

2.6. Wirbelströme und Hysterese

Für die bisherigen Betrachtungen blieben zwei wesentliche Aspekte unbeachtet. Zum einen wurden bei den Feldberechnungen stationäre Verhältnisse angenommen und Wirbelstromeffekte vernachlässigt, zum anderen wurde auch auf die Einbeziehung der Hystereseeffekte verzichtet.

Die Richtigkeit der Annahme stationärer Feldverhältnisse kann durch einen Ansatz nach /WUN 89/ untermauert werden. Angenommen wird dabei ein unendlich ausgedehnter, flächenhafter Leiter der Dicke d mit einem zeitlich veränderlichen Magnetfeld

$$B_x = \operatorname{Re} \left\{ \hat{B}_0 \cdot e^{j\omega t} \right\} \quad (2.140)$$

in x-Richtung.

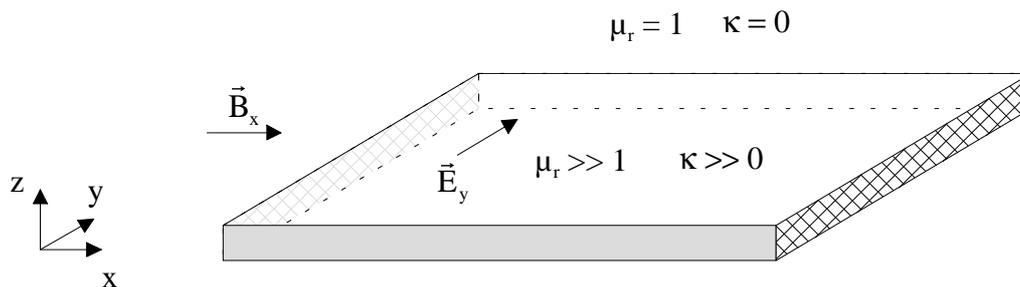


Abb. 2.56: Anordnung zur Abschätzung des Skinneffekts nach /WUN 89/

Dieses Feld wird nach dem Induktionsgesetz von einem elektrischen Feld umwirbelt, das zum Aufbau eines Strömungsfeldes im Leiter führt. Dieses Strömungsfeld ist Ursache eines Magnetfeldes, das im Leiterinneren das eingepreßte Magnetfeld schwächt. Die Berechnung der Feldverdrängung durch den Skinneffekt führt nach /WUN 89/ zu

$$\hat{B}_x = \frac{\hat{B}_0}{\cosh\left(\lambda \cdot \frac{d}{2}\right)} \cosh(\lambda z) \quad (2.141)$$

$$\hat{E}_y = -\frac{\lambda}{\mu \cdot \kappa} \cdot \frac{\hat{B}_0 \cdot \sinh(\lambda \cdot z)}{\cosh\left(\lambda \cdot \frac{d}{2}\right)} \quad (2.142)$$

mit der Abkürzung

$$\lambda = \sqrt{j \cdot \omega \cdot \mu \cdot \kappa} = \sqrt{\frac{j \cdot \omega \cdot \mu}{\rho}} \quad (2.143)$$

Für die Permalloy-Schichten gilt dabei $\mu \approx 10000$ und $\rho = 0,2 \mu\Omega\cdot\text{m}$. Die folgende Grafik mit dem Verhältnis der Amplituden der Flußdichte in der Kernmitte $\hat{B}_x(z=0)$ zur Amplitude der Flußdichte an der Oberfläche \hat{B}_0 zeigt, daß mit dem Skineneffekt erst oberhalb von 10 MHz zu rechnen ist.

