

MODERNE MAGNETFELDMESSGERÄTE

Dr. Ingo Richter,
Institut für Geophysik und Meteorologie, TU–Braunschweig

1 Einführung

Die Geophysik bietet ein breites Spektrum von Einsatzmöglichkeiten moderner Magnetometer. Für die unterschiedlichen Aufgaben müssen die Geräte spezifischen Anforderungen genügen. Es werden sowohl rein vektorielle (z.B. Fluxgate–Magnetometer [7],[6],[2]) als auch skalarmessende (z.B. Overhauser–Magnetometer [4]) oder Kombigeräte (z.B. Helium–Magnetometer [5]) eingesetzt. Es gibt Absolutinstrumente (z.B. Protonenpräzessions–Magnetometer [6]), deren Meßprinzip allein auf atomphysikalischen Konstanten beruht, und auch nur relativ messende (z.B. SQUID [1],[8]) Geräte. Ferner existieren spezielle Instrumente (z.B. Searchcoil–Magnetometer [2],[3]), die nur die Messung von Wechselfeldern gestatten.

Dieser Artikel gibt in den folgenden Kapiteln einen kompakten Überblick über eine Auswahl moderner Magnetometertypen und beschreibt ihre speziellen Charakteristika.

2 Fluxgate–Magnetometer (FGM)

Das FGM gehört zur Klasse der nicht absolut, jedoch vektoriell messenden Magnetometer. Aufgrund des Meßprinzips wird es auch Saturationskern–Magnetometer (SKM) genannt, da die nichtlineare Magnetisierungskennlinie eines Stab- oder Ringkerns periodisch bis zur Sättigung angesteuert wird. Der Sensor sieht also ein periodisches, künstliches Anregungswechselfeld, das um das zu messende äußere Feld verschoben ist.

Anregung: z.B. $H(t) = H_{\text{ext}} + h \sin(\omega t)$

Kennlinie: z.B. $B(H(t)) = 3H(t) - H(t)^3$

Induzierte Spannung an der Sekundärspule:

$$U_{\text{ind}} \sim \frac{dB}{dt} = 3h \left(1 - H_{\text{ext}}^2 - \frac{1}{4}h^2\right) \omega \cos(\omega t) - \frac{3H_{\text{ext}} h^2 \omega \sin(2\omega t)}{4} + \frac{3}{4}h^3 \omega \cos(3\omega t)$$

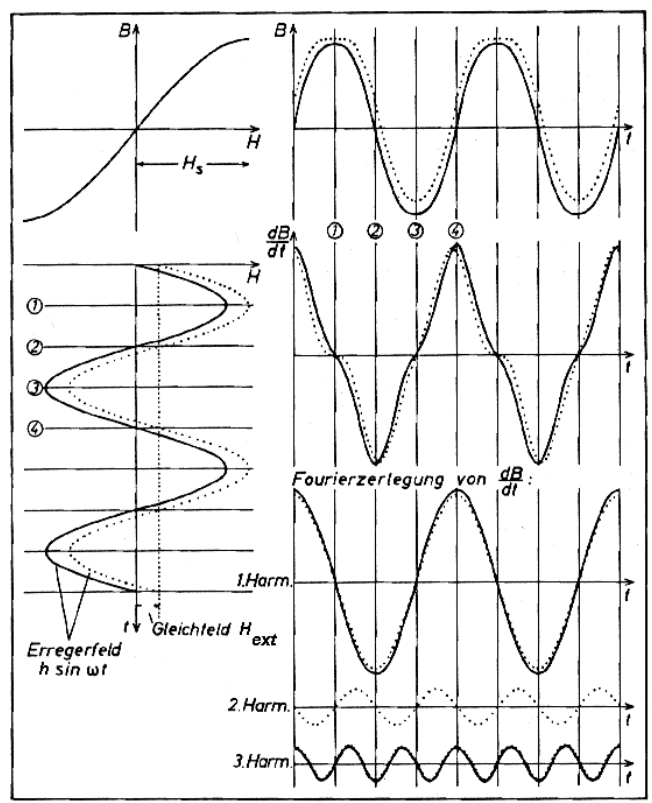


Abbildung 1: Kennlinie, Anregung und Ausgangsspannung am FGM

Nur wenn ein äußeres Feld existiert, tritt die zweite Harmonische des Anregungssignals an der Sekundärwicklung des Sensors auf. Sie wird zur Feldbestimmung benutzt.

Der prinzipielle Aufbau eines FGMs ist in Abbildung 2 gezeigt. Ein Oszillator mit der Frequenz f_1 treibt über die Primärspule den Kern in die Sättigung. Das frequenzverdoppelte Ausgangssignal wird in Lock-In-Technik abgegriffen und für die Rückkopplung benutzt, um den Kern zur Reduktion von Nichtlinearitäten im Nullfeld zu betreiben.

