

## Kapitel 3

### Sensorauflösung

#### 3.1. Das Barkhausen-Rauschen

Die Güte eines Sensors wird neben der Empfindlichkeit/Linearität durch seine Auflösung bestimmt. Allgemein versteht man darunter die Limitierung der Meßgenauigkeit durch stochastischen Fluktuationen des Sensorsignals - dem Sensorrauschen. Dieses kann verschiedenste physikalische Ursachen haben. Bedingt durch die speziellen Eigenschaften dünner ferromagnetischer Schichten kann beim integrierten Fluxgate-Sensor nicht vollständig zwischen Rauschen und Nichtlinearitäten unterschieden werden.

Nach /MON 70/, /BIT 69/ wird bei ferromagnetischen Materialien nach den Ursachen zwischen drei unterschiedlichen Arten von Rauschen unterschieden.

**Erste Rauschquelle** ist das thermische Rauschen oder Nyquist-Rauschen bei konstanter Temperatur und konstantem Feld. Für einen Widerstand erhält man nach Nyquist

$$S(\omega) = 4 \cdot k \cdot T \cdot R \quad (3.1)$$

Dabei setzt sich  $R$  entsprechend /LUE 63/ zusammen aus dem Leitbahnwiderstand der Meßspule  $R_{Al}$ , sowie dem Wirbelstromverlustwiderstand  $R_W$ , dem Hysteresewiderstand  $R_H$ , und dem Nachwirkungswiderstand  $R_N$  des Kerns

$$R = R_{Al} + R_W + R_H + R_N \quad (3.2)$$

Wegen  $R_{Al} \gg \omega L$  im interessierenden Frequenzbereich  $f < 10$  MHz kann man die Anteile  $R_W$ ,  $R_H$ ,  $R_N$  des Kernmaterials vernachlässigen und mit  $R = R_{Al} = 200 \Omega$  erhält man eine auf die Bandbreite normierte Rauschspannung von

$$u_R = 2,1 \frac{\text{nV}}{\sqrt{\text{Hz}}} \quad (3.3)$$

**Zweite Rauschquelle** ist das in /LUE 63/ beschriebene Zusatzrauschen (Excess Noise) bei Temperaturänderungen, aber konstantem Feld. Es kann aber, ähnlich wie die thermischen Anteile des Kerns, vernachlässigt werden.

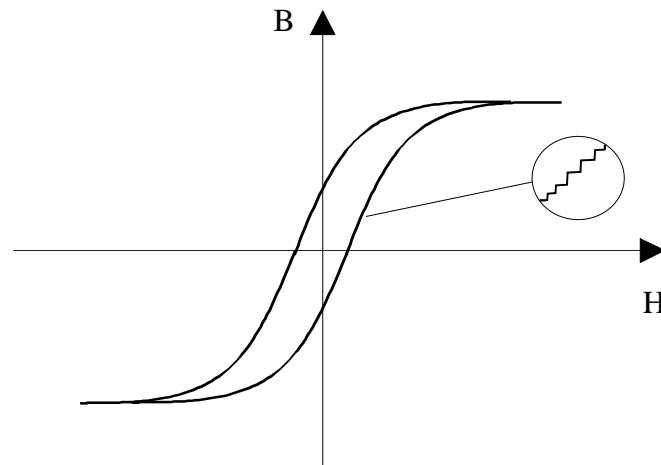


Abb. 3.1: Hysteresekennlinie mit Barkhausen-Sprüngen

**Dritte Rauschquelle** ist das bei Magnetfeldänderungen auftretende Barkhausen-Rauschen bei veränderlichem Feld. Bei der Charakterisierung des Sensors aus feld- und signaltheoretischer Sicht in Kapitel 2 wurde die  $B(H)$ -Kennlinie des Kernmaterials bisher als stetig angenommen. Ursache des Barkhausen-Rauschens sind jedoch die Unstetigkeiten der Hysteresekennlinie (Abb. 3.1), die nach ihrem Entdecker Barkhausen-Sprünge genannt werden. Diese Rauschquelle ist für die integrierten Spulen mit planarem Kern die Wichtigste. Die folgenden Bilder zeigen, daß sich die in Kapitel 2.4 beschriebenen Pulse der Spannung an der Meßspule aus vielen Einzelpulsen unterschiedlicher Höhe und mit variierendem Abstand zusammensetzen.

