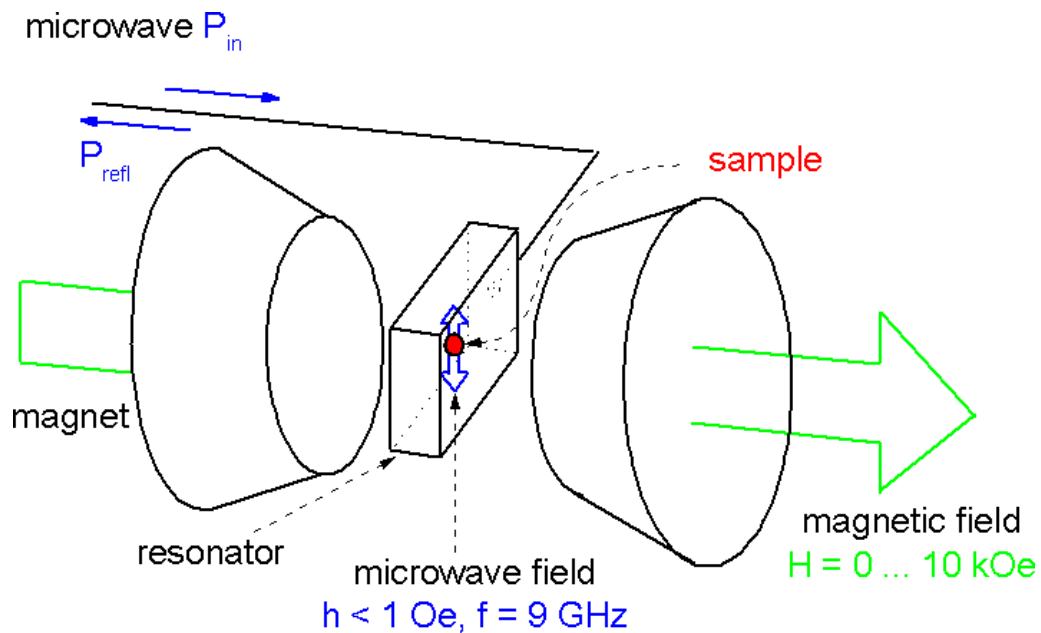
$$P_{\text{abs}}(B) \sim \frac{1}{\pi} \cdot \frac{\Delta B}{(B - B_{\text{Res}})^2 + \Delta B^2} \quad (19)$$

Aus dem gemessenen Signal können verschiedene Informationen gewonnen werden:

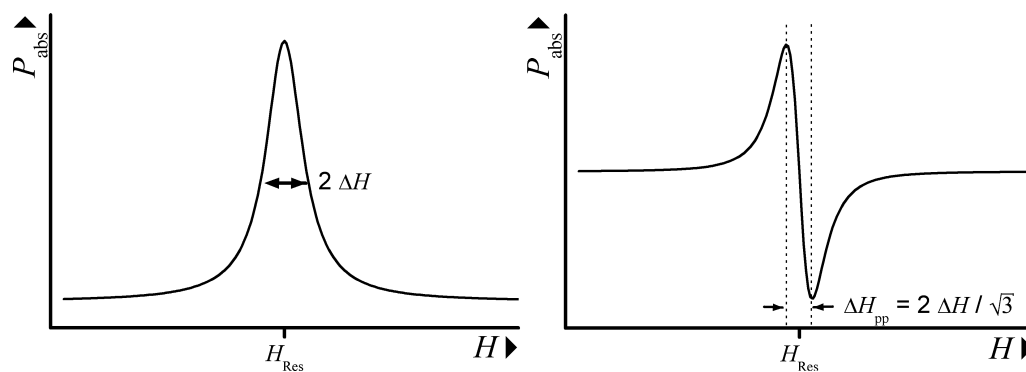
- Resonanzfeld: Bei bekannter Mikrowellenfrequenz lässt sich aus der Resonanzfeld-Position gemäß  $g = hf / \mu_B B_{\text{Res}}$  der  $g$ -Faktor bestimmen. Desweiteren können Informationen über Polarisation und interne Felder gewonnen werden.
- Linienbreite: Die Linienbreite<sup>1</sup> lässt Rückschlüsse auf die zu Grunde liegenden

<sup>1</sup>  $\Delta B$  wird gewöhnlich als HWHM (Half Width Half Maximum) angegeben und bezeichnet die halbe Breite, die die Linie bei halber Amplitude aufweist.





**Abb. 2.2:** Prinzipieller Messaufbau der Elektronenspinresonanz. Die Probe befindet sich in einem Hohlraum-Resonator in einem statischen externen Magnetfeld. Dieses hebt die energetische Entartung des Grundzustands auf. Senkrecht dazu wird ein Mikrowellenfeld auf die Probe eingestrahlt. Mehr Details finden sich in Abschnitt 2.2.1.