Der Kern muß zwingend in positive und negative Sättigung getrieben werden, um eine andernfalls auftretende DC-Magnetisierung, die zu einem Offset führte, zu verhindern. Hierzu sind hohe Stromspitzen nötig. Daher wird in praxi zur Leistungsreduktion nicht mit einer sinusförmigen sondern mit einer gepulsten Anregung gearbeitet. Ein weiteres Problem liegt in der Entkopplung des Erregersignals von der relativ kleinen 2. Harmonischen. Es kann durch geeignete Spulengeometrie z.B. Doppelstabkern mit individuellen Erregungswindungen und gemeinsamer Sekundärwicklung gelöst werden. Durch dieses Konzept werden nur gerade Harmonische erzeugt. Eine andere Möglichkeit liegt in der Verwendung des sogenannten Helifluxes. Hierbei wird ein Keramikträger helixförmig mit einem permeablen Band (z.B. Permalloy) bewickelt. Die Primärwindung wird direkt um das Band gewickelt, die Sekundärwindungen sind über den ganzen Stab verteilt. Vorteil: es wird nur wenig Kernmaterial benötigt, die Ströme und die Verluste sind klein. Der modernste Sensortyp ist der Ringkernsensor. Er besteht aus aufgewickeltem, permeablen

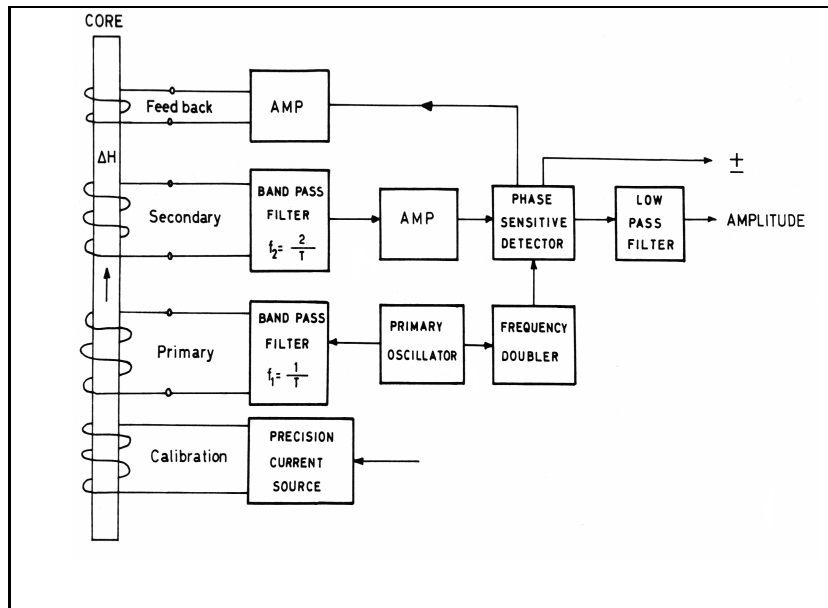


Abbildung 2: Schematisches Funktionsschaltbild des FGMs

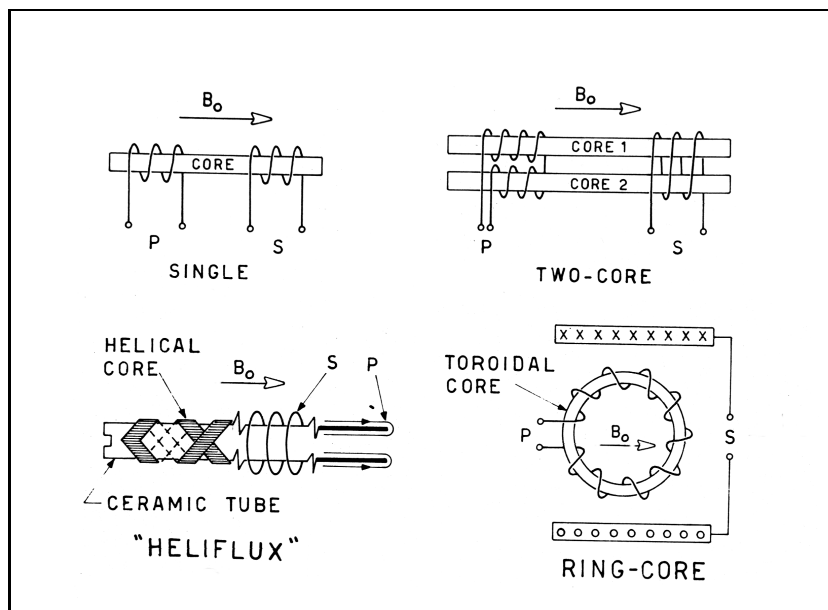


Abbildung 3: FGM Sensortypen

Band um die die Erregerwicklungen gewickelt sind. Die Sekundärspule ist als umgebende Rechteckspule ausgeführt. 3-Achs-Sensoren können durch ineinander geschobene Ringkerne oder räumlich getrennte Systeme aufgebaut werden.

Die Anregungsfrequenz von FGMs liegt in der Größenordnung von 10 kHz. Der Meßbereich überstreicht je nach Einsatz das Spektrum von wenigen Nanotesla bis zu einigen 100000 nT, wobei die Auflösung im Picoteslabereich liegt. Das Rauschen moderner FGMs liegt bei $2 \frac{\text{pT}}{\sqrt{\text{Hz}}}$ bei 10 Hz.