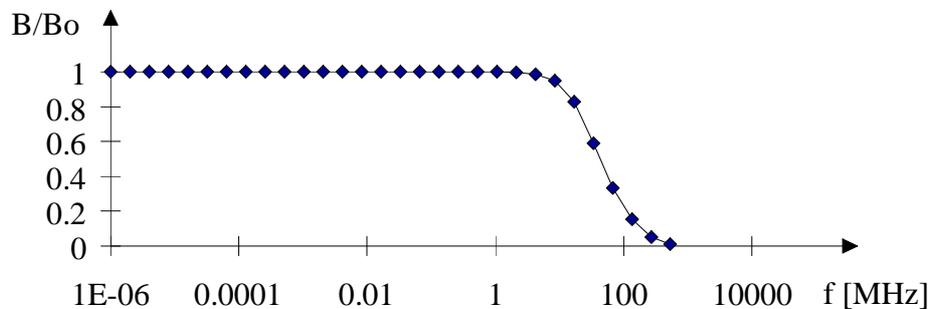


Abb. 2.57: Abschätzung Auswirkung Skineneffekt

Neben den Wirbelstromverlusten sind in ferromagnetischen Materialien die Hystereseverluste zu berücksichtigen. Es handelt sich um die Verluste, die bei jedem Durchlaufen der Hystereseschleife entstehen. Ihre Größe entspricht der beim Durchlauf umfaßten Fläche /MCC 94/.

$$W_h = \oint M \cdot dB \quad (2.144)$$

Zur Charakterisierung von ferromagnetischen Werkstoffen werden oft die DC-Verluste bzw. die Verluste bei langsam veränderlichen Feldern angegeben. Die Form und damit auch die Fläche innerhalb der Hystereseschleife ist jedoch auch stark von der Frequenz abhängig.

Zur Messung der DC-Verluste ist das in Abschnitt 4.3. beschriebene Kerr-Magnetometer, für Frequenzen bis 1kHz der induktiv arbeitende BH-Tracer verwendbar. Für höhere Frequenzen eignet sich die Messung des Arbeitspunktes der Sensoren.

$$I_{\text{Arb}} = I_{\text{Exc}} \Big|_{U_{2f} = \text{Max}} \quad (2.145)$$

Verwendet wurde dazu ein Lock-in Verstärker EG & G 5302, der Messungen bis zu Frequenzen von 1.25 MHz erlaubt.

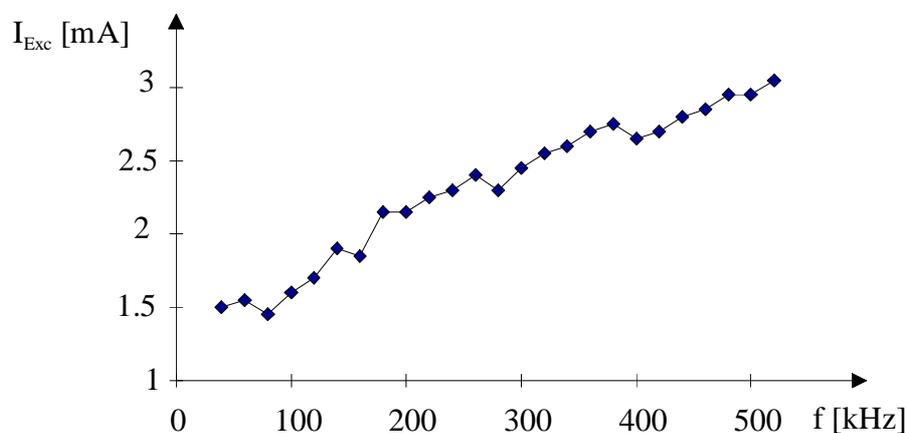


Abb. 2.58: Veränderung des Arbeitspunktstromes mit der Frequenz

Zur Messung und Regelung des Anregungsstromes kam eine Stromzange P6022 der Firma Tektronix zum Einsatz. Abb. 2.58 zeigt die Abhängigkeit des Arbeitspunktes von der Frequenz, Abb. 2.59 zeigt die zugehörige Amplitude des Sensorausgangssignals U_{2f} .