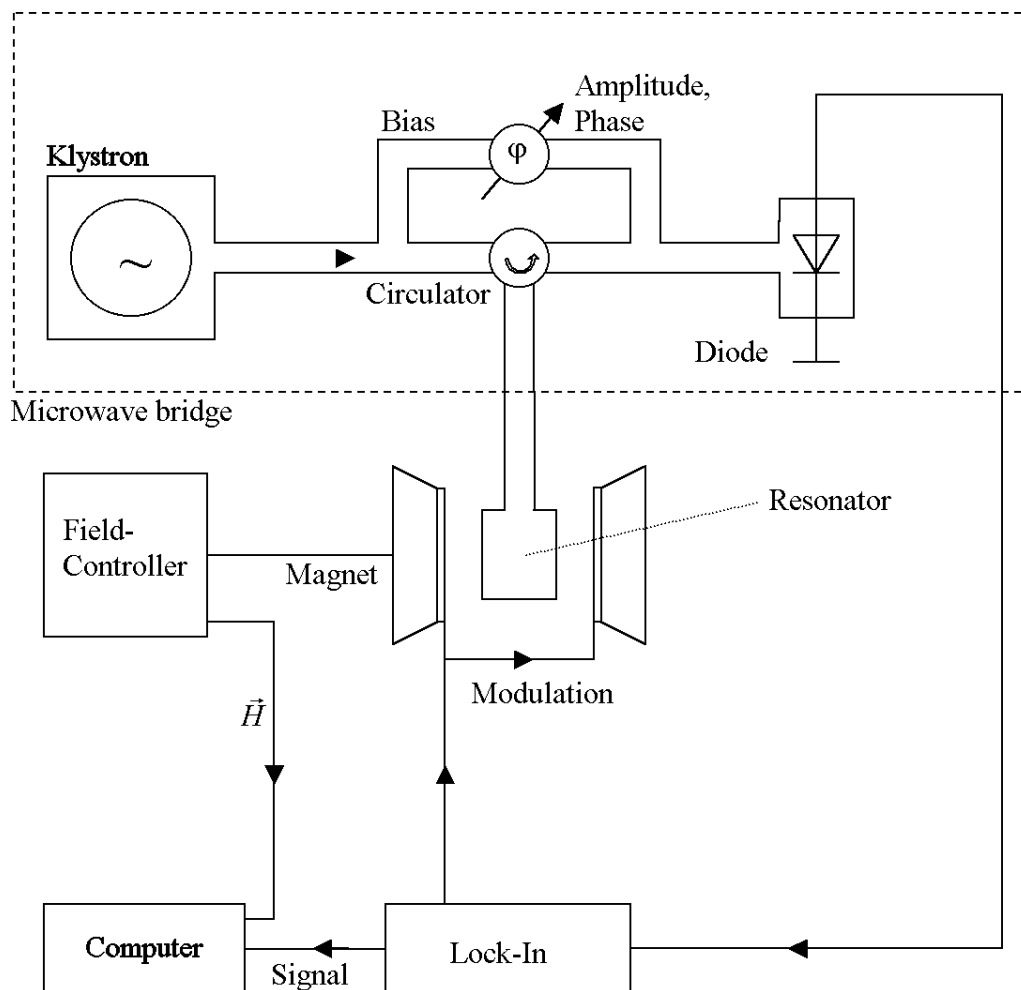
**Abb. 2.3:** Mikrowellenabsorption: Ist die Resonanzbedingung (18) erfüllt, beobachtet man eine meist lorentzförmige Absorptionslinie. Rechts: Das tatsächlich gemessene Signal ist die Ableitung der absorbierten Leistung nach dem Feld. Die Ableitung kommt durch die verwendete Messtechnik zustande und wird in den Kapiteln 2.2.1. und 2.2.3. erläutert.

Relaxations-Mechanismen und Wechselwirkungen zu, z.B. anisotroper Austausch, Dipol-Dipol-Wechselwirkung, Hyperfein-Wechselwirkung.

- Intensität:  $\int_{-\infty}^{+\infty} P_{\text{abs}}(H) dH$  beschreibt die Intensität der Absorptionslinie und ist direkt proportional zur lokalen Spin-Suszeptibilität  $\chi$ .

## 2.2. Messtechnik

### 2.2.1. Technischer Messaufbau und Messvorgang



**Abb. 2.4:** Schematischer Aufbau des ESR-Spektrometers. Die von einem Klystron erzeugte Mikrowellenstrahlung gelangt über die Probe zur Diode. Zur Signal-Rausch-Verbesserung wird das statische Feld mit einem niederfrequenten Wechselfeld moduliert (Lock-In-Technik).

Das im vorliegenden Versuch verwendete ESR-Spektrometer arbeitet im X-Band-Bereich (Mikrowellenfrequenz  $f \sim 9$  GHz. Eine  $g = 2$  Resonanz liegt hier bei Feldern von ca. 0.32 T.

Die Mikrowelle wird von einem Klystron<sup>2</sup> (vgl. 2.2.2.) erzeugt und anschließend über einen Zirkulator zur Probe in den Resonator geleitet. Dabei ist die Mikrowellenfrequenz so auf den Resonator eingestellt, dass ohne Magnetfeld für alle Leistungen keine Mikrowellenreflektion statt findet (kritische Ankopplung). Befindet sich eine Probe im Resonator und das Magnetfeld in der Resonanzbedingung (18), so absorbiert die Probe Teile der Mikrowelle, wodurch sich die Ankopplung ändert, sodass Reflektion entsteht. Dieser Anteil gelangt zurück zum Zirkulator und von dort an eine Diode, die die Mikrowelle gleich richtet.

Um die Diode im Arbeitspunkt zu halten, wird nach dem Klystron noch vor dem Zirkulator ein Teil der Mikrowellenstrahlung ausgekoppelt und direkt vor der Diode wieder eingekoppelt. Diese Referenz muss mit der über die Probe geleiteten Strahlung in Phase sein und stabilisiert die Diode im linearen Bereich ihrer Charakteristik  $I(U)$ .

Zur Signal-Rausch-Verbesserung wird mit Lock-In-Technik gearbeitet. Dabei wird das statische Magnetfeld mit einem niederfrequenten Feld<sup>3</sup> geringer Amplitude<sup>4</sup> moduliert. Detektiert wird dann nicht die absorbierte Leistung selbst, sondern deren Änderung (Abb. 2.5) – das gemessene Signal wird proportional zur Ableitung der Mikrowellenleistung.

### 2.2.2. Funktionsweise eines Klystrons

Das Klystron ist eine Laufzeitröhre, die zur Schwingungserzeugung genutzt wird. Im vorliegenden Versuch wird ein Reflexklystron verwendet (Abb. 2.6), das besonders für die Erzeugung hochfrequenter Schwingungen geeignet ist.