3 Protonenpräzessions–Magnetometer (PPM)

Mit dem PPM läßt sich nur der Magnetfeldbetrag bestimmen. Die Genauigkeit hierbei ist sehr hoch (ca. 10^{-6}), da nur atomphysikalische Konstanten in das Meßprinzip eingehen. Das PPM ist also ein Absolutinstrument. Insbesondere die Temperatur spielt keine Rolle. Der Sensor besteht aus einer protonenreichen Flüssigkeit und einer umgebenden Polarisationspule. Die Protonen besitzen aufgrund ihres Kernspins \underline{I} ein magnetisches Moment $\underline{m} = \gamma \underline{I}$, wobei γ das gyromagnetische Verhältnis der Protonen ist. In der Polarisationsphase (ca. 1 s) wird die Spule, die nahezu senkrecht zum äußeren Feld liegen sollte, von einem Gleichstrom durchflossen, der ein konstantes Polarisationsmagnetfeld $\underline{H}_{\text{pol}}$ erzeugt. Hierdurch werden die Protonen kollektiv mittels Kopplung über die Kernspins \underline{I} ausgerichtet. Es resultiert die Magnetisierung $\underline{M} = \chi \underline{H}_{\text{pol}}$. Nach Abschalten des Polarisationsfeldes unterliegen die Protonen nur noch dem äußeren Feld \underline{B}_0 . Dieses übt gemäß $\underline{T} = \frac{1}{\mu} \underline{m} \times \underline{B}_0$ ein Drehmoment auf die Protonen aus. Die Protonen beginnen mit der Winkelgeschwindigkeit $\omega = \frac{T}{I} = \frac{\gamma}{\mu} B_0$ um das äußere Magnetfeld zu präzedieren. Der gesuchte Magnetfeldbetrag B_0 ergibt sich daher aus der Messung der Präzessionsfrequenz ω . Das Induktionssignal wird in der Meßphase als Induktionsspannung aus der Polarisationspule ausgekoppelt und in einer nachgeschalteten Elektronik verstärkt. Die Präzession klingt im Verlauf weniger Sekunden ab. Sie ist abhängig vom Polarisationsstrom, von der Sensorflüssigkeit und vom Sensorvolumen. Im atomphysikalischen Bild wird durch das Polarisationsfeld die Differenz der Protonenpopulationen auf unterschiedlichen Energieniveaus erhöht. Der Nachteil des PPMs liegt in dem hohen Leistungsbedarf für das Polarisationsfeld und in dem relativ langsamen, diskontinuierlichen Meßbetrieb. Diese Nachteile werden durch das Overhauser–Magnetometer vermindert. Ein weiterer Nachteil ist die aus dem großen Sensorvolumen resultierende Gradientenempfindlichkeit.

4 Overhauser–Magnetometer (OVH)

Auch mit dem OVH läßt sich nur der Betrag des Magnetfeldes messen. Wie das PPM gehört auch das OVH zur Klasse der Absolutmeßgeräte. Im Unterschied zum PPM wird eine Sensorflüssigkeit benutzt, die nicht nur protonenreich ist, sondern zusätzlich freie Elektronen mit ungepaarten Spins enthält und somit zusätzliche magnetische Momente besitzt. Protonen und Elektronen koppeln gemäß dem Energieschema in Abbildung 4. Das OVH nutzt die schwache skalare Kopplung zwischen den Elektronen der freien Radikale und den Protonen des "Lösungsmittels". Die Protonen stehen für kurze, nicht vernachlässigbare Zeiten mit den freien Radikalen (Elektronen) der paramagnetischen Moleküle (z.B. Nitroxide) in Wechselwirkung. Der wahrscheinlichste Energieübergang hierbei ist durch $(1 \rightarrow 4)$ definiert, also durch $|I^- S^+ \rangle \rightarrow |I^+ S^- \rangle$, wobei I den Protonenspin und S den Elektronenspin repräsentieren. Bezeichnen N^+ und n^+ die Anzahl der Protonen und Elektronen auf den $+\frac{1}{2}$ Energieniveaus und N^- und n^- ihre Anzahl auf den $-\frac{1}{2}$ Niveaus, dann gilt $N^+ n^- W(1 \rightarrow 4) = N^- n^+ W(4 \rightarrow 1)$ unter Berücksichtigung der Übergangswahrscheinlichkeiten W.

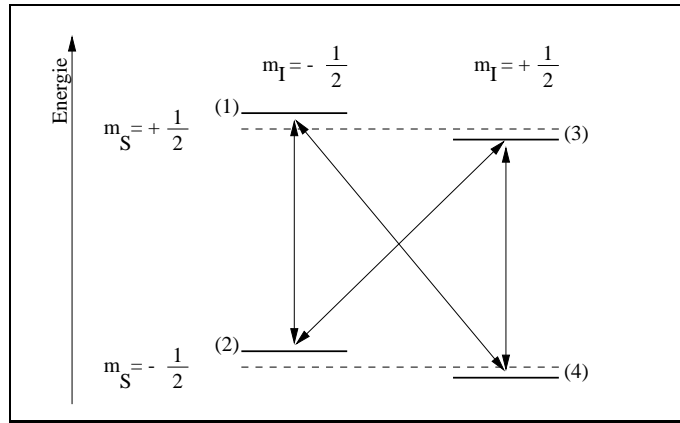


Abbildung 4: Termschema

Im thermischen Gleichgewicht gilt nach Boltzmann $\frac{W(1 \rightarrow 4)}{W(4 \rightarrow 1)} = e^{\frac{E_1 - E_4}{kT}} = e^{\hbar \frac{\omega_S - \omega_I}{kT}}$.