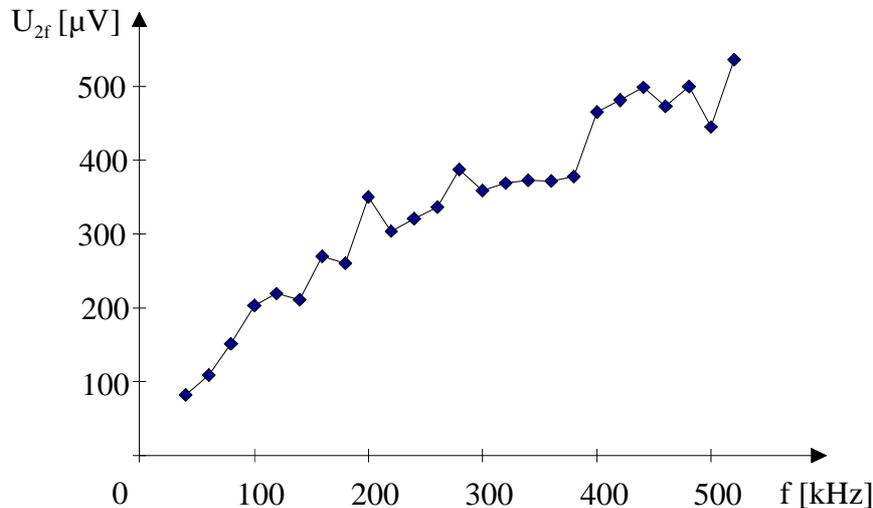


Abb. 2.59: Abhängigkeit des Sensorsignals im Arbeitspunkt von der Frequenz

Um ein günstiges Signal/Rauschverhältnis zu erhalten (Kap. 3), muß der Sensor oberhalb des Arbeitspunktes betrieben werden. Die Verbesserung der Sensorempfindlichkeit bei Erhöhung der Anregungsfrequenz muß daher mit einem höheren Anregungsstrom erkauft werden.

Die Auswirkung des Hysterese auf die Sensorsignale kann in Anlehnung an das Verfahren der harmonischen Balance /FOE 91/ diskutiert werden. Der Imaginärteil der Beschreibungsfunktion ist proportional zum Flächeninhalt der Hystereseschleife, so daß sich die Veränderung der Hysterese zunächst nur in der Signalphase widerspiegelt.

Am Ende des vorhergehenden Kapitels konnten die Nichtlinearitäten durch die trifilare Spulenwicklung unterdrückt werden. Allerdings zeigten die trifilaren Sensoren Hystereseeffekte in ihrer Kennlinie. Die direkte Beschreibung dieser Effekte mit den bisher vorgestellten Rechenverfahren ist nicht möglich. Die FEM-Berechnung des B-Feldes im Kern für einen (Spitzen-) Anregungsstrom von $I_{Exc} = 6$ mA zeigt, daß durch die entmagnetisierende Wirkung der Kernenden keine vollständige Sättigung und damit Ummagnetisierung des Kernes erfolgen kann.

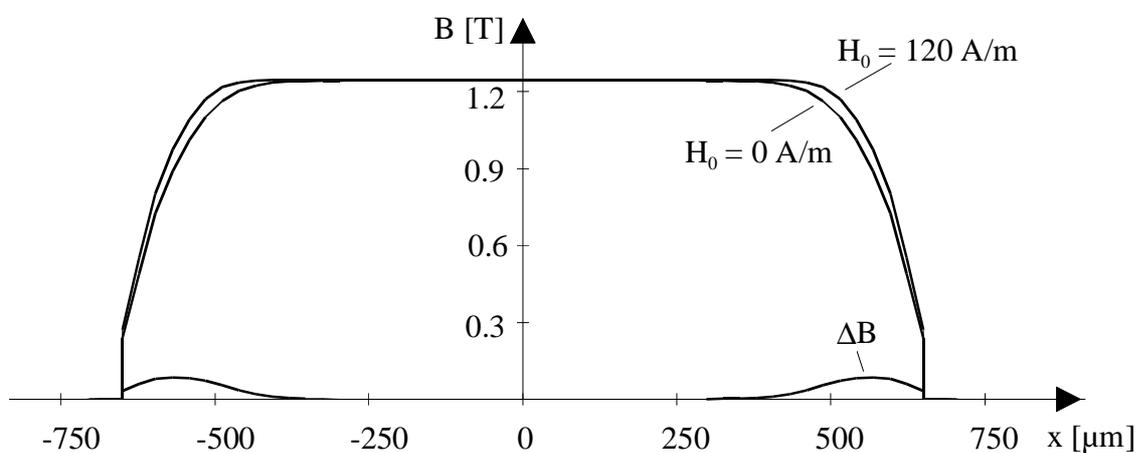


Abb. 2.60: Flußdifferenz am Kernende durch entmagnetisierende Wirkung der Kernenden

