SQUID-Magnetometer

Tobias Görlach

5. Juli 1999

1 Einleitung

SQUIDs (**S**uperconducting **Qu**antum **I**nterference **D**evices) spielen heute eine wichtige Rolle in der Magnetometrie, aber auch in vielen anderen Bereichen mit vielfältigen Anwendungsmöglichkeiten, wie z.B. der zerstörungsfreien Materialprüfung. Selbst in Gravitationswellendetektoren kommen SQUIDs zur Anwendung. Das Prinzip eines SQUIDs ist ein schönes Beispiel dafür, daß quantenmechanische Interferenzeffekte keineswegs nur auf atomarem Maßstab stattfinden, sondern sogar bei makroskopischen Abmessungen auftreten können.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Wiederholung: Der Josephson-Effekt

In einem Supraleiter existieren bekanntlich Cooper-Paare, d.h. je zwei Elektronen, die indirekt über das Ionengitter wechselwirken. Erstaunlicherweise handelt es sich dabei um eine anziehende Wechselwirkung.
Wenn man den Supraleiter nun durch eine (ausreichend dünne) isolierende Schicht unterbricht, passiert etwas Überraschendes: Cooper-Paare können durch diese „Potentialbarriere" tunneln, sofern sie die „richtige" Phasenbeziehung aufweisen: Es fließt ein Tunnelstrom durch diese isolierende Schicht (*Josephson-Junction*), der von den Phasen der Elektron-Wellenfunktionen auf beiden Seiten der Josephson-Junction, φ_1 und φ_2 bestimmt wird:

$$I_t = I_0 \sin(\varphi_1 - \varphi_2) \tag{1}$$

Dabei ist I_0 der kritische Strom, bis zu dem an der Josephson-Junction keine Spannung abfällt. Man spricht vom Gleichstrom-Josephson-Effekt. Aus der Schrödingergleichung erhält man den Zusammenhang zwischen einer von außen angelegten Spannung U und der Phasendifferenz:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\varphi_1 - \varphi_2) = \frac{2eU}{\hbar} \tag{2}$$

Legt man also eine Spannung an eine Josephson-Junction, so fließt ein Wechselstrom mit der Frequenz $\frac{2eU}{\hbar}$ (Wechselstrom-Josephson-Effekt). Man kann eine Josephson-Junction mit

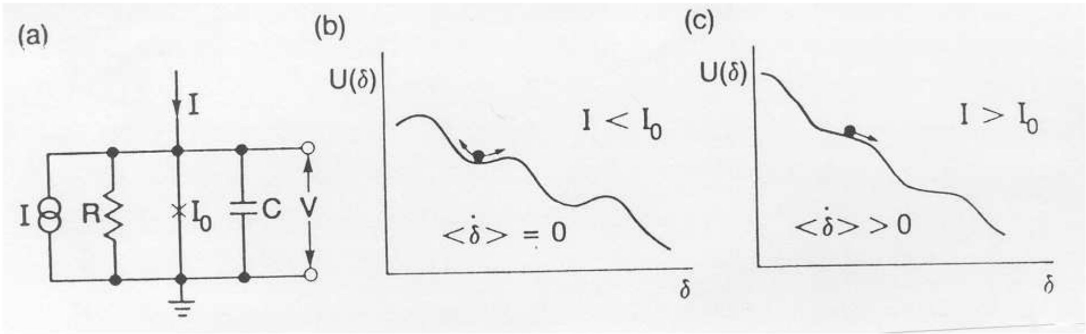

Abbildung 1: (a) Ersatzschaltbild einer Josephson-Junction mit Shunt. (b)-(c) Das Waschbrett-Potential: Für $I < I_{max}$ existieren Minima, die zeitliche Ableitung der Phase ist im Mittel null (b), für $I > I_0$ ist dies nicht mehr der Fall (c)

Parallelwiderstand (Shunt) als Parallelschaltung einer Kapazität mit einem Widerstand auffassen. Wenn man das Rauschen vernachlässigt, erhält man mit $\delta = \varphi_1 - \varphi_2$ die Differentialgleichung

$$C\dot{U} + \frac{U}{R} + I_0 \sin\delta = \frac{\hbar C}{2e}\ddot{\delta} + \frac{\hbar}{2eR}\dot{\delta} = I - I_0 \sin\delta \tag{3}$$

Die rechte Seite kann als Ableitung eines „Potentials“ interpretiert werden:

$$I - I_0 \sin\delta = \frac{\partial}{\partial\delta}(I\delta + I_0 \cos\delta) \tag{4}$$

Es gilt nun, zwei Fälle zu unterscheiden:

- Für $I < I_0$ gibt es Potentialmulden, in denen δ Schwingungen ausführt. Das zeitliche Mittel $< \dot{\delta} >$ verschwindet, es fällt (im zeitlichen Mittel) keine Spannung am SQUID ab.
- Für $I \geq I_0$ existieren diese lokalen Minima nicht mehr, und es ist $< \dot{\delta} > \neq 0$. An der Josephson-Junction fällt eine Spannung ab.

3 Prinzip eines SQUIDs

Im Prinzip ist ein SQUID nichts anderes als ein Ring aus supraleitendem Material, der von einer oder zwei Josephson-Junction(s) unterbrochen ist. Bei einer Josephson-Junction spricht man von einem AC- oder RF-SQUID, bei zwei Josephson-Junctions von einem DC-SQUID[1]. Man kann ein SQUID als Quanteninterferometer bezeichnen. Die Interferenz findet zwischen den Wellenfunktionen der Elektronen statt, wobei die Josephson-Junctions dieselbe Rolle spielen wie die Spalte eines optischen Gitters.

3.1 Das DC-SQUID

Man kann ein DC-SQUID als eine Parallelschaltung zweier Josephson-Junctions auffassen. Die Phasendifferenz an den Josephson-Junctions wird dabei durch den Magnetfluß im Inne-

[1]Diese Bezeichnungen beziehen sich auf die Art des Stromes, mit der das SQUID normalerweise betrieben wird: RF-SQUID: Wechselstrom und DC-SQUID: Gleichstrom.