Wenn nun durch geeignete Anregung die Elektronenübergänge $(1 \rightarrow 2)$ und $(3 \rightarrow 4)$ gesättigt werden, gilt $n^+ = n^-$ und es folgt für die Protonenpopulationen

$\frac{N^+}{N^-} = e^{\frac{\hbar(\omega_S - \omega_I)}{kT}} = 1 + \frac{\hbar(\omega_S - \omega_I)}{kT}$. In Abwesenheit von Elektronen ergäbe sich ein deutlich geringeres Protonenpopulationsverhältnis von $\frac{N^+}{N^-} = 1 - \frac{\hbar\omega_I}{kT}$. Da die Elektronenresonanzfrequenz ω_S 660 mal höher ist als die Protonenresonanzfrequenz ω_I , kann man

somit durch Beimischung von ungepaarten Elektronen das Protonenpopulationsverhältnis und damit die Magnetisierung stark erhöhen. Der Overhauser Effekt wird zusätzlich dadurch verstärkt, daß die Elektronen sich in einem starken lokalen Molekülmagnetfeld (ca. 1.6 mT) befinden, wodurch die Elektronenresonanzfrequenz von 1.4 MHz (im Erdfeld) auf 60 MHz verschoben wird. Damit erhöht sich die Protonenpolarisierung in praxi um einen Faktor von einigen tausend statt um 660. Aufgrund der erhöhten Resonanzfrequenz kann eine erdfeldunabhängige Anregungsfrequenz benutzt werden.

Methoden der Signalauswertung:

Im Gegensatz zum klassischen PPM, bei dem die Polarisierung und Meßsignalauswertung durch eine zum äußeren Feld senkrechte Spule erreicht wird, bietet das OVH mehrere Möglichkeiten, um das Präzessionssignal zu erzeugen.

- Gepulste Anregung
 - Ein kurzer ($< 1\text{ms}$) sogenannter 90° Impuls wird erzeugt, um die Protonenmagnetisierung in die Präzessionsebene abzulenken. Das Meßsignal wird dann wie beim PPM abgegriffen. Die Meßfolgefrequenz hierbei ist deutlich höher als beim PPM.
- Kontinuierliche Anregung
 - Dispersionsmethode
 - Ein spannungsgesteuerter Oszillator (VCO) wird durch Nachregelung auf die Frequenz der Protonenspektrallinie gerastet und regt so das System an. Die Präzessionsfrequenz ist im ausgeregelten Zustand identisch mit der VCO-Frequenz, aus der das Magnetfeld bestimmt wird.

– Protonenoszillator

Das intrinsische Protonenpräzessionssignal wird verstärkt und durch Rückkopplung als Anregung benutzt. Dieses System besteht durch Einfachheit und schnellste Meßfolgefrequenz.

Das OVH benötigt nur etwa 5 W rf-Leistung gegenüber 100 W beim PPM. Nachteile von PPM und OVH sind, daß sie erst ab einigen Tausend Nanotesla Feld messen können. Dieser Nachteil wird durch das Helium-Magnetometer vermieden.

