

# Magnetfeldsensoren

VERSUCH ZUM FORTGESCHRITTENENPRAKTIKUM

AG Prof. Dr. U. Hartmann

Institut für Experimentalphysik, Universität des Saarlandes

# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>4</b>
<b>1.1. Sensorgrundlagen</b>	<b>4</b>
<b>1.2. Der anisotrope magnetoresistive Effekt („anisotropic magnetoresistance“ AMR)</b>	<b>5</b>
1.2.1. Magnetisierung dünner Schichten	6
1.2.2. Magnetisierung unter externem Feld	7
1.2.3. Der magnetoresistive Sensor	11
1.2.4. Linearisierung	13
1.2.5. Empfindlichkeit und Messbereich	14
1.2.6. Sensorlayout	16
1.2.7. Beispiele	19
1.2.8. Anwendungen	21
<b>1.3. GMR-Effekt („Giant magnetoresistance“ = Riesenmagnetowiderstandseffekt)</b>	<b>22</b>
1.3.1. GMR-Sensoren („Spinventile“)	24
1.3.2. Sensordesign	25
1.3.3. Vergleich mit anderen Sensortypen	27
1.3.4. Anwendungen	27
<b>1.4. SQUID-Sensoren</b>	<b>28</b>
1.4.1. Einleitung	28
1.4.2. Josephson-Kontakte	29
1.4.2.1. Josephson-Effekte	29
1.4.2.2. RSJ-Modell	31
1.4.3. Flussquantisierung	32
1.4.4. DC-SQUID	34
1.4.4.1. Flussrelationen	34
1.4.4.2. Charakteristische Eigenschaften eines DC-SQUIDs	36
1.4.4.3. Flussmodulation beim DC-SQUID	39
1.4.5. rf-SQUID	41
1.4.5.1. Aufbau eines rf-SQUIDs	41
1.4.5.2. Charakteristische Eigenschaften eines rf-SQUIDs	42
<b>2. Experimenteller Teil</b>	<b>45</b>
<b>2.1. Benötigte Geräte</b>	<b>45</b>
<b>2.2. Kurzbeschreibung der Geräte</b>	<b>45</b>
2.2.1. Experimentierbox mit auswechselbaren Magnetfeldsensoren	45
2.2.2. SQUID	46
2.2.3. Funktionsgenerator, Widerstandsdekade und Kalibrationsspule	46
2.2.4. Oszilloskop	46
2.2.5. Spectrum Analyzer	46

<b>3. Aufgaben und Fragen</b>	<b>48</b>
<b>3.1. Magnetoresistive Sensoren</b>	<b>48</b>
3.1.1. Aufgabe 1: Kalibration des Spulenfeldes	48
3.1.1.1. Zusatzaufgabe	49
3.1.2. Aufgabe 2: Bestimmung des magnetoresistiven Verhältnisses $\Delta R/R_0$	50
3.1.3. Aufgabe 3: Empfindlichkeitstest	50
3.1.4. Aufgabe 4: Auflösung	51
3.1.4.1. Zusatzaufgabe	57
3.1.4.2. Anhang: Abspeichern der Daten des Spectrum Analyzers	57
<b>3.2. SQUID</b>	<b>58</b>
3.2.1. Einführung in die digitale SQUID-Elektronik	58
3.2.1.1. Prinzip	58
3.2.1.2. Implementierung	59
3.2.1.3. Systemkomponenten	59
3.2.2. Start der JSQ-Software	60
3.2.3. Einstellung des SQUID-Arbeitspunktes	61
3.2.3.1. Automatische Arbeitspunkteinstellung	61
3.2.3.2. Manuelle Arbeitspunkteinstellung	62
3.2.4. Messungen	63
3.2.4.1. Detektion des magnetischen Flusses eines Magneten	63
3.2.4.2. Testen der Empfindlichkeit des SQUIDs mit einem ferromagnetischen Objekt	63
3.2.4.3. Messung eines sich periodisch ändernden magnetischen Flusses	63
3.2.4.4. Zusatzaufgabe: Messung von biomagnetischen Signalen	64
<b>4. Literatur</b>	<b>65</b>
<b>5. Anhang : Datenblätter der verwendeten Sensoren</b>	<b>66</b>
<b>5.1 NVE AA002-02</b>	<b>66</b>
<b>5.2 Philips KMZ51</b>	<b>68</b>

# 1. Einleitung

Durch die Entwicklung moderner Technologien steigt auch der Bedarf an immer empfindlicheren Messmethoden. Auf dem Gebiet der Magnetfeldmessung erweist sich die Ausnutzung physikalischer Effekte, wie z.B. des anisotropen bzw. „gigantischen“ Magnetowiderstandseffekts (AMR bzw. GMR) oder der Josephson-Effekte als viel versprechend. Dieser Praktikumsversuch soll eine theoretische und praktische Einführung in die Grundlagen im Umgang mit Magnetsensoren geben.

Sensoren, deren Funktion auf dem anisotropen oder dem „gigantischen“ Magnetowiderstandseffekt beruht, bezeichnet man als magnetoresistive Sensoren, da hier die Magnetfeldmessung über die Messung des elektrischen Widerstands des Sensors erfolgt. Ein Vorteil dieser Technik ist, dass die Signalverarbeitung von einer einfachen Elektronik übernommen werden kann. Magnetoresistive Sensoren werden aus dünnen Schichten ferromagnetischer Übergangsmetalle hergestellt. Durch die Ausnutzung des starken internen Feldes innerhalb eines Ferromagneten besitzen sie eine hohe Empfindlichkeit.

Der Effekt, auf dem die Funktion der magnetoresistiven Sensoren beruht, wurde bereits vor über 130 Jahren entdeckt. Trotzdem verstrichen mehr als 100 Jahre, bis er praktisch genutzt werden konnte. Obwohl ein analoger, ein feldproportionales Signal ausgebender Sensor schon sehr früh beschrieben wurde, dauerte es noch Jahre, bis die ersten für den industriellen Gebrauch gefertigten Sensoren den Markt eroberten. Erst durch die Entwicklung moderner Dünnschicht-Technologien gelang der Durchbruch.

Heutzutage sind magnetoresistive Sensoren zu niedrigen Preisen erhältlich und somit gut geeignet für den Massenmarkt. Sie arbeiten zuverlässig auch unter extremen Bedingungen, wie zum Beispiel in Automotoren. Ihre Anwendbarkeit erstreckt sich auf alle Bereiche, die hohe Empfindlichkeit und geringen Stromverbrauch erfordern.

## 1.1. Sensorgrundlagen

Auf den ersten Blick scheint die Theorie magnetoresistiver Sensoren sehr kompliziert zu sein, da das komplexe ferromagnetische Verhalten betrachtet werden muss. Die Beschreibung vereinfacht sich aber aufgrund folgender Eigenschaften.

- In Ferromagneten ist der Betrag der Magnetisierung  $\vec{M}$  immer gleich dem Betrag der Sättigungsmagnetisierung  $\vec{M}_s$ , lediglich die Richtung kann abweichen.
- Es ist möglich, das Problem in zwei einfachere aufzuteilen:
  - Relation zwischen elektrischem Widerstand und Magnetisierungsrichtung
  - Relation zwischen angelegtem Feld und Magnetisierungsrichtung.

## 1.2. Der anisotrope magnetoresistive Effekt („anisotropic magnetoresistance“ AMR)

Der elektrische Widerstand von Festkörpern wird auf vielerlei Weise beeinflusst. Zum einen gibt es einen geometrieabhängigen Beitrag, der mit dem gewöhnlichen Hall-Effekt verknüpft ist und folglich durch die Lorentzkraft verursacht wird. Die Änderung des Widerstandes ist proportional zu  $(\mu B)^2$ , wobei  $\mu$  die Elektronenbeweglichkeit ist und  $B$  die Flußdichte. In Metallen kann dieser Anteil aufgrund der geringen Elektronenbeweglichkeit vernachlässigt werden.

Der zweite Beitrag (ebenfalls proportional zu  $B^2$ ) wird verursacht durch die Verbiegung der Bandstruktur an der Fermioberfläche. Man findet ihn in nicht-ferromagnetischen Metallen und Halbmetallen. Am stärksten ausgeprägt ist dieser Effekt bei Wismut.

Der dritte Effekt ist der anisotrope magnetoresistive Effekt (AMR-Effekt). Er wird in ferromagnetischen Übergangsmetallen beobachtet. Dieser Effekt soll hier näher diskutiert werden, weil er die Grundlage für die Arbeitsweise von magnetoresistiven Sensoren darstellt.

Der spezifische Widerstand  $\rho$  hängt ab vom Winkel  $\theta = \phi - \psi$  zwischen der internen Magnetisierung  $\vec{M}$  und der Stromrichtung  $I$ . Mit  $\rho = \rho_{\parallel}$  für  $\theta = 0^\circ$  und  $\rho = \rho_{\perp}$  für  $\theta = 90^\circ$  ergibt sich

$$\rho(\theta) = \rho_{\perp} + (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) \cos^2 \theta = \rho_{\perp} + \Delta\rho \cos^2 \theta \quad (1-1)$$

Der Quotient  $\Delta\rho/\rho_{\parallel}$ , also  $1 - \rho_{\perp}/\rho_{\parallel}$ , wird magnetoresistiver Effekt oder magnetoresistives Verhältnis genannt. Er ist meist positiv und liegt in der Größenordnung einiger Prozent.

Die physikalische Erklärung dafür lässt sich in der Aufspaltung der Energieniveaus für Elektronen mit verschiedener Spinrichtung finden. Durch sie ändert sich die Zustandsdichte an der Fermi-Kante.

Ein anderer mit dem AMR-Effekt verknüpfter Effekt sollte hier noch erwähnt werden. Da der spezifische Widerstand  $\rho$  keine skalare Größe ist, führt er zu einem elektrischen Feld  $E_y$  senkrecht zu dem die Stromdichte  $j_x$  verursachenden Feld  $E_x$ .  $E_y$  liegt damit senkrecht zu  $\vec{j}$  in der  $\vec{j} - \vec{M}$ -Ebene (die die Ebene der ferromagnetischen Schicht darstellt). Also gilt:

$$E_y = j_x \Delta\rho \cdot \sin \theta \cdot \cos \theta \quad (1-2)$$

Dieser Effekt wird planarer (oder pseudo- oder aussergewöhnlicher) Hall-Effekt genannt, da er dem eigentlichen Hall-Effekt ähnelt. Diese beiden Hall-Effekte sollten nicht miteinander verwechselt werden, da sie sich bezüglich geeigneter Materialien und physikalischen Ursprungs gänzlich unterscheiden.

In der Praxis hat es sich eingebürgert, das Verhältnis  $\Delta\rho/\rho$  zu betrachten. Trotzdem kann es manchmal vorteilhaft sein,  $\Delta\rho$  und  $\rho$  getrennt zu betrachten, beispielsweise um den Einfluss externer Faktoren auf das magnetoresistive Verhältnis zu bestimmen.

Statt des spezifischen Widerstands  $\rho$  soll der Widerstand  $R$  betrachtet werden. Für einen Leiter der Länge  $l$ , Breite  $w$  und Dicke  $t$ , in dem ein Strom  $I$  in Richtung  $l$  fließt, kann aus Gleichung (1-1) folgende Gleichung hergeleitet werden:

$$R(\theta) = \rho_{\perp} \frac{l}{wt} + \Delta\rho \frac{l}{wt} \cos^2 \theta = R + \Delta R \cos^2 \theta. \quad (1-3)$$

Für den Spannungsabfall  $U_x$  ergibt sich:

$$U_x = \rho_{\perp} I \frac{l}{wt} + \Delta\rho \cdot I \frac{l}{wt} \cos^2 \theta. \quad (1-4)$$

Dieser Spannungsabfall, insbesondere der spannungsabhängige Teil, kann mit der aus Gleichung (1-2) berechneten planaren Hallspannung  $U_y$  verglichen werden:

$$U_y = \Delta\rho \cdot I \frac{1}{t} \sin \theta \cos \theta \quad (1-5)$$

Beim Vergleich der Gleichungen (1-4) und (1-5) werden zwei Unterschiede in den  $\theta$ -abhängigen Termen offensichtlich:

- 1) Der magnetoresistive Spannungsabfall  $U_x$  hängt nicht vom Vorzeichen von  $\theta$  ab, da es sich um einen quadratischen Term handelt. Die Hallspannung  $U_y$  hingegen ist spannungsabhängig.
- 2) Das Verhältnis ihrer Beträge ist  $l/w$ ; für  $l \gg w$  ist das magnetoresistive Signal das stärkere.

Der planare Hall-Effekt wird daher nur in Sensoren ausgenutzt, die kleine Abmessungen besitzen und mit hoher räumlicher Auflösung messen.

### 1.2.1. Magnetisierung dünner Schichten

Aufgrund der quantenmechanischen Austauschkopplung (die die magnetischen Momente der Elektronen parallel orientiert) besitzen alle ferromagnetischen Materialien eine starke interne Magnetisierung. Trotzdem bleibt diese Parallelität bei ausgeschalteten externen Feld nur in kleinen Bereichen („Domänen“) erhalten. Domänen mit verschieden ausgerichteter Magnetisierung sind durch Wände mit schrittweise gedrehtem Spin voneinander getrennt. In „Bulk-Material“ kann die Magnetisierung in alle Raumrichtungen zeigen, wohingegen Einkristalle magnetische Vorzugsrichtungen aufweisen (z.B.  $\langle 111 \rangle$  in Nickel).

Ferromagnetische Dünnschichten unterscheiden sich von Bulk-Materialien dahingehend, dass ihre Dicke klein ist im Vergleich zur Domänenlänge. In weichmagnetischen Metallfilmen liegt die Magnetisierung in der Filmebene. Dies trifft auch auf die magnetischen Momente in den Domänenwänden zu.

Die im nächsten Abschnitt vorgestellte einfache Theorie beschreibt das magnetische Verhalten einer einzigen Domäne.

### 1.2.2. Magnetisierung unter externem Feld

Zwar gibt es in dünnen Filmen neben der Orientierung in die Filmebene auch andere Magnetisierungsrichtungen, die auf verschiedene Anisotropien zurückzuführen sind, jedoch wird nachfolgend nur die Filmebene betrachtet.

Der erste Term ist die Magnetisierungsanisotropie oder, korrekter ausgedrückt, Kristallanisotropie. Ähnlich wie bei Bulkmaterial, bei dem  $\vec{M}$  die niedrigste Energie entlang bestimmter Orientierungen besitzt, gibt es eine Achse geringster Energie, die *easy axis*. Ein zweiter Anteil ist die Formanisotropie, die durch demagnetisierende Felder hervorgerufen wird. Ein dritter Term, der durch mechanische Belastungen hervorgerufen wird, kann hier vernachlässigt werden.

Unter Einfluss eines externen Feldes  $\vec{H}$  ändert sich die Richtung der Magnetisierung  $\vec{M}$ . Die Drehung von  $\vec{M}$  kann durch die Stoner-Wohlfarth-Theorie beschrieben werden. Die Grundidee dabei ist, die Energiedichte  $u$  als Funktion des Winkels  $\varphi$  zwischen  $\vec{M}$  und der *easy axis* zu berechnen. Im Gleichgewichtszustand wird dabei  $u$  minimal.

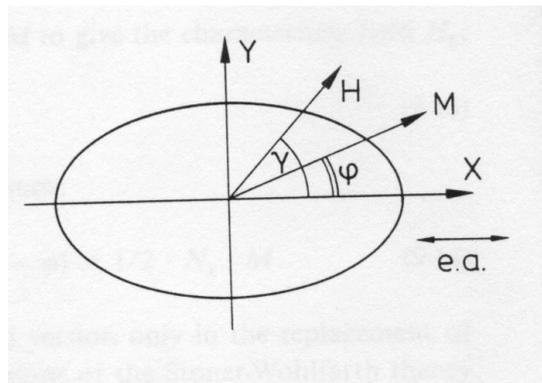


Abb. 1.1: Geometrie eines dünnen elliptischen Filmes

Als Beispiel soll nachfolgend ein Film mit einer elliptischen Form betrachtet werden, dessen *easy axis* parallel zu einer der Hauptachsen liegt (Abb. 1.1). Die Energiedichte  $u$  setzt sich nun aus drei Komponenten zusammen.

1) Die Feldenergiedichte

$$u_H = -HM \cos(\gamma - \varphi) \quad (1-6)$$

2) Die Anisotropieenergiedichte, gegeben durch

$$u_k = k \sin^2 \varphi \quad (1-7)$$

enthält nur einen Term, da es nur eine *easy axis* gibt.  $k$  ist eine Materialkonstante.

3) Die Demagnetisierungsenergiedichte aufgrund der Erzeugung freier Pole an den Enden. Diese Pole werden beschrieben durch das Demagnetisierungsfeld  $H_d$ , das in Ellipsoiden homogen ist:

$$H_{d,x} = -N_x M_x = -N_x M \cos \varphi \quad (1-8)$$

$$H_{d,y} = -N_y M_y = -N_y M \sin \varphi \quad (1-9)$$

$N_x$ ,  $N_y$  und  $N_z$  sind achsenabhängige Demagnetisierungsfaktoren, für die gilt:  $N_x + N_y + N_z = 1$ . Beide Felder tragen zur Demagnetisierungsenergie  $u_d$  bei, und mit  $N_y - N_x = N$  folgt:

$$u_d = \frac{1}{2} N_x M^2 \cos^2 \varphi + \frac{1}{2} N_y M^2 \sin^2 \varphi = \frac{1}{2} N M \sin^2 \varphi + \frac{1}{2} N_x M^2 \quad (1-10)$$

Die Gesamtenergiedichte  $u$  ist die Summe der drei Anteile:

$$u = k \sin^2 \varphi + \frac{1}{2} N M^2 \sin^2 \varphi + \frac{1}{2} N_x M^2 - H M \cos(\gamma - \varphi) \quad (1-11)$$

Statt durch  $k$  wird die Anisotropie meist durch das materialabhängige Anisotropiefeld  $H_k$  ausgedrückt:

$$H_k = 2k / M \quad (1-12)$$

Des Weiteren kann  $H_k$  mit  $H_d = -N \cdot M$  kombiniert werden, um das charakteristische Feld  $H_0$  zu berechnen:

$$H_0 = H_k - N M = H_k + H_d \quad (1-13)$$

(1-12) und (1-13) in (1-11) eingesetzt ergibt:

$$u = \frac{1}{2} H_0 M \sin^2 \varphi - H M \cos(\gamma - \varphi) + \frac{1}{2} N_x M^2 \quad (1-14)$$

Mit der easy axis bildet  $\vec{M}$  den Winkel  $\varphi$  mit der geringsten Energie  $u$ .  $\varphi$  berechnet sich durch Differenzieren von  $u$  nach  $\varphi$  und Nullsetzen der Ableitung:

$$\sin \varphi = \frac{H \sin \gamma}{H_0 + H \cos \gamma / \cos \varphi} = \frac{H_y}{H_0 + H_x / \cos \varphi} \quad (1-15)$$

Diese Gleichung ist gültig für  $-1 \leq \sin \varphi \leq 1$ , ansonsten gilt  $\sin \varphi = \pm 1$ .

Der einfachste Fall tritt ein für  $H_x = 0$ :  $\vec{M}$  wird um  $+90^\circ$  bzw.  $-90^\circ$  gedreht für  $|H_y| \geq H_0$ , kleinere Felder drehen  $\vec{M}$  um einen kleineren Betrag.

Für  $H_x \neq 0$  und  $|\varphi| \leq 30^\circ$  kann der Faktor  $1/\cos \varphi$  in den meisten Fällen als 1 angenommen werden, so dass sich  $H_x$  zum charakteristischen Feld  $H_0$  addiert. Für den Fall  $H_x \gg H_0$  vereinfacht sich (1-15) zu

$$\tan \varphi = H_y / H_x = \tan \gamma \quad (1-16)$$

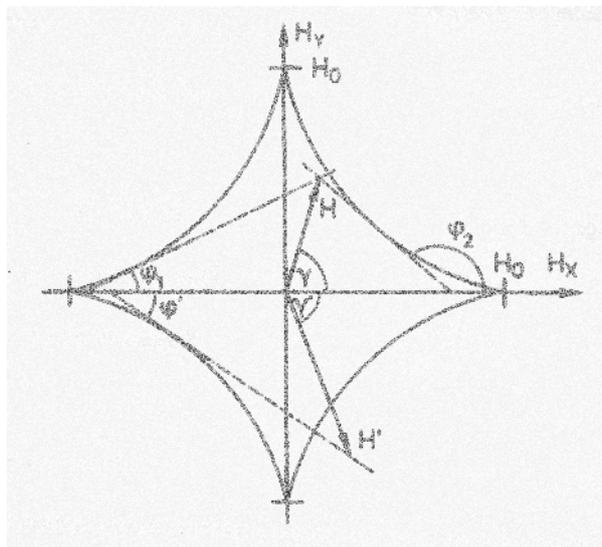
Trotz der Parallelität von Magnetisierung und externem Feld misst der Sensor nur die Richtung  $y$  des Feldes, nicht jedoch den Betrag.

Um eindeutige Ergebnisse zu erhalten, wird die maximal zulässige Rotation der Magnetisierung beschränkt auf  $90^\circ$ . Diese Tatsache folgt aus (1-1) bzw. (1-2) (die  $\cos 2\theta$ - bzw.  $\sin 2\theta$ -Abhängigkeiten aufweisen), wenn man  $\theta$  durch  $\phi - \psi$  ersetzt ( $\psi$  ist der Winkel der Stromrichtung). Üblicherweise wird  $\phi$  zwischen  $\pm 30^\circ$  variiert.

Bis jetzt ist noch nicht bewiesen, dass das durch Differenzieren von (1-14) gefundene Extremum wirklich ein Minimum ist; dies kann über die zweite Ableitung von  $u$  nach  $\phi$  überprüft werden. Verfolgt man die Idee von Stoner und Wohlfarth weiter und schaut, wo die zweite Ableitung verschwindet, kann man Gebiete, in denen  $u$  ein Minimum besitzt, unterscheiden von Gebieten, in denen  $u$  maximal ist. Setzt man beide Ableitungen gleich Null und eliminiert  $\phi$ , so erhält man:

$$\left|H_x\right|^{2/3} + \left|H_y\right|^{2/3} = H_0^{2/3}. \quad (1-17)$$

(1-17) beschreibt den Stoner-Wohlfarth Astroid (vgl. Abb. 1.2). Dieser Astroid kann zur Konstruktion der erlaubten Lösung von  $\phi$  verwendet werden: das externe Feld  $\vec{H}$  ist eingezeichnet, ebenso eine Tangente von der Spitze des Astroids (gestrichelt dargestellt). Der Winkel dieser Tangente mit der  $x$ -Achse ist der Winkel  $\phi$ . Es gibt zwei mögliche Tangenten, falls  $\vec{H}$  im Astroid liegt ( $\phi_1$  und  $\phi_2$ ), aber nur eine Lösung  $\phi'$  für Felder  $\vec{H}'$  außerhalb des Astroids (im vierten Quadranten eingezeichnet).

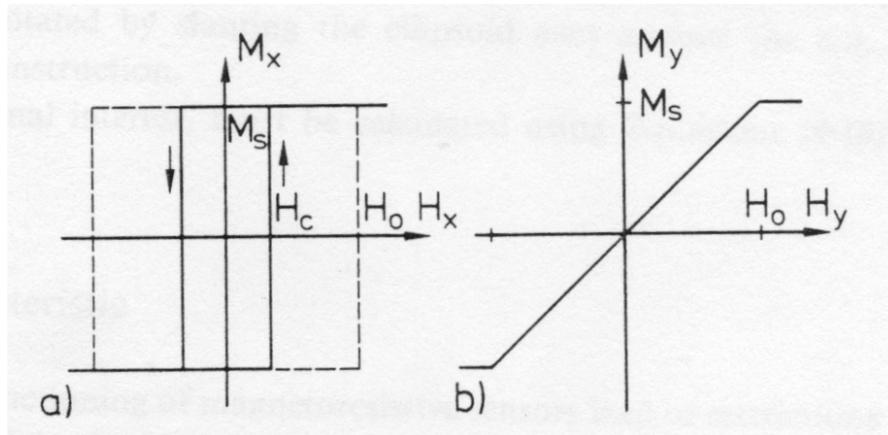


**Abb. 1.2:** Stoner-Wohlfarth Astroid

Die zwei Lösungen für  $\vec{M}$  haben verschiedene Vorzeichen für die  $x$ -Komponenten  $M_x$ .  $\vec{M}$  muss umklappen, wenn  $\vec{H}$  den Astroid verlässt.

Diese Theorie kann auch benutzt werden um die Magnetisierung oder Hysteresekurve zu berechnen. Abb. 1.3 zeigt die wichtigsten Beispiele.

Entlang der easy axis (Abb. 1.3a) besitzt  $M$  nur zwei stabile Werte  $M = \pm M_s$ . Die Theorie sagt ein Umklappen für  $H = \pm H_0$  (bzw.  $\pm H_k$  im Fall zirkulärsymmetrischer Proben) voraus. Experimente hingegen zeigen, dass ein Umklappen schon bei einem kleineren Feld  $H_c$  (Koerzitivfeld) stattfindet. Je besser die Qualität der magnetischen Schicht ist, desto kleiner wird das Verhältnis  $H_c/H_0$ . Im Gegensatz dazu stehen in Abb. 1.3b  $H$  und  $M$  entlang der hard axis. Der Zusammenhang ist linear für  $|H| \leq H_0$  (bzw.  $H_k$ ), darüber hinaus aber gilt  $M = M_s$ , was durch Experimente bestätigt wird und die Messung von  $H_k$  erlaubt.