Das Reflexklystron funktioniert wie folgt:

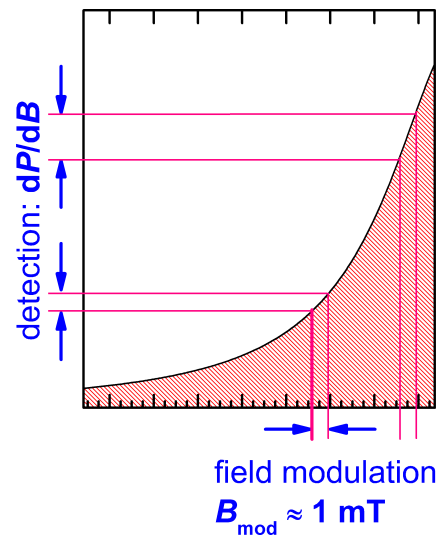
Aus der Glühkathode austretende Elektronen werden zum auf positiver Spannung liegenden Hohlraumresonator hin beschleunigt. Der torusförmige Hohlraum ist durch zwei parallele Gitter abgeschlossen. Sobald Elektronen durch die Gitter fliegen, beginnt der Resonator in seiner elektromagnetischen Eigenfrequenz zu schwingen. Das durch die

---

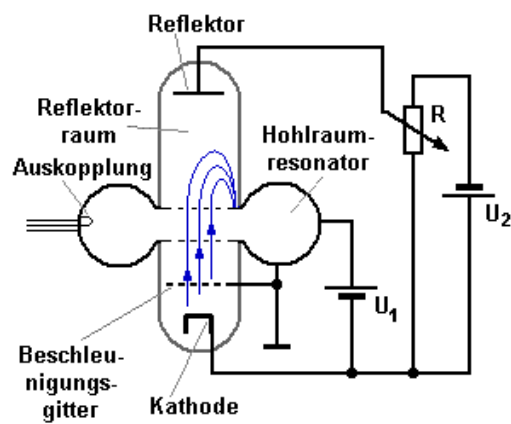
<sup>2</sup> In heutigen Spektrometern wird ein Gunn-Oszillator verwendet.

<sup>3</sup> Gängig ist eine Modulation mit 100 kHz; beim vorliegenden Praktikumsversuch wird jedoch nur 1 kHz verwendet.

<sup>4</sup> Typisch 0.1 mT bis 1 mT, beim im Versuch verwendeten Standard-Resonator max. 3.2 mT



**Abb. 2.5:** Detektion der absorbierten Mikrowelle bei Verwendung der Lock-In-Technik. Durch Modulation des statischen Felds wird die Änderung (Ableitung) der absorbierten Leistung gemessen.



**Abb. 2.6:** Schematischer Aufbau eines Reflexklystrons

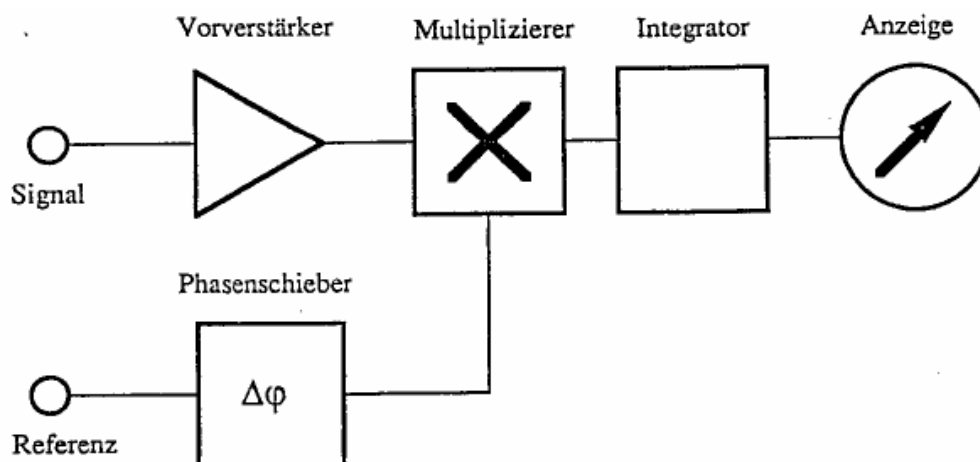
Eigenschwingung zwischen den Gittern des Hohlraumresonators entstehende elektrische Wechselfeld verzögert bzw. beschleunigt den eintretenden Elektronenstrahl. Auf diese Weise entstehen Elektronenpakete in der Frequenz des Resonators. Nach dem Austreten aus dem Hohlraumresonator werden die Elektronenpakete von der Reflektorelektrode abgebremst und zurück in den Hohlraumresonator geschickt, wo sie bei richtiger Phasenbeziehung die Resonatorschwingung weiter verstärken.

Für den Betrieb des Reflexklystrons sind drei Spannungen nötig:

1. Heizspannung
2. positive Anodenspannung am Hohlraumresonator für die Beschleunigung des Elektronenstrahls ( $\approx 300\text{ V}$ )
3. negative Spannung am Reflektor, der die Elektronenpakete zum Hohlraumresonator reflektiert ( $\approx 500\text{ V}$ )

### 2.2.3. Funktionsweise des Lock-In-Verstärkers

Das Lock-In-Verfahren dient der Messung periodischer Signale, die von Rauschen überlagert sind. Die Funktionsweise ist in Abb. 2.7 skizziert. Am Signaleingang liegt das zu messende periodische Signal mit einem gewissen Rauschanteil. Nach einer Vorverstärkung können meist verschiedene Hoch- und Tiefpässe zugeschaltet werden, um z.B. Hochfrequenzeinstreuungen wegzufiltern. Ein weiterer Verstärker mit einstellbarer Verstärkung regelt die Empfindlichkeit. Am Referenzeingang liegt ein periodisches Signal (i.A. eine Sinusspannung), deren Phase relativ zum Messsignal mit einem "Phasenschieber" eingestellt werden kann.



**Abb. 2.7:** Funktionsweise des Lock-In-Verfahrens.

Das Messsignal sei gegeben durch

$$s(t) = s_0 \cdot (\sin(\omega t + \phi) + n(t)) \quad (20)$$

wobei  $n(t)$  den Rauschanteil darstellt.

Das Referenzsignal ist gegeben durch

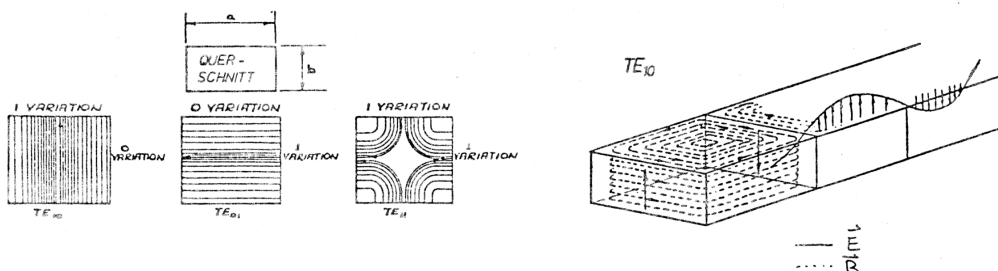
$$r(t) = r_0 \cdot \sin(\omega t) \quad (21)$$