5 Helium-Magnetometer (SHM/VHM)

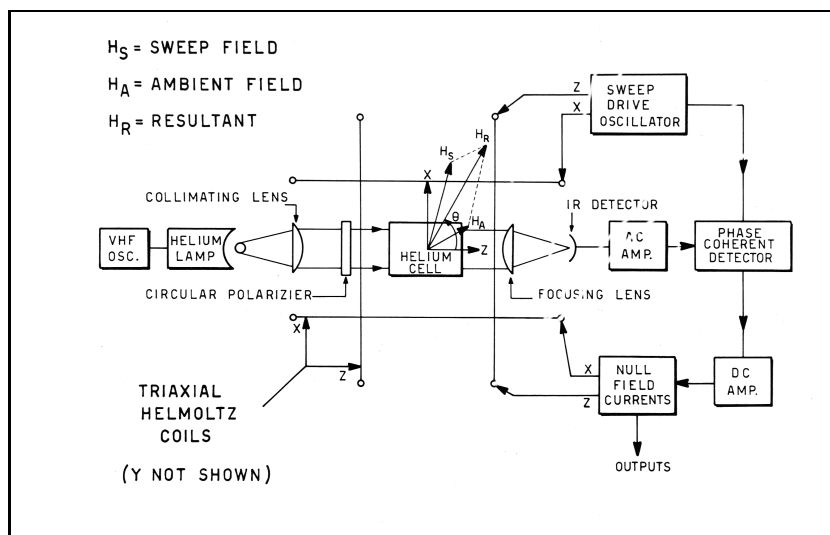


Abbildung 5: Blockdiagramm des Helium-Magnetometers

Stellvertretend für die Absorptionzellen-Magnetometer soll als Beispiel das Helium-Magnetometer (HM) beschrieben werden, das zur Klasse der optisch gepumpten Magnetometer zählt. Mit ihm sind sowohl skalare (SHM) (absolute) als auch – mit geeigneter äußerer Beschaltung – vektorielle (VHM) Messungen des Magnetfeldes möglich. Eine Heliumabsorptionzelle wird durch Einstrahlung von Licht geeigneter Frequenz (Helium Entladungslampe) vom 1^1S_1 Para-Helium Grundzustand in einen metastabilen 2^3S_1 Ortho-Helium Grundzustand versetzt. In Anwesenheit eines äußeren Magnetfeldes findet eine Aufspaltung der Spektrallinien analog zum Zeeman-Effekt statt. Durch optisches Pumpen mit zirkular polarisiertem Licht wird mittels Absorption eine Nichtnormalverteilung zwischen angeregten P Zuständen und dem Ortho-Heliumgrundzustand erreicht. Aufgrund quantenmechanischer Auswahlregeln sind hierbei nur Übergänge mit $\Delta m = \pm 1$ möglich. Dadurch werden bei spontaner Reemission die 2^3S_1 Zustände im Falle eines externen Magnetfeldes ungleich besetzt. Das Elektronensystem wird daher durch das einstrahlte polarisierte Licht ausgerichtet (analog zur Polarisierung beim PPM).

Das äußere Magnetfeld wird folgendermaßen bestimmt.

Vektor Modus:

In diesem Modus wird die Richtungsabhängigkeit der Transparenz des He-Dampfs vom externen Magnetfeld ausgenutzt. Magnetische Drehfelder variabler Frequenz in zwei orthogonalen Ebenen werden mit dem umgebenden 3-Achs-Spulensystem erzeugt. Da die Pumpwirkung proportional zu $\cos^2(\vartheta)$ ist, wobei ϑ den Winkel zwischen Sensorachse und externem Feld bezeichnet, wird die Absorption mit der 2. Harmonischen der Drehfeldrotationsgeschwindigkeit moduliert. Bei zusätzlichem äußeren Magnetfeld tritt außerdem die erste Harmonische auf. Wird sie als Steuergröße benutzt, um ein Kompensationsfeld zu erzeugen, läßt sich das Gerät als Nullindikator einsetzen und das äußere Feld vektoriell aus dem kalibrierten Kompensationsfeld ermitteln.

Skalar Modus:

Das optisch gepumpte System wird zusätzlich einem audiofrequenzmodulierten, magnetischen Wechselfeld ausgesetzt. Wenn die Frequenz identisch der Larmorfrequenz ist, ist im Ausgangssignal (Spannung am Photodetektor) nur die 2. Harmonische der Audiofrequenz enthalten. In Anwesenheit eines äußeren Feldes tritt jedoch auch die 1. Harmonische auf. Wird die 1. Harmonische im Synchrondetektor als Steuergröße für einen VCO in einer rückgekoppelten Lock-In Schleife benutzt, so kann die Frequenz so lange variiert werden, bis die erste Harmonische verschwindet, das System also mit der Larmorfrequenz angeregt wird. Auch hier tritt wieder eine $\cos^2(\vartheta)$ -Abhängigkeit auf, daher kann das SHM nur in einem eingeschränkten Winkelbereich bezüglich des zu messenden Feldes zur Sensorachse verwendet werden. Außerdem existiert eine winkelabhängige Frequenzverschiebung (Bloch-Siegert-Effekt), die kalibriert werden muß.

6 Searchcoil-Magnetometer (SCM)

Dieses Magnetometer, auch Induktionsspulen-Magnetometer genannt, ist nur zur Messung magnetischer Wechselfelder einsetzbar. Vektormessungen sind durch 3 orthogonale Spulen möglich. Das Frequenzspektrum erstreckt sich vom Millihertz- bis in den Megahertzbereich. Bei etwa 4 Hertz ist die Empfindlichkeit mit dem FGM identisch, bei höheren Frequenzen ist das SCM überlegen. Das SCM basiert auf dem Induktionsgesetz. Mit $\text{rot}\underline{E} = -\frac{d\underline{B}}{dt}$ und $U_{\text{ind}} = \oint \underline{E} \cdot d\underline{s}$ ergibt sich für eine Spule mit n Windungen und der Querschnittsfläche F die Induktionsspannung $U_{\text{ind}} = -n \frac{d(F B_{\perp})}{dt}$. Bei harmonischer Anregung $B = B_0 \sin \omega t$ erhält man bei konstantem Spulenquerschnitt $U_{\text{ind}} = -n F \omega B_0$. Die Spannung steigt linear mit der Frequenz. Das Magnetometer liefert ein Signal bei

- Spulendrehung in konstantem Feld
- Ruhender Spule in zeitlich variierendem Feld
- Zeitlich (Temperatur!) variabler Spulengeometrie in konstantem Feld

Fazit: Die Interpretation der Daten bei bewegtem Magnetometer (Raumfahrzeug) in unbekanntem Feld gestaltet sich schwierig.

Die folgenden Tabellen geben einen Überblick über verschiedene Searchcoil-Magnetometer, ihre Einsatzbereiche und ihre Eigenschaften.