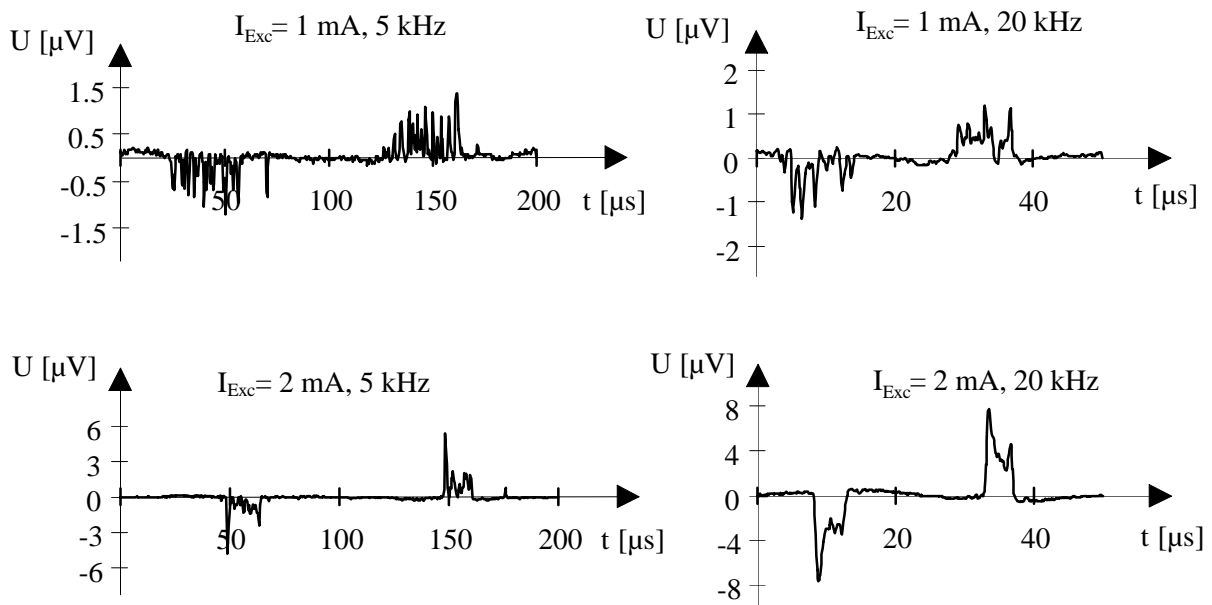


Abb. 3.2: Signale an der Meßspule bei 5 und 20 kHz Anregungsfrequenz

Die Erhöhung der Amplitude des Anregungsstromes (obere vs. untere Bildreihe in Abb. 3.2) und der Frequenz (linke vs. rechte Bildreihe in Abb. 3.2) führt zu einer höheren Änderungsgeschwindigkeit des Anregungsstromes. Resultat ist jeweils ein „Verschmieren“ der Einzelpulse.

Die Analyse des Barkhausen-Rauschens erfolgt für makroskopische Spulen mit ferromagnetischen Kernen gewöhnlich mit Anregungsfrequenzen  $f \ll 1$  Hz. Die kommerziell verfügbaren Lock-in Verstärker und speziell deren rauscharme Vorverstärker haben Rauschwerte von z.B.

$$u_R = 4 \dots 5 \frac{\text{nV}}{\sqrt{\text{Hz}}} \quad (3.4)$$

für den EG & G 5302 bei 1 MHz oberer Grenzfrequenz. Die Bandbreite des Barkhausen-Rauschens wird nach oben begrenzt durch die Wirbelstromgrenzfrequenz, die in Kapitel 2.6. auf größer 10 MHz abgeschätzt wurde. Für eine Impulsanalyse müßte mit der vollen Bandbreite von 1 MHz des EG & G 5302 gearbeitet werden, woraus sich eine Rauschspannung von  $u_R = 5 \mu\text{V}$  ergibt. Bedingt durch den geringen Kernquerschnitt und der damit verbundenen geringen Flußänderung unter der Meßspule bei auftretenden Sprüngen sind die resultierenden Impulse sehr klein. Versuche haben gezeigt, daß erst für Anregungsfrequenzen  $f > 1$  kHz Impulse sichtbar werden, die offenbar aus der Überlagerung mehrerer Einzelpulse resultieren. Für  $f > 100$  kHz ist durch die Bandbegrenzung nach oben auf 1 MHz und durch die Impulsüberlagerung eine stetige Form des Ausgangssignals zu beobachten.