Das Aufschalten eines Feldes von z.B. $H_0 = 120 \text{ A/m}$ bewirkt eine weitere Aufmagnetisierung um ΔB

$$\Delta B = B(I_{\text{Exc}} = 6\text{mA}, H_0 = 120\text{A / m}) - B(I_{\text{Exc}} = 6\text{mA}, H_0 = 0) \quad (2.146)$$

in den Gebieten an den Kernenden, so daß hier eine remanente Magnetisierung M_r entsteht. Diese remanente Magnetisierung wurde durch die Differenz aus der Magnetisierung durch den Anregungsstrom $I_{\text{Exc}} = 6 \text{ mA}$ zusammen mit dem Feld $H_0 = 120 \text{ A/m}$ und der Magnetisierung durch den Anregungsstrom $I_{\text{Exc}} = 6 \text{ mA}$ allein nach oben abgeschätzt.

$$M_r = M(I_{\text{Exc}} = 6\text{mA}, H_0 = 120\text{A / m}) - M(I_{\text{Exc}} = 6\text{mA}, H_0 = 0) \quad (2.147)$$

Mit dieser Magnetisierung wurde mittels des N-Tensors aus dem Summationsverfahren die durch die remanent magnetisierten Bereiche bedingte Flußdichtekomponente B_{Hys} im Kern berechnet, die zu unerwünschten Hystereseeffekten in der Sensorkennlinie führt.

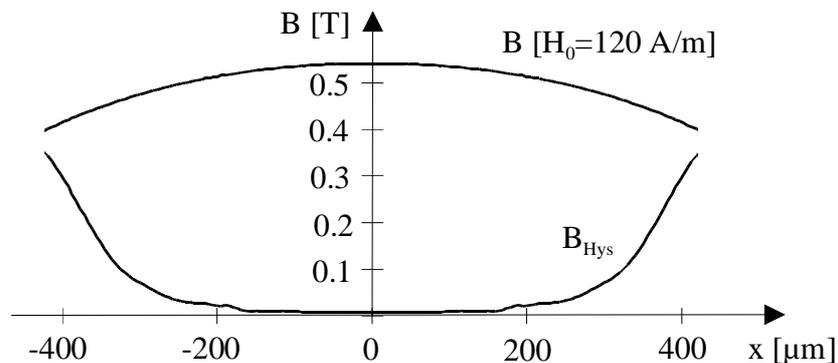


Abb. 2.61: Verlauf der Flußdichte hervorgerufen durch Hystereseeffekte und durch Meßfeld

Die magnetisierten Bereiche an den Kernenden wirken dabei wie Elementarmagneten. Zur Unterdrückung der Hystereseeffekte wurde die Meßspule nur über $2/3$ der Kernlänge gezogen, so daß die remanent magnetisierten Bereiche nicht umfaßt werden. Um diese Bereiche weiter zu verkleinern, wurde auch der Kern zum Ende hin verjüngt. Der Sensorentwurf ist in Abb. 2.62 schematisch dargestellt.