Anwendung	Achsen	Wdgn.	Maße l x r [cm]	Frequenzbereich Hz	Empfindlichkeit [$\mu V / (nT \text{ Hz})$]
Micropulsationen	3	200000	200×1.25	0.001 ... 10	700
Magnetotellurik (MT)	1	40000	120×1.15	0.00025 ... 300	73
Audio MT	1	10000	90×1.1	1.0 ... 20000	8.6
Helios S/C	1	60000	35×0.3	5.0 ... 2200	6
Galileo S/C	1	1500	30×0.25	0.1 ... 100000	0.18

Frequenzbereich	Niedrig	Mittel	Hoch
[Hz]	0.0003 ... 200	1 ... 20000	10 ... 600000
Spektrale Rauschdichte [pT / $\sqrt{\text{Hz}}$]	0.1 @ 1Hz	0.01 @ 1kHz	0.002 @ 50 kHz
Länge [m]	1.1	0.4	0.5
Gewicht [kg]	15	0.45	0.07

7 SQUID–Magnetometer

Mit SQUID–Magnetometern (Superconducting Quantum Interference Device) lassen sich prinzipbedingt nur Magnetfeld**änderungen** erfassen. Die Domäne von SQUIDs liegt in der Messung kleinster Wechselfelder in abgeschirmter Umgebung (Biomedizin). "Klassische" Tieftemperatur SQUIDs benötigen eine Heliumkühlung, Hochtemperatur SQUIDs kommen mit Stickstoffkühlung aus, jedoch sind ihre Rauscheigenschaften und die Stabilität schlechter. Das Grundprinzip der SQUIDs liegt in der Ausnutzung des Josephson–Effekts.

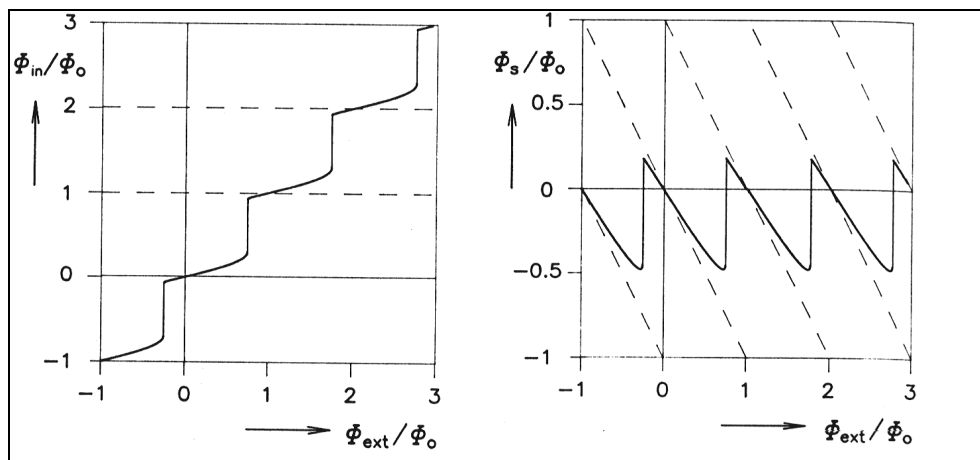


Abbildung 6: Interner Fluß Φ_{in} und der selbstinduzierte Fluß Φ_s des Abschirmstromes in Abhängigkeit des externen Flusses Φ_{ext} .

Dieser besagt, daß in einem supraleitenden Ring, der an einer Stelle durch eine nichtsupraleitende Isolationsschicht (weak link) unterbrochen ist, eine magnetfeldabhängige Phasendifferenz $\Delta\theta(B)$ der beiden Elektronenzustandsfunktionen (links und rechts der weak link) auftritt. Hieraus resultiert eine Magnetfeldmodulation des im Ring fließenden Josephson Stromes $I = I_c \sin \Delta\theta(B)$ (I_c : kritischer Strom), der nach dem Meißner–Ochsenfeld Effekt das Innere des supraleitenden Ringes feldfrei hält. Wird aber nun das äußere Feld stärker, bricht die Supraleitung in dem Moment zusammen, in dem der Abschirmstrom den kritischen Strom erreicht. Jetzt dringt ein Flußquant $\Phi_0 = \frac{h}{2e}$ in den Ring ein. Damit wird die zu kompensierende Flußdifferenz kleiner, so daß der Ring wieder supraleitend wird. Durch Zählen der Flußquanten können sehr genaue Magnetfeldbestimmungen durchgeführt werden. Der Fluß dringt gequantelt und nicht kontinuierlich in den Ring ein, weil die Cooperpaare im Supraleiter ein quantenmechanisches System bilden, das der Bohr-Sommerfeldschen Quantenbedingung über einen Ringumlauf genügen muß.