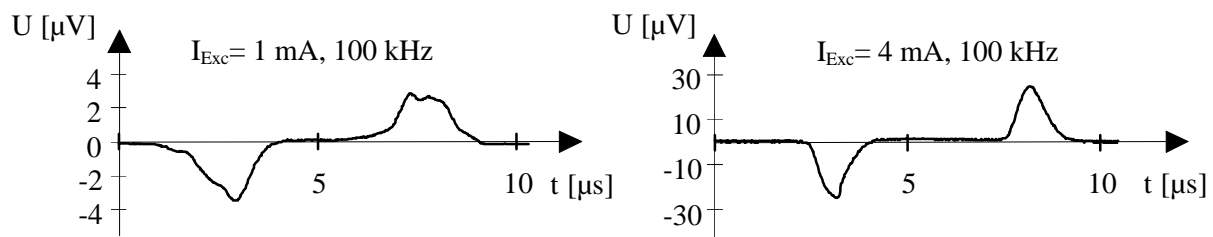


Abb. 3.3: Signale an der Meßspule bei 100 kHz Anregungsfrequenz

Breitbandigere Vorverstärker (EG & G 5202) haben jedoch deutlich höhere Rauschspannungen. Eine direkte Analyse des Barkhausen-Rauschens über die Einzelimpulse ist unter diesen Gesichtspunkten meßtechnisch mit vertretbarem Aufwand nicht sinnvoll.

Vielmehr ist es sinnvoll, die indirekten Auswirkungen des Barkhausen-Rauschens auf die Sensorsignale, d.h. die 2. Oberwelle des Sensorsignals und den Kompensationsstrom, zu untersuchen und die zugrundeliegenden signaltheoretischen und physikalischen Effekte zu erfassen.

Wie schon bei der Ableitung des Fluxgate-Prinzips sind die Betrachtungen in /WIL 50/ für das grundlegende Erfassen der signaltheoretischen Zusammenhänge sehr hilfreich. Ein ähnlicher, wenn auch weniger übersichtlicher Ansatz findet sich in /KOL 93/. In Anlehnung an die Ableitung der Fluxgate-Ausgangsspannung wird nun die  $B(H)$ -Kennlinie in unregelmäßige kleine Sprünge aufgeteilt. Die rechteckförmigen Pulse der Ausgangsspannung werden damit zu Gruppen von Einzel- (Dirac-) Impulsen mit (zur Vereinfachung der Rechnung) gleicher Höhe angenommen, deren Abstände innerhalb der Gruppe stochastisch verteilt sind.

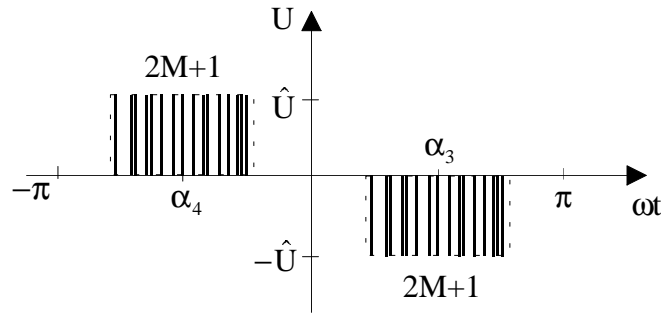


Abb. 3.4: Ansatz zur Rauschanalyse nach /WIL 50/

Die Gesamtzahl der Pulse je Gruppe wird mit  $2M+1$  als konstant angenommen. Der Flächeninhalt der Pulse einer Gruppe insgesamt beträgt  $2 \cdot A_0 \cdot B_{SAT}$ , so daß damit die Höhe der Einzelpulse zu  $2 \cdot A_0 \cdot B_{SAT} / (2M+1)$  Volt/Windung angenommen wird.

$$u(t) = \frac{2 \cdot A_0 \cdot B_{SAT}}{2 \cdot M + 1} \sum_{m=-M}^M \delta(t - [m \cdot \tau + b_m]). \quad (3.5)$$