**Abb.1.3:** a) Magnetisierungskurve parallel zur easy axis  
b) Magnetisierungskurve parallel zur hard axis

Bis jetzt wurde angenommen, dass die easy axis die Hauptachse des Ellipsoids sei. Im Folgenden soll diskutiert werden, was passiert, wenn die easy axis mit der Hauptachse des Ellipsoids einen Winkel  $\varepsilon$  bildet. Dieses Problem kann durch die Einführung neuer Koordinaten  $x'$  und  $y'$  behandelt werden, die um einen Winkel  $\zeta$  gegen  $x$  und  $y$  verdreht sind, so dass gilt:

$$\tan 2\zeta = H_k \sin 2\varepsilon / (H_d + H_k \cos 2\varepsilon) \quad (1-18)$$

mit dem charakteristischen Feld

$$H_0 = \sqrt{H_d^2 + H_k^2 + 2H_d H_k \cos 2\varepsilon} \quad (1-19)$$

Alle aus (1-14) gewonnenen Schlußfolgerungen bleiben gültig.

Folgende Fälle sollten diskutiert werden:

1.  $\varepsilon \ll 1$ :

$$\tan 2\zeta < \tan 2\varepsilon; \quad H_0 \approx H_d + H_k \quad (1-20)$$

Kleine Variationen der easy axis (z.B. durch Fehlausrichtung während der Produktion) können vernachlässigt werden.

2.  $\varepsilon \approx 90^\circ$ :

$$|\tan(90^\circ - \varepsilon)| > \tan(90^\circ - \zeta), \quad H_0 \approx |H_d - H_k| \quad (1-21)$$

Eine easy axis entlang der kleinen Ellipsoidachse reduziert das charakteristische Feld. Kleine Winkeländerungen können große Änderungen im Koordinatensystem bewirken, falls  $H_k \approx H_d$ .

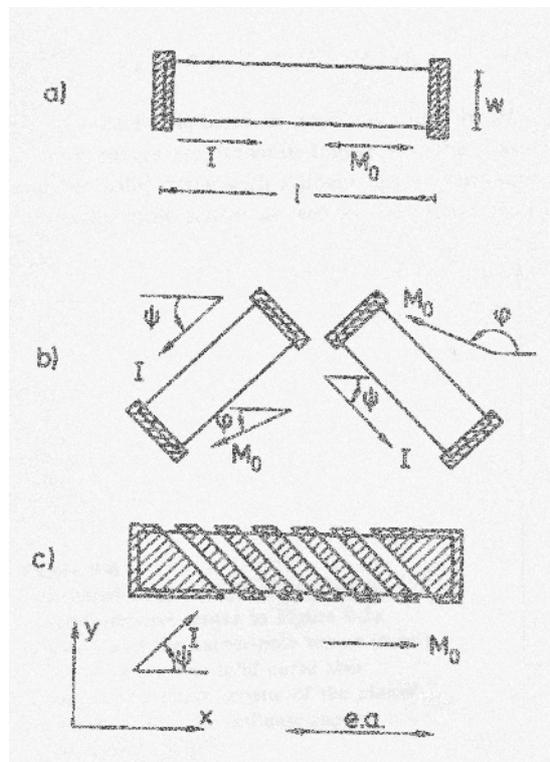
3.  $\varepsilon \approx 45^\circ$ :

$$\tan 2\zeta \approx H_k / H_d, \quad H_0 \approx \sqrt{H_d^2 + H_k^2} \quad (1-22)$$

Dieser Fall ist von besonderem Interesse. Die Restmagnetisierung  $\vec{M}_0$ , (z.B.  $\vec{M}$  ohne externe Felder) kann gedreht werden, indem man die Achsen des Ellipsoids gegen die easy axis verkippt; eine Technik, die beim Sensorbau angewendet wird.

### 1.2.3. Der Magnetoresistive Sensor

Das „Herz“ eines magnetoresistiven Sensors ist ein rechteckiger Film (Länge  $l$ , Breite  $w$ , Dicke  $t$ ) einer magnetoresistiven Verbindung (vgl. Abb. 1.4a). In diesem Beispiel sind an beiden Enden Elektroden angebracht, die einen Stromfluss  $I$  parallel zur easy axis verursachen. Normalerweise gilt:  $l > w \gg t$



**Abb. 1.4:** Geometrien magnetoresistiver Sensoren:  
 (a) Stromfluss parallel zur easy axis; quadratische Output- Charakteristik  
 (b), (c) Linearisierte Sensoren: geneigte Elemente (b) bzw. Barberpolestruktur (c)

Das Material wird charakterisiert durch das Anisotropiefeld  $H_k$  und die Geometrie, die durch das Demagnetisierungsfeld  $H_d$  beschrieben wird. Nähert man den Ellipsoiden durch ein langes flaches Rechteck, kann der Demagnetisierungsfaktor

$$N = t/w \quad (1-23)$$

mit genügender Genauigkeit berechnet werden. Durch Ändern der Dicke und Breite kann  $N$  in einen weiten Bereich variiert werden.

Da die ellipsoide Form nur eine Approximation darstellt, gibt es Abweichungen vom als homogen angenommenen Demagnetisierungsfeld.  $\vec{M}$  dreht sich in den Ecken um einen kleineren Winkel als in der Mitte des Streifens. Das Sensorsignal ist gegeben durch einen Mittelwert von  $\varphi$ . Diese heterogene Drehung ist die Ursache für den Unterschied zwischen berechneten und gemessenen Sensorcharakteristiken bei stärkeren Feldern.

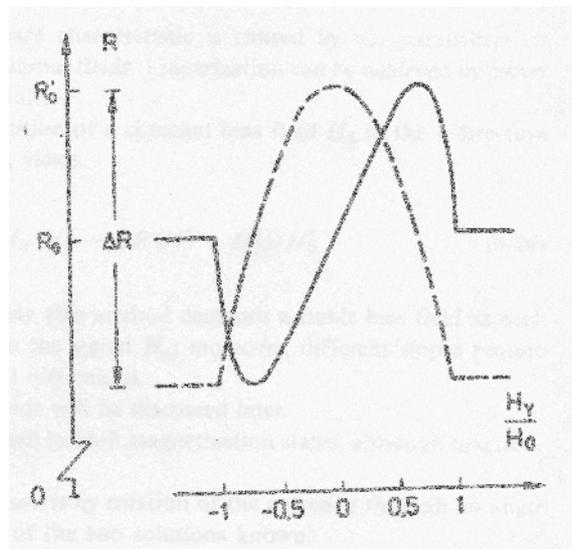
Der Widerstand  $R$  des Sensors kann berechnet werden aus den Gleichungen (1-3) und (1-15). Weiterhin gilt mit  $\Theta = \varphi$ ,  $H_x = 0$  und  $R_{\perp} + \Delta R = R_0'$ :

$$R(H) = R_0' - \Delta R (H_y / H_0)^2 \quad (1-24)$$

Auf die gleiche Art ist es möglich, mit (1-5) und (1-15) das Signal des planaren Halleffektes zu berechnen:

$$U_y = \Delta\rho \cdot I \cdot (l/t) \cdot H_y / H_0 \cdot \sqrt{1 - (H_y - H_0)^2} \quad (1-25)$$

Für  $H_x \neq 0$  muss in beiden Gleichungen  $H_0$  ersetzt werden durch  $H_0 + H_x/\cos\varphi$ . Beide Kurven sind in Abb. 1.5 dargestellt.



**Abb. 1.5:** Charakteristik des einfachen Sensors aus Abb. 1.4a) (gestrichelte Kurve) und des Barberpoles (Abb 1.4c)

Gleichung (1-24) beschreibt einen quadratischen Zusammenhang zwischen Magnetfeld und Widerstand. Im Gegensatz dazu beschreibt (1-25) eine symmetrische S-Kurve mit einem linearen Mittelteil.

Noch eine Anmerkung zu den zwei möglichen Magnetisierungsrichtungen für  $H_x=0$ : Die Berechnung des magnetoresistiven Signals (1-24) war geradlinig, beide Lösungen  $\varphi_1 < 90^\circ$  und  $\varphi_2=180^\circ-\varphi_1$  ergeben den gleichen Widerstand. Dieses Signal eines einfachen Magnetoresistors hängt somit nicht von der Magnetisierungsrichtung ab.

Das gilt nicht für den planaren Halleffekt. Die Berechnung von  $U_y$  verlangt Sinus- und Cosinusterme, das Vorzeichen ist unterschiedlich für beide Lösungen. Das Signal des planaren Halleffektes wechselt also das Vorzeichen, wenn die Magnetisierung wechselt.

#### 1.2.4. Linearisierung

Generell kann man sagen, dass die quadratische Charakteristik durch die Parallelität von Magnetisierung  $\vec{M}$  und Strom  $I$  ohne externes Feld verursacht wird. Linearität kann erreicht werden durch Drehen von  $\vec{M}$  oder  $I$ .

Am einfachsten ist es,  $\vec{M}$  zu drehen und ein konstantes Biasfeld  $H_B$  in y-Richtung anzulegen. Ersetzt man nun in (1-24)  $H_y$  durch  $H_y+H_B$ , so erhält man

$$R(H) = R_0' - 2 \cdot \Delta R \cdot H_y \cdot H_B / H_0^2 - \Delta R (H_y^2 + H_B^2) / H_0^2 \quad (1-26)$$

was für  $H_y \ll H_0$  einen linearen Zusammenhang ergibt. Allerdings verlangt diese Methode ein stabiles Biasfeld, da jede Variation von  $H_B$  als Variation im Signal  $H_y$  erscheint. Darüber hinaus verlangen verschiedene Steigungen verschiedene Vorzeichen von  $H_B$ , was zusätzliche Schwierigkeiten mit sich bringt.

Ein bias-linearisierter Sensor wird in beiden Magnetisierungsrichtungen gut arbeiten, trotz der Anwesenheit von Rauschen.

Eine alternative Möglichkeit zur Linearisierung ist die Rotation des Stromes  $I$  um einen Winkel  $\psi$  um die easy axis (vgl. Abb. 1.4b).

Das rechteckige Widerstandselement ist um einen Winkel  $\psi$  gegen die easy axis geneigt, der Strom fließt immer noch entlang der Achse des Streifens. Die Abbildung zeigt beide möglichen Inklinationen. Die Magnetisierung  $\vec{M}_0$  ist teilweise in Richtung der Streifenachse gedreht. Es ist notwendig, einen der Magnetisierungszustände durch ein stabilisierendes Feld in der Richtung der easy axis zu erzwingen.

Dieses Signal kann durch Einsetzen von  $\theta = \varphi - \psi$  in (1-3), (1-15) und (1-22) berechnet werden. Das Ergebnis ist komplexer als in den anderen Fällen, es sei denn der Winkel  $\varphi_0 - \psi$  zwischen  $\vec{M}_0$  und  $I$  wird zu  $\pm 45^\circ$  gewählt. Dadurch wird der Term  $\sin(\varphi - \varphi_0) \cos(\varphi - \varphi_0)$  erzeugt (vgl. die Diskussion zum planaren Halleffekt).

Die Steigung der R-H-Kurve kann durch das Vorzeichen der Inklination angepasst werden (vgl. Abb. 1.4b). Allerdings muss der linearisierte Sensor durch ein Feld mit  $H_x > 0$  immer im selben Magnetisierungszustand gehalten werden.

Die zweite Möglichkeit den Strom zu drehen besteht in der Verwendung abgeschrägter Streifen guter elektrischer Leitfähigkeit (vgl. Abb. 1.4c). Diese Konfiguration wird als Barberpole-Anordnung bezeichnet.

Die Barberpoles repräsentieren somit einen Kurzschluss. Der zwischen ihnen fließende Strom wird also den kürzesten Weg nehmen, im Allgemeinen senkrecht zu den Barberpoles. Beträgt die Inklination des Stromes  $\psi$ , werden die Barberpoles um  $\psi + 90^\circ$  geneigt; normalerweise wird  $\psi = \pm 45^\circ$  gewählt.

Der Zusammenhang zwischen Feld und Widerstand kann berechnet werden, mit  $\psi = \pm 45^\circ$  ergibt sich

$$R(H) = R_0 \pm \Delta R \cdot (H_y / H_0) \cdot \sqrt{1 - (H_y / H_0)^2} \quad (1-27)$$

Dies wird durch die durchgezogene Linie in Abb. 1.5, die eine gute Linearität für  $H_y < 0,5 H_0$  aufweist, verdeutlicht.

Ein Barberpole-Sensor funktioniert wie die meisten anderen linearisierten Sensoren nur für eine Magnetisierungsrichtung korrekt. Wechselt M die Richtung, so ändert auch die Steigung der Magnetisierung das Vorzeichen.

Einen Nachteil besitzen Barberpole-Sensoren: Der Widerstand pro Flächeneinheit ist klein, da die Fläche teilweise kurzgeschlossen ist.

Eine Wheatstonebrücke kann aus Elementen mit positiv und negativ geneigten Barberpoles konstruiert werden. Es sollte erwähnt werden dass das Verwenden positiver und negativer stabilisierender Felder ebenfalls möglich ist.

### 1.2.5. Empfindlichkeit und Messbereich

Die tatsächlich in Magnetoresistoren gemessene Größe ist die magnetische Feldstärke H, anders als bei Hallsensoren, die die magnetische Flussdichte B registrieren. Im Vakuum (und in guter Näherung in allen nicht-ferromagnetischen Materialien) besteht zwischen B und H der Zusammenhang  $B = \mu_0 H$  ( $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{Vs/Am}$ : magnetische Feldkonstante; Permeabilität des Vakuums).

Die empfindliche Achse ist i.d.R. die hard axis oder y-Richtung. Die Empfindlichkeit in der easy axis oder x-Richtung ist geringer. Die Empfindlichkeit für Felder  $H_z$  senkrecht zur Filmebene ist vernachlässigbar aufgrund starker demagnetisierender Felder.

Die Empfindlichkeit  $S_0$  kann definiert werden als die Änderung der Ausgangsspannung  $U_S$  bei der Arbeitsspannung  $U_0$ , die mit der Änderung des Feldes korreliert ist:

$$S_0 = (\Delta U_S / \Delta H_y) \cdot 1 / U_0 \quad (1-28)$$

Die Einheit für  $S_0$  lautet (mV/V)/(kA/m).

Einige Autoren definieren eine andere Empfindlichkeit  $S_u = S_0 U_{\max}$ , wobei  $U_{\max}$  die maximal zulässige Betriebsspannung ist.

Als Beispiel soll im Folgenden die Empfindlichkeit von Barberpole-Sensoren hergeleitet werden. Diese arbeiten linear und ihr magnetisches Verhalten ist leicht berechenbar. Die Empfindlichkeit von Sensoren mit geneigten Elementen unterscheidet sich davon kaum, außer dass ihr Linearitätsbereich kleiner ausfällt. Im Folgenden soll angenommen werden, dass es sich bei dem Sensor um eine Vollbrücke handelt; Halbbrücken weisen nur die halbe Empfindlichkeit auf.

Die Berechnung beginnt mit Gl. (1-27), die das Verhältnis zwischen Feld und Widerstand eines einzigen Barberpoles beschreibt. Die Vollbrücke ist eine Kombination von vier Elementen. Hierbei liefert jedes Element einen Beitrag mit einem anderen Vorzeichen als sein Nachbar. Diese Vollbrücke liefert das Signal

$$U_s = U_0 \cdot \Delta\rho / \rho \cdot (H_y / (H_0 + H_x)) \cdot \sqrt{1 - (H_y / (H_0 + H_x))^2} \quad (1-29)$$

Für  $H_y \ll H_0 + H_x$  erhält man für die Empfindlichkeit

$$S_0 = (\Delta\rho/\rho) 1/(H_0 + H_x) \quad (1-30)$$

(1-30) verdeutlicht die Wichtigkeit des charakteristischen Feldes  $H_0$ : Die Empfindlichkeit  $S_0$  ist reziprok zu  $H_0$  für  $H_x = 0$ . Ein Feld mit  $H_x > 0$  lässt  $S_0$  sinken und  $S_0$  ist proportional zum magnetoresistiven Verhältnis  $\Delta\rho/\rho$ .

Eine zweite Größe, die den Sensor beschreibt ist der Messbereich  $H_G$ . Er kann als der Feldbereich, in dem in dem der Linearitätsfehler einen gewissen Betrag nicht überschreitet, definiert werden. Bei Barberpole-Sensoren und einer maximal zulässigen Abweichung von 5% ergibt sich der Messbereich zu

$$H_G \approx \pm 0,5 \cdot (H_0 + H_x) \quad (1-31)$$

Andere Sensortypen, beispielsweise Sensoren mit geneigten Elementen, können je nach Biasfeld  $H_0$  und Inklinationwinkel kleinere Linearitätsbereiche aufweisen. Kombinieren von (1-30) und (1-31) liefert

$$S_0 \cdot H_G \approx 0,5 \cdot \Delta\rho / \rho \quad (1-32)$$

Bei konstantem magnetoresistiven Verhältnis  $\Delta\rho/\rho$  kann die Empfindlichkeit nur durch Verkleinern des Linearitätsbereiches erhöht bzw. durch Vergrößern des Linearitätsbereiches verringert werden.

Der Linearitätsbereich  $H_G$  und die Empfindlichkeit  $S_0$  werden primär durch die Wahl der Dicke  $t$  und Breite  $w$  des Sensorstreifens festgelegt. Mit  $t/w = 1/1000 \dots 1/10$  und  $M_S = 800$  kA/m liefert das  $H_d = 0,8 \dots 80$  kA/m. Mit  $H_k = 0,25$  kA/m (Permalloy) folgt, dass  $H_G = 0,5 \dots 20$  kA/m im wesentlichen durch das demagnetisierende Feld gegeben ist. Der Benutzer

kann  $H_G$  nur durch Anlegen eines Feldes  $H_x$  erhöhen und somit die Charakteristik stabilisieren.

Eine hohe Empfindlichkeit kann durch ein geringes charakteristisches Feld erzielt werden. Eine Möglichkeit ist, das charakteristische Feld senkrecht zur langen Achse des Streifens (üblicherweise die hard axis) anzulegen und sicherzustellen, dass  $H_0 \approx |H_d - H_k|$ .  $H_0$  kann sehr klein gewählt werden für  $H_d \approx H_k$ , aber der relative Fehler in  $H_0$  wird größer als der in  $H_k$ .

Besser ist es, ein System zu wählen, das nur von  $H_k$  abhängt ( $H_d \ll H_k$ ). Dies kann erreicht werden durch  $l \approx w$ . Allerdings hätten solche Sensoren einen sehr geringen Widerstand und wären ungeeignet für die meisten Anwendungen. Ein Sensor mit großem Widerstand und geringer Demagnetisierung kann durch parallele Ausrichtung mehrerer Streifen, die elektrisch in Serie geschaltet sind, realisiert werden. Der Abstand zwischen ihnen sollte der Dicke entsprechen.

Die Signalspannung  $U_S$  kann durch Erhöhen der Arbeitsspannung bis zum Maximalwert  $U_{\max}$  vergrößert werden. Die Grenzen von  $U_{\max}$  sind durch die Verlustleistung  $P_0$  (bzw. die noch tolerierbare Temperaturerhöhung  $\Delta T$ , die über den Wärmewiderstand  $R_{th}$  mit der maximalen Verlustleistung  $P_0$  verknüpft ist:  $P_0 \cdot R_{th} = \Delta T$ ) und die tolerierbare Stromdichte  $j_{\max}$  gegeben.

Das geringste nachweisbare Feld  $H_{\min}$  ist durch die geringste detektierbare Signalspannung, die über dem Rauschniveau liegen muss, gegeben. Es gibt verschiedene Rauschquellen: thermisches Rauschen, magnetisches oder Barkhausen-Rauschen. Hinzu kommt die Offset-Drift aufgrund von Temperaturänderungen. Das thermische Rauschen wird klein sein; das Barkhausen-Rauschen kann durch ein stabilisierendes Feld unterdrückt werden. Drifteffekte können durch Arbeiten bei einer konstanten Temperatur und geringen Strömen minimiert werden. Üblicherweise wird somit der elektronische Verstärker ein viel stärkeres Rauschen aufweisen als der Sensor selbst.

Der Frequenzbereich magneto-resistiver Sensoren reicht von DC bis wenigstens 65 MHz. Das theoretische Limit liegt bei 1 GHz, der experimentelle Nachweis ist aufgrund induktiv gekoppelter Signale bisher nicht gelungen.

### 1.2.6. Sensorlayout

Da Barberpoles ein einfacheres magnetisches Verhalten aufweisen müssen sie anders beschrieben werden. Alle Streifen in der easy axis und die Abstände dazwischen müssen vergrößert werden, so dass keine Kopplungseffekte auftreten können. Die Geometrie von Barberpoles ist in Abb. 1.6 dargestellt.

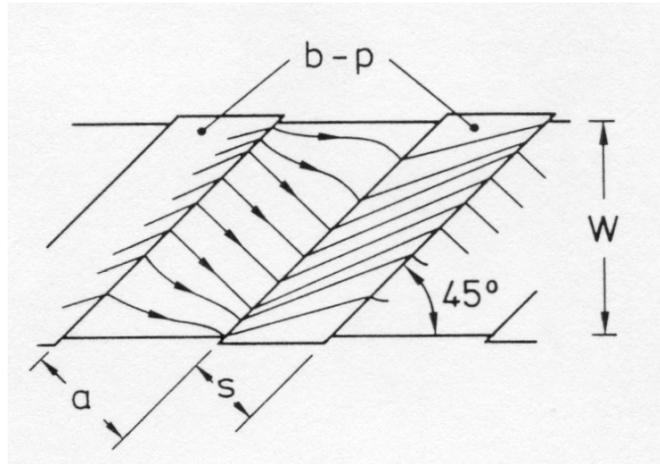


Abb. 1.6: Geometrie eines Barberpoles

Jede Lücke besitzt die Länge  $a$  und die Breite  $w \cdot \sqrt{2}$ . Der Widerstand lässt sich berechnen zu

$$R_0 = 1/2 \cdot a/(s+a) \cdot \rho \cdot l/(w \cdot t) \cdot f \quad (1-33)$$

Der Korrekturfaktor  $f$  berücksichtigt Kanten-Effekte, typischerweise liegt er bei 1,2. Bei diesen Sensoren ist der Widerstand pro Fläche 2- bis 4-mal geringer als bei anderen Sensortypen.

Wichtige Barberpole-Parameter die berücksichtigt werden müssen, sind der Spannungsabfall  $U_B$  und die Stromdichte  $j_B$ . Beide Größen werden relativ zu  $U$  und  $j$  in der magnetoresistiven Schicht gemessen. Die Ausdrücke können aufgespalten werden in material- und geometrieabhängige Größen:

$$U_B/U = \rho_B/\rho \cdot t/t_B \cdot \sigma \quad (1-34)$$

$$j_B/j = t/t_B \cdot \eta \quad (1-35)$$

Die Geometriefaktoren  $\eta$  und  $\sigma$  hängen nur vom Verhältnis  $a/s$  zwischen Barberpoleabstand und -breite ab (vgl. Abb. 1.7). Typisch für ein gutes Design ist  $U_B/U \ll 1$ ; oft wird 0,1 verwendet. Für  $1 \leq a/s \leq 2$  mit  $\sigma \leq 5$  und Verwendung guter Leiter (Ag, Cu, Al) mit  $\rho_B/\rho \approx 0,1$  muss die Barberpole-Dicke  $t_B$  mindestens 5mal größer als die Dicke der magnetoresistiven Schicht  $t$  sein. Andernfalls liegt der Quotient  $j_B/j$  nicht zwischen 0,3 und 0,5. Trotzdem beschränkt das geringere  $j_B$  den Maximalstrom, da  $j_{\max}$  in guten Leitern viel geringer ist.

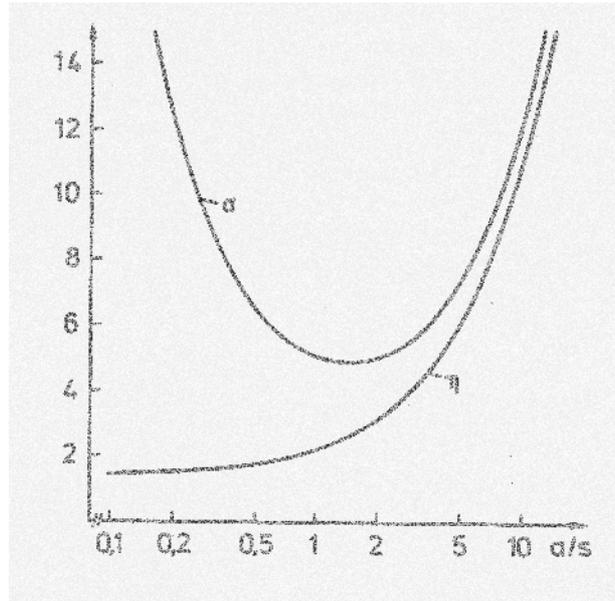


Abb.1.7: Abhängigkeit der Geometriefaktoren  $\sigma$  und  $\tau$  vom Verhältnis  $a/s$

Barberpoles unterliegen folgenden geometrischen Beschränkungen:

- $t_B = 5t$
- $l = a/s = 2$
- $w = 2a$  (andernfalls würden Kanteneffekte die Empfindlichkeit beeinflussen)
- $s = 2t_B$  (andernfalls würde der Strom nicht in der ganzen Schicht fließen)

Die Kombination dieser vier Ungleichungen liefert  $t/w = 1/20 s/a$  und  $H_G = 25kA/m a/s$ . Der Linearitätsbereich  $H_G$  eines Barberpole-Sensors ist stärker beschränkt als der eines anderen Sensors, obwohl  $H_G$  durch Anlegen eines Feldes in Richtung der easy axis vergrößert werden kann.