In einem Multiplizierer wird nun das Produkt dieser zwei Signale gebildet und in einem Integrator aufsummiert; das Resultat wird auf einem Anzeigeelement abgelesen. Integriert man über lange Zeiten, so erhält man

$$S_{\text{sr}}(\phi) = s_0 r_0 \cdot \lim_{\tau \rightarrow \infty} \left[ \frac{1}{2\tau} \int_{-\tau}^{\tau} (\sin(\omega t + \phi) + n(t)) \cdot \sin(\omega t) dt \right] = s_0 r_0 \cos(\phi) \quad (22)$$

Der Rauschanteil  $n(t)$  fällt bei der Integration weg, da er statistisch gleichverteilt aus positiven und negativen Anteilen besteht. Der periodische Anteil jedoch ergibt stets einen positiven Spannungsbeitrag (bei  $\phi = 0$ ). Das Verfahren wird daher auch phasenempfindlicher Gleichrichter genannt. Abhängig von der Phasenverschiebung  $\phi$  liegt das Ausgangssignal zwischen  $s_0 r_0$  und  $-s_0 r_0$ .

#### 2.2.4. Hohlleitertechnik



**Abb. 2.8:** Feldstärkenverlauf in Hohlleitern

Die im Spektralbereich der Mikrowellen (Frequenz etwa 3GHz...300GHz) gebräuchlichen experimentellen Methoden sind dadurch bestimmt, dass die Wellenlänge

in der gleichen Größenordnung liegt wie die Querschnitts-Abmessungen der Schaltteile, deren Grundelement der Hohlleiter ist. Die räumliche Verteilung des elektromagnetischen Felds im Hohlleiter wird beschrieben durch die Maxwell'schen Gleichungen

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\dot{\vec{B}} \quad (23)$$

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \dot{\vec{D}} + \vec{J} \quad (24)$$

Außerdem ist

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0 \quad (25)$$

$$\operatorname{div} \vec{D} = \rho \quad (26)$$

und die drei Materialconstanten  $\sigma$ ,  $\varepsilon$  und  $\mu$  sind definiert durch die Gleichungen

$$\vec{J} = \sigma \cdot \vec{E} \quad (27)$$

$$\vec{D} = \varepsilon \cdot \vec{E} \quad (28)$$

$$\vec{B} = \mu \cdot \vec{H} \quad (29)$$

Zusammen mit den Grenzbedingungen, dass bei unendlich guter Leitfähigkeit der Hohlleiterwand die Tangentialkomponente von  $\vec{E}$  und die Normalkomponente von  $\vec{H}$  an der Wand verschwinden, liefern diese Gleichungen eine Mannigfaltigkeit von Lösungen, die durch zwei Laufzahlen  $m$  und  $n$  charakterisiert werden. Man unterscheidet im Hohlleiter i.A. zwei Wellentypen: Wellen mit einer magnetischen Komponente in Fortschrittrichtung  $z$  heissen H- oder TE-Wellen<sup>5</sup>; solche mit einer elektrischen Feldkomponente in  $z$ -Richtung heissen E- oder TM-Wellen<sup>6</sup>.

Wir betrachten einen Hohlleiter mit Rechteck-Querschnitt (Breitseite  $a$ , Schmalseite  $b$ ) und verwenden als Lösungsansatz eine zeitlich periodische, in  $z$ -Richtung

---

<sup>5</sup> transversal elektrisch

<sup>6</sup> transversal magnetisch

fortschreitende Welle mit den Komponenten ( $j \in \{x, y, z\}$ )

$$E_j(x, y, z, t) = E_j(x, y) \cdot \exp(-\gamma z_e i \omega t) \quad (30)$$

$$H_j(x, y, z, t) = H_j(x, y) \cdot \exp(-\gamma z_e i \omega t) \quad (31)$$

Wir beschränken uns auf TE-Wellen, setzen also  $E_z = 0$ . Mit den Randbedingungen liefern die Maxwell'schen Gleichungen Lösungen für die einzelnen Komponenten von  $\vec{E}$  und  $\vec{H}$  und außerdem die Beziehung

$$\gamma^2 = \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 - \omega^2 \varepsilon \mu \quad (32)$$

wobei  $m$  und  $n$  die oben erwähnten Laufzahlen sind, die anschaulich die Zahl der Halbwelle in Richtung  $a$  und  $b$  angeben. Der zugehörige Wellentyp heisst  $TE_{mn}$ -Welle. Bei dämpfungsfreier Wellenausbreitung muss  $\gamma$  imaginär sein. Durch die Gleichung

$$\gamma = ik = i \cdot \frac{2\pi}{\lambda_H} \quad (33)$$

wird die Hohlleiterwellenlänge  $\lambda_H$  definiert, die in Achsenrichtung  $z$  den Abstand zweier Punkte mit der Phasendifferenz  $2\pi$  angibt. Mit  $\omega^2 \varepsilon \mu = (\omega/c)^2 = (2\pi/\lambda_0)^2$  erhält man eine Beziehung zwischen Hohlleiterwellenlänge  $\lambda_H$  und der Wellenlänge  $\lambda_0$  im freien Raum:

$$\left(\frac{2\pi}{\lambda_H}\right)^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda_0}\right)^2 - \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 - \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 \quad (34)$$

Für eine bestimmte Wellenlänge  $\lambda_0 = \lambda_g$  im freien Raum, die so genannte Grenzwellenlänge, für die

$$\left(\frac{2\pi}{\lambda_g}\right)^2 = \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 \quad (35)$$

ist, wird die Hohlleiterwellenlänge  $\lambda_H = \infty$ . Es existiert also eine obere Grenzwellenlänge  $\lambda_g$  oder eine untere Grenzfrequenz  $f_g$ , bis zu der eine Wellenausbreitung im Hohlleiter



möglich ist. Der allgemeine Zusammenhang zwischen  $\lambda_H$ ,  $\lambda_0$  und  $\lambda_g$  ist gegeben durch

$$\lambda_H = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - (\lambda_0/\lambda_g)^2}} \quad (36)$$

Jeder Wellentyp hat seine eigene Grenzwellenlänge. Höhere Wellentypen besitzen kleinere Grenzwellenlängen, sodass für einen gegebenen Hohlleiter und eine feste Frequenz sich nur eine begrenzte Zahl von Wellentypen fortpflanzen kann. Der hier verwendete Hohlleiter hat die Innenmaße  $a = 0.9$  in und  $b = 0.4$  in (X-Band-Hohlleiter); in ihm existiert bei der von uns verwendeten Frequenz  $f = 9$  GHz nur der Typ  $TE_{10}$ . Für ihn ist  $\lambda_g = 2a$ .