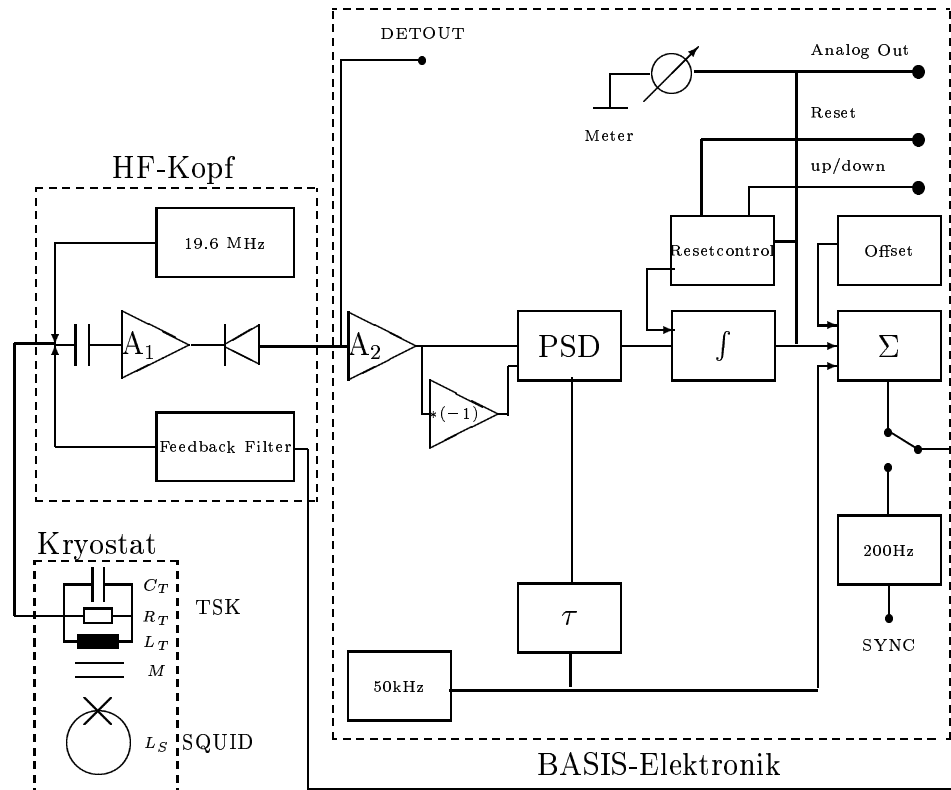


Abbildung 7: Blockschaltbild eines Einzel-SQUID-Systems

Die Flußverteilung stellt sich so ein,

$$\frac{\Phi_{\text{ext}}}{\Phi_0} = \frac{\Phi_{\text{in}}}{\Phi_0} + \frac{LI_c}{\Phi_0} \sin \left(2\pi \frac{\Phi_{\text{in}}}{\Phi_0} + 2\pi n \right)$$

daß der externe Fluß Φ_{ext} durch den Fluß durch die SQUID Fläche Φ_{in} und die Abschirmströme balanciert wird (L ist die SQUID Induktivität). Die resultierenden Kennlinien zeigen parameterabhängig stark hysteretisches Verhalten. Dieses Verhalten kann mit der

in Abbildung 7 gezeigten Schaltung zur Magnetfeldmessung genutzt werden. Dazu wird dem SQUID über einen Tankschwingkreis (TSK) Hochfrequenzenergie zugeführt. Die Ausgangsspannung stellt sich je nach Arbeitspunkt (A,B,C) bei konstantem äußeren Feld am TSK gemäß Abbildung (8,a) ein. Je mehr Leistung zugeführt wird, desto schneller kann die hysteresebedingte Dissipation kompensiert werden (b). Bei noch weiterer Steigerung der eingestrahlten Leistung werden sogar zwei Hystereseschleifen durchlaufen (a,B,1&2). Die beiden gezeigten Kennlinien der Ausgangsspannung repräsentieren die Zustände für externe Felder von $n \Phi_0$ und $(n - \frac{1}{2}) \Phi_0$. Wenn also die rf-Leistung konstant gehalten wird, und das externe Feld linear steigt, variiert die Ausgangsspannung dreieckförmig, was im "SQUID Pattern", der eigentlichen SQUID Kennlinie, in Abb. (8,c) dargestellt ist. Durch Zählen der Umkehrpunkte erhält man die gesuchte Magnetfeldänderung. Durch Messen der Spannung zwischen den Umkehrpunkten ist eine Feinauflösung des Feldes unter einem elementaren Flußquant Φ_0 möglich. Technisch wird die rf-Leistung audiofrequenzmoduliert und in Lock-in Technik weiterverarbeitet. Die nutzbare Information steckt in der Amplitude der Audioschwingung. Daher wird das Signal normal und invertiert dem Synchrongleichrichter (PSD) zugeführt und mit der Audiofrequenz gleichgerichtet. Der folgende Integrator generiert die flußproportionale Ausgangs- und Rückkopplungsspannung. Die Ausgangsspannung dient ferner als Eingangssignal der RESET-Elektronik, die bei Über- bzw. Unterschreiten definierter Schwellenspannungen den Integrator zurücksetzt. Die Schaltschwellen entsprechen einer definierten Flußquantenzahl. Die erzeugten RESET- und Richtungsimpulse werden dem Flußquantenzähler zum digitalen Zählen der Flußquanten zugeführt.

Der große Vorteil von SQUIDS liegt im sehr geringen Rauschen. Die Nachteile durch den extremen apparativen Aufwand und die Langzeitinstabilitäten überwiegen jedoch.