Der im Barberpole fließende Strom erzeugt ein Magnetfeld im Magnetoresistor, das zur Stabilisierung genutzt werden kann. Die x-Komponente dieses Feldes ist

$$H_x = I / (2 \cdot w) \cdot a / (a + s), \quad (1-36)$$

wobei  $I$  der Strom ist. Normalerweise sollte dieses Feld in allen Streifen dieselbe Orientierung besitzen. Dies schließt einige der möglichen Kombinationen von Stromrichtung und Barberpole-Inklination aus und erklärt den Bedarf an Normalleitern für die Stromumkehr in Mäandern.

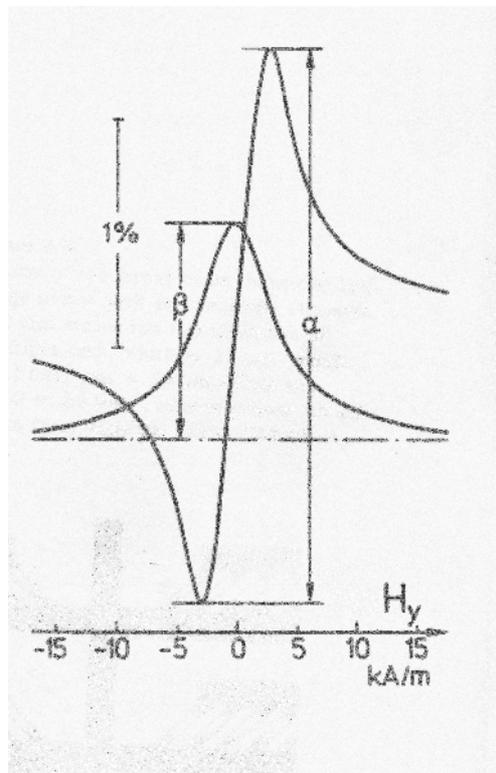
Die Linearisierung durch Barberpoles ist nicht perfekt. Die Gründe dafür sind Kanteneffekte und der Spannungsabfall  $U_B$ . Der Hauptanteil des Stromes ist also um den Winkel  $45^\circ - \zeta$  zur x-Achse geneigt:

$$R(H) = R_0 \pm a \cdot H_y / H_0 \cdot \sqrt{1 - (H_y / H_0)^2} - \beta \cdot (H_y / H_0)^2 \quad (1-37)$$

Dabei sind  $\alpha = \Delta R \cdot \cos(2\zeta)$  und  $\beta = \Delta R \cdot \sin(2\zeta)$ . Die gesamte Abweichung im Widerstand ergibt sich zu  $\Delta R = (\alpha^2 + \beta^2)^{1/2}$ .

Wenn Elemente mit verschiedenen Steigungen in einer Brücke kombiniert werden, enthält das Brückensignal  $U_s$  den linearen Anteil, wohingegen der quadratische Anteil den Gesamtwiderstand beeinflusst. Mit anderen Worten, der Brückenwiderstand ist feldabhängig. Beide Terme können separat gemessen werden (s. Abb. 1.8). Kleine quadratische Terme haben einen vernachlässigbaren Effekt auf das lineare Signal. Jede Nichtlinearität kann vollständig beseitigt werden, indem die Brücke mit konstantem Strom betrieben wird.

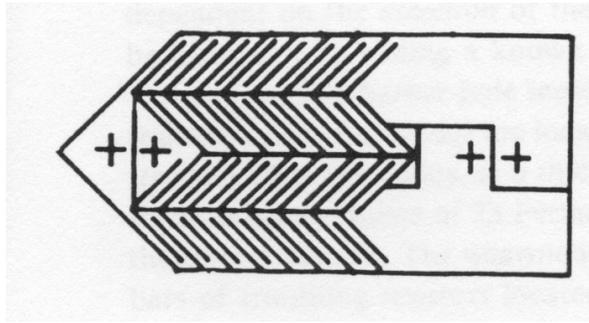
Der relative quadratische Anteil  $\beta / (\alpha^2 + \beta^2)^{1/2}$  kann durch eine einfache Formel approximiert werden:  $\beta / (\alpha^2 + \beta^2)^{1/2} \approx U_B / U + a / \sqrt{2} \cdot w$ . Der erste Term repräsentiert den Spannungsabfall und der zweite die Geometrie der Lücken zwischen den Barberpoles (vgl. Abb. 1.6), nämlich das Verhältnis der Flächen der Dreiecke an den Enden und der gesamten Streifenbreite.



**Abb.1.8:** Gemessene lineare ( $\alpha$ ) und quadratische Terme ( $\beta$ ) eines Barberpole-Sensors mit  $H_G=2\text{kA/m}$ .

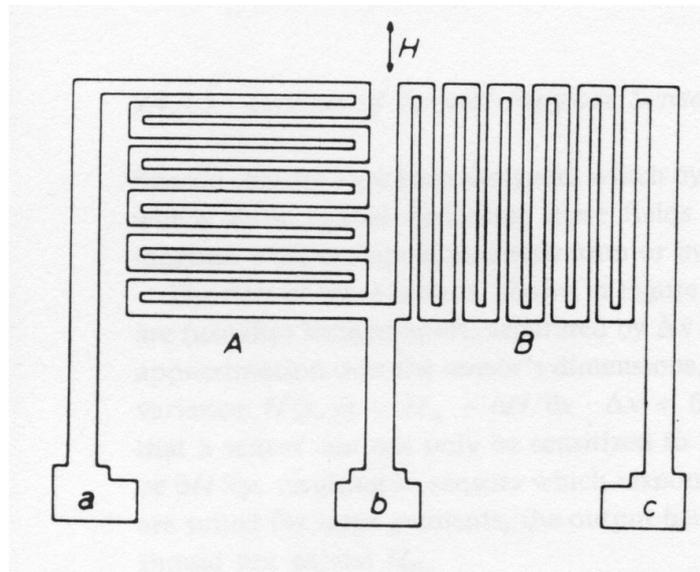
### 1.2.7. Beispiele

Der in Abb. 1.9 gezeigte Sensor ist das erste moderne Beispiel einer Vollbrücke. Die Linearisierung wird durch das Verwenden geneigter Elemente erreicht, wobei der lange Widerstand mäanderförmig gefaltet ist. Die empfindliche Achse liegt in Pfeilrichtung. Die Schicht besteht aus NiFeCo 73:16:11 mit 200nm Dicke. Die easy axis steht senkrecht in der Papierebene.



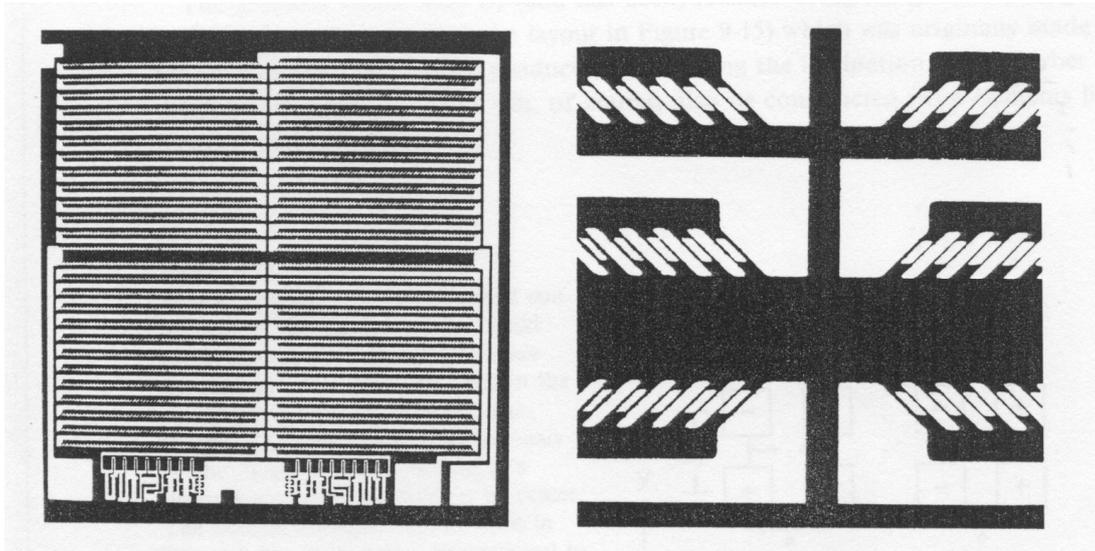
**Abb.1.9:** Layout eines Vollbrücken-Sensors, linearisiert durch geneigte Elemente.

Abb. 1.10 zeigt das Layout des ersten Sensors für allgemeine Anwendungen. Hier wird die Linearisierung durch senkrechte Strompfade erzielt. Die Halbbrücke besteht aus 100nm dickem NiCo 76:24. Der Sensor wurde konstruiert um Felder mit einer Stärke von mehr als 5 kA/m zu messen, das Signal ist nur von der Richtung des Feldes abhängig. Die Feldstärke kann nur durch das Hinzufügen eines bekannten Biasfeldes gemessen werden.



**Abb.1.10:** Layout eines Halbbrücken-Sensors mit senkrechten Elementen.

Ein kommerzieller Barberpole-Sensor ist in Abb. 1.11 gezeigt. Die vier Widerstände der Vollbrücke sind in vier Quadranten positioniert. Die 44nm dicke magnetoresistive Schicht besteht aus Permalloy, jeder Widerstand ist aus 13 Permalloystreifen aufgebaut.



**Abb.1.11:** Barberpole-Sensor Philips KMZ 10 B (Vollbrücke aus vier Widerständen)  
 Links: kompletter Sensor  
 Rechts: Ausschnitt aus dem Zentrum

**Tabelle 1-1:** Daten der KMZ10 Reihe von Philips (Barberpolelayout) (KMZ 10 B ist in Abb. 1.11 dargestellt)

Typ KMZ10		A	B	C	Einheit
<b>Schichtdicke</b>	<b>t</b>	33	44	130	nm
<b>Streifenbreite</b>	<b>w</b>	30	10	6	$\mu\text{m}$
<b>Streifenzahl</b>	<b>n</b>	14	13	30	
<b>Barberpol-Breite</b>	<b>s</b>	4	4	4	$\mu\text{m}$
<b>Barberpol-Abstand</b>	<b>a</b>	10	4	4	$\mu\text{m}$
<b>charakt. Feldstärke</b>	<b>H<sub>0</sub></b>	1,2	3,8	17,6	kA/m
<b>Meßbereich</b>	<b>H<sub>G</sub></b>	$\pm 0,5$	$\pm 2,0$	$\pm 7,5$	kA/m
<b>Empfindlichkeit</b>	<b>S<sub>0</sub></b>	14	4,0	1,5	(mV/V) / (kA/m)
<b>bei stab. Feld</b>	<b>H<sub>x</sub></b>	0,5	3	3	kA/m
<b>TC von S<sub>0</sub> (U = const)</b>		-0,4	-0,4	-0,5	% /K
<b>TC von S<sub>I</sub> (I = const)</b>		-0,15	-0,1	-0,15	% /K
<b>Brückenwiderstand</b>	<b>R<sub>0</sub></b>	1,3	1,7	1,4	k $\Omega$
<b>TC von R<sub>0</sub></b>		+ 0,25	+ 0,35	+ 0,35	% /K
<b>max. Betriebsspannung</b>	<b>U<sub>0</sub></b>	9	12	10	V

### 1.2.8. Anwendungen

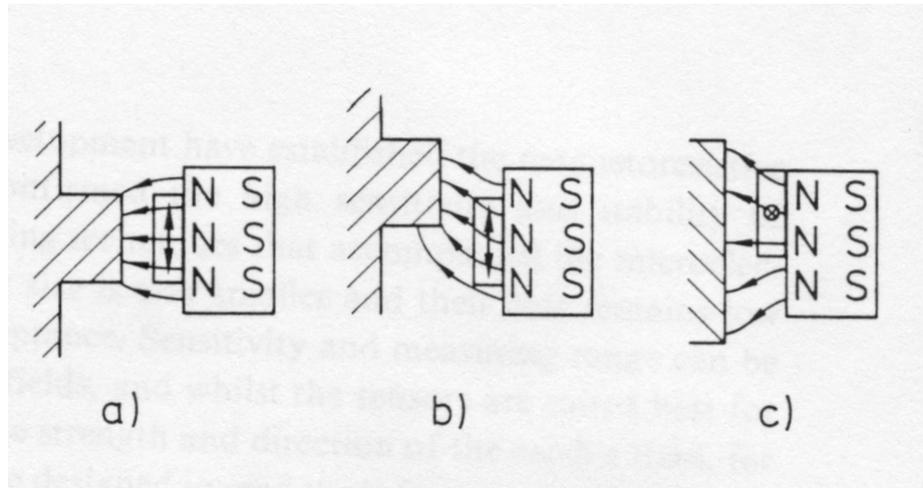
Im Folgenden sollen kurz einige Anwendungen magnetoresistiver Sensoren diskutiert werden. Detailliertere Informationen können bei den jeweiligen Herstellern in Erfahrung gebracht werden.

Magnetoresistive Leseköpfe für Festplatten werden seit 1971 hergestellt, sie sind Induktionsköpfen beim Lesen mit hoher Informationsdichte überlegen.

Ein wichtiger Anwendungsbereich ist die kontaktlose Positionsmessung. Diese wird mit Hilfe eines Permanentmagneten durchgeführt, dessen positionsabhängiges Feld registriert wird. Alternativ können Felddeformationen, die durch sich bewegende Teile aus weichmagnetischem Material in einem Magnetfeld hervorgerufen werden, direkt

nachgewiesen werden. Aufgrund der hohen Empfindlichkeit ist die Positions- bzw. Winkelauflösung höher als bei Verwendung anderer Sensortypen.

Die Anordnung zur Positionsmessung ist in Abb. 1.12 dargestellt. Zum Registrieren der Felddeformationen wird der gesamte lineare Bereich des Sensors ausgenutzt. Diese Methode funktioniert so lange gut, wie die Abmessungen des Zahnrades größer als die des Sensorchips sind.



**Abb. 1.12:** Positionserfassung mittels AMR-Sensor

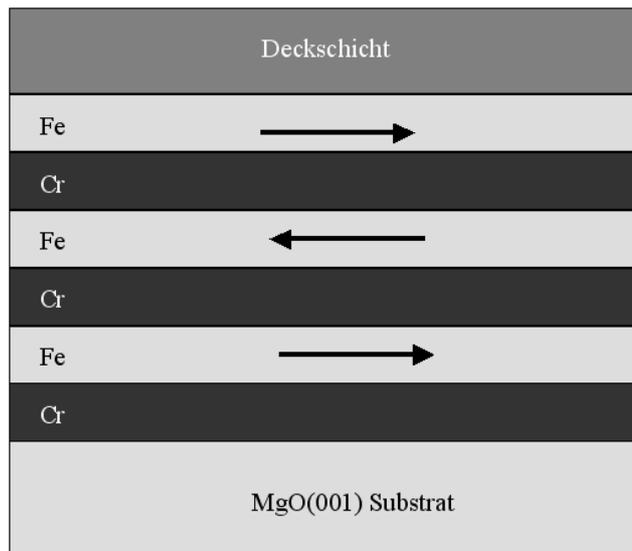
Magnetoresistive Sensoren können auch als Magnetometer verwendet werden, beispielsweise um das Erdmagnetfeld zu untersuchen. Zur Detektion dieser schwachen Felder müssen spezielle Methoden gewählt werden. Die Magnetisierung wird mittels eines kurzen Strompulses zwischen zwei stabilen Zuständen hin- und hergeschaltet, also ändert sich auch das Vorzeichen der Charakteristik, das Offset bleibt aber erhalten. Ein phasensensitiver Detektor oder Lock-In-Verstärker eliminiert das Offset und evtl. vorhandene Offsetdrift und verringert den Rauschlevel.

Eine andere Anwendung stellt die Verwendung als Nullfelddetektor dar. Der MR-Sensor kann an einen Regelkreis angeschlossen werden und ermöglicht somit die Erzeugung eines quasi feldfreien Raumes.

### **1.3. GMR-Effekt („Giant magnetoresistance“ = Riesenmagnetowiderstandseffekt)**

1988 entdeckten P. Grünberg (Jülich) und A. Fert (Orsay) unabhängig voneinander, dass bei Heterostrukturen aus magnetischen und nichtmagnetischen Schichten der Ladungstransport und damit der elektrische Widerstand von den Magnetisierungsrichtungen der beiden Schichten abhängig ist (GMR-Effekt).

Abb.1.13 zeigt den prinzipiellen Aufbau einer magnetischen Heterostruktur:

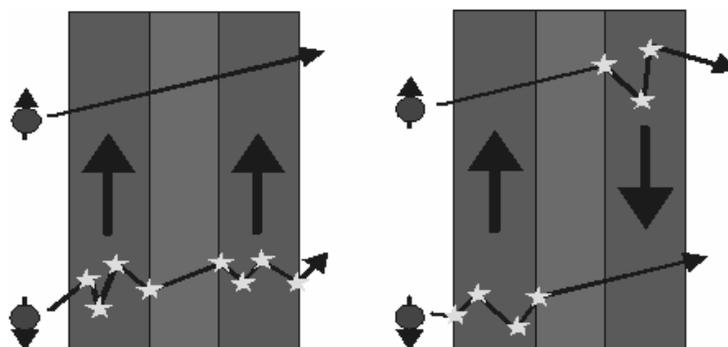


**Abb.1.13:** Schematische Darstellung einer magnetischen Heteroschicht

Die Beschaffenheit und Anordnung der Schichten beeinflusst die Richtung ihrer Magnetisierung. So stellen sich zum Beispiel bei geeigneter Dicke der nichtmagnetischen Zwischenschicht (bei Chrom 8 Atomlagen) die Magnetisierungen benachbarter Eischichten durch quantenmechanische Austauschwechselwirkung (Antiferromagnetische Kopplung) spontan antiparallel zueinander ein.

Ursache für den GMR-Effekt ist die spinabhängige Streuung von Elektronen in einer magnetischen Schicht (vgl. Abb. 1.14). Beispielsweise werden Elektronen mit „Spin up“ bei einer bestimmten Magnetisierungsrichtung nur wenig gestreut. Sind die Magnetisierungen der beiden Schichten parallel zueinander ausgerichtet, so ist der Widerstand der Heterostruktur klein, da nur „Spin down“-Elektronen eine große Streuung erfahren. Bei antiparallelen Magnetisierungen jedoch werden in der einen Schicht Elektronen mit „Spin up“ stark gestreut, in der anderen Elektronen mit „Spin down“; der Gesamtwiderstand ist somit höher als bei paralleler Ausrichtung.

Solche Heterostrukturen werden auch „Spinventile“ („spin valves“) genannt, da bevorzugt Elektronen mit einem bestimmten Spin hindurchgelassen werden.



**Abb. 1.14:** Aus zwei magnetischen Schichten und einer unmagnetischen Zwischenschicht bestehende Heterostruktur. Rechts: Spontane antiparallele Magnetisierungsanordnung. Links: Durch ein nach oben gerichtetes äußeres Feld erzwungene parallele Magnetisierungsanordnung.

Die Stärke des GMR-Effektes hängt vom Material und der Schichtdicke ab, sie kann einige 10% betragen, je nach Materialien und Temperatur (vgl. Abb.1.15).

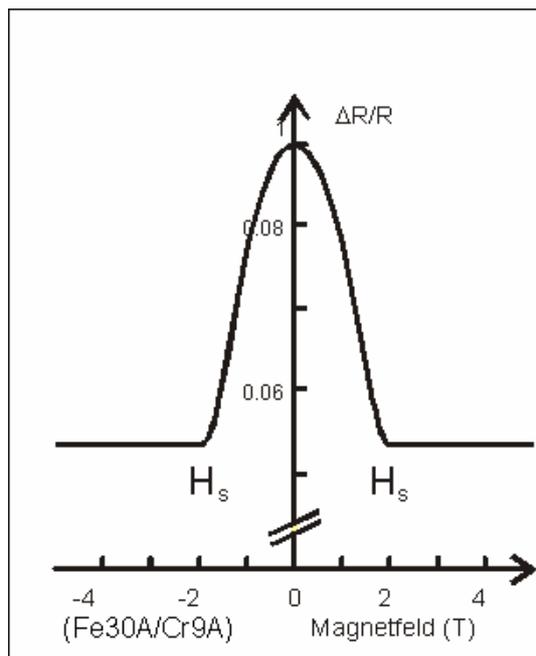


Abb. 1.15: Typische GMR-Kurve einer Fe/Cr-Heteroschicht bei Raumtemperatur

### 1.3.1. GMR-Sensoren („Spinventile“)

Der GMR-Effekt hat zu einem neuen Sensor-konzept geführt. In Spinventilen genügen schon sehr kleine Felder, um die Magnetisierungsanordnung der Heteroschicht zu schalten.

Abb. 1.16 zeigt die am häufigsten benutzte Spinventilheterostruktur:

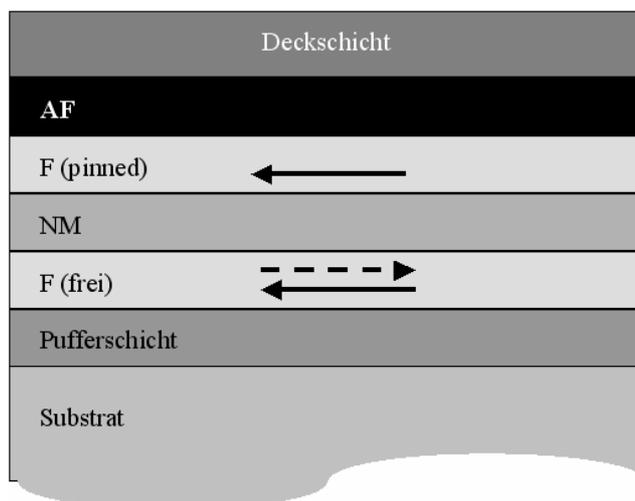
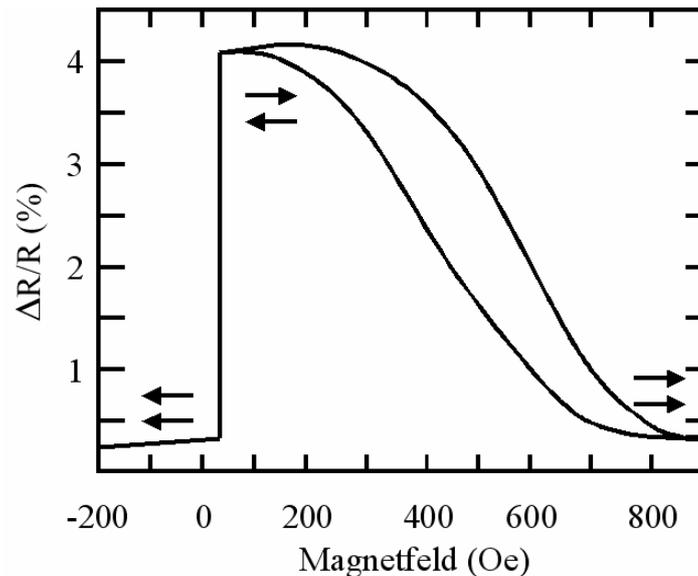


Abb. 1.16: Schematischer Querschnitt durch eine einfache Spinventil-Heteroschicht

Sie besteht aus einer magnetisch weichen, leicht schaltbaren Schicht („F (frei)“), die durch eine nicht-magnetische Zwischenschicht („NM“, z.B. Kupfer) von einer magnetisch harten, schwer schaltbaren Schicht getrennt ist. Die magnetisch weiche oder „freie“ Schicht besteht meist aus Permalloy. Die magnetisch schwer schaltbare Schicht wird dadurch erzeugt, dass man eine zweite Permalloyschicht mit einer antiferromagnetischen Schicht („AF“, beispielsweise eine Eisen-Mangan-Legierung oder Nickeloxid) bedeckt und dadurch die

Magnetisierungsrichtung der zweiten Schicht verankert („F (pinned)“). Dieses Pinning der magnetischen Schicht geschieht durch die sogenannte Exchange-Bias-Wechselwirkung an der Grenzfläche mit der angrenzenden AF-Schicht. Man kann die anti-ferromagnetische Schicht aber auch zwischen der Pufferschicht und der angrenzenden Permalloyschicht anbringen; dann wird diese Permalloyschicht durch Exchange-Bias verankert und die obere Permalloyschicht wird zur freien Schicht.

Die Magnetowiderstandskurve einer Spinventilheteroschicht besitzt bei kleinen äußeren Magnetfeldern einen sehr steilen Kennlinienanstieg, vgl. Abb. 1.17:



**Abb. 1.17:** Magnetowiderstandskurve  $\Delta R/R$  einer Spinventil-Heteroschicht

Mit Hilfe der AF-Schicht wird die Magnetisierungsrichtung der zweiten magnetischen Schicht nach links verankert (negative Feldrichtung). Wird das äußere Magnetfeld von negativen zu positiven Werten vergrößert, so schaltet die Magnetisierung der freien Schicht bei kleinen Feldwerten plötzlich um in positive Richtung. Die Magnetisierungsrichtung der verankerten Schicht zeigt jedoch weiterhin in negative Richtung. Wegen des GMR-Effektes steigt der Widerstand dann beim Umschalten in diese antiparallele Magnetisierungsausrichtung bei schwachen Magnetfeldern sehr steil an.