## 3. Allgemeines

### 3.1. Beschreibung der einzelnen Panels

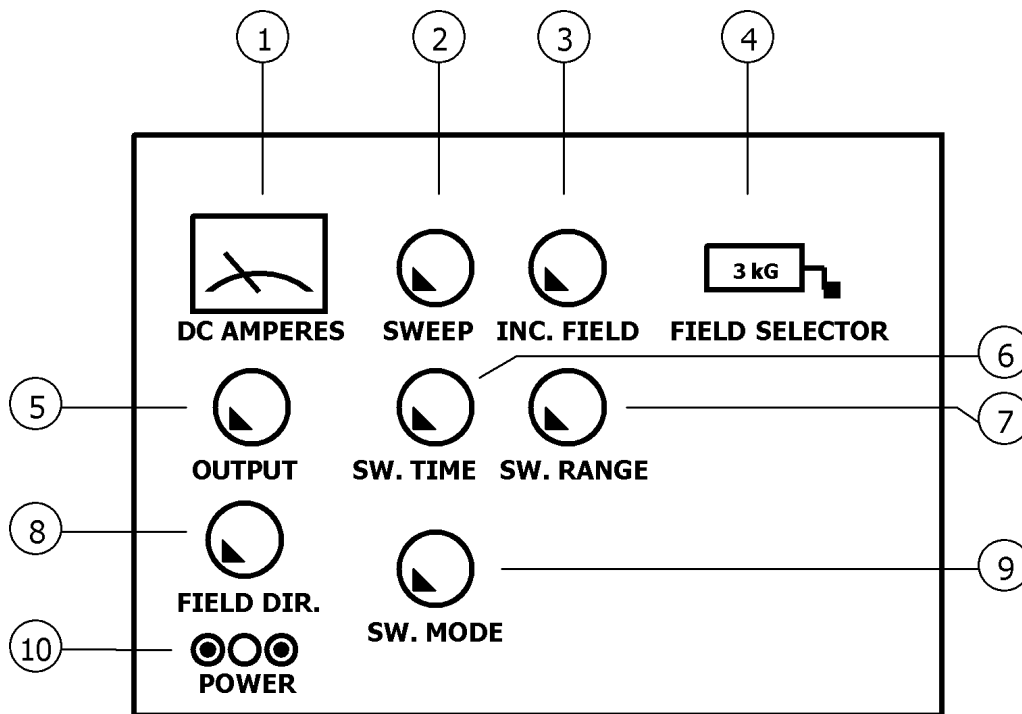


Abb. 3.1: Panel A: Magnetfeld-Steuerung

#### 3.1.1. Panel A: Magnetfeld-Panel

- DC AMPERES (1) zeigt die Stromstärke durch den Magneten an.
- FIELD SELECTOR (4) und INCREMENTAL FIELD (3) dienen zur Grob- bzw. Feineinstellung des Magnetfelds (center field).
- SWEEP (2) erhöht oder erniedrigt das center field (4) um einen prozentualen Anteil der Sweep-Breite (7).
- OUTPUT (5) Testschalter. Wählen Sie die Position OUTPUT.
- SWEEP TIME (6) bestimmt die Zeit für einen Sweep.
- SWEEP RANGE (7) legt den Feldbereich fest, der bei einem Sweep durchfahren wird.