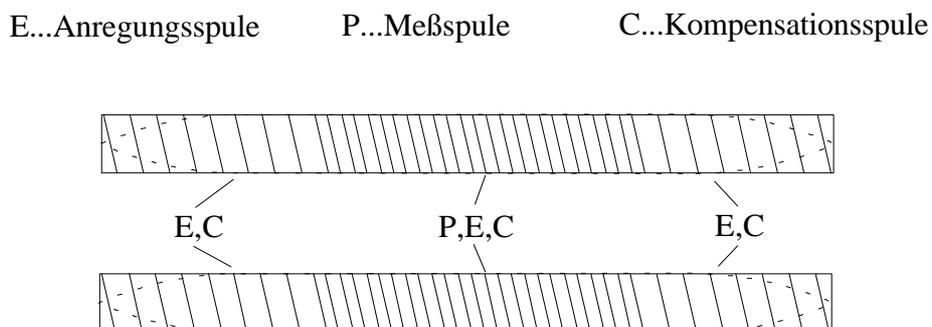


Abb. 2.62: Optimierter Entwurf trifilarer Sensor

Abb. 2.63 zeigt die resultierenden Abweichungen der Kennlinien. Für beide Achsen ist keine systematische Abweichung vom Idealverhalten mehr zu verzeichnen. Die Sensorauflösung wird nur noch durch zufällige Fluktuationen in der Sensorkennlinie begrenzt. Allerdings sind diese Fluktuationen für X- und Y-Kennlinie offenbar unterschiedlich. Die physikalischen Ursachen für diese, die Auflösung des Sensors begrenzenden Effekte, werden Gegenstand des nächsten Kapitels sein.

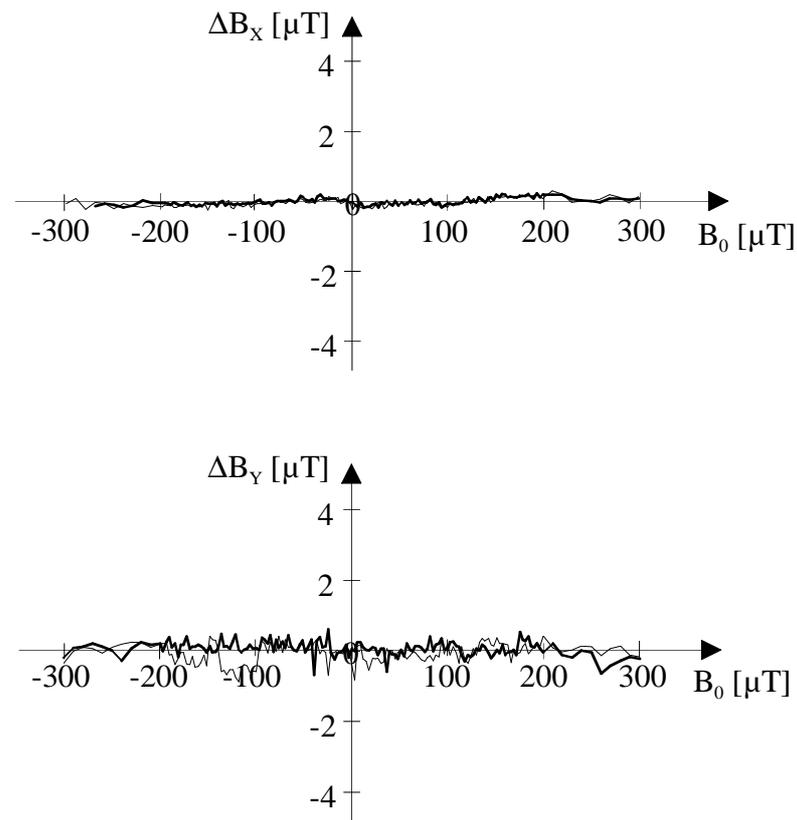


Abb. 2.63: Abweichung der X- und Y-Kennlinien des optimierten trifilaren Sensors FGV11 (VC576/6 Chip 28)

Durch die gekoppelte signal- und feldtheoretische Analyse der integrierten Spulen mit ferromagnetischem Kern wurde damit ein Design für den integrierten Fluxgate-Sensor gefunden, das eine lineare Sensorkennlinie gewährleistet und damit die Realisierung dieses Sensorprinzips als Mikrosystem basierend auf der Technologie zur Fertigung ferromagnetischer Bauelemente überhaupt erst möglich macht.