### 1.3.2. Sensordesign

Abb. 1.18 zeigt eine mikrofotografische Aufnahme eines GMR-Sensorelementes.

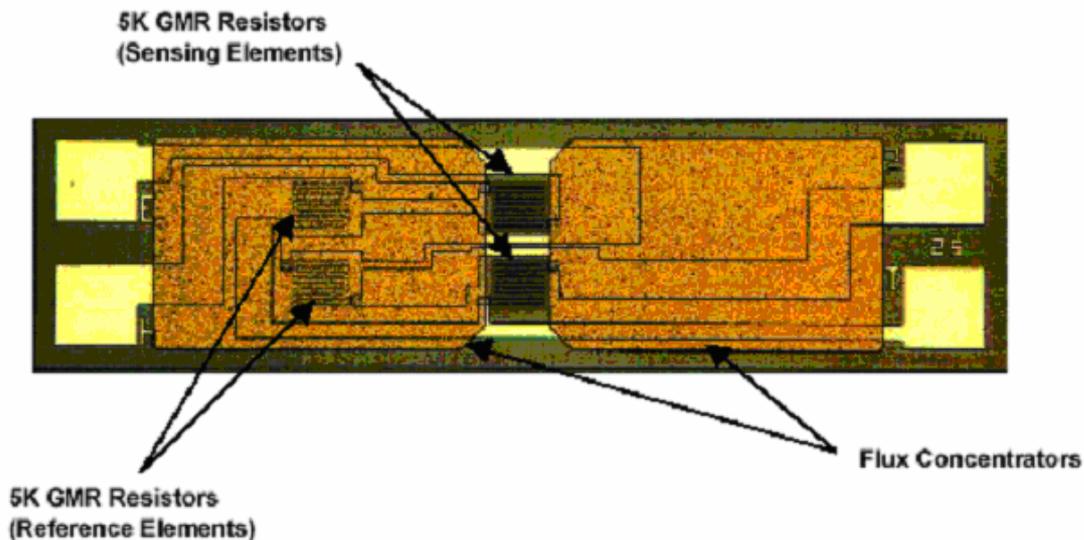


Abb. 1.18: GMR-Sensor

Die Größe des Sensors beträgt  $0,35 \times 1,4 \text{ mm}^2$ . Die Widerstände sind als Wheatstonebrücke geschaltet.

Die integrierten Flusskonzentratoren erfüllen zwei Zwecke. Zum einen tragen sie zwei Widerstände der Wheatstonebrücke. In dieser Konfiguration arbeiten die Flusskonzentratoren als magnetische Abschirmung für diese beiden Widerstände. Deshalb verringern die beiden in der Mitte des Chips montierten GMR-Elemente ihren Widerstand bei Anlegen eines Feldes, während die anderen beide Widerstände unter dem Flusskonzentrator konstant bleiben. Dieses Ungleichgewicht führt zu einem Output der Brücke.

Weiterhin kann durch Variation der Größe und des Abstandes der Flusskonzentratoren (FK) die Empfindlichkeit des Sensors verändert werden. Hierfür gilt folgende Faustregel:

$$\text{Feld am Sensorelement} = 0,6 \cdot \text{angelegtes Feld} \cdot \text{FK-Länge} / \text{Abstand der FKs} \quad (1-38)$$

Für den Sensor in Abb. 1.18 beträgt die Länge des Flusskonzentrators  $0,4 \text{ mm}$  und der Abstand der beiden Flusskonzentratoren  $0,1 \text{ mm}$ . Damit steigern die Flusskonzentratoren die Empfindlichkeit des Sensors um den Faktor  $2,4$ .

Abb. 1.19 zeigt Empfindlichkeitskurven von GMR-Sensoren, die sich nur durch die Abmessungen und Abstände der Flußkonzentratoren unterscheiden:

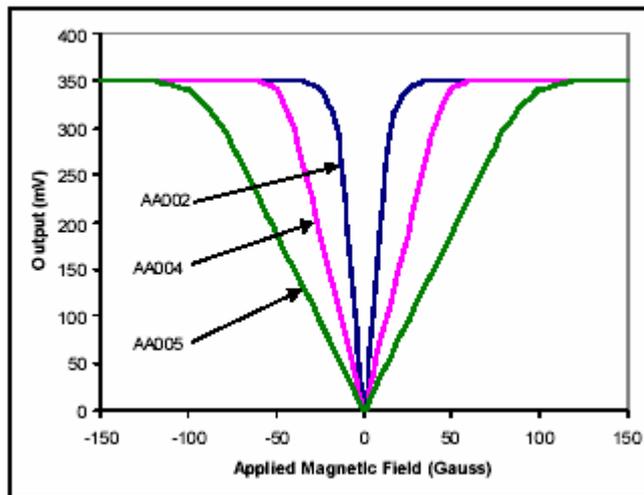


Abb. 1.19: Empfindlichkeitskurven verschiedener GMR-Sensoren

Aus Abb. 1.19 wird ersichtlich, dass eine höhere Empfindlichkeit mit einem kleineren Messbereich erkauft werden muss.

Der maximale Signaloutput (Sättigungswert) beträgt typischerweise 350mV bei einer Versorgungsspannung von 5V. Für AMR-Sensoren liegt dieser Wert bei 100mV, und für Hallsensoren bei lediglich 5mV.

### 1.3.3. Vergleich mit anderen Sensortypen

Die folgende Tabelle vergleicht zwischen AMR-, GMR- und Hallsensoren.

Tabelle 1-2: Vergleich verschiedener Sensortypen

Eigenschaft	GMR	Hall	AMR
Abmessungen	klein	groß	klein
Signal Level	groß	klein	mittel
Empfindlichkeit	hoch	gering	hoch
Temperatur-Stabilität	hoch	gering	mittel
Stromverbrauch	gering	gering	hoch
Kosten	gering	gering	gering

### 1.3.4. Anwendungen

GMR-Sensoren können überall dort eingesetzt werden, wo es um den Nachweis schwacher Magnetfelder geht. Eine Anwendung stellen magnetische Leseköpfe dar. Durch die im Vergleich zu AMR-Sensoren gesteigerte Empfindlichkeit kann die Speicherdichte erhöht werden. Auch in der Automobilindustrie finden GMR-Sensoren, beispielsweise als Drehzahlmesser, Verwendung. Weitere Anwendungen wie z.B. die Verkehrsüberwachung sind ebenso denkbar wie die präzise Positionserfassung pneumatischer Kolben.

## 1.4. SQUID-Sensoren

### 1.4.1. Einleitung

SQUIDs („Superconducting Quantum Interference Devices“) sind die empfindlichsten Magnetfeldsensoren, die es heutzutage gibt. Sie erreichen eine Auflösung in der Größenordnung weniger Femtotesla. Die Funktionsweise eines SQUIDs beruht auf zwei Effekten, die nur bei Supraleitung auftreten: Flussquantisierung und Josephson-Effekt. Supraleitung ist ein einzigartiger thermodynamischer Zustand, der durch den Zusammenschluss der Leitungselektronen zu Paaren mit entgegengesetztem Spin und Impuls gekennzeichnet ist („Cooperpaare“).

Am absoluten Temperaturnullpunkt  $T = 0\text{K}$  sind alle Leitungselektronen des Supraleiters zu Cooperpaaren gebunden. Bei steigender Temperatur brechen immer mehr Cooperpaare auf, was zu einer steigenden Anzahl von einzelnen Elektronen führt.

Bei der kritischen Temperatur („Sprungtemperatur“)  $T_C$  brechen alle Cooperpaare auf und die Supraleitung verschwindet. Einige Werte von  $T_C$  sind in der folgenden Tabelle zusammengefasst. Die letzten drei Beispiele sind Repräsentanten der erst vor kurzem entdeckten Hochtemperatursupraleiter („High  $T_C$ -Superconductors“). Einige Materialien wie Cu, Ag und Au scheinen bei allen Temperaturen nicht-supraleitend zu sein, außer wenn sie in Kontakt mit einem Supraleiter gebracht werden („proximity effect“).

**Tabelle 1-3:** Sprungtemperaturen einiger Supraleiter

Material	Kritische Temperatur $T_C$ [K]
Al	1,18
In	3,4
Hg	4,15
Pb	7,2
Nb	9,25
NbTi	9,5
NbN	17
$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{(7-x)}$	90
$\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_4\text{O}_x$	110
$\text{Tl}_2\text{Ca}_2\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$	120

Die Elektronenpaare können elektrische Ladung durch den Leiter ohne Verlust transportieren („Supraleitung“).

Der supraleitende Zustand ist nicht nur durch perfekte Leitfähigkeit gekennzeichnet, sondern auch durch andere Phänomene, die unterhalb der Sprungtemperatur auftreten. Hierzu gehören beispielsweise die Existenz einer Energielücke oder der Meissner-Ochsenfeld-Effekt: Der magnetische Fluss wird aus dem Supraleiter vollständig verdrängt, er wird zum perfekten Diamagneten.

Die Cooperpaare werden gewöhnlich durch einen Ordnungsparameter beschrieben (Ginzburg-Landau-Theorie). Mathematisch kann dies analog zu einer Vielkörper-Wellenfunktion mit wohldefinierter Amplitude  $|\psi(\vec{r})|$  und Phasenwinkel  $\Theta(\vec{r})$  beschrieben werden:

$$\psi(\vec{r}) = |\psi(\vec{r})| \exp(i\Theta(\vec{r})) \quad (1-39)$$

Obwohl der Ordnungsparameter selbst keine physikalisch beobachtbare Grösse ist, besteht eine Relation zwischen seiner Amplitude und der Cooperpaardichte  $n_s(\vec{r})$ . Der Phasenwinkel ist korreliert mit dem klassischen Impuls  $\vec{p}(\vec{r}) = m\vec{v} + q\vec{A}$  eines Cooperpaares der Masse  $m=2m_e$  und Ladung  $q=2e$  in der Anwesenheit eines Magnetfeldes  $\vec{B} = \nabla \times \vec{A}$ :

$$n_s(\vec{r}) = |\psi(\vec{r})|^2 \quad (1-40)$$

$$\vec{p}(\vec{r}) = 2m_e v + 2e\vec{A} = \hbar \nabla \Theta \quad (1-41)$$

Somit ist offensichtlich, dass ein Verständnis der Supraleitung eine gewisse Einsicht in die Quantenmechanik verlangt. Dieses Kapitel soll sich lediglich mit den elektrischen und magnetischen Eigenschaften der SQUIDs befassen. Bei Supraleitung auftretende Phänomene wie Flussquantisierung und Josephson-Effekt sollen lediglich in Hinblick auf die elektrischen und magnetischen Effekte, die sie bewirken, diskutiert werden, nicht jedoch im physikalischen Detail.

SQUID-Sensoren und -Systeme sind kommerziell erhältlich, aber ihre Vielfalt ist sehr begrenzt verglichen mit der Anzahl der in den letzten 20 Jahren publizierten Veröffentlichungen. Die Gründe für diese Diskrepanz liegen darin, dass der Markt für SQUIDs immer noch schmal ist und dass SQUIDs für viele Anwendungsbereiche die empfindlichsten verfügbaren Geräte darstellen. Um optimale Leistung zu erzielen, sind oft spezielle, dem Experiment angepasste Konfigurationen notwendig. In diesem Kapitel wird nicht nur die Funktionsweise eines kommerziellen SQUIDs beschrieben, sondern auch eine Einsicht in die Herstellung gegeben werden.

## 1.4.2. Josephson-Kontakte

### 1.4.2.1. Josephson-Effekte

Der klassische Josephson-Kontakt besteht aus einer dünnen isolierenden Barriere zwischen zwei Supraleitern. Diese Barriere ist so dünn, dass die beiden den supraleitenden Zustand repräsentierenden Parameter auf beiden Seiten schwach koppeln können:

$$\psi_1(\vec{r}) = |\psi_1(\vec{r})| \exp(i\Theta_1(\vec{r})) \quad (1-42)$$

$$\psi_2(\vec{r}) = |\psi_2(\vec{r})| \exp(i\Theta_2(\vec{r})) \quad (1-43)$$

Die Kopplung zwischen diesen beiden supraleitenden Zuständen über die Barriere wird durch Elektronenpaartunneln realisiert.

Zusätzlich zu diesem Josephson-Tunnelübergang (auch „SIS-Übergang“ genannt: Supraleiter-Isolator-Supraleiter) erlauben auch viele andere Konfigurationen eine schwache Kopplung zwischen zwei Supraleitern und zeigen ein ähnliches Verhalten wie Tunnelkontakte. Dünne normalleitende Schichten („SNS-Übergänge“), dünne supraleitende Brückenstrukturen und Kombinationen davon (z.B. Punktkontakte) sind einige Beispiele solcher „weak links“.

Alle „weak links“ zeigen ein charakteristisches Verhalten der Phasendifferenz der beiden Ordnungsparameter  $\delta = \Theta_1 - \Theta_2$ , der Stromdichte  $j = i / A$  (des Stromes  $i$ , der einen „weak link“ der Fläche  $A$  durchfließt) und dem Spannungsabfall  $v$  am „weak link“. (Anmerkung: Im Folgenden bezeichnen kleine Buchstaben Wechselstromgrößen und große Buchstaben Gleichstromgrößen).

Im Falle eines klassischen Josephson-Tunnelüberganges (der am besten theoretisch verstandene weak link) lauten die sogenannten Josephson-Relationen:

$$j = J_c \sin \delta \quad (1-44)$$

$$v = \frac{\hbar}{2e} \frac{\partial \delta}{\partial t} \quad (1-45)$$

In erster Näherung stimmen diese Relationen auch für alle anderen Übergänge.

In der ersten Josephson-Relation (1-44) bezeichnet  $J_c$  die kritische Stromdichte des Überganges: wenn bei einem Josephsonübergang der Strom von  $I=0$  aus erhöht wird, findet kein Spannungsabfall statt bis der kritische Wert der Stromdichte erreicht ist („zero voltage state“). Wenn erst einmal der kritische Strom überschritten ist, findet ein von der Zeitentwicklung der Phasendifferenz  $\delta$  abhängiger Spannungsabfall statt (zweite Josephsonrelation (1-45)). Der Wert von  $J_c$  hängt ab von Material, Geometrie und Temperatur. Je dicker die Barriere ist, desto schwächer ist die Kopplung und desto kleiner ist  $J_c$ .

Die Integration der zweiten Josephsonrelation liefert:

$$\delta = \delta_0 + \frac{2e}{\hbar} vt \quad (1-46)$$

Durch Einsetzen in (1-44) erhält man:

$$j = J_c \sin(\omega_j t + \delta_0) \quad (1-47)$$

Findet ein Spannungsabfall an einem weak link statt, fließt folglich ein Wechselstrom mit der spannungsabhängigen Frequenz (Josephson-Frequenz)  $f_j = \omega_j / 2\pi = (2e/h)v$  ( $(2e/h) = 484 \cdot 10^{12} \text{ Hz/V}$  ist das sogenannte Josephson-Frequenz-Spannungs-Verhältnis). Ein Verhältnis zwischen Spannung  $v$  und Strom  $i$  des Übergangs erhält man durch Kombinieren der Gleichungen (1-44) und (1-45):

$$v = (\hbar / 2e \sec \delta / I_c) di / dt = L(\delta) di / dt \quad (1-48)$$

Folglich besitzt ein Josephson-Kontakt eine effektive Induktivität  $L$ , die von der Phasendifferenz  $\delta$  abhängt.

### 1.4.2.2. RSJ-Modell

In einem realen Josephson-Kontakt treten zusätzlich zum supraleitenden Strom  $i_s = I_C \sin \delta$  noch folgende Ströme auf: Ein Normalstrom  $i_n$ , der durch tunnelnde Quasipartikel (einzelne Elektronen, denen ein Partner zur Bildung eines Cooperpaares fehlt) entsteht, und bei zeitlicher Änderung der anliegenden Spannung ein Verschiebungsstrom  $i_d$  („displacement current“) auf Grund der unvermeidbaren Kapazität des Tunnelüberganges.

Diese Ströme werden im weit verbreiteten RSJ-Modell berücksichtigt („resistively shunted junction model), das in Abb. 1.20 schematisch dargestellt ist. Dieses Modell beschreibt die meisten Effekte, die in auf dem Josephson-Effekt basierenden Geräten auftreten, mit genügender Genauigkeit.

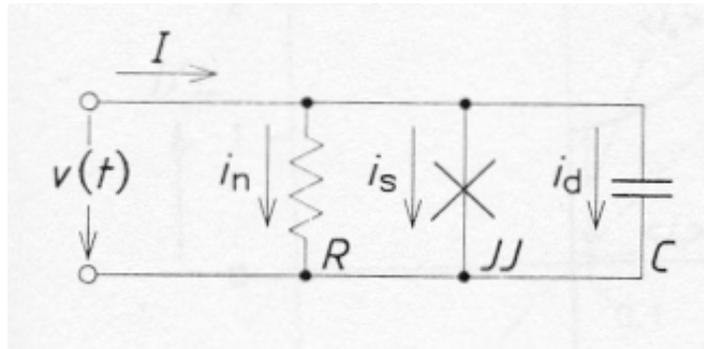


Abb. 1.20: Schema des RSJ-Modells

Das RSJ-Modell führt ein ideales Josephson-Element ein, das parallel zu einem ohmschen Widerstand  $R$  und einem Kondensator  $C$  geschaltet wird. Also wird ein Biasstrom  $I$  nach Abb. 1.20 folgendermaßen aufgeteilt:

$$I = v / R + I_C \sin \delta + C dv / dt \quad (1-49)$$

Um das essentielle Verhalten eines Josephson-Kontakts (und folglich eines SQUIDs), zu verstehen, kann die Kapazität vernachlässigt werden.

Durch Anwendung der zweiten Josephson-Relation (1-45) erhält man:

$$I / I_C = \hbar / (2eRI_C) \partial \delta / \partial t + \sin \delta \quad (1-50)$$

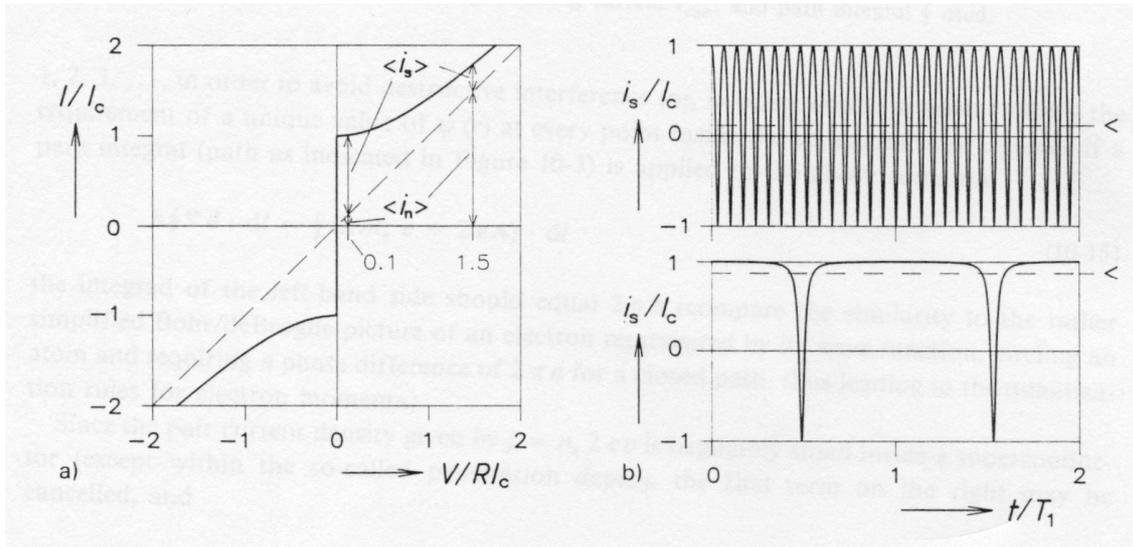
(1-50) kann direkt integriert werden. Für die mittlere Spannung  $V = \langle v \rangle = \hbar / 2e \langle \partial \delta / \partial t \rangle$  (Grossbuchstaben für Gleichstrom- oder Mittelwerte) erhält man dann:

$$\begin{aligned} V = 0 & \quad , I < I_C \\ V = RI_C \sqrt{(I / I_C)^2 - 1} & \quad , I > I_C \end{aligned} \quad (1-51)$$

Abb. 1.21a zeigt die I-V-Charakteristik eines solchen Modells mit  $C=0$ . Obwohl diese Charakteristik als V-I-Kurve dargestellt werden sollte (der Biasstrom ist die unabhängige Variable, die Spannung die abhängige Variable), hat sich diese Darstellungsart in der Fachliteratur eingebürgert.

Abb. 1.21b illustriert die Zeitentwicklung des supraleitenden Stromes  $i_s$  für zwei mittlere Spannungswerte ( $V/RI_C = 0,1$  und  $0,5$ ). Wenn ein konstanter Biasstrom  $I$  angelegt wird, addieren sich zu  $I$  der Mittelwert des Normalstromes durch den Abschlusswiderstand  $\langle i_n \rangle$  und der Mittelwert des supraleitenden Stromes durch den idealen Übergang  $\langle i_s \rangle$ .

Beachtenswert ist die nicht-sinusförmige Zeitentwicklung von  $i_s$  für geringe Spannungen, was zu einem großen Beitrag zum Mittelwert von  $i_s$  führt. Bei höheren Spannungen nähert sich  $\langle i_s \rangle$  Null. Die starke Frequenzänderung ist offensichtlich in Abb. 1.21b.



**Abb. 1.21:** a) I-V- Diagramm für vereinfachtes RSJ-Modell ( $C=0$ )  
b) Zeitentwicklung des Suprastromes  $i_s$  für verschiedene Spannungen am Tunnelübergang ( $V/RI_c=1,5$  bzw.  $V/RI_c=0,1$ )

### 1.4.3. Flussquantisierung

Wie bereits in der Einleitung erwähnt, ist der Impuls  $\vec{p} = m\vec{v} + q\vec{A}$  eines Elektronenpaares der Masse  $m=2m_e$  und der Ladung  $q=2e$  in Anwesenheit eines Magnetfeldes korreliert mit der Phase  $\Theta(\vec{r})$  einer Wellenfunktion  $\psi(\vec{r})$ , die den supraleitenden Zustand beschreibt:

$$\vec{p} = \hbar\nabla\Theta = 2m_e\vec{v} + 2e\vec{A} \quad (1-52)$$

Aus dem Wellencharakter des supraleitenden Zustandes folgt die Quantisierung des magnetischen Flusses durch eine normalleitende Region, die von einem Supraleiter umschlossen ist (vgl. Abb. 1.22). Entlang eines geschlossenen Weges im Supraleiter muss die Phase der Wellenfunktion ein ganzzahliges Vielfaches von  $2\pi$  sein, nur so erhält die Phase an jedem Punkt des Weges einen eindeutigen Wert (analog zur Erklärung der Bohr'schen Quantisierungsbedingung durch deBroglie):

$$\hbar\oint\nabla\Theta d\vec{l} = \oint(2m_e\vec{v} + 2e\vec{A})d\vec{l} = nh \quad ,n = 0,1,2,\dots \quad (1-53)$$

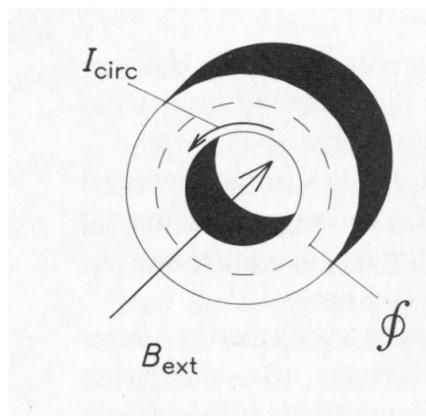
Da der Suprastrom, gegeben durch  $\vec{j} = n_s 2e\vec{v}$  im Supraleiter vernachlässigbar klein ist (bis auf die sog. Eindringtiefe), kann der erste Term auf der rechten Seite vernachlässigt werden und man erhält

$$\hbar 2n\pi = 2e \oint \vec{A} d\vec{l} \quad (1-54)$$

Durch Anwendung des Stokes'schen Satzes und der Definitionen der magnetischen Induktion  $\vec{B} = \nabla \times \vec{A}$  und des magnetischen Flusses  $\Phi = \iint \vec{B} d\vec{S}$  durch die Oberfläche  $\vec{S}$  wird die Flussquantisierung eingeführt:

$$\begin{aligned} nh/2e &= \oint \vec{A} d\vec{l} = \iint (\nabla \times \vec{A}) d\vec{S} = \iint \vec{B} d\vec{S} \\ \Phi &= nh/2e = n\Phi_0 \end{aligned} \quad (1-55)$$

Die Größe  $\Phi_0 = h/2e = 2,07 \cdot 10^{-15}$  Wb wird als Flussquant bezeichnet. Es kann experimentell durch das Anlegen einer magnetischen Induktion  $\vec{B}_{ext}$  parallel zur Achse eines supraleitenden Ringes verifiziert werden.