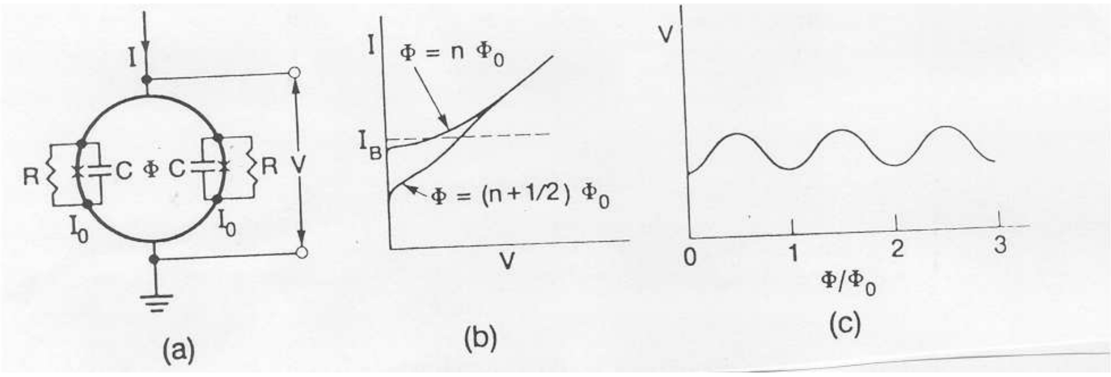

Abbildung 2: Zum DC-SQUID: (a) Ersatzschaltbild des DC-SQUIDs mit Shunts, (b) Strom-Spannungs-Charakteristik, (c) Spannung am SQUID in Abhängigkeit des magnetischen Flusses durch das SQUID.

ren des SQUIDs bestimmt: Der „Suprastrom“ ist gegeben durch

$$\vec{j}_s = \frac{e\hbar}{m}|\psi|^2\vec{\nabla}\varphi - \frac{2e^2}{m}|\psi|^2\vec{A} \tag{5}$$

Im Inneren des supraleitenden Materials ist im wesentlichen $\vec{j}_s = 0$, dort gilt also $\hbar\vec{\nabla}\varphi = 2e\vec{A}$. Durch Integration zwischen den Josephson-Junctions erhält man

$$\varphi_{1A} - \varphi_{2A} + \varphi_{2B} - \varphi_{1B} = \frac{2e}{\hbar}\oint \vec{A}\cdot d\vec{l} = \frac{2e}{\hbar}\int(\vec{\nabla}\times\vec{A})\cdot d\vec{S} = \frac{2\pi}{\Phi_0}\int \vec{B}\cdot d\vec{S} = \frac{2\pi\Phi}{\Phi_0} \tag{6}$$

Der Gesamtstrom durch das SQUID ist einfach die Summe der Einzelströme

$$\begin{aligned} I = I_0\left(\sin(\varphi_{1A}-\varphi_{1B}) + \sin(\varphi_{2A}-\varphi_{2B})\right) = 2I_0\sin\left(\frac{\varphi_{1A}-\varphi_{1B}+\varphi_{2A}-\varphi_{2B}}{2}\right) \\ \cos\left(\frac{\varphi_{1A}-\varphi_{2A}+\varphi_{2B}-\varphi_{1B}}{2}\right) = 2I_0\sin\left(\frac{\varphi_{1A}-\varphi_{1B}+\varphi_{2A}-\varphi_{2B}}{2}\right)\cos\left(\frac{\pi\Phi}{\Phi_0}\right) \end{aligned} \tag{7}$$

Der Strom durch das SQUID hängt also periodisch von dem magnetischen Fluß durch das SQUID ab. Um Hysterese-Erscheinungen[2] zu verhindern, wird normalerweise ein Widerstand parallel zu den Josephson-Junctions geschaltet (resistively shunted junction, RSJ). Die beiden Josephson-Junctions werden nun beide jeweils von einem Strom $I_n > I_0$ durchflossen, so daß eine Spannung an ihnen abfällt. Diese Spannung hängt vom Magnetfluß Φ durch das SQUID ab: Falls $\Phi \neq \Phi_0$ ($\Phi_0 = \frac{h}{2e}$) fließt zusätzlich ein Josephson-Strom, um die Flußquantisierung innerhalb des SQUIDs zu erhalten. Es ist $J = -\frac{\Phi'}{L}$, wobei Φ' die Differenz zum „nächsten“ Vielfachen von Φ_0 ist. J ist ein Kreisstrom, der für die eine Junction addiert, für die andere subtrahiert werden muß. Wenn man Φ' von 0 auf $\frac{\Phi_0}{2}$ erhöht, sinkt I_0 entsprechend. Bei $\Phi' = \frac{\Phi_0}{2}$ ändert J seine Richtung (der Fluß im SQUID springt um Φ_0), und entsprechend steigt I_0 bei weiterer Erhöhung wieder. I_0 hängt also periodisch von Φ ab, mit Periode Φ_0. Damit ändert sich auch die am SQUID abfallende Spannung periodisch mit dem magnetischen Fluß.

Man betreibt ein DC-SQUID in der Regel als Nulldetektor in einem Bereich, in dem der Transmissionskoeffizient $\frac{\partial U}{\partial \Phi}$ ein Maximum annimmt. Eine extrem kleine Flußänderung ruft

[2]Sobald der Strom I_0 übersteigt, liegt eine Spannung an der Josephson-Junction an; wird der Strom dann wieder verringert, fällt die Spannung erst bei $I < I_0$ auf null.