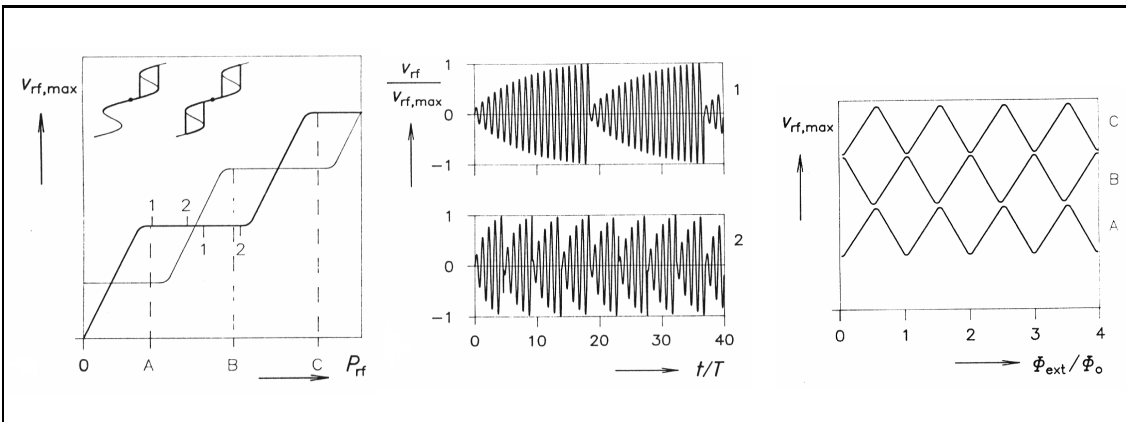


Abbildung 8: a) "Staircase Pattern". b) Zeitabhängigkeit der eingestrahlten Leistung. c) 'SQUID Pattern'

8 Übersicht

Die Graphik gibt eine Übersicht über das Rauschen verschiedener Magnetometertypen.

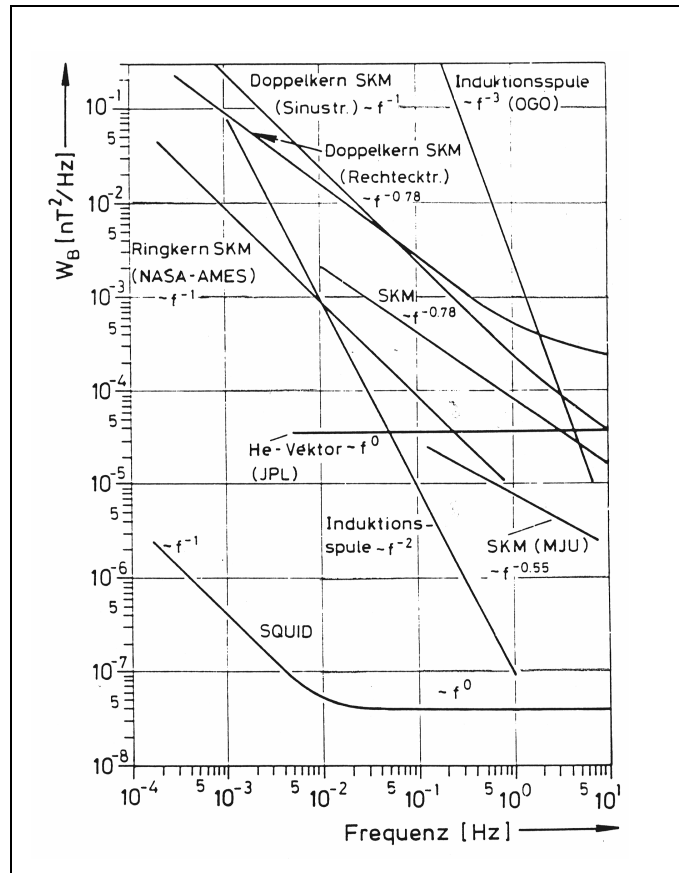


Abbildung 9: Typisches Rauschen diverser Magnetometer

Literatur

- [1] Baering, Michael; PHYSIKALISCHE EIGENSCHAFTEN EINES RF-HTC-SQUID, IGM BRAUNSCHWEIG, 1995
- [2] Göpel; Hesse; Zemel; SENSORS, A Comprehensive Survey, Magnetic Sensors, Volume 5, VCH, 1989
- [3] Groupe de Recherches en Informatique, Image et Instrumentation de Caen; MAGNETOMETRIE HAUTE SENSIBILITE ET APPLICATIONS, ISMRA, 1997
- [4] Hrvoic, Ivan; PROTON MAGNETOMETERS FOR MEASUREMENTS OF THE EARTH'S MAGNETIC FIELD, GEM Systems
- [5] Kellock; Austin; Balogh; Gerlach; Marquedant; Musmann; Smith; Southwood; Szalai; CASSINI/HUYGENS: A MISSION TO THE SATURNIAN SYSTEM, Cassini dual technique magnetometer instrument, Spie, Volume 2803, 1996
- [6] Kertz, Walter; EINFÜHRUNG IN DIE GEOPHYSIK, BI 275, 1985
- [7] Ness, Norman; MAGNETOMETERS FOR SPACE RESEARCH, GSFC, 1970
- [8] Richter, Ingo; THEORIE UND ENTWICKLUNG EINES HOCHTEMPERATUR-SQUID VEKTOR GRADIOMETERS, ISBN 3-89720.074-0, 1997