**Abb. 1.22:** Supraleitender Ring mit äußerer magnetischer Induktion  $B_{ext}$ , zirkulierendem Abschirmstrom  $I_{circ}$  und verwendetem Wegintegral  $\oint$

Die Anzahl der Flussquanten im Inneren des Ringes hängt von der Stärke der während des Phasenüberganges normalleitend  $\rightarrow$  supraleitend angelegten magnetischen Induktion  $\vec{B}_{ext}$  ab. Nach Unterschreiten der Sprungtemperatur induziert eine Änderung von  $\vec{B}_{ext}$  keinen Sprung im magnetischen Fluss. Stattdessen hält ein immer größer werdender Abschirmstrom  $I_{Circ}$  den gesamten Fluss im Inneren des Ringes  $\Phi_i$  so lange konstant bis eine kritische Stromdichte  $J_C$  erreicht wird. Beim Überschreiten von  $J_C$  geht der Supraleiter wieder in den normalleitenden Zustand über.

Der angelegte externe Fluss  $\Phi_{ext} = \iint \vec{B}_{ext} d\vec{S}$  wird kompensiert in Einheiten von  $\Phi_0$  durch einen entsprechenden selbstinduzierten Fluss

$$\Phi_s = LI_{Circ} \quad (1-56)$$

( $I_{\text{Circ}}$ : Abschirmstrom; L: Eigeninduktivität des Ringes)

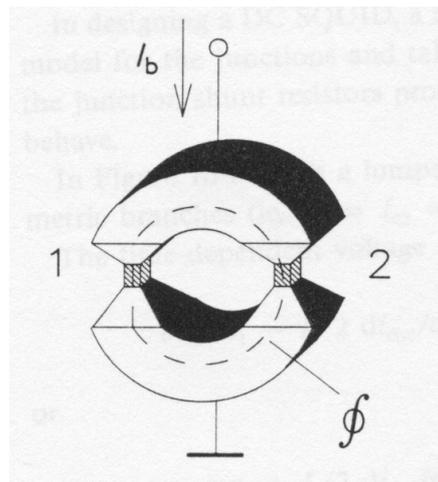
$$\text{so dass } \Phi = \Phi_{\text{ext}} + \Phi_S = n\Phi_0$$

Anmerkung: Einfrieren des magnetischen Flusses („Flux trapping“) ist ein unerfreuliches Phänomen, das häufig bei SQUID-Anwendungen auftritt und den Signalnachweis erschwert. Sein Auftreten hängt von den verwendeten Materialien, der Geometrie und elektromagnetischen Interferenzen ab. Erwärmen über die Sprungtemperatur  $T_C$  und erneutes Abkühlen („Thermal cycling“) in magnetisch abgeschirmten Räumen hilft das Problem zu beseitigen.

## 1.4.4. DC-SQUID

### 1.4.4.1. Flussrelationen

Ein DC-SQUID besteht hauptsächlich aus einem supraleitenden Ring, der zwei Tunnelkontakte enthält (s. Abb. 1.23).



**Abb.1.23:** Basiskonfiguration eines DC-SQUIDs: Supraleitender Ring mit zwei schwachen Kopplungsstellen

Bei der Herleitung der Flussquantisierung im letzten Kapitel wurde das Wegintegral  $\hbar\oint \nabla\Theta d\vec{l}$  so gewählt, dass es an keiner Stelle in die Grenzfläche eindringt. Folglich konnten die Terme die die Stromdichte  $\vec{j}$  enthielten vernachlässigt werden. Wenn ein supraleitender Ring einen Tunnelübergang enthält, ist es nicht möglich, einen Weg mit vernachlässigbarer Stromdichte zu finden, und man erhält den folgenden Ausdruck:

$$\hbar\oint \nabla\Theta d\vec{l} = 2e\oint (\vec{A} + \Lambda\vec{j})d\vec{l} \quad \text{mit } \Lambda = 2m_e / (n_s 4e^2) \quad (1-57)$$

Das Integral auf der rechten Seite wird Fluxon genannt. Der allgemeinere Ausdruck für die Flussquantisierung lautet:

$$n\Phi_0 = \Phi_i + \Lambda\oint \vec{j}d\vec{l} \quad (1-58)$$

Die Phasendifferenz über einen geschlossenen Weg muss wieder gleich  $2\pi n$  sein, sie wird durch den Anteil des magnetischen Flusses im Ring und der verbleibenden Phasendifferenz über den Tunnelübergang erzeugt:

$$2\pi n = 2\pi\Phi_i / \Phi_0 + 2\pi\Lambda / \Phi_0 \int_{-a}^a \vec{j} d\vec{l} \quad (1-59)$$

wobei  $2a$  die Länge der Region mit nicht-vernachlässigbarer Stromdichte ist und

$$2\pi n = 2\pi\Phi_i / \Phi_0 - \delta; \quad \delta = \Theta_1 - \Theta_2 \quad (1-60)$$

Analog gilt bei einem supraleitenden Ring mit zwei Tunnelübergängen:

$$2\pi n = 2\pi\Phi_i / \Phi_0 - \delta_1 + \delta_2 \quad (1-61)$$

Für DC-SQUID-Anwendungen wird der in Abb. 1.23 gezeigten Konfiguration ein Biasstrom  $I_b$  zugeführt, der folgendermaßen auf beide Äste aufgeteilt wird:

$$I_b = i_1 + i_2 = I_{c1} \sin \delta_1 + I_{c2} \sin \delta_2 \quad (1-62)$$

Mit Hilfe von (1-61) erhält man

$$I_b = I_{c1} \sin \delta_1 + I_{c2} \sin(\delta_1 - 2\pi\Phi_i / \Phi_0) \quad (1-63)$$

$\Phi_i$  ist wieder die Summe aus angelegtem und selbstinduziertem Fluss:

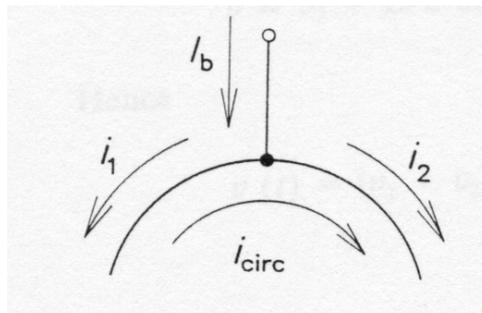
$$\Phi_i = \Phi_{ext} + \Phi_s = \Phi_{ext} + Li_{circ} = \Phi_{ext} + L(i_2 - i_1) / 2 \quad (1-64)$$

Die Ströme in den einzelnen Ästen  $i_1$  und  $i_2$  können betrachtet werden als Superposition von  
 (i) den Strömen im symmetrischen Fall (kein angelegter Fluss, also  $i_{1,0} = i_{2,0} = I_b/2$ )  
 (ii) dem durch den Fluss verursachten Kreisstrom  $i_{circ}$

Die Relationen zwischen  $I_b$ ,  $i_1$ ,  $i_2$  und  $i_{circ}$  werden aus Abb. 1.24 ersichtlich:

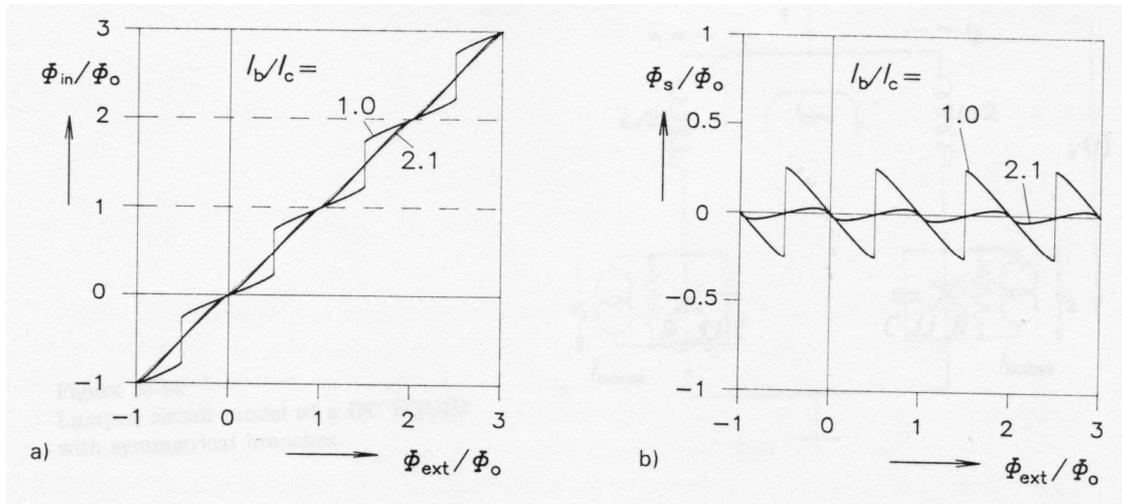
$$\Phi_s = L(i_2 - i_1) / 2 \quad (1-65a)$$

$$\Phi_{in} = \Phi_{ext} + L/2 / (I_{c2} \sin \delta_2 - I_{c1} \sin \delta_1) \quad (1-65b)$$



**Abb. 1.24:** Zusammenhang der Ströme am Einspeisungspunkt eines DC-SQUIDS

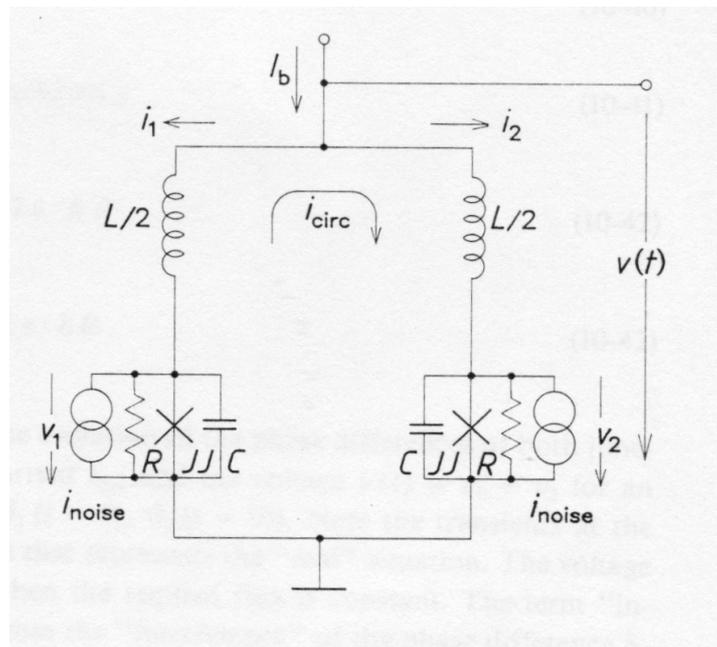
Die Relationen zwischen  $\Phi_{in}$  und  $\Phi_{ext}$  müssen numerisch berechnet werden. Abb. 1.25 zeigt das Ergebnis für verschiedene Parameter.



**Abb. 1.25:** a) Relation zwischen internen Fluss  $\Phi_{in}$  und angelegten Fluss  $\Phi_{ext}$   
 b) Relation zwischen selbstinduzierten Fluss  $\Phi_s$  und  $\Phi_{ext}$

#### 1.4.4.2. Charakteristische Eigenschaften eines DC-SQUIDs

Zur Abschätzung der praktischen Eigenschaften eines SQUIDs ist das RSJ-Modell hilfreich. In Abb. 1.26 ist solch ein vereinfachter Schaltkreis dargestellt. Der Einfachheit wegen werden hier nur symmetrische Zweige diskutiert.



**Abb. 1.26:** RSJ-Modell beim DC-SQUID

Der zeitabhängige Spannungsabfall über das gesamte SQUID  $v(t)$  ist gegeben durch

$$v = v_1 - L / 2 di_{circ} / dt \quad (1-66)$$

bzw. 
$$v = v_2 + L / 2 di_{circ} / dt \quad (1-67)$$

Also gilt:

$$v(t) = (v_1 + v_2) / 2 \quad (1-68)$$

Der konstante Biasstrom  $I_b$  wird in zwei Zweige  $i_1$  und  $i_2$  aufgeteilt:

$$I_b = i_1 + i_2 \quad (1-69)$$

Am Tunnelübergang teilt sich der Strom in drei Teile:

$$i_1 = I_c \sin \delta_1 + (v_1 + v_{N1}) / R + Cdv_1 / dt \quad (1-70)$$

$$i_2 = I_c \sin \delta_2 + (v_2 + v_{N2}) / R + Cdv_2 / dt \quad (1-71)$$

Um die prinzipiellen Verhältnisse zu zeigen, werden in einer anderen Vereinfachung das Rauschen ( $v_{N1,2} = 0$ ) und die Rolle der Kapazität ( $C=0$ ) vernachlässigt.  $i_1$  und  $i_2$  werden durch den Biasstrom  $I_b$  und den durch den angelegten Fluss verursachten Strom  $i_{circ}$  ersetzt.

$$i_1 = I_b / 2 - i_{circ} \quad (1-73)$$

$$i_2 = I_b / 2 + i_{circ} \quad (1-74)$$

und  $v_{1,2}$  durch die zweite Josephson-Relation (1-45):

$$v_{1,2} = \hbar / 2e \partial \delta_{1,2} / \partial t \quad (1-74)$$

Zusammen mit den Relationen für  $i_{circ}$  und  $\Phi_{ext}$  kann ein System gekoppelter Gleichungen konstruiert werden, das numerisch lösbar ist:

$$v = \left( \frac{\partial \delta_1}{\partial t} + \frac{\partial \delta_2}{\partial t} \right) \hbar / 4\pi \quad (1-75)$$

$$i_{circ} = (\delta_1 - \delta_2 - 2\pi \Phi_{ext} / \Phi_0) \Phi_0 / (2\pi L) \quad (1-76)$$

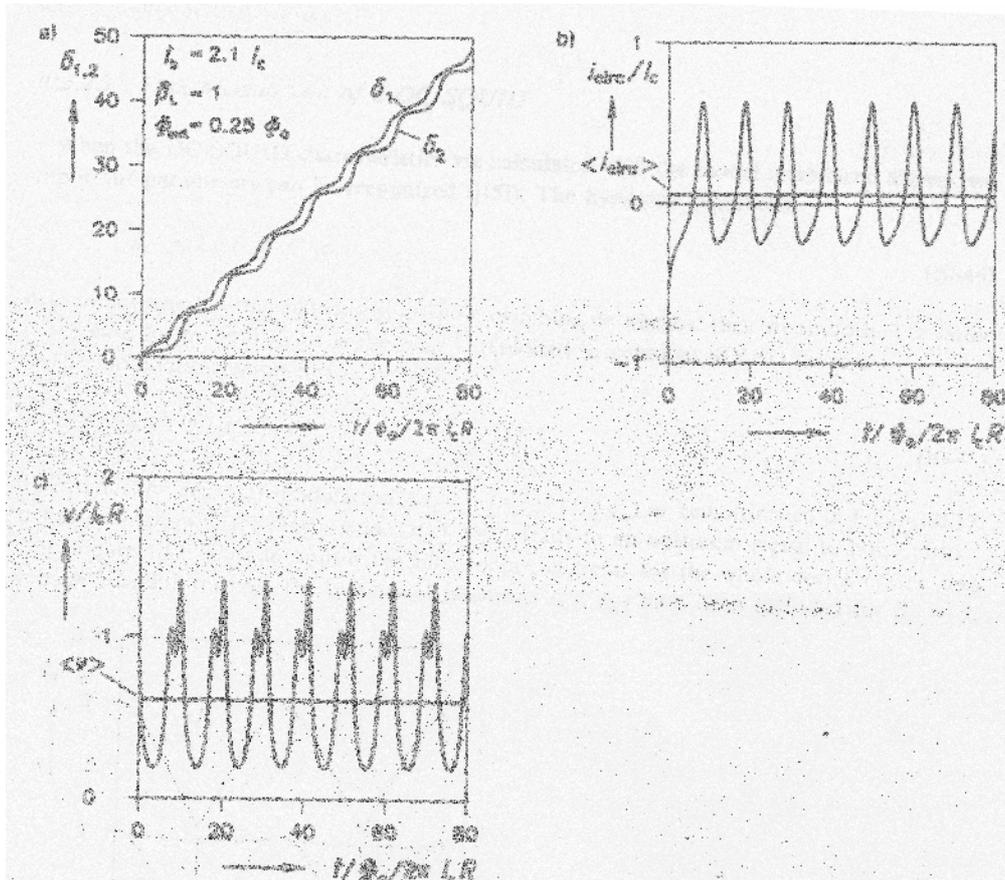
$$\frac{\partial \delta_1}{\partial t} = (I_b / 2 - i_{circ} - I_c \sin \delta_1) 2e / \hbar R \quad (1-77)$$

$$\frac{\partial \delta_2}{\partial t} = (I_b / 2 + i_{circ} - I_c \sin \delta_2) 2e / \hbar R \quad (1-78)$$

Abb. 1.27 zeigt die Zeitentwicklung der Phasendifferenz beider Übergänge, den resultierenden Biasstrom und die Spannung  $v(t) = v_1 + v_2$ . Bemerkenswert ist, dass Spannung und fließender

Strom  $i_{\text{circ}}$  sogar dann noch oszillieren, wenn der angelegte Fluss konstant ist. Der Ausdruck „interference“ im Akronym SQUID resultiert von der „Interferenz“ der Phasendifferenzen  $\delta_1$  und  $\delta_2$ , die sich im Ausdruck  $i_{\text{circ}} \propto (\delta_1 - \delta_2)$  zeigt.

Die Oszillationen von  $v(t)$  verlaufen sehr schnell, daher sehen die zum Auslesen verwendeten Verstärker nur eine mittlere Spannung  $\langle v(t) \rangle$ . Abb. 1.28 zeigt die I-v-Charakteristik eines DC-SQUIDs.



**Abb. 1.27:** Zeitentwicklung a) der Phasendifferenzen  $\delta_1$  und  $\delta_2$  an beiden Übergängen  
 b) des Stromes  $i_{\text{circ}}$   
 c) der Spannung  $v$

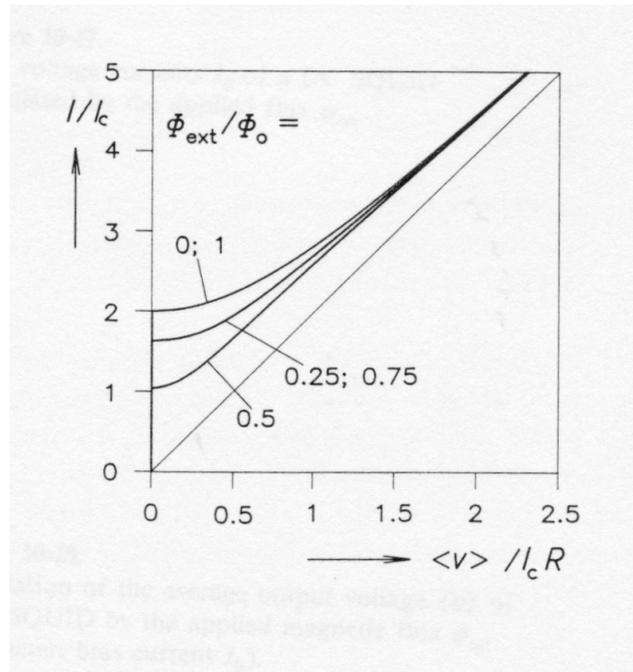


Abb. 1.28: I-v-Charakteristik eines DC-SQUIDs

### 1.4.4.3. Flussmodulation beim DC-SQUID

Wenn die Charakteristika eines DC-SQUIDs mit dem oben eingeführten Modell berechnet werden, können zwei wichtige Parameter eingeführt werden:

Der Hysterese-Parameter

$$\beta_c = 2\pi I_c R^2 C / \Phi_0 \quad (1-79)$$

bestimmt, ob die Charakteristik springt oder glatt verläuft. Letzteres ist der Fall für  $\beta_c < 1$ . Dieser Bereich wird in SQUIDs ausgenutzt.

Der Modulationsparameter

$$\beta_L = 2LI_c / \Phi_0 \quad (1-80)$$

bestimmt die Tiefe der Modulation  $\Delta I_0 = (I_{0,\max} - I_{0,\min})$ , wie in Abb. 1.30 dargestellt. Für  $\beta_L \approx 1$  ergibt sich ein optimales Signal-zu-Rausch Verhältnis.

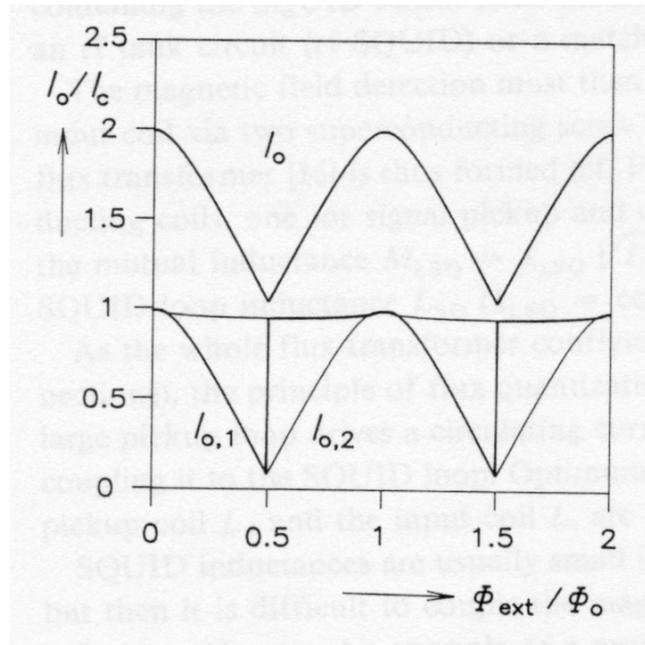


Abb. 1.29: Modulation des spannungslosen Stromes  $I_0$  durch den angelegten Fluss

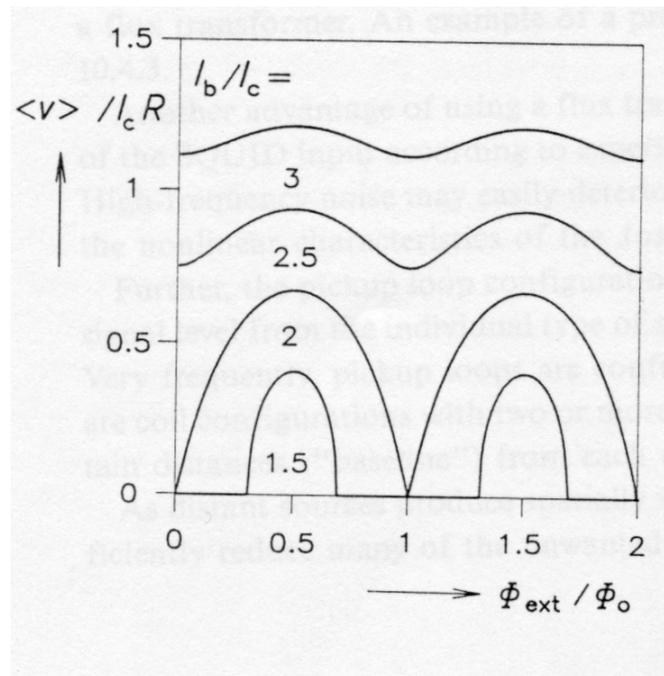


Abb. 1.30: Modulation der gemittelten Outputspannung  $\langle v \rangle$  durch den angelegten Fluss

In Abb. 1.29 sind zusätzlich zum „zero voltage current“ für das ganze Bauteil  $I_0$  die „zero voltage currents“ durch die einzelnen Übergänge  $I_{0,1}$ ,  $I_{0,2}$  für  $\beta_L=1$  dargestellt. Bei jedem Wert von  $\Phi = (2n - 1)\Phi_0 / 2$  wechselt  $I_{\text{circ}}$  das Vorzeichen.

Eine andere Art der Darstellung der Modulation der I-V-Charakteristik ist in Abb. 1.30 dargestellt: die Abhängigkeit der mittleren Spannung  $\langle v \rangle$  vom angelegten magnetischen Fluss  $\Phi_{\text{ext}}$  für verschiedene Biasströme  $I_b$ . Diese Charakteristik spiegelt die wichtigste Relation wieder, da sie die Spannung als Messgröße des am DC-SQUID angelegten Flusses zeigt. Auch hier wird die Flussperiodizität in Einheiten von  $\Phi_0$  erkennbar.

## 1.4.5. rf-SQUID

### 1.4.5.1. Aufbau eines rf-SQUIDs

Im Gegensatz zum DC-SQUID besteht das rf-SQUID aus einem supraleitenden Ring, der nur einen Josephson-Kontakt enthält. Durch induktive Ankopplung steht ein sogenannter Tank-Schwingkreis in Verbindung zur SQUID-Schleife (Abb. 1.31).

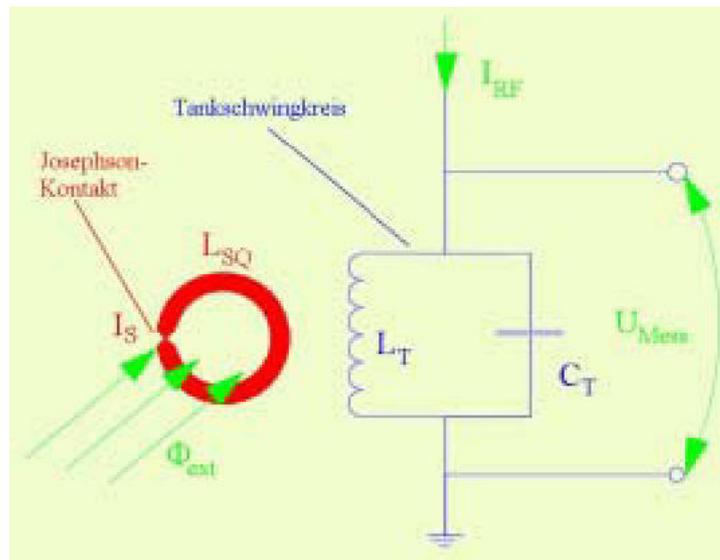


Abb. 1.31: rf-SQUID mit Tank-Schwingkreis

Durch eine externe Leitung können sowohl Gleich- als auch Wechselfelder über den Tank-Schwingkreis in die SQUID-Schleife eingekoppelt werden. Die Schwingkreis-Amplitude  $U_{\text{Mess}}$  ist dabei eine wichtige Größe, die die externe Elektronik zur Bestimmung des Messsignals ausnutzt.