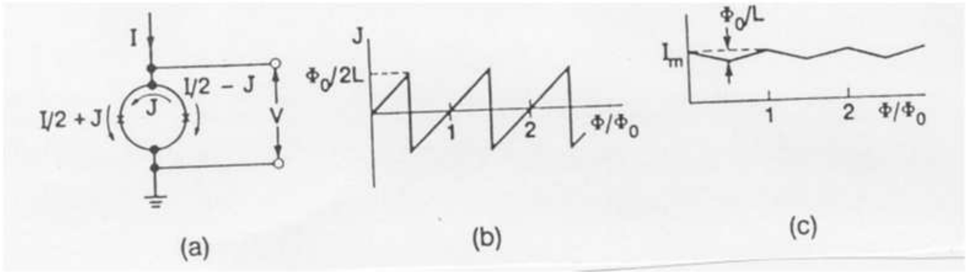

Abbildung 3: (a) Stromverteilung im DC-SQUID, (b) Kreisstrom in Abhängigkeit des Magnetflusses durch das SQUID, (c) Maximalstrom in Abhängigkeit des Flusses

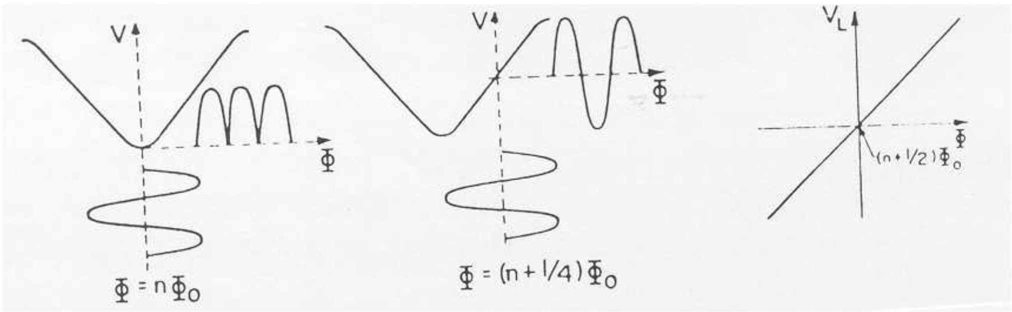

Abbildung 4: Prinzip der *flux locked loop*: Für $\Phi = n\Phi_0$ liefert das SQUID ein „gleichgerichtetes“Signal, das der doppelten Frequenz entspricht. Das Lock-in-Ausgangssignal ist dann (nach Integration) null (keine konstante Phasenbeziehung, links). Für $\Phi = \left(n + \frac{1}{4}\right)\Phi_0$ hat das SQUID-Signal hingegen die gleiche Frequenz wie die Referenz, das Lock-In-Ausgangssignal ist dann maximal (Mitte). So ergibt sich ein linearer Zusammenhang zwischen dem Fluß durch das SQUID und dem Lock-in-Ausgangssignal (rechts)

so noch eine meßbare Spannungsänderung hervor. Um den Arbeitspunkt konstant zu halten, verwendet man *Flußrückkopplung*, genauer eine Rückkopplungsschleife (*flux locked loop*, vgl. PLL!): Ein HF-Oszillator (z.B. 100 kHz) sorgt für eine Modulation des Magnetflusses. Das SQUID-Signal wird über einen Transformator zunächst an einen rauscharmen Verstärker, dann an einen Lock-in-Detektor, dessen Referenzquelle der HF-Oszillator ist, und schließlich an einen Integrator weitergegeben. Das so erhaltene Signal wird über einen Widerstand, an dem eine Spannungsmessung vorgenommen wird, induktiv, also über eine Spule, an das SQUID zurückgegeben. Eine Änderung des magnetischen Flusses bewirkt eine „Gegenreaktion“, so daß der Arbeitspunkt derselbe bleibt, die Änderung des Flusses läßt sich anhand der Spannung am Widerstand bestimmen.

3.2 Das RF-(AC-)SQUID

Im Gegensatz zum DC-SQUID hat das RF-(Radio Frequency)SQUID nur eine Josephson-Junction. Seinen Namen verdankt es der Tatsache, daß es gewöhnlich mit hochfrequentem Wechselstrom betrieben wird.
Innerhalb des Supraleiters verschwindet der Josephson-Strom. Bei der Integration über die Junction kann der Beitrag des Vektorpotential vernachlässigt werden. Man erhält also aus

(5)

$$\oint \vec{j}_s \cdot d\vec{l} = \frac{e\hbar}{m}|\psi|^2 \oint (\vec{\nabla}\varphi) \cdot d\vec{l} - \frac{2e^2}{m}|\psi|^2 \oint \vec{A} \cdot d\vec{l} = \frac{e\hbar}{m}|\psi|^2 \left(2\pi n - \frac{2e}{\hbar}\Phi\right)$$
$$= \frac{e\hbar}{m}|\psi|^2(\varphi_A - \varphi_B) \Rightarrow (\varphi_A - \varphi_B) + 2\pi\frac{\Phi}{\Phi_0} = 2\pi n \quad (n \in \mathbb{Z}) \tag{8}$$

Der magnetische Fluß setzt sich aus dem von außen angelegten Fluß und dem vom Strom durch das SQUID hervorgerufenen Fluß zusammen: $\Phi = \Phi_a + LI$. Mit $I = I_0 \sin(\varphi_A - \varphi_B)$ kann man den Zusammenhang zwischen Φ_a und dem Gesamtfluß Φ leicht berechnen. Es empfiehlt sich, Φ_a als Funktion von Φ zu betrachten:

$$\Phi_a = \Phi - LI_0 \sin(\varphi_A - \varphi_B) = \Phi - LI_0 \sin\left(2\pi\left(n - \frac{\Phi}{\Phi_0}\right)\right) = \Phi + LI_0 \sin\left(2\pi\frac{\Phi}{\Phi_0}\right) \tag{9}$$

Je nach dem Wert von LI_0 ist die Umkehrfunktion $\Phi(\Phi_a)$ nicht immer eindeutig. Den Grenzwert kann man bestimmen, indem man betrachtet, wann die Ableitung $\frac{d}{d\Phi}\Phi_a(\Phi)$ Nullstellen hat. Solche Nullstellen existieren für $2\pi\frac{LI_0}{\Phi_0} \geq 1$, für $\frac{LI_0}{\Phi_0} > \frac{1}{2\pi}$ ist $\Phi_a(\Phi)$ nicht eindeutig umkehrbar. In diesem Fall springt $\Phi(\Phi_a)$ an Stellen mit vertikaler Tangente auf den nächsthöheren (oder nächstniedrigeren) Wert[3]: das SQUID zeigt ein hysteretisches Verhalten.