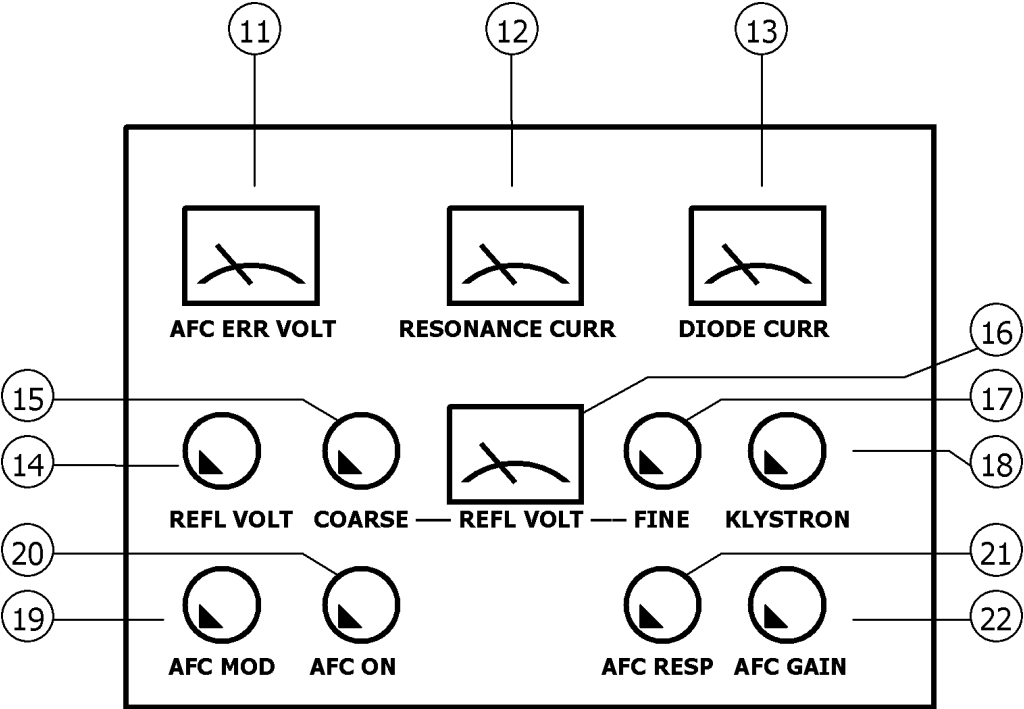


Abb. 3.2: Panel B: Klystron-Steuerung

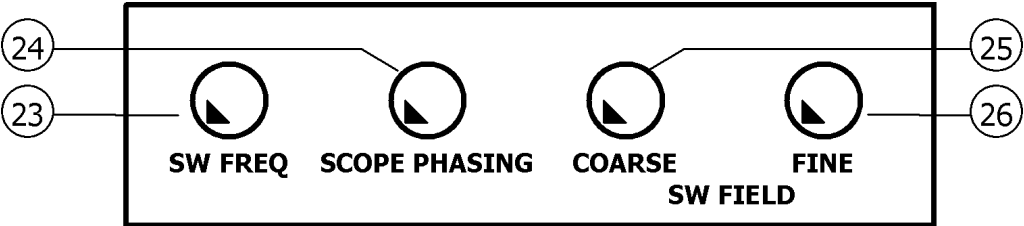


Abb. 3.3: Panel C: Sweep-Panel

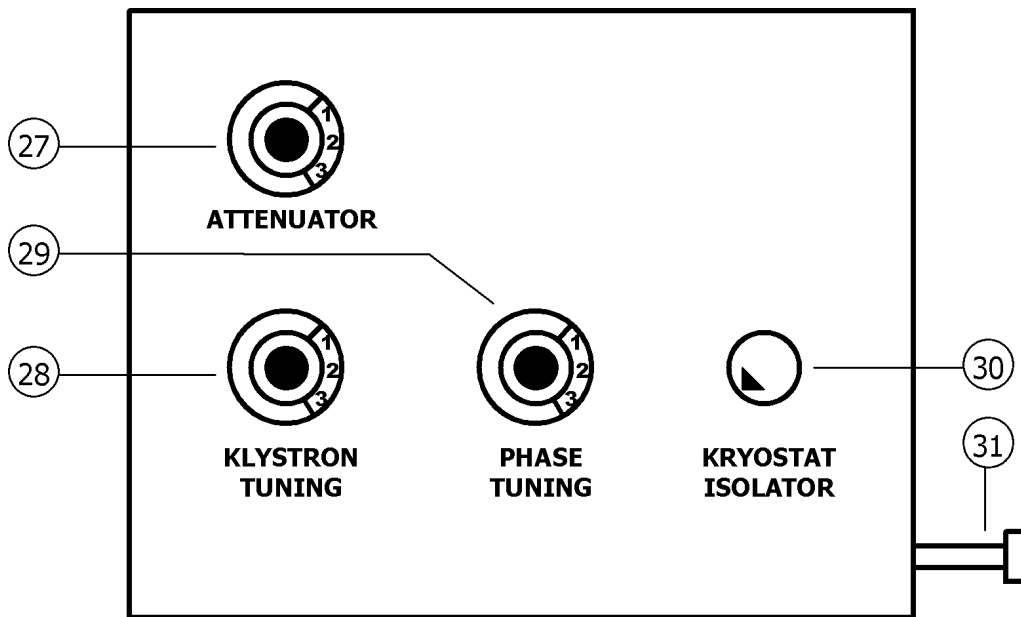


Abb. 3.4: Panel D: Klystron

- **FIELD DIRECTION** (8) erlaubt die Umschaltung der Feldrichtung (Nord→Süd oder Süd→Nord).
- **SWEEP MODE** (9) fährt das Feld über den eingestellten Bereich ((4), (7)) in Richtung aufsteigender (UP) oder absteigender Magnetfelder (DOWN) durch. Die Stellung OFF erlaubt computergesteuertes Ein- oder Ausschalten des Feldsweeps und ist daher zu bevorzugen.
- **POWER** (10) schaltet das Magnetnetzteil an oder ab.

### 3.1.2. Panel B: Klystronsteuerung

#### Panel B.1:

- **AFC ERROR VOLTAGE** (11) → AFC<sup>7</sup> ist notwendig zur Stabilisierung der Resonanzfrequenz des Klystrons auf den Messresonator.
- **RESONATOR CURRENT** (12) zeigt den Strom im Klystron
- **DIODE CURRENT** (13) zeigt den Diodenstrom; hier ist es wichtig, zu beachten, dass der Diodenstrom im OPERATE Modus im Arbeitsbereich liegt ( $\approx 200 \mu\text{A}$ ).

#### Panel B.2: Reflektor-Einstellungen

- **REFLECTOR VOLTAGE** (14), (15), (17) dient zur Einstellung der

<sup>7</sup> Automatic frequency control

Reflektorspannung. Die Drehknöpfe erlauben Grob- und Feineinstellung der Spannung.

- **KLYSTRON MODE (18)** dient zur Einstellung der unterschiedlichen Moden des Reflektors. Mit **ON** schaltet man den Reflektor ein, mit **SWEEP** werden verschiedene  $U_R$  "durchgesweept", sodass man anschließend am Oszi die Resonanzfrequenz ermitteln kann. Im **OPERATE** Modus ( $U_R = \text{const} + \text{AFC}$  geregelt) kann man die Proben messen.

#### Panel B.3: AFC-Einstellungen

- **AFC MODULATION (19)** bestimmt die Modulationsamplitude, mit der abgetastet wird.
- **AFC ON/OFF (20)** schaltet die automatische Frequenz-Nachregelung ein bzw. aus.
- **AFC RESPONSE (21)** und **AFC GAIN (22)** bestimmen den Grad der Verstärkung.

#### **3.1.3. Panel C: Sweep-Panel**

- **SWEEP FREQUENCY (23)** dient zur Einstellung der sweep Frequenz, d.h. der Anzahl an  $U_R$ -Scans am Oszi
- **SCOPE PHASE (24)** dient zum Übereinanderlegen des sweep-Signals, das durch Hin- und Zurücksweepen auseinander läuft
- **SWEEP FIELD COARSE (25) / FINE (26)** dient zur Grob- und Feineinstellung des untersuchten Sweep-Bereichs auf dem Oszi

#### **3.1.4. Panel D: Klystron**

- **ATTENUATION (27)** reguliert die Leistung des Klystrons
- **KLYSTRON TUNING (28)**,
- **PHASE TUNING (29)** regulieren die Klystron-Frequenz (durch Veränderung des Hohlraumsresonators) bzw. Phasenlage.
- Die seitliche Schraube (**31**) regelt die Stärke (seitliches Drehen) und Phase (auf/ab) der Referenz (Bias Amplitude, Phase).