Die Flussquantisierung fordert eine ganzzahlige Anzahl von Flussquanten im supraleitenden Ring. Ein aus dem externen Magnetfeld stammender Fehlbetrag zu diesem Fluss wird instantan durch einen Suprastrom  $I_S$  im Ring und damit durch den Josephson-Kontakt ausgeglichen.

Wird der Tank-Schwingkreis über einen Wechselstrom mit der Amplitude  $I_{\text{rf}}$  und seiner Resonanzfrequenz angeregt, so ergibt sich im SQUID über die Koppelinduktivität  $M_G$  des Schwingkreises ein magnetischer Wechselfluss  $\Phi_{\text{rf}}$ :

$$\Phi_{\text{rf}} = M_G \cdot Q \cdot I_{\text{rf}} \cdot \sin(\omega_0 \cdot t) \quad (1.81)$$

Die Güte des Gesamtsystems ist dabei:

$$Q = \frac{R_T}{\omega_0 \cdot L_T} \quad (1.82)$$

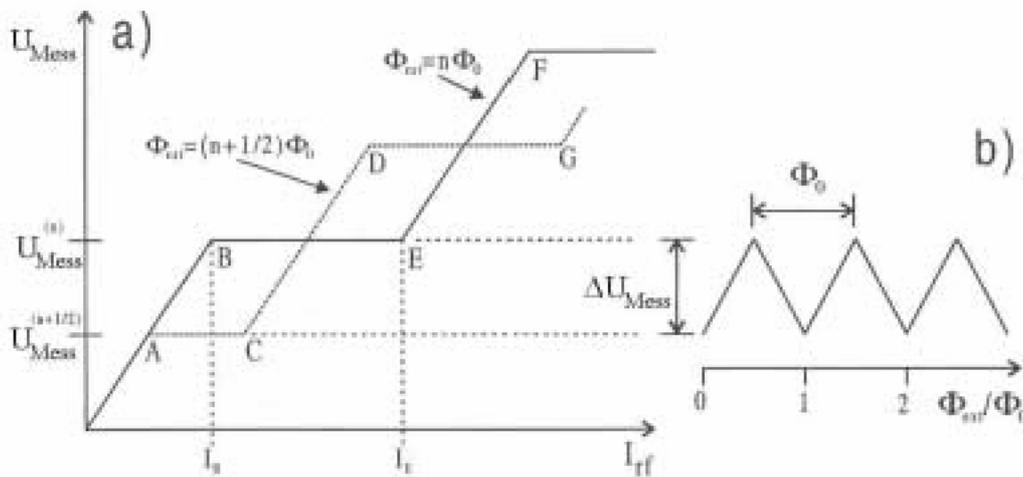
Die Koppelinduktivität kann errechnet werden:

$$M_G = k \cdot \sqrt{L_{SQ} \cdot L_T} \quad (1.83)$$

Dabei ist  $k$  eine Koppelkonstante,  $L_{SQ}$  bzw.  $L_T$  sind die Induktivitäten des SQUIDs bzw. des Tankschwingkreises,  $R_T$  ist der elektrische Widerstand des Tankschwingkreises und  $\omega_0$  dessen Resonanzfrequenz.

### 1.4.5.2. Charakteristische Eigenschaften eines rf-SQUIDs

Wird die Amplitude der Schwingkreisspannung aufgenommen und durch Demodulation vom Erregersignal  $I_{rf}$  getrennt, so erhält man das Messsignal  $\Delta U_{Mess}$ . Im Folgenden werden Spannung-Strom-Kennlinie und Spannung-Fluss-Kennlinie eines rf-SQUIDs dargestellt.



**Abb. 1.32:** (a) Abhängigkeit der über den Tankschwingkreis abfallenden Spannung  $U_{Mess}$  vom Pumpstrom  $I_{rf}$  für die Quantenzustände  $\Phi_{ext} = n \Phi_0$  und  $\Phi_{ext} = (n + 1/2) \Phi_0$   
 (b) Fluss zu Spannungs-Transferfunktion eines rf-SQUIDs

Zunächst wird der Fall  $\Phi_{ext} = n \Phi_0$  betrachtet. Durch das externe Feld bedingt befinden sich  $n$  Flussquanten im supraleitenden Ring. Wird zusätzlich über den Tankkreis ein Wechselfeld eingekoppelt, so muss der SQUID nur dieses Wechselfeld kompensieren. Die Spannungsamplitude  $U_{Mess}$  steigt linear mit dem Suprastrom  $I_S$  an, solange  $I_S$  den kritischen Strom  $I_C$  nicht erreicht. Idealerweise wird der SQUID bei der Herstellung so dimensioniert, dass er ungefähr ein Flussquant  $\Phi_0$  im Ring kompensieren kann, bevor der kritische Strom  $I_C$  erreicht ist. Wird der kritische Strom und damit der maximale Fluss  $\Phi_C$  erreicht, was in Abb. 1.32a im Punkt B der Fall ist, erreicht auch die Spannungsamplitude im Tankkreis ein Limit:

$$U_C = \frac{\omega_0 \cdot L_T}{M} \cdot \Phi_C \quad (1.84)$$

An dieser Stelle findet im SQUID ein Flussquantensprung vom Zustand  $n$  in den Zustand  $(n+1)$  bzw.  $(n-1)$  statt. Dieser Prozess ist mit Dissipation verknüpft, weil der Ring im Josephson-Kontakt kurzzeitig normalleitend wird. Dabei wird dem Tankschwingkreis erheblich Energie entzogen. Die Energieänderung  $\Delta E$  beträgt in etwa  $\Delta E = I_C \times \Phi_0$  und ist in einem richtig dimensionierten Aufbau vergleichbar der im Tankschwingkreis gespeicherten Energie.

Durch den Energieentzug fällt die Amplitude im Tankschwingkreis sofort drastisch ab. Die Energie wird dann vom externen Oszillator über mehrere Perioden wieder zugeführt, bis erneut  $U_C$  erreicht ist. Die gemittelte Amplitude  $U_{\text{Mess}}$  wird somit durch den scharf einsetzenden Dissipationsprozess begrenzt. Ein weiterer Anstieg von  $I_{\text{rf}}$  wird somit keinen weiteren Anstieg von  $U_{\text{Mess}}$  Folge haben, was das Plateau (B-E) in Abb. 1.32a erklärt.

Wird der Pumpstrom so stark, dass mit jeder Hochfrequenzperiode ein Flussquantensprung induziert wird, wird auch  $U_{\text{Mess}}$  weiter ansteigen, bis schließlich zwei Flussquanten je Periode zur Dissipation beitragen. Somit bildet sich am Punkt F analog ein weiteres Plateau aus. Damit ist der Fall für  $\Phi_{\text{ext}} = n \Phi_0$  beschrieben.

Das andere Extrem ist der Fall  $\Phi_{\text{ext}} = (n + \frac{1}{2}) \Phi_0$ . In diesem Fall ist ein maximaler Abschirmstrom zur Einhaltung der Flussquantisierung erforderlich. Da jetzt bereits ein Abschirmstrom  $I_S$  für die Flussdifferenz  $\Delta\Phi = \Phi_{\text{ext}} - \Phi_{\text{int}} = \Phi_0 / 2$  auftreten muss, wird im Josephson-Kontakt der kritische Strom  $I_C$  bereits bei niedrigerem Pumpstrom erreicht. Das Plateau bildet sich jetzt bereits im Punkt A in Abb. 1.32a bei  $\Phi_{\text{ext}} = (n + \frac{1}{2}) \Phi_0$  aus. Für die maximale mögliche Spannung am Tankschwingkreis gilt jetzt:

$$\hat{U}_{\text{Mess}} = \frac{\omega_0 \cdot L_T}{M} \cdot \left( \Phi_C - \frac{1}{2} \cdot \Phi_0 \right) \quad (1.85)$$

Der weitere Kurvenverlauf ist analog zum Fall  $\Phi_{\text{ext}} = n \Phi_0$ .

Damit sind die beiden Extremfälle des Abschirmstroms beschrieben. Alle anderen Werte des externen Flusses bedingen Abschirmströme, die zwischen diesen Extrema liegen. Die am Tankschwingkreis abgreifbare mittlere Spannungsamplitude muss daher Werte zwischen  $U_{\text{Mess}}^{(n)}$  und  $U_{\text{Mess}}^{(n+1/2)}$  annehmen.

Die Fluss-zu-Spannungs-Transferfunktion ist in Abb. 1.32b dargestellt. Die genaue Form ist abhängig von den elektrotechnischen Details des Sensors. In jedem Fall jedoch ist sie exakt periodisch in  $\Phi_0$ .

Im Folgenden sollen die zu messenden externen Magnetfelder als quasistatisch betrachtet werden. Dies ist zulässig, wenn diese deutlich langsamer variieren als die Betriebsfrequenz des rf-SQUIDS. Da gängige rf-SQUIDS mit Frequenzen von einigen 100MHz bis 1GHz betrieben werden, ist das in der Praxis fast immer der Fall.

Im Messeinsatz hält man den Pumpstrom  $I_{\text{rf}}$  konstant auf einem optimierten Wert. Für einen variablen externen Fluss ergibt sich eine maximale Spannungsamplitude  $\Delta U_{\text{Mess}}$ :

$$\Delta U_{\text{Mess}} = \hat{U}_{\text{Mess}}^{(n)} - \hat{U}_{\text{Mess}}^{(n+1/2)} = \frac{\omega_0 \cdot L_T \cdot \Phi_0}{2 \cdot M_G} \quad (1.86)$$

Da die Extrema von  $U_{\text{Mess}}$  bei den Flüssen  $\Phi_{\text{ext}} = n \Phi_0$  und  $\Phi_{\text{ext}} = (n + \frac{1}{2}) \Phi_0$  liegen, tritt die maximale Spannungsamplitude  $\Delta U_{\text{Mess}}$  innerhalb einer Flussänderung von  $\frac{1}{2} \Phi_0$  auf. Setzt man beide Größen ins Verhältnis, so ergibt sich ein Transferkoeffizient

$$\frac{\partial \hat{U}_{Mess}}{\partial \Phi_{ext}} = \frac{\Delta U_{Mess}}{\frac{\Phi_0}{2}} = \frac{\omega_0 \cdot L_T}{M_G} = \frac{\omega_0}{k} \cdot \sqrt{\frac{L_T}{L_{SQ}}} \quad (1.87)$$

Dieser Transferkoeffizient ist die Steigung der Transferfunktion und charakterisiert damit den SQUID als Fluss-zu-Spannungswandler.

## 2. Experimenteller Teil

### 2.1. Benötigte Geräte:

- Experimentierbox
- Auswechselbare Magnetfeldsensoren (GMR/AMR)
- Funktionsgenerator
- Labornetzteil
- Widerstandsdekade
- Kalibrationsspule ( $n = 4500 \text{ m}^{-1}$ )
- Digitalmultimeter
- Oszilloskop
- Spectrum Analyzer
- Gaußmeter mit Hallsonde
- SQUID

### 2.2. Kurzbeschreibung der Geräte:

#### 2.2.1. Experimentierbox mit auswechselbaren Magnetfeldsensoren:

Die Experimentierbox enthält folgende Komponenten:

- Sub-D Anschluss für die Sensoren
- Vorverstärker (Faktoren: 1, 10, 100, 500)
- Nachverstärker (Faktoren: 1, 10, 100, 1000)
- Zwei Offset-Potentiometer (grob/fein)
- Zuschaltbares Tiefpassfilter ( $f_g = 50\text{Hz}$ )
- Zuschaltbares Notchfilter 50Hz
- Zwei 12V-Akkus zur Spannungsversorgung. Ein interner Spannungswandler reduziert die Versorgungsspannung auf  $\pm 8\text{V DC}$ .

Zum Signalabgriff stehen drei Ausgänge mit BNC-Anschluss zur Verfügung:

- Nach dem Nachverstärker (Out 1)
- Nach Nachverstärker + Tiefpassfilter (Out 2)
- Nach Nachverstärker + Tiefpassfilter + Notchfilter (Out 3)

Ferner befindet sich auf der Sensorplatine noch ein Ausgang mit Bananensteckern zum Messen des Brückenwiderstandes.



**Abb. 2.1:** Experimentierbox mit auswechselbaren Magnetfeldsensoren

### 2.2.2. SQUID

Hinweise zur praktischen Handhabung können aus dem Manual beziehungsweise aus den Hinweisen zur Versuchsdurchführung ersehen werden.

### 2.2.3. Funktionsgenerator, Widerstandsdekade und Kalibrationsspule:

Ein Funktionsgenerator erzeugt eine Wechselspannung mit einstellbarer Signalform, Amplitude und Frequenz. Im Folgenden wird mit einer sinusförmigen Wechselspannung gearbeitet (Grundeinstellung des Funktionsgenerators nach dem Einschalten). Durch Vorschalten einer Widerstandsdekade erhält man einen Strom (messbar mit dem Digitalmultimeter), der der Kalibrationsspule zugeführt wird. Im Spuleninnern herrscht dann ein Magnetfeld bekannter Stärke.

### 2.2.4. Oszilloskop:

Das Sensorsignal wird mit Hilfe des Oszilloskops abgelesen. Dessen Handhabung sollte Ihnen noch aus dem Grundpraktikum vertraut sein.

### 2.2.5. Spectrum Analyzer:

Der Spectrum Analyzer führt mit dem Eingangssignal eine Fouriertransformation durch. Somit kann das Frequenzspektrum bis zu einer Frequenz von 102,4kHz untersucht werden. Periodische Wechselstrom-Signale machen sich direkt als Peak im Frequenzspektrum bemerkbar, somit ist das Signal-zu-Rausch-Verhältnis besser als bei anderen Messmethoden.

Hinweise zur Handhabung werden bei dem entsprechenden Teilversuch gegeben, weitere Details können dem Manual entnommen werden.



**Abb. 2.2:** Spectrum Analyzer

### 3. Aufgaben und Fragen

#### 3.1. Magneto-resistive Sensoren

##### 3.1.1. Aufgabe 1: Kalibration des Spulenfeldes

Ermitteln Sie den Zusammenhang zwischen Stromstärke und Magnetfeld

- 1) Verbinden Sie den unteren Ausgang des Frequenzgenerators („Output“) mit dem Eingang der Widerstandsdekade. Verwenden Sie hierzu ein BNC-Kabel.
- 2) Stellen Sie den Drehschalter der Widerstandsdekade auf 100 Ohm.
- 3) Nehmen Sie ein Kabel mit Bananenstecker.
- 4) Stecken Sie ein Ende in die gelbe Buchse der Widerstandsdekade.
- 5) Das andere Ende stecken Sie in die COM-Buchse des Digitalmultimeters.
- 6) Die blaue Buchse der Widerstandsdekade wird mit der blauen Buchse der Kalibrierspule verbunden. Hierfür verwenden Sie ein weiteres Kabel mit Bananenstecker.
- 7) Die schwarze Buchse der Kalibrierspule wird mit dem mA-Eingang des Digitalmultimeters verbunden.

Sie haben jetzt also folgende Schaltung realisiert:



- 8) Schließen Sie das Gaußmeter an das 230V-Netz an und schalten Sie es ein.

- 9) Schließen Sie die runde Hallsonde an der Geräterückseite an und führen Sie diese in die Kalibrierspule ein. Die Spitze der Hallsonde sollte in der Mitte der Spule zu liegen kommen, an dieser Stelle wird in den Folgeversuchen der Magnetfeldsensor positioniert. Achten Sie darauf, dass die Hallsonde parallel zur Spulenachse liegt.
- 10) Drücken Sie die Taste „AC/DC“. Das Gaußmeter wird jetzt im AC-Betrieb arbeiten und den Effektivwert des angelegten Magnetfeldes anzeigen.
- 11) Schalten Sie das Digitalmultimeter ein und wählen Sie den Bereich „AC 200mA“.
- 12) Schalten Sie den Frequenzgenerator ein.
- 13) Drücken Sie die Taste „Freq“.
- 14) Mit Hilfe des Drehknopfes und der Pfeiltasten „>“ bzw. „<“ wählen Sie die Frequenz 30Hz .
- 15) Betätigen Sie die Taste „Ampl“. Das Display zeigt jetzt die Amplitude der ausgegebenen Spannung an.
- 16) Mit Hilfe des Drehknopfes und der Pfeiltasten variieren Sie die Spannung zwischen 400mVpp und 10Vpp. Achten Sie darauf, dass der Strom durch die Spule nicht größer als 60mA wird.
- 17) Notieren Sie die zur Stromstärke korrespondierende Feldstärke.
- 18) Nehmen Sie 20 Messwerte auf.
- 19) Stellen Sie das Ergebnis graphisch dar und führen Sie eine lineare Regression durch. Vergleichen Sie mit dem theoretisch ermittelten Wert!

Fragen:

- a) Welchen Zweck erfüllt die Widerstandsdekade?
- b) Wieso ist der Spulenstrom auf maximal 60mA beschränkt?

**3.1.1.1. Zusatzaufgabe**

Stellen Sie am Frequenzgenerator die Spannung 10Vpp ein und wählen Sie an der Widerstandsdekade den Wert  $R=100\Omega$ . Welchen Strom sollten Sie nach dem Ohmschen Gesetz messen? Wie groß ist der tatsächlich gemessene Strom? Wie ist diese Diskrepanz zu erklären?

**Hinweis: In den folgenden Aufgaben sollen charakteristische Eigenschaften der Magnetfeldsensoren NVE AA002-02 und Philips KMZ 51 gemessen werden. Details zu den Sensoren können Sie den Datenblättern im Anhang entnehmen.**

### 3.1.2. Aufgabe 2: Bestimmung des magneto-resistiven Verhältnisses $\Delta R/R_0$

- 1) Schließen Sie die runde Hallsonde an das Gaussmeter an.
- 2) Schalten Sie das Gaussmeter an.
- 3) Wählen Sie den DC-Modus durch Drücken der Taste „AC/DC“.
- 4) Wählen Sie als Einheit „Tesla“ durch Betätigen der Taste „G/T“.
- 5) Schieben Sie die Hallsonde in die feldfreie Mumetalbox.
- 6) Drücken Sie die Taste „zero probe“ zwei Mal. Hierdurch wird der Hallsensor kalibriert.
- 7) Messen Sie mit der Hallsonde die Erdfeldkomponente  $B_0$  entlang der Spulenachse.
- 8) Verbinden Sie die Bananenausgänge auf der Sensorplatine mit einem Digitalmultimeter.
- 9) Wählen Sie die Einstellung „Ohm“.
- 10) Schieben Sie den Magnetfeldsensor in die Spule.
- 11) Messen Sie den Brückenwiderstand  $R_0$ .
- 12) Legen Sie an die Spule ein Gleichmagnetfeld bekannter Stärke an und messen Sie den Brückenwiderstand. Nehmen Sie 20 Messwerte auf, die Feldstärke sollte  $200\mu\text{T}$  nicht überschreiten.
- 13) Tragen Sie  $\Delta R/R_0 = (R-R_0)/R_0$  gegen  $B$  auf.
- 14) Vergleichen Sie die beiden Sensoren.

### 3.1.3. Aufgabe 3: Empfindlichkeitstest

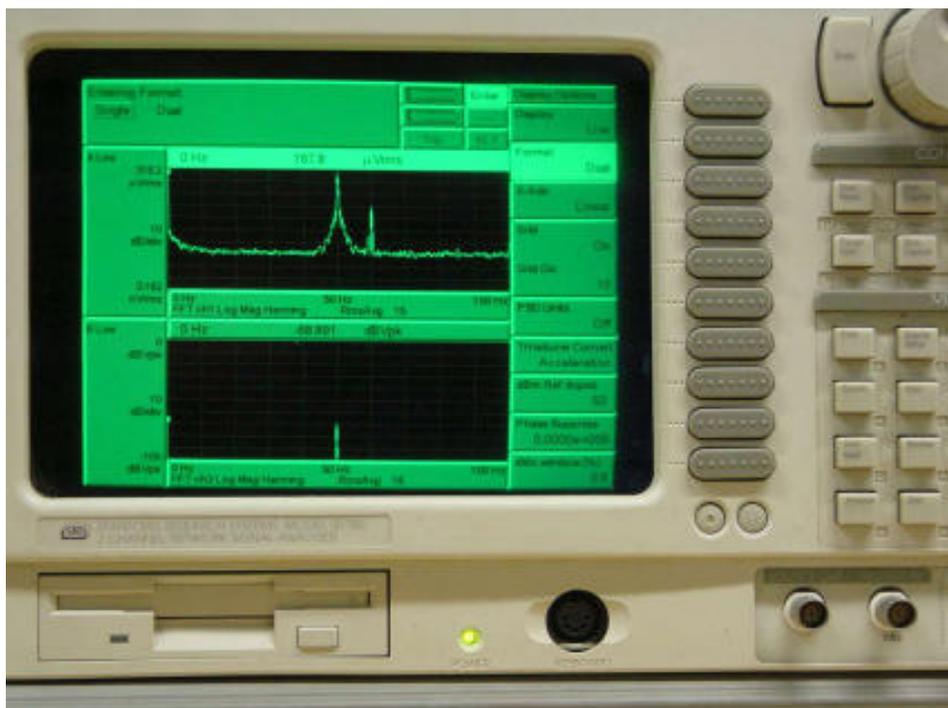
- 1) Verbinden Sie die Sensorplatine mit der Experimentierbox.
- 2) Schalten Sie die Spannungsversorgung der Experimentierbox ein.
- 3) Am Vorverstärker wählen Sie den Faktor 100, am Nachverstärker den Faktor 10.
- 4) Verbinden Sie den Ausgang „Out1“ mit dem Oszilloskop.
- 5) Schieben Sie den Magnetfeldsensor in die Spule.
- 6) Mit Hilfe der Offset-Potis kompensieren Sie das Erdmagnetfeld, d.h. der durch das Erdmagnetfeld hervorgerufene Output soll 0V betragen.

- 7) Legen Sie an die Spule ein Magnetfeld der Frequenz  $f=30\text{Hz}$  an (wie unter Aufg.1 (12)-(16) beschrieben).
- 8) Nehmen Sie 20 Messwerte auf unter Variation der Feldstärke bis maximal  $200\mu\text{T}$ .
- 9) Tragen Sie den Output (gemessen in  $\text{mV/V}$ ) gegen die Feldstärke (gemessen in T) auf. Die Steigung gibt die Empfindlichkeit an.
- 10) Vergleichen Sie die beiden Sensoren.

### 3.1.4. Aufgabe 4: Auflösung

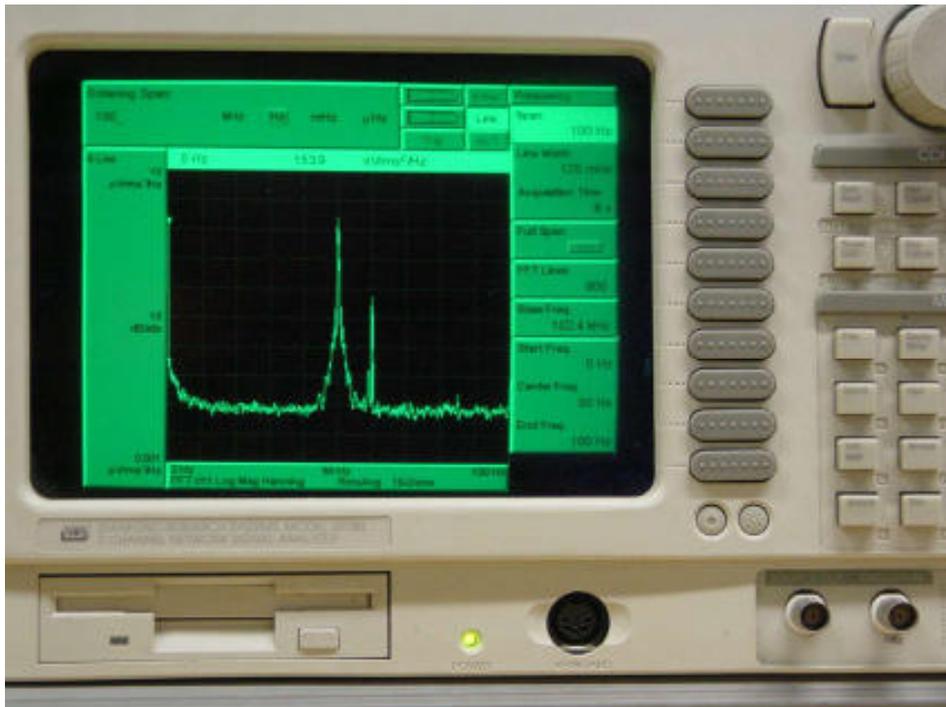
In diesem Aufgabenteil soll festgestellt werden, welche Feldstärke noch detektiert werden kann.