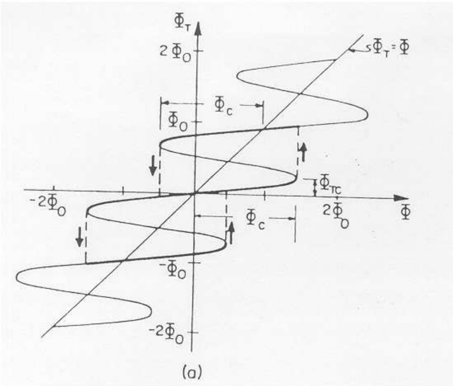

Abbildung 5: Fluß durch das RF-SQUID in Abhängigkeit des von außen angelegten Flusses

Meistens wird ein RF-SQUID betrieben, indem er induktiv mit einem Parallelschwingkreis gekoppelt wird. Der Schwingkreis wird mit seiner Resonanzfrequenz angeregt. Wir bezeichnen mit L_S, C_S und R_S die Induktivität, Kapazität und den (effektiven) ohmschen Widerstand des Schwingkreises, L_{12} sei die Gegeninduktion des Systems Schwingkreis-SQUID, $Q = \frac{\omega_S L}{R_S}$ der Gütefaktor des Schwingkreises.

[3] Die Bereiche mit negativer Steigung sind instabil

Gemessen wird nun die am Schwingkreis anliegende Spannung. Für $\Phi_a = n\Phi_0$ „bewegt“ sich das SQUID für kleine Werte von I_{RF} innerhalb einer Hysteresis-Schleife. U_S steigt zunächst linear mit I_{RF}. Erreicht Φ_S (der durch den Schwingkreis im SQUID hervorgerufene Magnetfluß) den „Sprungfluß“ Φ_C (dies ist bei $I_{RF} = \frac{\Phi_C}{L_{12}Q}$ der Fall), so kann das SQUID eine Hysteresis-Schleife weiter springen und entzieht dem Schwingkreis so Energie. U_S steigt dann zunächst nicht mehr. Ist I_{RF} gerade groß genug, um einen Sprung auszulösen, dauert es viele Zyklen, bis der Schwingkreis wieder genug Energie hat, um einen weiteren Sprung auszulösen. Wenn man I_{RF} weiter erhöht, können solche Sprünge öfter angeregt werden, bis sie irgendwann bei jedem Zyklus angeregt werden können. Bis zu diesem Punkt bleibt U_S konstant, bei weiterer Erhöhung von I_{RF} steigt U_S wieder, bis die zweithöhere (-tiefere) Hysteresis-Schleife angeregt werden kann, wonach U_S wieder konstant bleibt etc. Man erhält also ein „Stufenmuster“. Ist nun der angelegte magnetische Fluß $\Phi_a \neq n\Phi_0$, so verschiebt sich die Kennlinie: Das erste Plateau wird schon bei $\Phi_C - \Phi_a$ erreicht (für $\Phi_a < \frac{\Phi_0}{2}$). Ein Minimum erhält man für $\frac{\Phi_0}{2}$. Man stellt nun I_{RF} so ein, daß der Schwingkreis für alle Werte von Φ auf der ersten „Stufe“ verharrt, also im ersten Bereich, wo U_S bei Variationen von I_{RF} konstant bleibt. Man mißt nun die Spannung am Schwingkreis; durch Demodulation erhält man ein (in Φ periodisches Signal). Wie beim DC-SQUID verwendet man eine *flux locked loop*, um den Arbeitspunkt des SQUIDs konstant zu halten.

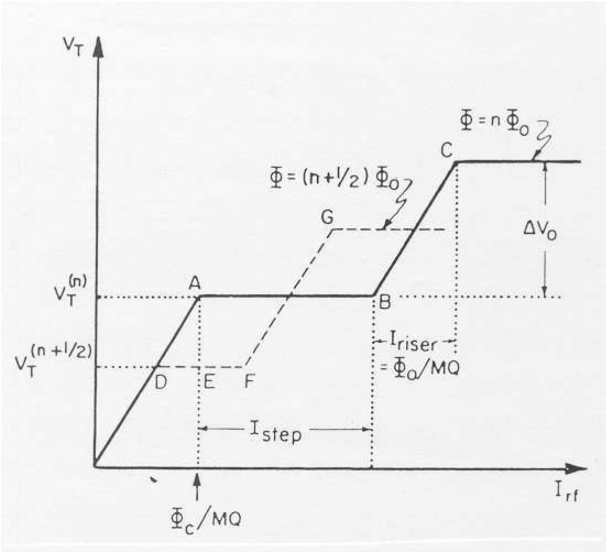

Abbildung 6: Die Spannung am Schwingkreis als Funktion des Anregungsstromes

4 Rauschen – und wie man es verringert

4.1 Das Rauschen der Josephson-Junction

Hierbei handelt es sich in erster Linie um thermisches Rauschen. Wenn man es in der „Bewegungsgleichung“ (3) berücksichtigt, erhält man die Langevin-Gleichung:

$$\begin{aligned} \dot{U} + \frac{U}{R} + I_0 \sin\delta &= \frac{\hbar C}{2e}\ddot{\delta} + \frac{\hbar}{2eR}\dot{\delta} + I_0 \sin\delta \\ &= I + I_N(t) \end{aligned} \tag{10}$$

Das Rauschen führt dazu, daß die Phasendifferenz δ auch für $I < I_0$ nicht immer konstant bleibt, sondern gelegentlich springt (das „Waschbrett“ vibriert), was zu Spannungspulsen führt. Im thermischen Grenzfall beträgt die Spektraldichte des Rauschstromes

$$S_I(f) = \frac{4k_BT}{R} \tag{11}$$

4.2 Rauschen in DC-SQUIDs

4.2.1 Thermisches Rauschen

Um das Rauschen an einer Josephson-Junction (RSJ) zu beschreiben, muß man in der „Bewegungsgleichung“ (3) noch den Rauschstrom I_N berücksichtigen. Für einen DC-SQUID erhält man die zwei Langevin-Gleichungen (vgl. (10))