Die  $b_m$  seien dabei normalverteilt entsprechend der Dichtefunktion

$$h(b_m) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2 \cdot \pi}} e^{-\frac{1}{2} \left( \frac{b_m}{\sigma} \right)^2}. \quad (3.6)$$

und der Annahme

$$\sigma \sim \frac{1}{(dH/dt)} = \frac{1}{f \cdot \hat{H}}. \quad (3.7)$$

Diese Impulsgruppe wiederholt sich mit der Periode  $T=N \cdot \tau$ . Die Berechnung des Leistungsdichtespektrums dieser Zeitfunktion nach Demodulation mit einer Sinusfunktion führt für  $\omega = 0$  nach /WIL 50/ zu

$$S_{uu}(\omega) \sim f \cdot \sigma^2 \cdot f^2 \cdot \left[ 1 + \frac{\sin(2\pi H_K / \hat{H})}{2\pi H_K / \hat{H}} \right], \quad (3.8)$$

dem Leistungsdichtespektrum des Sensorsignals  $U_{2f}$  für kleine Frequenzen. Verwendet man noch (3.7), folgt schließlich

$$S_{uu}(\omega) \sim \frac{f}{\hat{H}^2} \cdot \left[ 1 + \frac{\sin(2\pi H_K / \hat{H})}{2\pi H_K / \hat{H}} \right]. \quad (3.9)$$

Allerdings ist für die Bewertung der Sensorauflösung in erster Linie nicht das Rauschen selbst, sondern das Signal-zu-Rauschverhältnis interessant. Dazu folgt aus der Gleichung für beidseitige Übersteuerung

$$A_{2f} \sim f \cdot \hat{H} \cdot \sin(\pi H_K / \hat{H}) \cdot \sin(\pi + \pi H_0 / \hat{H}) \quad (3.10)$$

und man erhält

$$\text{SNR} \sim \frac{\sqrt{f} \cdot \hat{H}^2 \cdot \sin\left(\pi H_K / \hat{H}\right) \cdot \sin\left(\pi + \pi H_0 / \hat{H}\right)}{H_K \cdot \sqrt{1 + \frac{\sin\left(2\pi H_K / \hat{H}\right)}{2\pi H_K / \hat{H}}}}. \quad (3.11)$$

Abb. 3.5 veranschaulicht diese Beziehung grafisch. Offenbar gibt es ein Verhältnis  $\hat{H}/H_K$ , ab dem sich das Signal-Rauschverhältnis nicht weiter verbessert. Um bei optimaler Sensorauflösung nicht unnötig Leistung für die Sensoranregung zu verbrauchen, ist es für die Auslegung des Sensorsystems wichtig, den zum optimalen  $\hat{H}/H_K$  gehörenden Anregungsstrom  $I_{\text{Exc}}$  zu bestimmen.

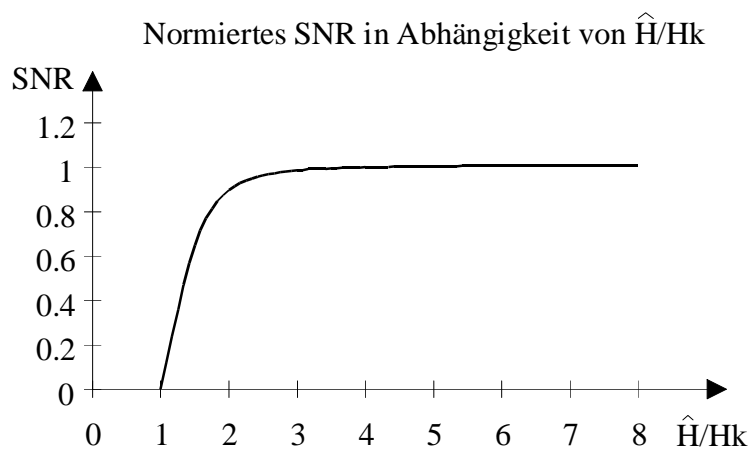


Abb. 3.5: Normiertes Signal-Rauschverhältnis (SNR) als Funktion von  $\hat{H}/H_K$

Vor der meßtechnischen Erfassung der Rauscheffekte ist es sinnvoll, bezüglich der Ausgangsgleichung (3.5) die physikalischen Ursachen der Sprünge der  $B(H)$ -Kennlinie bzw. der in Abb. 3.2 gezeigten Spannungspulse aufzuklären und damit weitere Informationen über die zu erwartenden Rauschprozesse zu erhalten.