## 4. Versuchsablauf

### 4.1. Einschalten

Achtung! Bevor man die Anordnung (Magnet, Klystron, usw.) in Betrieb nimmt, muss man unbedingt die Wasserkühlung einschalten!

- Dafür muss man die Wasserhähne (nicht ganz) aufdrehen und ggf. den Knopf vom Durchflusswächter drücken.
- Auf dem Magnetfeld-Panel Knopf **POWER ON** drücken.
- Hebel in **ON** Stellung bringen.

Um eine vernünftige Messung durchführen zu können, muss die Frequenz des Klystrons auf die Resonanzfrequenz des Probenresonators abgestimmt werden. Als Hilfsmittel dazu bietet das Gerät den sweep Modus:

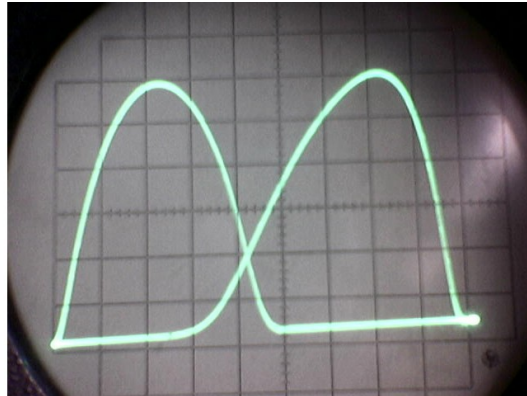
**REFLECTOR MODE** auf dem Klystron-Panel der ESR-Konsole (Reflektor-Block) von **ON** auf **SWEEP** drehen.

In diesem Modus wird die manuell einstellbare Reflektorspannung (hier 300 V) um einen gewissen Betrag periodisch verändert. Durch mechanische Verstellung des Reflektors (**KLYSTRON TUNING**, am Klystron selbst) muss die Frequenz des Klystrons so eingestellt werden, dass sie mit der Resonanzfrequenz des Probenresonators übereinstimmt.

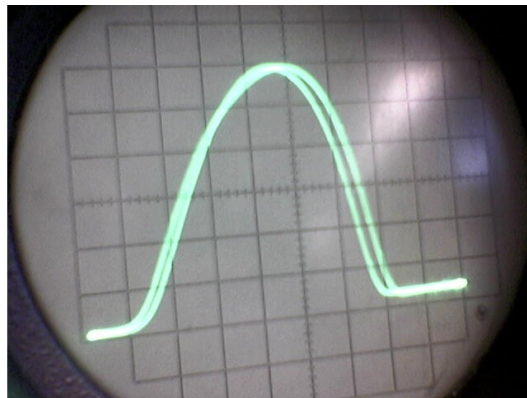
Während der Suche nach der Resonanzfrequenz sollte **SWEEP FIELD COARSE** auf **X1000** eingestellt sein. Auf dem Oszi sollte in etwa Abb. 4.3 erzielt werden.

Zur Ankopplung sollte zunächst die Leistung am Klystron auf ca. 15 dB eingestellt werden (**ATTENUATOR (27)** → **4.75**) (Abb. 4.2). Danach wird die Frequenz (**(28)**) so lange verändert, bis der Resonator-Dip sichtbar wird (Abb. 4.3).

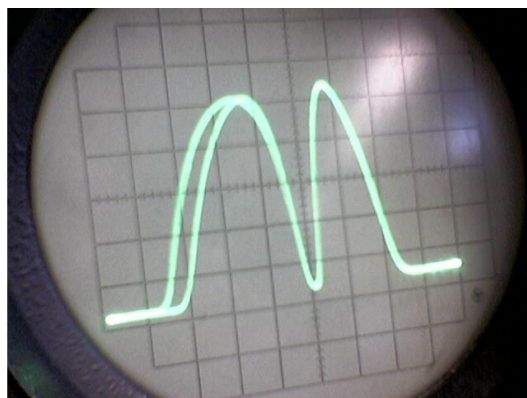
Es muss nun die Ankopplung der Mikrowelle an den Resonator vorgenommen werden. Dazu muss die Bias-Schraube (**31**) heraus gedreht werden und die Koppelschraube am Resonator so eingestellt werden, dass die Resonanz mittig liegt und möglichst nah an die Null-Linie kommt.



**Abb. 4.1:** Oszi im SWEEP Modus. Die Reflektorspannung wird periodisch variiert. Hin- und rücklaufendes Signal sind noch außer Phase.



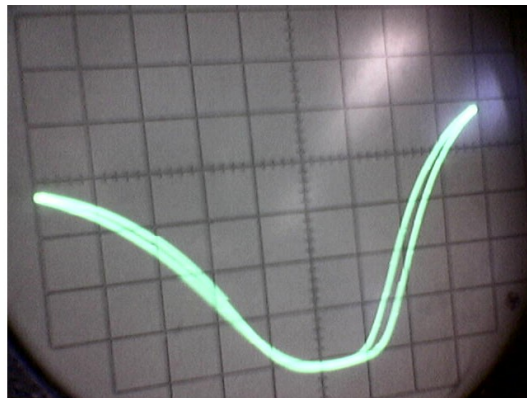
**Abb. 4.2:** Gleiche Einstellungen wie in Abb. 4.1, jedoch nachdem hin- und rücklaufendes Signal zur Deckung gebracht wurden.



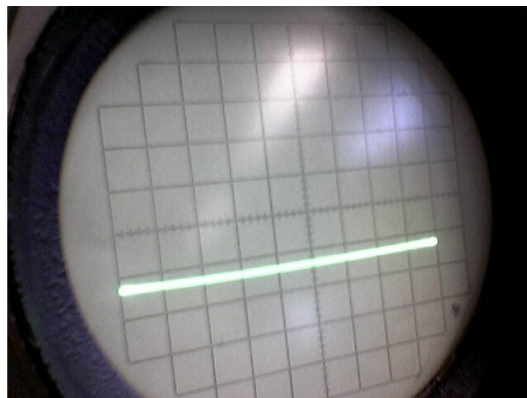
**Abb. 4.3:** Zusätzlich zu Abb. 4.2 wurde die Mikrowellenfrequenz auf den Probenresonator abgestimmt. Der Resonator-Dip wird sichtbar.