$$\frac{\hbar C}{2e}\ddot{\delta}_1 + \frac{\hbar}{2eR}\dot{\delta}_1 = \frac{I}{2} - I_0 \sin\delta_1 + J + I_{N1} \tag{12}$$
$$\frac{\hbar C}{2e}\ddot{\delta}_2 + \frac{\hbar}{2eR}\dot{\delta}_2 = \frac{I}{2} - I_0 \sin\delta_2 - J + I_{N2} \tag{13}$$

wobei J der Josephson-(Kreis-)Strom ist. Diese Gleichung ist nur numerisch lösbar. Für die Rauschspannungs-Spektraldichte $S_U(f)$ und die Rauschenergie pro Bandbreite $\varepsilon(f)$ erhält man

$$S_U(f) \approx 16 k_B T R \tag{14}$$
$$\varepsilon(f) \approx \frac{9k_B T}{R} = 16 k_B T \sqrt{\frac{LC}{\beta_C}} \quad \text{mit } \beta_C := \frac{2\pi I_0 R^2 C}{\Phi_0} = \omega_J RC \tag{15}$$

Das thermische Rauschen ist also weiß. Das gilt aber nur, solange $f \ll \frac{\omega_J}{2\pi}$. Um das thermische Rauschen zu minimieren, sollte man also Temperatur, Kapazität und Induktivität des SQUIDs möglichst niedrig halten.
Bei einer Messung des Rauschspektrums stellt man folgendes fest: Über einen weiten Frequenzbereich ist das Rauschen tatsächlich weiß. Für niedrige Frequenzen nimmt die Spektraldichte aber stark zu: Dem weißen Rauschen ist ein *1/f-Rauschen* überlagert.

4.2.2 1/f-Rauschen

Es gibt mindestens zwei Arten von 1/f-Rauschen, nämlich zum einen Fluktuationen des kritischen Stromes, zum anderen sogenanntes Flußrauschen. Die Fluktuationen des kritischen Stromes sind auf Verunreinigungen der Josephson-Junctions zurückzuführen, in denen tunnelnde Elektronen gewissermaßen „hängenbleiben“. Es ist plausibel, von einem thermisch aktivierten Prozeß auszugehen, und für die „mittlere Verweildauer“ erhält man $\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{E}{k_B T}\right)$. Das zugehörige Spektrum *einer* solchen „Falle“ entspricht einer Lorentz-Kurve, d.h.

$$S(f) \propto \frac{\tau}{1 + (2\pi f \tau)^2} \tag{16}$$

Da in einer Josephson-Junction viele solcher Defekte vorkommen, überlagern sich ihre Spektren zu einem 1/f-Spektrum. Diese Fluktuationen des kritischen Stromes haben an beiden Josephson-Junctions dieselbe Polarität (in Phase) und können durch die übliche Flußmodulation erheblich verringert werden.
Die zweite Art des 1/f-Rauschens ist das sogenannte Flußrauschen. Es wird von im SQUID eingeschlossenem magnetischen Fluß hervorgerufen. Im Gegensatz zu den oben beschriebenen Fluktuationen haben solche Fluktuationen an den Junctions entgegengesetzte Polarität und können nicht durch Flußmodulation kompensiert werden. Man kann aber auch Flußrauschen verringern, indem die Stromrichtung durch das SQUID umgekehrt wird: Beim Flußrauschen

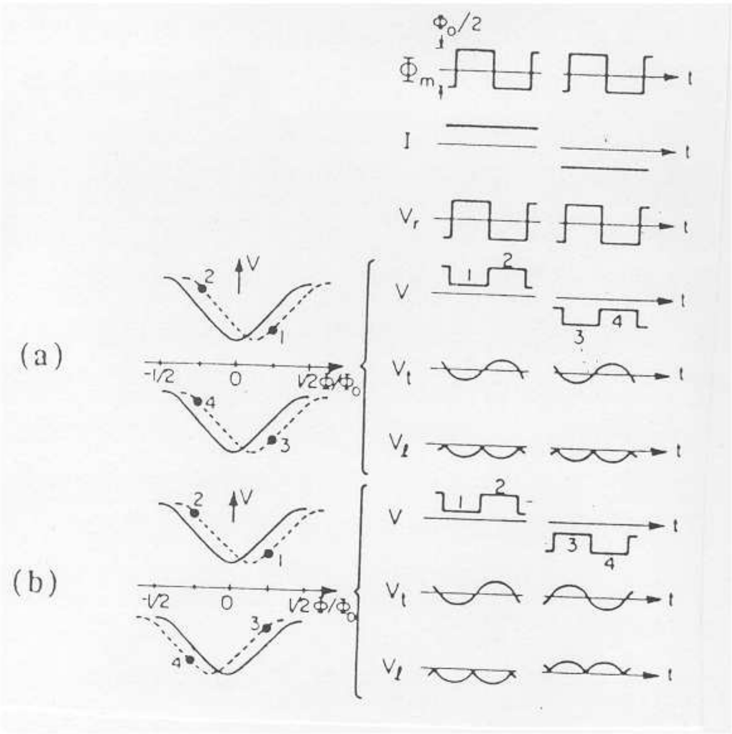

Abbildung 7: Flußumkehr zur Verringerung des Rauschens: (a) Bei einer tatsächlichen Signaländerung hat das Ausgangssignal unabhängig von der Flußrichtung immer dieselbe Polarität. (b) Bei einem zufälligen Rauschsignal ändert das Ausgangssignal bei Flußumkehr seine Polarität und wird herausgemittelt.

kehrt sich dann auch die Polarität des Signals um, im zeitlichen Mittel verschwindet das Signal also. Bei einer Flußänderung $\delta\Phi$ hat das Signal unabhängig von der Stromrichtung immer dieselbe Polarität, das Signal verschwindet also nicht im zeitlichen Mittel.

4.3 Rauschen in RF-SQUIDs

In einem RF-SQUID führt das thermische Rauschen dazu, daß das SQUID auch bei niedrigeren Strömen als dem „Sprungstrom“ unter Umständen schon die Hysteresis-Schleife wechseln kann, bedingt durch stochastische Fluktuationen. Außerdem steigt auf den Stufen, d.h. in den Abschnitten, in denen die Spannung bisher konstant war, die Spannung nun an.