- 1) Verbinden Sie die Sensorplatine mit der Experimentierbox.
- 2) Schalten Sie die Spannungsversorgung der Experimentierbox ein.
- 3) Am Vorverstärker wählen Sie den Faktor 100, am Nachverstärker den Faktor 1.
- 4) Verbinden Sie den Ausgang „Out1“ mit dem Eingang „Channel 1 A“ des Spectrum Analyzers.
- 5) Schalten Sie den Spectrum Analyzer ein.
- 6) Drücken Sie den Knopf „Display Options“.
- 7) Wählen Sie als „Format“ „single“.

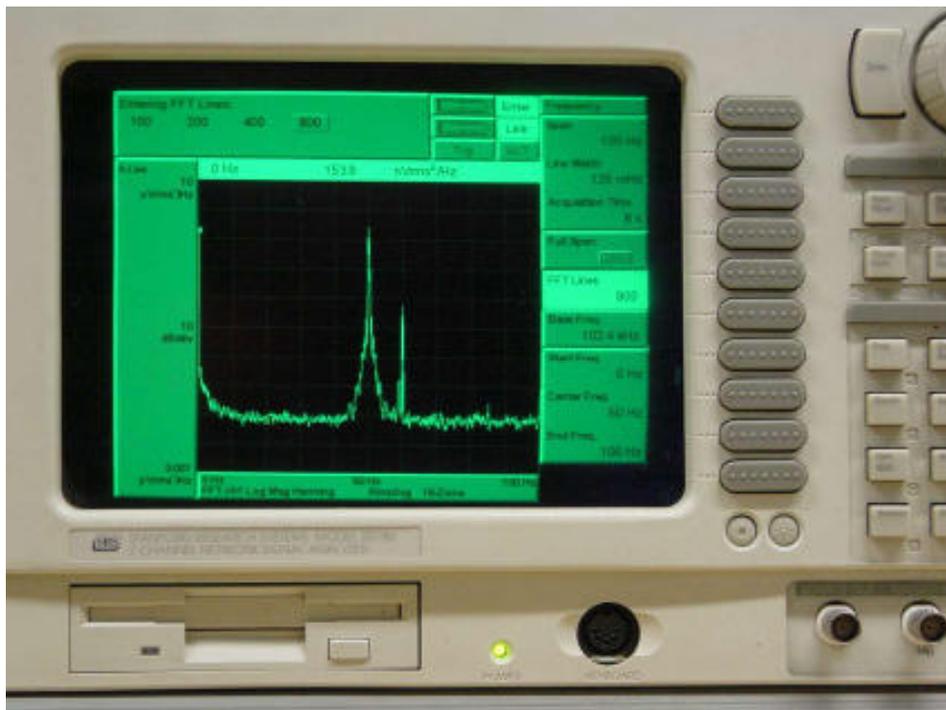




- 14) Drücken Sie den Knopf „Autoscale A“.
- 15) Drücken Sie den Knopf „Freq“.
- 16) Wählen Sie den Menüpunkt „Span“.
- 17) Geben Sie über die Nummerntasten „100“ ein.
- 18) Mit dem Drehknopf wählen Sie die Einheit „Hz“.



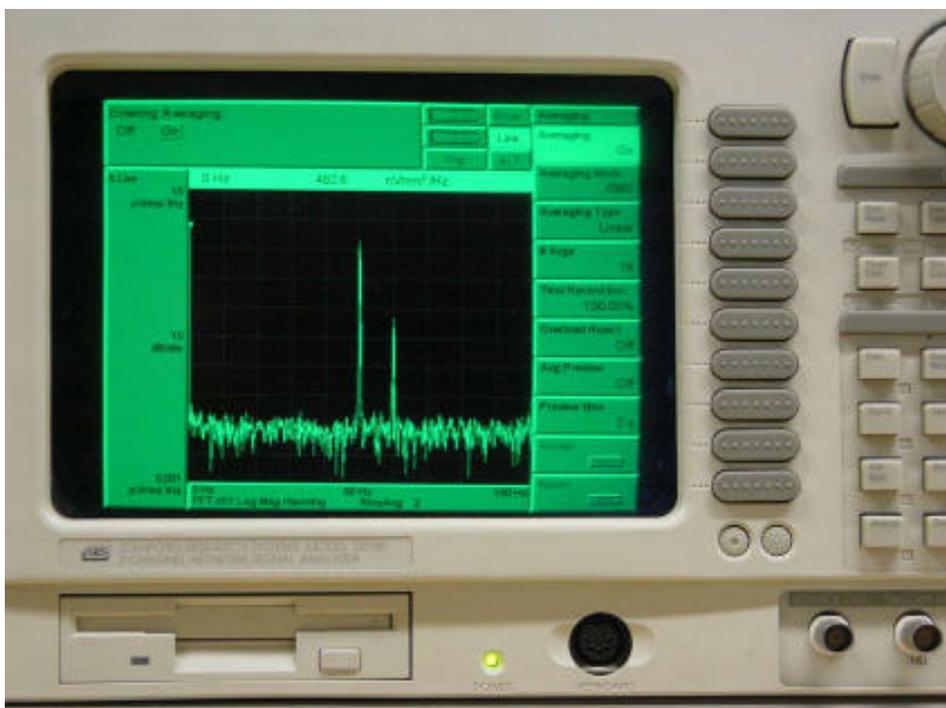
- 19) Bestätigen Sie mit „Enter“.
- 20) Wählen Sie unter „FFT Lines“ die Einstellung „800“.



21) Bestätigen Sie mit „Enter“.

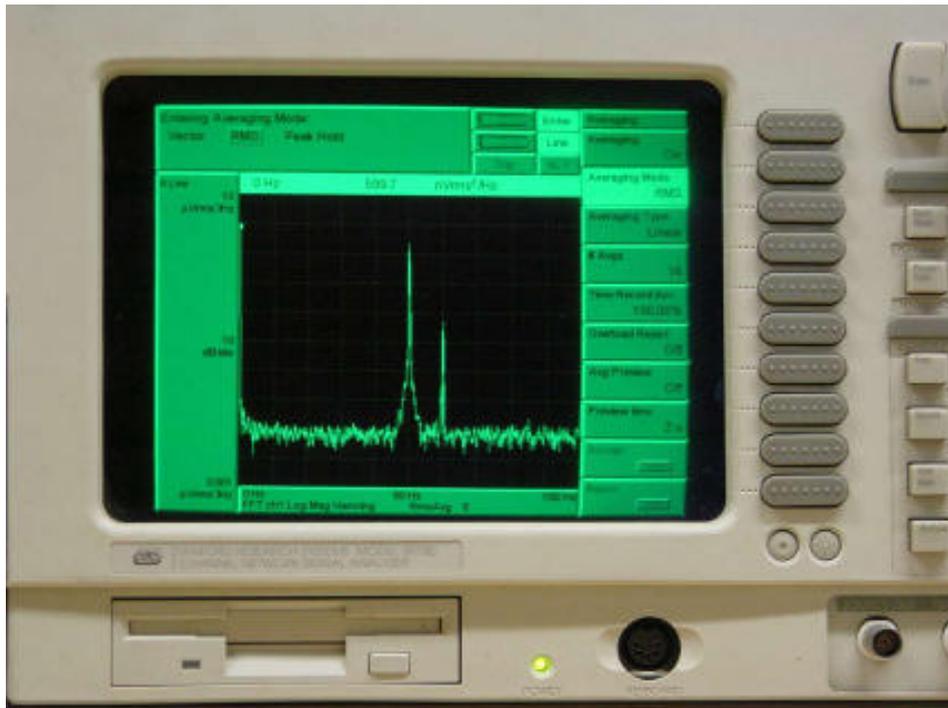
22) Drücken Sie den Knopf „Average“.

23) Wählen Sie unter „averaging“ die Position „on“.

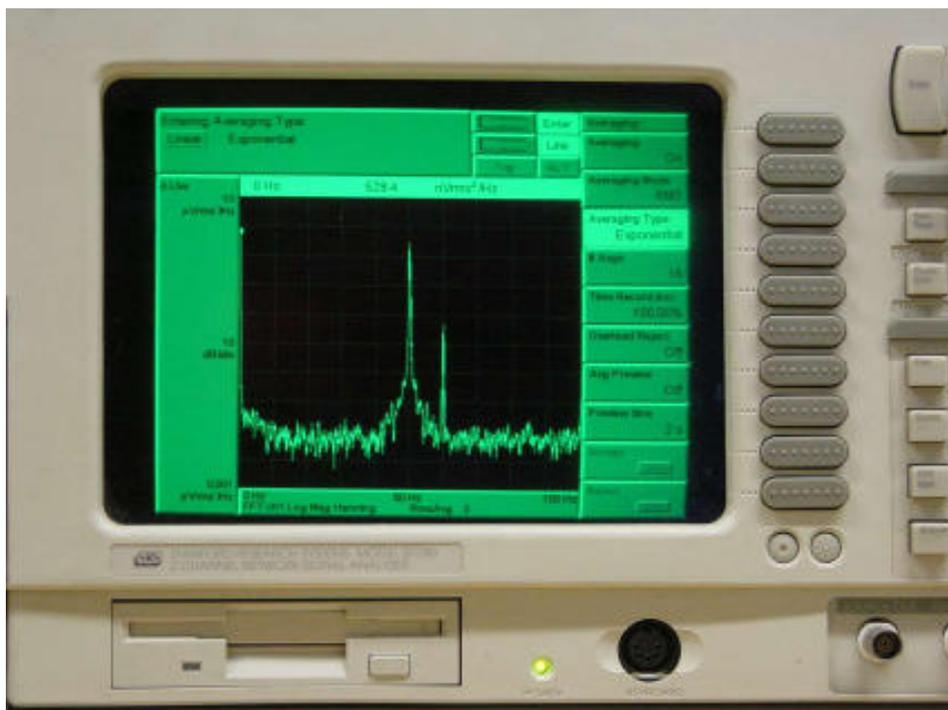


24) Bestätigen Sie mit „Enter“.

25) Als „averaging mode“ wählen Sie „RMS“.

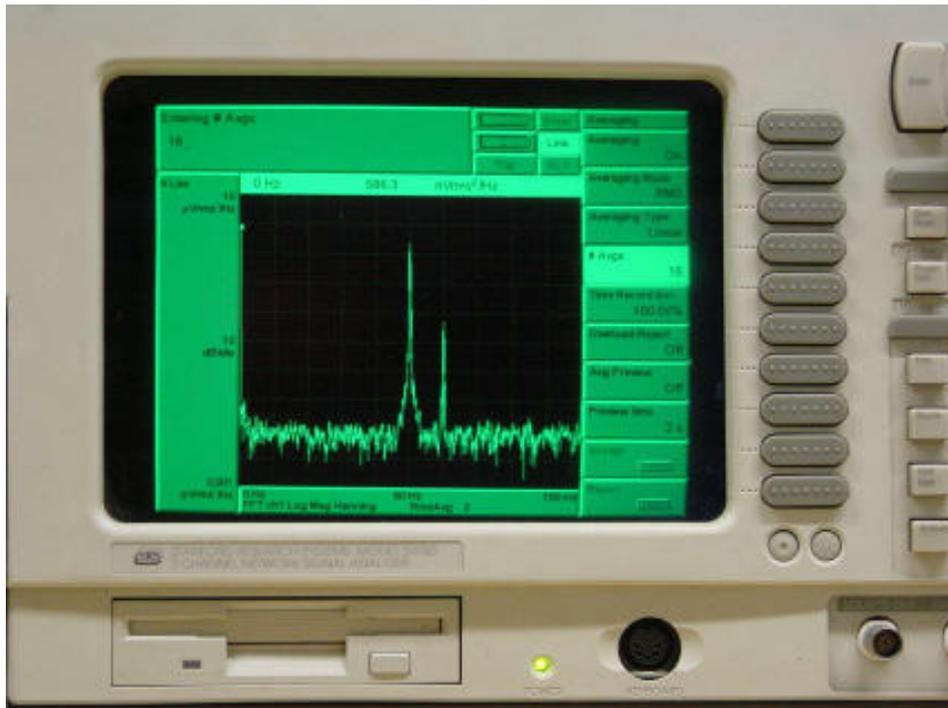


26) Als „averaging type“ wählen Sie „linear“.



27) Bestätigen Sie mit „Enter“.

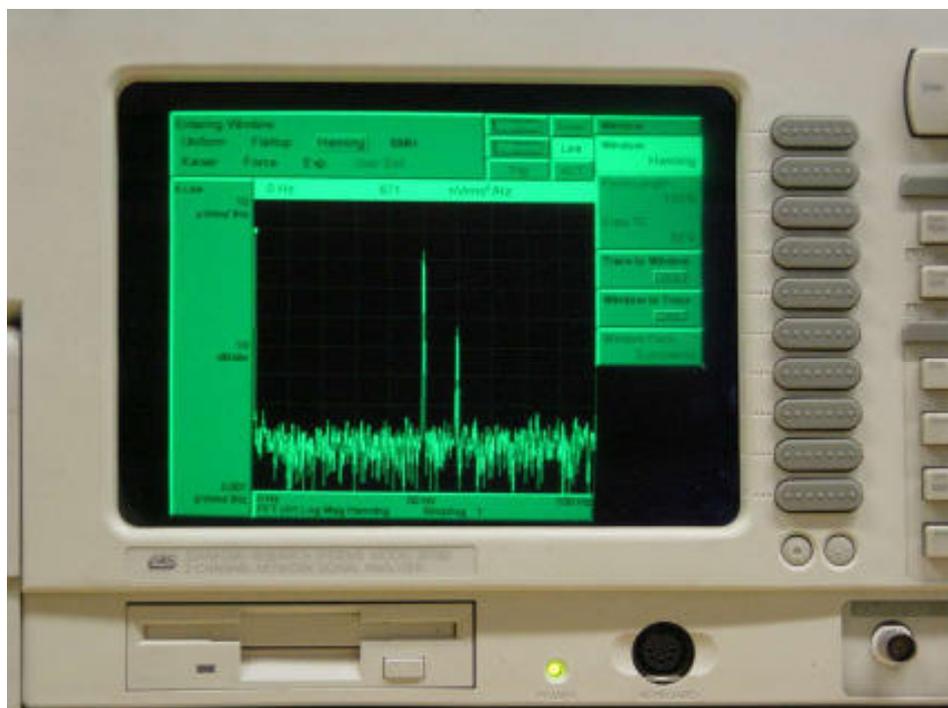
28) Unter „# Avgs“ geben Sie über die Nummerntasten „16“ ein.



29) Bestätigen Sie mit „Enter“.

30) Drücken Sie die Taste „Window“.

31) Wählen Sie die Position „Hanning“.



32) Bestätigen Sie mit „Enter“.

33) Schieben Sie den Sensor in die Spule.

- 34) Realisieren Sie Magnetfelder mit Feldstärken von 1-30nT und einer Frequenz von  $f=30\text{Hz}$ .
- 35) Hierzu wählen Sie einen geeigneten Widerstandswert an der Dekade. Zur Feinabstimmung variieren Sie die vom Funktionsgenerator ausgegebene Spannung. Die effektive Stromstärke erhalten Sie aus dem ohmschen Gesetz. Hieraus berechnen Sie die Stärke des angelegten Magnetfeldes.
- 36) Speichern Sie die Spektren im ASCII-Format ab.
- 37) Erstellen Sie mit Origin Graphen und geben Sie jeweils die angelegte Feldstärke an.
- 38) Führen Sie einen Vergleich der beiden Sensoren durch.

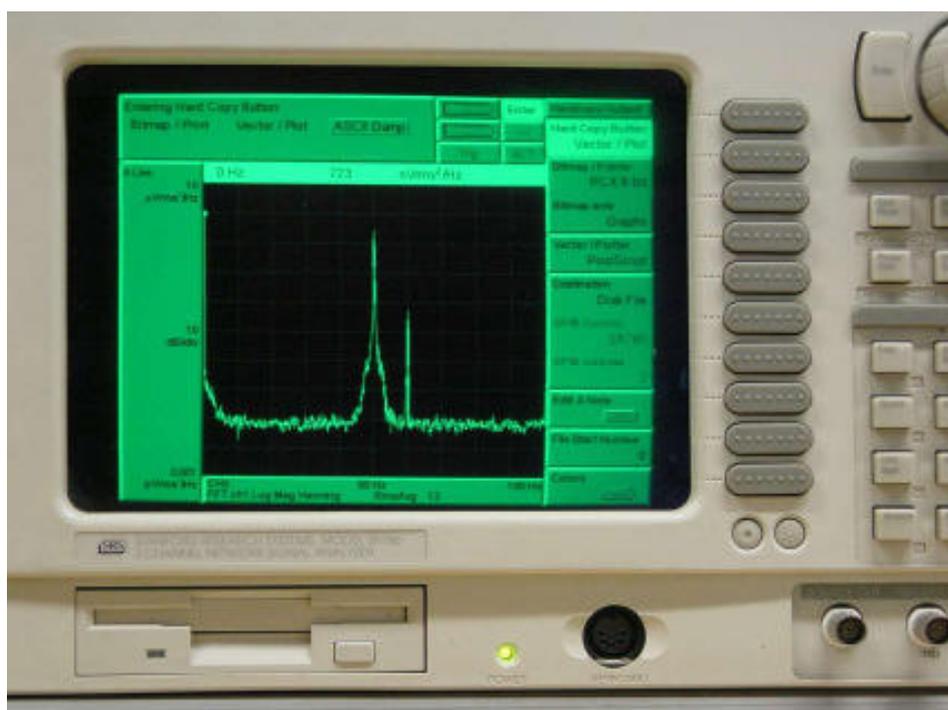
#### 3.1.4.1. Zusatzaufgabe:

Nehmen Sie ein Rauschspektrum im Bereich 0-1000Hz auf. Bilden Sie den Mittelwert über 16 Einzelmessungen.

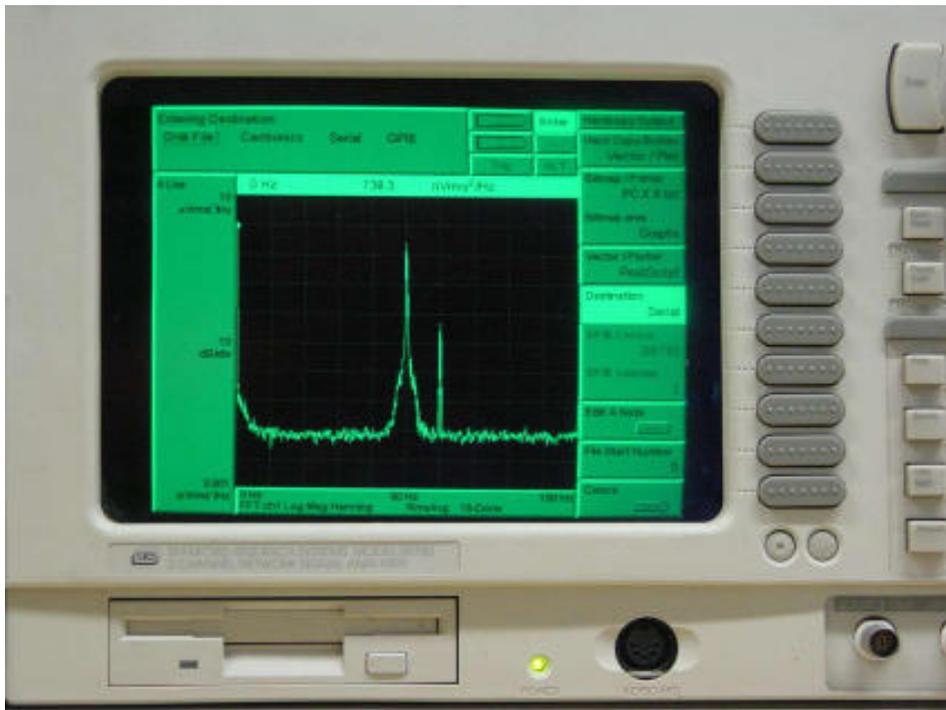
Da beide Sensoren an die selbe Experimentierbox angeschlossen werden, ist ein Unterschied im Rauschverhalten auf die Sensoren selbst zurückzuführen.

#### 3.1.4.2. Anhang: Abspeichern der Daten des Spectrum Analyzers

- 1) Drücken Sie auf den Knopf „Output“
- 2) Wählen Sie die Option „Hard Copy“
- 3) Wählen Sie die Option „ASCII Dump“.



- 4) Bestätigen Sie mit „Enter“.
- 5) Wählen Sie die Option „Destination: Disc File“



- 6) Bestätigen Sie mit „Enter“.
- 7) Legen Sie eine 3 1/2“ Diskette ein
- 8) Drücken Sie den Knopf „Print Screen“

## 3.2. SQUID

### 3.2.1. Einführung in die digitale SQUID-Elektronik

#### 3.2.1.1. Prinzip

Das als Fluss-Spannung-Wandler arbeitende rf-SQUID besitzt eine in  $\Phi/\Phi_0$  streng periodische Kennlinie. Damit ergeben Feldänderungen über  $\frac{1}{2}\Phi_0$  bereits mehrdeutige Spannungssignale. Bei einer effektiven Sensorfläche von  $0,2\text{mm}^2$  entspricht dies einem Fluss von  $5 \times 10^{-5}$  Gauß bzw.  $5 \times 10^{-9}$  Tesla. Dieser Messbereich ist für realistische Anwendungen viel zu eng. Man möchte Feldänderungen messen können, die 4 – 6 Größenordnungen stärker sind.

Aus diesem Grund werden externe Feldänderungen mit Hilfe einer Spule kompensiert, der SQUID selbst arbeitet dann nur noch als Nulldetektor. Zweckmäßigerweise sucht man sich die steilste Stelle in der Fluss-Spannung-Kennlinie und kompensiert externe Feldänderungen mit Hilfe einer elektronischen Gegenkopplung. Dabei ist die Stärke des Gegenkoppel-Gleichstroms direkt proportional zur externen Feldänderung. Es bietet sich an, den Gegenkoppel-Gleichstrom direkt in die Tankschwingkreisspule einzuspeisen.

### 3.2.1.2. Implementierung

Die SQUID-Elektronik ist in der Lage, zwei SQUIDs gleichzeitig im „Flux Locked Loop“, also als Nullfelddetektor mit elektronischer Gegenkopplung, zu betreiben. Typischerweise werden ein Magnetometer und ein Gradiometer parallel betrieben.

Die Ausgangssignale der Regelelektronik können als Analogsignale abgegriffen werden. Werden zur Speicherung oder weiteren Verarbeitung digitale Signale benötigt, so müssen diese, z.B. in einer PC-Messkarte, erzeugt werden. Die SQUID-Elektronik selbst verfügt über keine geeigneten AD-Wandler.

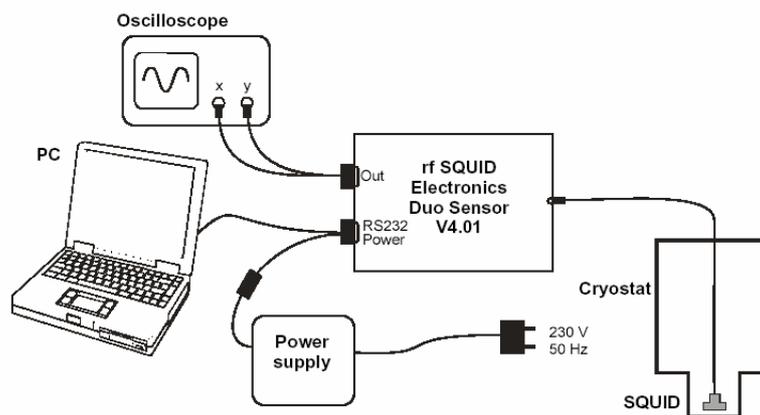


Abb. 3.1: JSQ Duo Sensor SQUID-System

Die Arbeitsparameter der SQUID-Elektronik, also Frequenz und Amplitude des rf-Signals, Integrator-Offset sowie die Parameter des PI-Reglers, können während des Betriebs über einen Microcontroller verändert werden. Durch Ablegen dieser Parameter in einem nichtflüchtigen Speicher stehen sie bei einem Neustart des Systems sofort wieder zur Verfügung. Der Microcontroller selbst wird über die RS-232-Schnittstelle mit einem Computer verbunden und über eine Steuersoftware kontrolliert.

### 3.2.1.3. Systemkomponenten

- SQUID-Elektronik mit Netzteil und Verbindungskabeln
- JSQ DuoSensor (Magnetometer und Gradiometer in gemeinsamen Gehäuse)
- Kryostat mit elektrischer Abschirmung
- PC mit Steuersoftware
- Oszilloskop

Bei dem hier verwendeten System handelt es sich um ein Hochtemperatur-SQUID, das mit flüssigem Stickstoff gekühlt wird. Etwa 20 Minuten nach dem Einfüllen des flüssigen Stickstoffs in den Kryostaten wird die Betriebstemperatur erreicht. Es empfiehlt sich, die

SQUID-Elektronik bereits bei Befüllen des Kryostaten einzuschalten, damit diese ihre Betriebstemperatur erreicht und während der Messung nur noch wenig verändert.