Die horizontale Ablenkspannung des Oszis ist nicht phasenstarr an die Sweep-Spannung des Klystrons gekoppelt und darum erscheinen die Resonanzbilder doppelt auf dem Bildschirm. Deswegen soll man mit Hilfe von **SCOPE PHASING** auf dem Sweep-Panel die Bilder möglichst aufeinander bringen.

Um einen vergrößerten Ausschnitt vom Resonanzbild zu bekommen, wird **SWEEP FIELD COARSE** auf **X100** umgestellt. Auf dem Oszi sieht man dann ein Bild wie in Abb. 4.4, das dann wieder zu zentrieren ist.



**Abb. 4.4:** Vergrößerter Ausschnitt der Resonanz, nachdem **SWEEP FIELD COARSE** auf **X100** umgeschaltet wurde.



**Abb. 4.5:** Darstellung im **OPERATE** Modus.

Abschliessend wird in den Mess-Modus geschaltet (**REFLECTOR MODE** auf **OPERATE**). Es muss nun noch die Diode in den Arbeitspunkt gebracht ( $\approx 200\mu\text{A}$ ) werden. Dazu wird etwas Bias eingestellt und dessen Phase maximiert (jew. (31)). Anschliessend wird die Bias-Amplitude so gewählt, dass der Diodenstrom etwa  $200\mu\text{A}$  beträgt.



Folgende AFC-Einstellungen werden empfohlen:

- AFC MODULATION: 3.5
- AFC: ON
- AFC RESPONSE: 1
- AFC GAIN: 5

Einstellung des statischen externen Magnetfelds:

Auf dem Magnetfeld-Panel wird mit dem **FIELD SELECTOR** die Magnetfeldstärke eingestellt. Nach Gleichung 18 stellt man den Bereich (z.B. 3 kG) grob ein. Die feinere Einstellung erfolgt mit **FIELD SELECTOR** und **INCREMENTAL FIELD**.

Bei der Messung ist zu empfehlen, **SWEEP PERCENTAGE OF RANGE** zu benutzen und auf -50% einzustellen, da der PC den Motor nach einer einstellbaren Zeit anhält, der Motor dagegen noch etwas nachläuft. Daher muss die Einstellung nach jeder Messung wieder auf -50% zurück gedreht werden.

## **4.2. Kurzfassung**

### **4.2.1. Vorbereitungen**

1. Kühlwasser!
2. Strom
  - Hauptschalter Magnet **POWER (10)** → ON
  - Spektrometer-Steuerung ON
3. Warten, bis Oszi bereit
4. Einstellung der Reflektorspannung
  - **REFLECTOR VOLTAGE (14)** → 300
  - **REFLECTOR VOLTAGE COARSE (15)** → 4
  - **REFLECTOR VOLTAGE FINE (17)** (Feineinstellung)
5. In Sweep-Modus gehen
  - **KLYSTRON (18)** → MODE SWEEP
  - **SWEEP FREQUENCY (23)** → 200
  - **SWEEP FIELD COARSE (25)** → X1000
6. Oszi-Darstellung mit **SCOPE PHASING (24)** zur Deckung bringen
7. Klystron abstimmen, sodass Probenresonator auf Klystronfrequenz liegt
  - **KLYSTRON TUNING (28)** solange drehen, bis Resonator sichtbar
8. (Kritische) Ankopplung vornehmen

- (31) → Bias rausnehmen
  - Koppelschraube drehen, bis Resonator Null-Linie erreicht
9. SWEEP FIELD COARSE (25) → X100, SCOPE PHASING (24)  
nachjustieren
  10. Operate-Modus aktivieren
    - KLYSTRON (18) → OPERATE
    - AFC (20) → ON
  11. Diode in Arbeitspunkt bringen
    - LEAKAGE ( ) → X1
    - Etwas Bias (31) einstellen
    - Bias (31) in Phase maximieren
    - Bias (31) in Amplitude so einstellen, dass Diodenstrom ca. 200µA
  12. AFC-Einstellungen kontrollieren
    - AFC MODULATION (19) → 3.5
    - AFC RESPONSE (19) → 1
    - AFC GAIN (19) → 5
  13. Lockin-Einstellungen vornehmen

#### **4.2.2. Probenwechsel**

1. Leistung reduzieren: ATTENUATOR (27) → 6
2. Bias rausnehmen: BIAS (31) → 0
3. KLYSTRON (18) → MODE SWEEP
4. SWEEP FIELD COARSE (25) → X1000
5. Probe wechseln

#### **4.2.3. Ausschalten**

1. Lockin ausschalten
2. Bias rausnehmen: BIAS (31) → 0
3. Leistung reduzieren: ATTENUATOR (27) → 6
4. KLYSTRON (18) → MODE SWEEP
5. SWEEP FIELD COARSE (25) → X1000
6. KLYSTRON (18) → STANDBY
7. Spektrometer-Steuerung POWER OFF
8. Magnet-Steuerung POWER (10) → OFF
9. Magnetfeld ausschalten FIELD SELECTOR (4) → 0

## 5. Aufgaben

1. Ferromagnetische Resonanz in Yttrium-Eisen-Granat

Messen Sie mit Hilfe der Breitbandapparatur (Anregung mit Mikropulen an Stelle des Resonators) im Frequenzbereich 2GHz...3GHz die Resonanz  $f(B)$  für 10 verschiedene Magnetfelder. Bestimmen Sie aus der Steigung von  $f(B)$  den  $g$ -Faktor von Yttrium-Eisen-Granat.

2. DPPH bei 9 GHz im Resonator

Finden Sie die Resonanz von DPPH ( $g = 2.0036$ ). Kalibrieren Sie die Modulation, indem Sie durch gezieltes Übermodulieren eine Spreizung der Resonanzlinie herbeiführen.

3. Mn-Hyperfeinstruktur

Messen Sie das ESR-Spektrum von  $Mn^{2+}$  Ionen. Das Spektrum zeigt eine Aufspaltung in 6 Hyperfein-Linien. Bestimmen Sie die Hyperfein-Constante.

4. Anisotropie der magnetischen Resonanz in ausgewählten Einkristallen

Nehmen Sie orientierungsabhängige Spektren konzentrierter magnetischer Systeme auf. Wahlweise stehen paramagnetische oder ferromagnetische Systeme zur Verfügung.