Anders als bei DC-SQUIDs muß bei RF-SQUIDs auch das Rauschen des Schwingkreises und des Verstärkers berücksichtigt werden. Das liegt vor allem an der hohen Frequenz, mit der ein RF-SQUID betrieben wird. Auch sonstige Komponenten (z.B. Kabel) tragen hier stärker zum Rauschen bei. Insgesamt erhält man für die Energiedichte

$$\varepsilon = \frac{1}{\omega_{RF}} \left(\frac{\eta \pi^2 \Phi_0^2}{2L} + 2\pi\eta k_B T_a^{eff} \right) \tag{17}$$

wobei T_a^{eff} die *effektive Rauschtemperatur* der Elektronik ist, d.h. die Temperatur, der das Rauschspektrum entspricht.

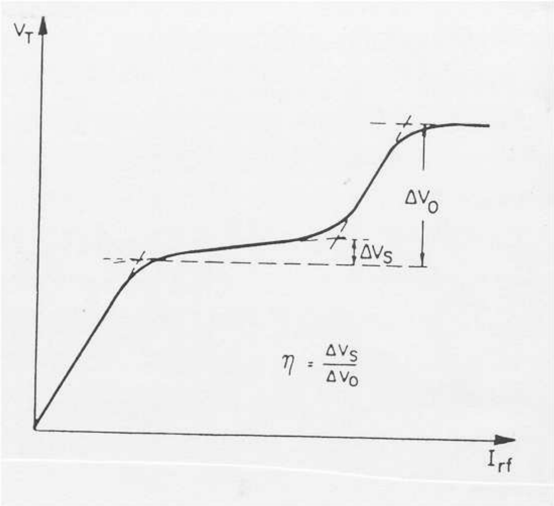

Abbildung 8: Spannung am Schwingkreis gegen Anregungsstrom unter Berücksichtigung des Rauschens

5 Die praktische Umsetzung

5.1 LTS-SQUIDs

Tieftemperatursupraleiter (LTS) waren bis 1986 die einzigen bekannten Supraleiter, so daß ca. 20 Jahre lang SQUIDs ausschließlich aus ihnen hergestellt wurden. Sehr oft werden Niob und Nioblegierungen verwendet, aber auch Blei ist ein häufig verwendetes Material. LTS-SQUIDs müssen in flüssigem Helium gekühlt werden, was einen relativ hohen technischen Aufwand erfordert (auch an Isolierung!) LTS-SQUIDs sind sehr rauscharm.

5.1.1 LTS-DC-SQUIDs

Die meisten dieser SQUIDs werden mit Hilfe lithographischer Verfahren (vor allem Photolithographie, aber auch Elektronenstrahllithographie) hergestellt, also im Prinzip wie integrierte Schaltkreise. Dabei ist es sinnvoll, mit dem SQUID induktiv gekoppelte Spulen (z.B. die Eingabespule und die Rückkopplungsspule) zu integrieren. Dafür sind Mehrschichtverfahren nötig: Zwischen der SQUID-Schicht und der Spulenschicht wird etwa eine Metalloxidschicht aufgetragen. Üblicherweise beträgt die Dicke der Leiterbahnen 2-3μm, es sind aber schon dünnere Bahnen hergestellt worden. Die Induktivität eines solchen SQUIDs beträgt einige hundert pH, die (spektrale) Rauschenergie ist von der Größenordnung 10^{-32}J/Hz.

5.1.2 LTS-RF-SQUIDs

Lange Zeit dominierten RF-SQUIDs den Markt, da es schwierig war, zwei identische Josephson-Kontakte herzustellen. Erst als mikroelektronische Herstellungsverfahren (Photolithographie etc.) verwendet wurden, wurde es einfacher, DC-SQUIDs herzustellen, und RF-SQUIDs traten etwas in den Hintergrund

5.2 HTS-SQUIDs

Die Entdeckung der Hochtemperatursupraleiter 1986 hat auch zur Entwicklung neuer SQUIDs geführt. Der größte Vorteil ist, daß solche SQUIDs „nur "mit flüssigem Stickstoff gekühlt werden müssen, außerdem ist die Isolierung weniger anspruchsvoll, was den technischen Aufwand erheblich verringert. Dem steht ein erheblich größeres Rauschen gegenüber. Das am häufigsten verwendete Material ist YBCO ($YBa_2Cu_3O_{7-x}$), das oft auf ein Substrat aus Strontiumtitanat ($SrTiO_3$, STO) aufgetragen wird (s.u.). Es ist schwierig, mit YBCO zu arbeiten, da es ziemlich spröde ist. Eine Möglichkeit, eine dünne YBCO-Schicht aufzutragen, ist die Laserablation: Dabei wird mit Hilfe eines gepulsten (UV-)Lasers YBCO verdampft, so daß es anschließend auf einem Substrat kondensiert.

5.2.1 Josephson-Junctions in HTS-SQUIDs

Es gibt grundsätzlich drei verschiedene Arten, hier Josephson-Junctions anzulegen:

- Die gängigste Methode ist es, Korngrenzen von polykristalliner Substanzen zu verwenden. Dabei können sogar natürlich auftretende Korngrenzen verwendet werden.
  - Man kann z.B. Korngrenzen von polykristallinem YBCO verwenden. Eine Möglichkeit besteht darin, eine supraleitende Schicht an einer bestimmten Stelle „auszudünnen", so daß natürliche Korngrenzen als Josephson-Junctions fungieren können.
  - Eine andere Möglichkeit ist es, auf ein bikristallines Substrat (z.B. $SrTiO_3$ eine YBCO-Schicht aufzutragen. An der STO-Korngrenze bildet sich auch eine YBCO-Korngrenze heraus.
  - Schließlich kann man in das Substrat eine Stufe einbauen, an der aufgetragenes YBCO ebenfalls eine Korngrenze ausbildet.
- Außerdem gibt es die „klassische" Methode, zwischen zwei supraleitende Materialien ein nicht-supraleitendes Material einzubringen, z.B. Metalloxide. Oft wird für diese Barriere eine Stufe angelegt, an der das Material für die Junction aufgetragen wird.
- Schließlich kann man eine bestimmte Region eines Supraleiters – vorzugsweise eine dünne Stelle *schwächen*, z.B. mit einem Ionenstrahl oder einer Fremdsubstanz.