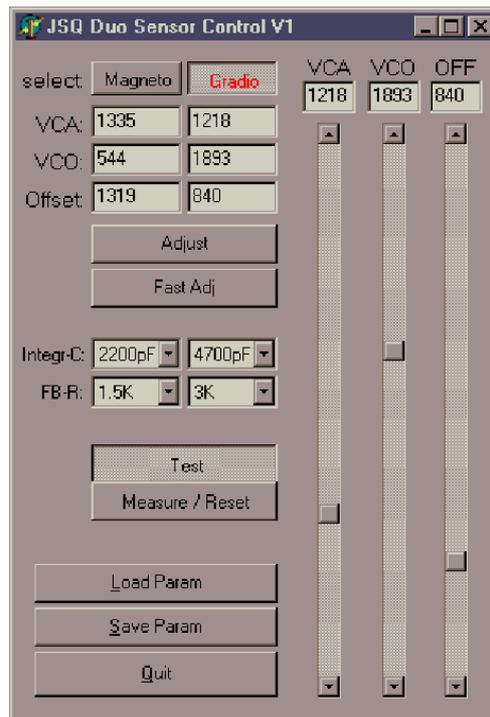
**ACHTUNG! Arbeiten mit flüssigem Stickstoff haben mit der nötigen Sorgfalt und Vorsicht zu geschehen. Kontakt mit flüssigem Stickstoff oder abgekühlten Gegenständen kann zu schweren Erfrierungen führen.**



**Abb. 3.2:** Einfüllen des flüssigen Stickstoffs

### 3.2.2. Start der JSQ-Software

Die JSQ Duo Sensor Software läuft auf Windows und wird durch Doppelklick auf das entsprechende Icon gestartet. Nach dem Programmstart werden die Daten für den Arbeitspunkt des Magnetometer- und des Gradiometer-SQUIDs aus dem nichtflüchtigen Speicher in den PC eingelesen. Im Falle eines erfolgreichen Datentransfers erscheinen die Daten nach wenigen Sekunden im Justagefenster auf dem PC und die Schieberegler werden entsprechend gesetzt.



Sollte dies nicht der Fall sein, so sollten alle Kabelverbindungen einschließlich der Stromversorgung geprüft werden.

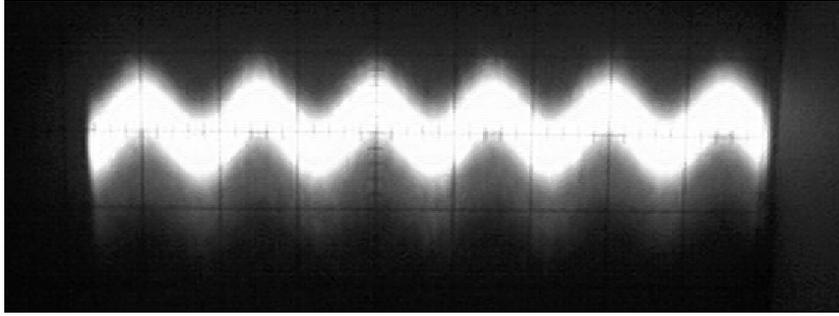
### 3.2.3. Einstellung des SQUID-Arbeitspunktes

#### 3.2.3.1. Automatische Arbeitspunkteinstellung

Die SQUID-Elektronik unterstützt zwei Varianten der automatischen Arbeitspunkteinstellung: Schnelle Feinjustage („Fast Adjust“) und vollständige Justage („Adjust“). Während bei „Adjust“ der gesamte Parameterbereich nach dem Arbeitspunkt durchsucht wird, durchsucht „Fast Adjust“ nur einen kleinen Bereich um die aktuellen Einstellungen herum. In den meisten Fällen genügt dies, insbesondere wenn nur, z.B. aufgrund von Temperaturänderungen, etwas nachgeregelt werden muss.

Die automatische Arbeitspunkteinstellung wird wie folgt durchgeführt:

- 1) Schalten Sie das Oszilloskop in den x-y-Modus und den vertikalen (y-) Kanal auf „DC coupling“.
- 2) Wählen Sie den gewünschten SQUID-Sensor: drücken Sie „Magneto“ oder „Gradio“.
- 3) Drücken Sie „Fast Adjust“.
- 4) Überprüfen Sie die Transferfunktion, die auf dem Oszilloskop erscheint. Im Falle des Gradiometers sollte sie dem nachfolgend gezeigten Oszillogramm ähneln. Sollte keine Transferfunktion sichtbar sein oder die Software melden, dass kein Arbeitspunkt gefunden wurde, drücken Sie „Adjust“.



- 5) Überprüfen Sie, ob die auf dem Oszilloskop sichtbare Transferfunktion genau symmetrisch zur 0V-Linie ist. Falls nicht, justieren Sie den Offset-Schieberegler manuell nach.

### 3.2.3.2. Manuelle Arbeitspunkteinstellung

Der VCO (voltage controlled oscillator) – Schieberegler dient der Anpassung der Frequenz des Oszillators an die Resonanzfrequenz des induktiv an den SQUID gekoppelten Schwingkreises. Der VCA (voltage controlled attenuator) – Schieberegler kontrolliert die Amplitude des Hochfrequenz-Bias-Stroms, der an den Tankschwingkreis angelegt wird.

Die manuelle Arbeitspunkteinstellung geht wie folgt vonstatten:

- 1) Schalten Sie das Oszilloskop in den x-y-Modus und den vertikalen (y-) Kanal auf „AC coupling“.
- 2) Wählen Sie den gewünschten SQUID-Sensor: drücken Sie „Magneto“ oder „Gradio“.
- 3) Schalten Sie die Elektronik in den „Test“-Modus (geöffnete Flussregelschleife).
- 4) Stellen Sie den VCA-Schieberegler auf einen Wert von ungefähr 1000.
- 5) Variieren Sie den VCO-Schieberegler, bis auf dem Oszilloskop ein moduliertes Signal sichtbar wird. Justieren Sie dann den VCO-Regler auf maximalen Signalhub. Falls mehrere Maxima auftreten, wählen Sie das Maximum mit der größten Amplitude.
- 6) Justieren Sie den VCA-Regler auf maximalen Signalhub.
- 7) Überprüfen Sie die auf dem Oszilloskop angezeigte Transferfunktion.
- 8) Überprüfen Sie die Nullposition des y-Kanals. Schalten Sie dazu den y-Kanal auf „DC coupling“. Justieren Sie gegebenenfalls den Offset-Schieberegler manuell nach.

Falls der Offset zu hoch oder zu niedrig ist, wird bei geschlossener Flussregelschleife das SQUID-Signal zu den Begrenzungen des Rückkoppelbereichs, also zu +10V oder -10V, driften und dort bleiben. Durch Feinjustage des Offset-Schiebereglers ist es möglich, das Signal bei geschlossener Flussregelschleife genau im Mittelbereich in der Nähe von 0V zu halten. Falls das Signal an der Begrenzung bleibt, sollte der „Reset“-Knopf gedrückt werden und der Offset nachgeregelt werden.

### **3.2.4. Messungen**

#### **3.2.4.1. Detektion des magnetischen Flusses eines Magneten**

- 1) Schließen Sie die Flussregelschleife des SQUIDs, indem Sie auf „Measure / Reset“ klicken.
- 2) Platzieren Sie einen zylindrischen Magneten im Abstand von einigen Metern vom SQUID.
- 3) Rotieren Sie den Magneten senkrecht zu seiner Symmetrieachse und beobachten Sie dabei das SQUID-Signal. Falls Sie keine Änderung erkennen, bringen Sie den Magneten näher an den SQUID heran.

#### **3.2.4.2. Testen der Empfindlichkeit des SQUIDs mit einem ferromagnetischen Objekt**

- 1) Schließen Sie die Flussregelschleife des SQUIDs.
- 2) Bewegen Sie einen kleinen ferromagnetischen Gegenstand, z.B. eine Schraube, einen kleinen Schraubendreher o.ä., im Abstand von ca. 1m zum SQUID und beobachten Sie dabei das Signal. Falls Sie keine Änderung erkennen, bringen Sie den Gegenstand näher an den SQUID heran.
- 3) Bewegen Sie nun einen größeren ferromagnetischen Gegenstand, z.B. einen Laborhocker, eine Schreibtischschublade o.ä., in größerem Abstand zum SQUID. Beobachten Sie wiederum das SQUID-Signal.

#### **3.2.4.3. Messung eines sich periodisch ändernden magnetischen Flusses**

- 1) Bringen sie eine Analog-Quarzuhr so nah an den SQUID heran, bis Sie eine periodische Änderung im gemessenen magnetischen Fluss feststellen können. Beobachten Sie das Signal.

Anmerkung: Einige, meist hochwertige, Armbanduhren sind gegen äußere magnetische Felder durch ein Weicheisen-Innengehäuse abgeschirmt. Da diese Abschirmung auch in umgekehrter Richtung funktioniert, kann bei diesen Uhren unter Umständen kein Signal gemessen werden.

- 2) Betreiben Sie einen über 220V, 50Hz versorgten elektrischen Verbraucher in der Nähe des SQUIDs. Alternativ kann auch die Anschlussleitung am SQUID vorbeigeführt werden. Beobachten Sie wiederum das Signal.

#### **3.2.4.4. Zusatzaufgabe: Messung von biomagnetischen Signalen**

Aufgrund seiner hohen Empfindlichkeit und seines äußerst geringen Eigenrauschens ist der SQUID zur Messung von Magnetfeldern biologischen Ursprungs prinzipiell sehr gut geeignet. Das mit 1 Mikrogauß bzw. 100 Pikotesla, gemessen an der Körperoberfläche, stärkste biomagnetische Signal am Menschen wird vom Herz erzeugt.

Um diesen Test durchzuführen, muss die Testperson unter dem SQUID liegen, mit dem Kryostaten auf der Brust. Dann kann die Messung gestartet werden.

Anmerkung: Dieser Teil der Messung ist freiwillig und kann bei Interesse und ausreichenden Zeitreserven durchgeführt werden. Aufgrund der, im Vergleich zum biomagnetischen Signal, um mehrere Größenordnungen stärkeren Störfelder ist eine Messung mit dem Magnetometer unweckmäßig. Das Gradiometer reagiert auf von nahen Quellen erzeugte Magnetfelder überproportional stark und ist somit besser geeignet.

**ACHTUNG! Diese Messung muss mit äußerster Vorsicht durchgeführt werden, um Verletzungen oder Schäden an der Apparatur zu vermeiden.**

## 4. Literatur:

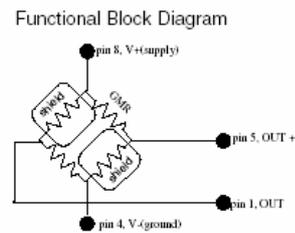
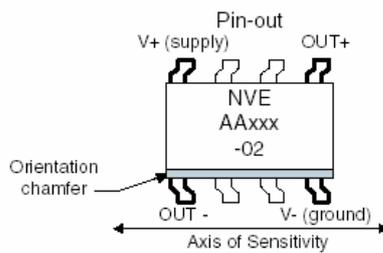
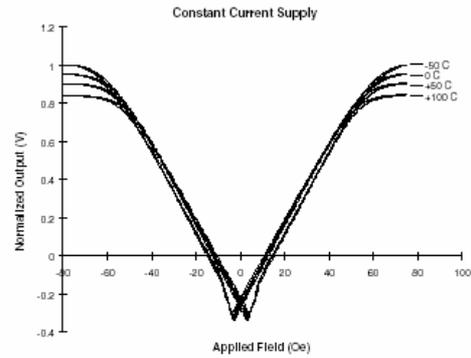
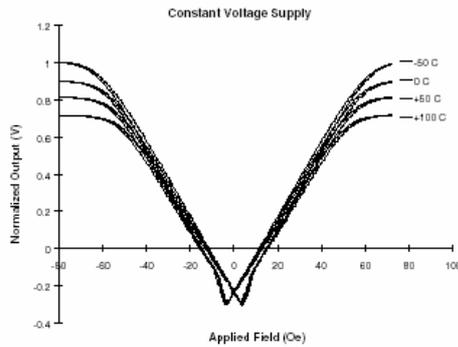
1. Sensors A Comprehensive Survey, edited by W. Göpel, J. Hesse, J. N. Zemel, Volume 5: Magnetic Sensors, volume editors: R. Boll and K. J. Overshott, VCH, 1989
2. P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Pang, M.B. Brodsky, H. Sowers, Phys. Rev. Lett. 57, 2442 (1986)
3. G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, W. Zinn, Phys. Rev. B39, 4282 (1989)
4. V. L. Ginzburg, L. G. Landau, Zh. Eksp. Teor. Fiz. 20, 1064 (1970)
5. Introduction to Superconductivity, M. Tinkham, McGraw-Hill, 1975
6. Supraleitung, W. Bruckel, Weinheim: Physik-Verlag, 1977
7. B. D. Josephson, Phys. Lett. 1 251 (1962)
8. Superconducting Quantum Electronics, H. Koch, Springer, 1989
9. SQUID'85- Superconducting Quantum Interference Devices and their Applications, edited by H. D. Hahlbohm, H. Lübbig, Walter de Gruyter, 1985
10. Das JSQ-Tutorial für Benutzer von rf-SQUIDs, Jülicher SQUID GmbH (JSQ), 2005
11. The SQUID Handbook, J. Clarke, A. I. Braginski, Wiley-VCH Verlag, 2004

# 5. Anhang: Datenblätter der verwendeten Sensoren NVE AA002-02 und Philips KMZ51



NVE's Giant Magnetoresistive Field Sensors offer unique and unparalleled magnetic sensing capabilities. The high sensitivity and ability to sense static magnetic fields provides superior performance which set them apart from other sensors on the market today. NVE's sensors provide high sensitivity, temperature stability, low power consumption, and small size.

- NVE's Sensors can be applied to :
- Proximity Sensing
  - Motion, Speed, and Position Sensing
  - Current Detection
  - Magnetic Media Detection
  - Synchronization
  - Earth's Field Sensing



**Magnetic Characteristics (5 kΩ ± 20% bridge)**

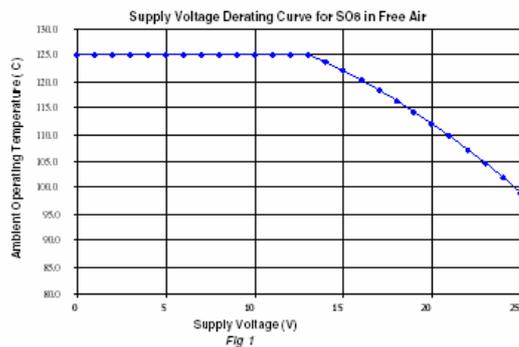
Part Number	Saturation Field (Oe)	Specified Linear Range ((Oe)		Sensitivity (mV/V/Oe)		Package <sup>2</sup>	Die <sup>3</sup> Size(μm)	Marking
		Min	Max	min	max			
AA002-02	15	0	10.5	3	4.2	SO8	436x3370	NVE
AA003-02	20	0	14	2	3.2	SO8	436x3370	
AA004-02	50	0	35	0.9	1.3	SO8	411x1458	
AA005-02	100	0	70	0.45	0.65	SO8	411x1458	
AA004-00	50	0	35	0.9	1.3	TSSOP	411x1458	CDB

**Low Power Magnetic Field Sensor (30 kΩ ± 20% bridge)**

Part Number	Saturation Field (Oe)	Specified Linear Range ((Oe)		Sensitivity (mV/V/Oe)		Package <sup>2</sup>	Die <sup>3</sup> Size(μm)	Marking
		Min	Max	min	max			
AA006-02	50	0	35	0.9	1.3	SO8	836x1986	NVE
AA006-00	50	0	35	0.9	1.3	TSSOP	836x1986	CBC

**General Characteristics Magnetic Field Sensors**

Property	Min	Nominal	Max	Unit
Input Voltage Range			±25 <sup>4</sup>	V
Operating Frequency	DC		>1 <sup>5</sup>	MHz
Temperature Range	-50		125 <sup>4</sup>	°C
Electrical Offset (V)	-4		4	mV/V
Max Output		45 <sup>1</sup>		mV/V
Nonlinearity			2 <sup>6</sup>	% (unipolar)
Hysteresis			4 <sup>6</sup>	% (unipolar)
TCR		+0.14		% / K
TCOI		+0.03		% / K
TCOV		-0.1		% / K
Off-axis Characteristic		Cos. β <sup>7</sup>		
ESD		400		V pin to pin HBM



**Notes:**

1. The output is differential. The use of a common ground for power and output will result in an output that is not within specifications.
2. For SO8 package dimensions, see package dimension bulletin.
3. Sensors can be provided in die/wafer form by special request.
4. See Fig 1.
5. GMR has been tested to 1 MHz.
6. Output measured at bipolar saturation. Normal unipolar use will result in significantly smaller values.
7. Beta (β) is any angle from sensitive axis.

## Magnetic field sensor

KMZ51

## FEATURES

- High sensitivity
- Integrated compensation coil
- Integrated set/reset coil.

## APPLICATIONS

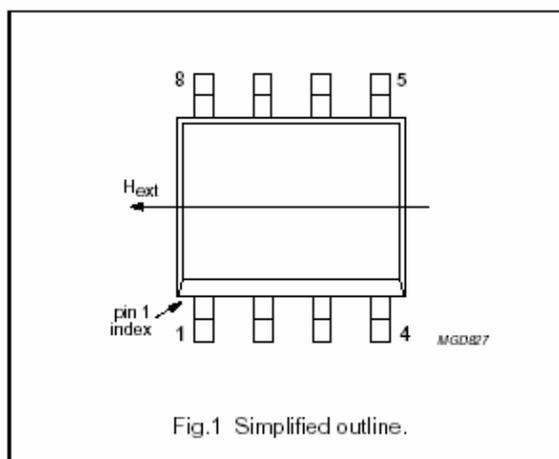
- Navigation
- Current and earth magnetic field measurement
- Traffic detection.

## DESCRIPTION

The KMZ51 is an extremely sensitive magnetic field sensor, employing the magnetoresistive effect of thin-film permalloy. The sensor contains one magnetoresistive Wheatstone bridge and integrated compensation and set/reset coils. The integrated compensation coil allows magnetic field measurement with current feedback loops to generate an output that is independent of drift in sensitivity. The orientation of sensitivity may be set or changed (flipped) by means of the integrated set/reset coil. A short current pulse should be applied to the compensation coil to recover (set) the sensor after exposure to strong disturbing magnetic fields. A negative current pulse will reset the sensor to reversed sensitivity. By use of periodically alternated flipping pulses and a lock-in amplifier, output is made independent of sensor and amplifier offset.

## PINNING

PIN	SYMBOL	DESCRIPTION
1	+I <sub>flip</sub>	flip coil
2	V <sub>CC</sub>	bridge supply voltage
3	GND	ground
4	+I <sub>comp</sub>	compensation coil
5	-I <sub>comp</sub>	compensation coil
6	-V <sub>O</sub>	bridge output voltage
7	+V <sub>O</sub>	bridge output voltage
8	-I <sub>flip</sub>	flip coil



## QUICK REFERENCE DATA

SYMBOL	PARAMETER	MIN.	TYP.	MAX.	UNIT
V <sub>CC</sub>	bridge supply voltage	-	5	8	V
S	sensitivity (uncompensated)	12	16	-	mV/V kA/m
V <sub>offset</sub>	offset voltage	-1.5	-	+1.5	mV/V
R <sub>bridge</sub>	bridge resistance	1	-	3	kΩ
R <sub>comp</sub>	compensation coil resistance	100	170	300	Ω
A <sub>comp</sub>	compensation coil field factor; note 1	19	22	25	A/m mA

## Magnetic field sensor

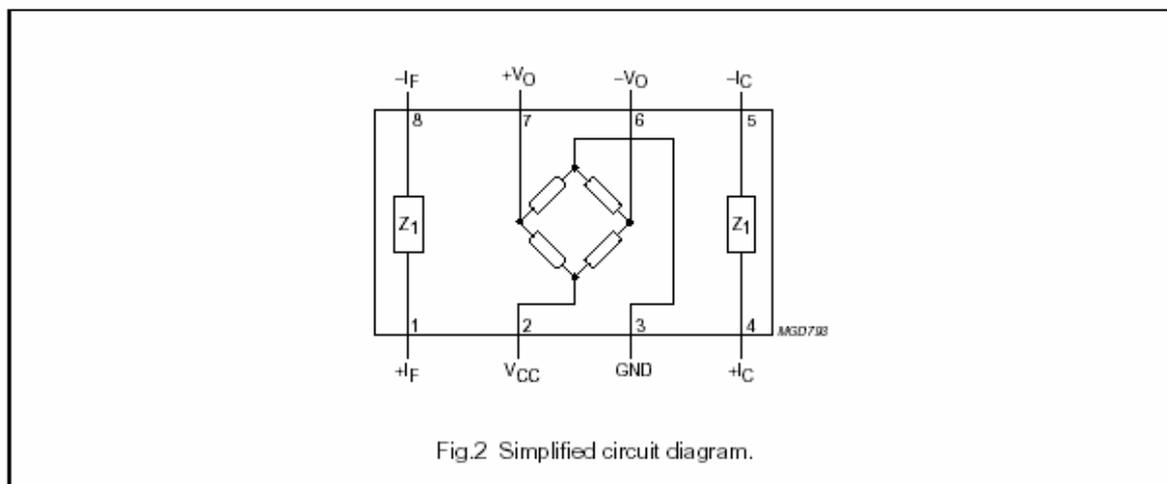
KMZ51

SYMBOL	PARAMETER	MIN.	TYP.	MAX.	UNIT
$R_{flip}$	flip coil resistance	1	2	3	$\Omega$
$I_{flip (min)}$	minimum recommended flipping current; note 2	800	1 000	1 200	mA
$t_{flip (min)}$	minimum flip pulse duration; note 2	1	3	100	$\mu$ s

## Notes

- The compensation coil generates a field  $H_{comp} = A_{comp} \times I_{comp}$  in addition to the external field  $H_{ext}$ . Sensor output will become zero if  $H_{ext} = -H_{comp}$ .
- Average power consumption of the flipping coil, defined by current, pulse duration and pulse repetition rate may not exceed the specified limit, see Chapter "Limiting values".

## CIRCUIT DIAGRAM



## LIMITING VALUES

In accordance with the Absolute Maximum Rating System (IEC 60134).

SYMBOL	PARAMETER	MIN.	MAX.	UNIT
$V_{CC}$	bridge supply voltage	-	9	V
$P_{tot}$	total power dissipation	-	130	mW
$T_{stg}$	storage temperature	-65	+150	$^{\circ}$ C
$T_{bridge}$	bridge operating temperature	-40	+125	$^{\circ}$ C
$I_{comp}$	maximum compensation current	-	15	mA
$I_{flip (max)}$	maximum flipping current	-	1 500	mA
$P_{flip (max)}$	maximum flipping power dissipation	-	50	mW
$V_{isol}$	voltage between isolated systems: flip coil and Wheatstone bridge; compensation coil and Wheatstone bridge; flip coil and compensation coil	-	60	V

## Magnetic field sensor

KMZ51

## THERMAL CHARACTERISTICS

SYMBOL	PARAMETER	VALUE	UNIT
$R_{thj-a}$	thermal resistance from junction to ambient	155	K/W

## CHARACTERISTICS

 $T_{amb} = 25\text{ °C}$  unless otherwise specified.

SYMBOL	PARAMETER	CONDITIONS	MIN.	TYP.	MAX.	UNIT
$V_{CC}$	bridge supply voltage		–	5	8	V
$H_y$	operating range in sensitive direction		–0.2	–	+0.2	kA/m
$H_x$	operating range perpendicular to sensitive direction		–0.2	–	+0.2	kA/m
S	sensitivity	open circuit	12	16	–	$\frac{mV/V}{kA/m}$
TCS	temperature coefficient of sensitivity	$T_s = -25\text{ to }+125\text{ °C}$	–	0.31	–	%/K
TCV <sub>O</sub>	temperature coefficient of output voltage	$V_{CC} = 5\text{ V};$ $T_{amb} = -25\text{ to }+125\text{ °C}$	–	–0.4	–	%/K
		$I_{CC} = 3\text{ mA};$ $T_{amb} = -25\text{ to }+125\text{ °C}$	–	–0.1	–	%/K
$R_{bridge}$	bridge resistance	resistance pins 2 to 3	1	–	3	k $\Omega$
TCR <sub>bridge</sub>	temperature coefficient of bridge resistance	$T_{bridge} = -25\text{ to }+125\text{ °C}$	–	0.3	–	%/K
$V_{offset}$	offset voltage		–1.5	0	+1.5	mV/V
TCV <sub>offset</sub>	temperature coefficient of offset voltage	$T_{bridge} = -25\text{ to }+125\text{ °C}$	–3	0	+3	$\frac{\mu V/V}{K}$
FH	hysteresis of output voltage		–	–	2	%FS
$R_{comp}$	resistance of compensation coil	resistance pins 4 to 5	100	170	300	$\Omega$
$A_{comp}$	field factor of compensation coil		19	22	25	$\frac{A/m}{mA}$
$R_{flip}$	resistance of set/reset conductor	resistance pins 1 to 8	1	2	3	$\Omega$
TCR <sub>flip</sub>	temperature coefficient of resistance of set/reset coil	$T_{flip} = -25\text{ to }+125\text{ °C}$	–	0.39	–	%/K
$I_{flip}$	recommended flipping current for stable operation		$\pm 800$	$\pm 1000$	$\pm 1200$	mA
$t_{flip}$	flip pulse duration		1	3	100	$\mu s$
$R_{isol}$	isolating resistance	resistance pins 1 to 2, 1 to 4 and 2 to 4	1	–	–	m $\Omega$
$V_{isol}$	voltage between isolated systems	voltage pins 1 to 2, 1 to 4 and 2 to 4	–	–	50	V
f	operating frequency		0	–	1	MHz