5.2.2 Rauschen in HTS-SQUIDs

Naturgemäß spielt thermisches Rauschen in SQUIDs aus Hochtemperatursupraleitern eine erheblich größere Rolle als bei LTS-SQUIDs. Bei der Kühlung mit flüssigem Stickstoff (also bei $T = 77K$) muß man darauf achten, daß der durch thermisches Rauschen hervorgerufene Flüs Φ_0 nicht übersteigt, die Induktivität ist also möglichst klein zu halten.
Bemerkenswert ist auch, daß bei 77K der Unterschied im Rauschen zwischen DC- und RF-SQUIDs weitaus geringer ist. Dies liegt daran, daß bei RF-SQUIDs die effektive „Rauschtemperatur" der Elektronik erheblich über 4K liegt, bei 77K fällt sie nicht mehr so sehr ins Gewicht.
Von großer Bedeutung ist hingegen 1/f-Flußrauschen in HTS-SQUIDs, besonders bei polykristallinem YBCO. Das wird damit erklärt, daß sich Flußschläuche (*Vortices*) durch thermische Anregung im Supraleiter bewegen, was für jede Vortex ein Lorentz-Spektrum hervorruft. Diese einzelnen Spektren überlagern sich wieder zu einem 1/f-Spektrum.

6 Anwendungen

6.1 Magnetometer und Gradiometer

Die offensichtlichste Anwendung für ein SQUID ist die Messung magnetischer Flüsse und damit auch magnetischer Felder. Das SQUID wird dabei üblicherweise in der bereits beschriebenen *flux locked loop* betrieben. Die Eingabespule des SQUIDs wird mit einer Leiterschleife verbunden, innerhalb derer der Fluß gemessen wird[4]. Man erreicht so Genauigkeiten von einigen $fT/Hz^{1/2}$, die bisher mit keinem anderen Magnetometer erreicht wurden. Es ist auch möglich, den Gradienten des Flusses (Feldes) zu messen, indem zwei gegenläufig gewundene Leiterschleifen in einem festen Abstand zueinander in Serie geschaltet werden: Ist der magnetische Fluß durch beide Schleifen derselbe, so fließt kein Strom; gemessen wird also nur die Änderung des Flusses auf einen bestimmten Abstand, also der Gradient. Man kann auch die zweite Ableitung bestimmen, indem man zwei solche Gradiometer gegenläufig hintereinanderschaltet: Gemessen wird dann die Änderung der Flußänderung.

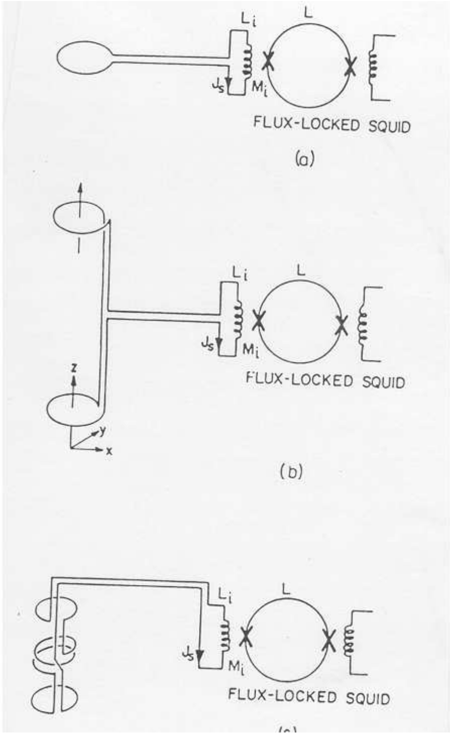

Abbildung 9: (a) Magnetometer, (b) Gradiometer 1. Ableitung, (c) Gradiometer 2. Ableitung

6.1.1 Suszeptibilitätsmessungen

Man kann ein Gradiometer (1. Ableitung) dazu verwenden, um die magnetische Suszeptibilität χ (zur Erinnerung: $M = \chi H$) zu messen. Dafür muß man nur einen Probekörper in eine der Schleifen einbringen und ein homogenes Feld anlegen. Sofern dieser Probekörper eine von null verschiedene Suszeptibilität hat, unterscheiden sich die magnetischen Flüsse durch die beiden Leiterschleifen, und man erhält ein Signal proportional zu χ.

6.1.2 Geophysik, Gravitation

Aufgrund seiner extrem hohen Auflösung, was magnetische Flüsse angeht, kann das SQUID verwendet werden, um kleinste Gravitationsschwankungen nachzuweisen. Man kann z.B. eine von einem konstanten Strom durchflossene Spule zwischen zwei gleiche Massen einbringen, die mit Federn gelagert sind. Unterscheiden sich die Kräfte auf die Massen, so führt dies zu einer minimalen Induktivitätsänderung der Spule, die über Flußwandler induktiv an ein SQUID gekoppelt ist. Das SQUID reagiert auf diese Änderung. Eine weitere interessante geophysikalische Anwendung sind paläomagnetische Untersuchungen: Bekanntlich hat das Magnetfeld der Erde im Laufe der Erdgeschichte öfter seine Orientierung geändert. Es gibt nun (ferromagnetische) Minerale, die gewissermaßen ein Archiv dieser Orientierungen darstellen. SQUIDs ermöglichen es, solche z.T. sehr schwachen Restmagnetisierungen genau zu

[4]Man könnte auch das SQUID direkt als Sensor nehmen, durch den *Flußtransformator* wird aber die Auflösung erheblich erhöht, ohne daß die Induktivität des SQUIDs und damit das Rauschen zunimmt.

untersuchen.
Gerade für Anwendungen, die auch außerhalb eines Labors zum Einsatz kommen, sind HTS-SQUIDs von großem Vorteil, vor allem wegen des geringeren technischen Aufwandes.
Auch zum Nachweis von Gravitationswellen hofft man SQUIDs einsetzen zu können. Eine solche Gravitationswellenantenne ist eine große Masse (z.B. eine Aluminiumstange), die so nah wie möglich am absoluten Nullpunkt gehalten wird (sonst überdecken thermische Effekte mögliche Auslenkungen durch Gravitationswellen. An dieser Masse sind nun zwei miteinander verbundene supraleitende Spulen befestigt, die von permanenten Kreisströmen durchflossen werden. Auch eine extrem geringe Auslenkung der Masse kann als Änderung des magnetischen Flusses von einem SQUID detektiert werden.

6.1.3 Nichtinvasive Materialprüfung

Gerade in der Metallurgie – man denke an Metallträger, Flugzeugteile etc., die oft einer großen Belastung standhalten müssen – ist es wichtig, auch die kleinsten Defekte aufzuspüren, wobei der Probekörper natürlich intakt bleiben muß. Man verwendet nun Wirbelströme zur Untersuchung dieser Probekörper. Defekte führen zu gewissen Unregelmäßigkeiten der Wirbelströme, was natürlich auch zu Unregelmäßigkeiten der zugehörigen Magnetfelder führt, die mit einem SQUID problemlos detektiert werden können.

6.1.4 Medizinische Anwendungen

Mit die wichtigsten Anwendungen von SQUIDs als Magnetometer bzw. Gradiometer sind sicherlich die medizinischen Anwendungen.
Zum einen werden SQUID-Gradiometer eingesetzt, um körpereigene Magnetfelder zu vermessen. Am meisten verwendet werden Magnetokardiographie (MKG) und Magnetoenzephalographie (MEG). Im Unterschied zu den entsprechenden „elektrischen“ Verfahren, bei denen (skalare) Potentiale vermessen werden, wird hier mit dem Magnetfeld eine vektorielle Größe vermessen[5], was zusätzliche Informationen bedeutet. Gerade in der Kardiologie scheinen solche Zusatzinformationen wichtig zu sein. Man verwendet in erster Linie Gradiometer, weil es so möglich ist, störende Hintergrundfelder weitgehend zu eliminieren (letztere ändern sich über einen kurzen Abstand verhältnismäßig wenig). Dennoch ist eine magnetische Abschirmung nach außen (bisher) wichtig.
HTS-SQUIDs würden auch hier große Vorteile aufweisen: Man könnte näher an der „Quelle“ messen, die Isolierung wäre ebenfalls weniger aufwendig. Bisher ist es aber anscheinend noch nicht gelungen, das Rauschen in ausreichendem Maße zu verringern.
Nicht ausschließlich medizinische Anwendungen hat die

6.1.5 Kernspinresonanz

Auch bei NMR-Messungen werden die Eigenschaften von SQUIDs als hochempfindliche Flußdetektoren genutzt. Genaugenommen haben wir es hier mit einem Gradiometer zu tun: In eine von zwei gegenläufigen gleichen Spulen wird ein Probekörper eingebracht, dessen Kernspins über eine weitere Spule mit HF-Pulsen angeregt werden. Ein SQUID detektiert die dadurch hervorgerufene Änderung des magnetischen Flusses. HF-Puls und Antwortsignal

[5]Man kann natürlich immer nur eine Komponente des Magnetfeldes messen. Deshalb werden verschieden orientierte SQUIDs für verschiedene Komponenten des Magnetfeldes verwendet.

werden verstärkt und zur weiteren Verarbeitung digital gespeichert. Man kann Auflösungen von etwa $2 \cdot 10^{16}$ Kernspins erreichen. Kernquadrupolresonanz (NQR) ist ebenfalls auf diese Weise meßbar.
Ein Problem ist die Sättigung, die durch RF-Pulse auftreten kann. Deshalb verwendet man Josephson-Kontakte (ohne Parallelwiderstände als „Strombegrenzer“: Sobald der Strom den kritischen Wert übersteigt, wirken sie als Widerstände (ca. $1k\Omega$).

6.2 Voltmeter

SQUIDs werden seit langem als Voltmeter eingesetzt. Man schaltet die Signalquelle, einen Widerstand und die Eingabespule des SQUIDs in Serie. Das SQUID wird, wie üblich, bei konstantem Fluß betrieben, das Ausgangssignal der *flux locked loop* wird auf den Widerstand zurückgegeben.

7 Zusammenfassung und Ausblick

Sowohl DC- als auch RF-SQUIDs haben ein sehr breites Spektrum an Anwendungen. Dabei verdrängen die DC-SQUIDs, die mit modernen Produktionsmethoden einfach herzustellen sind, zunehmend die RF-SQUIDs, die früher erheblich leichter herzustellen waren. Besonders als hochempfindliche Detektoren für magnetische Flußänderungen werden SQUIDs eingesetzt, woraus sich auch die meisten Anwendungen ergeben, zumal sich Änderungen anderer Größen in Änderungen magnetischer Flüsse umwandeln lassen. Das Aufkommen der HTS-SQUIDs in den letzten zehn Jahren hat eine erhebliche Verringerung des technischen Aufwandes möglich gemacht.
Trotz aller Verfahren zur Rauschverminderung bleibt Rauschen besonders bei HTS-SQUIDs ein Problem. Auf dem Gebiet der Rauschverminderung wird es deshalb auch in Zukunft erhebliche Anstrengungen geben. Auch die Fertigung von HTS-SQUIDs, die aufgrund der Sprödigkeit der bisher bekannten Hochtemperatur-Supraleiter schwierig ist, könnte noch erheblich vereinfacht werden. Gerade bei HTS-SQUIDs ist deshalb noch eine erhebliche Entwicklung zu erwarten.

Literatur

[1] John Clarke, *SQUID Fundamentals*, aus: H. Weinstock (ed), *SQUID Sensors: Fundamentals, Fabrication and Applications*, Kluwer Academic Publishers, 1996

[2] David R. Tilley, John Tilley, *Superfluidity and Superconductivity*, Institute of Physics Publishing, Bristol, 1990

[3] Hans Koch, *Magnetokardiographie mit SQUID-Sensoren*, Phys. Bl. **51** (1995) Nr. 9 S.847

[4] Bernd David, *Das Rauschen der Gehirnströme*, Physik in unserer Zeit **29** (1998) Nr. 5 S. 198

Sämtliche Abbildungen aus [1].