

## 2.4. Ferromagnetismus

### 2.4.1. Grundlagen

Genügte in den vorhergehenden Abschnitten zur Beschreibung des ferromagnetischen Verhaltens die Annahme  $\mu \gg 1$ , soll nun eine genauere Betrachtung der Ursachen des Ferromagnetismus und deren Relevanz für die Sensoreigenschaften erfolgen. Ausführliche Abhandlungen der Thematik finden sich in u.a. in /BOL 90/, /MCC 94/ und /JIL 91/.

Ursache des Magnetismus ist die Entstehung von Elementarmagneten durch nicht kompensierte Bahn- und Spinnomente der Elektronen im Atom. Die Größe dieser Momente ist

$$p_m = 9,2742 \cdot 10^{-24} \text{ Am}^2 \quad (2.86)$$

und heißt multipliziert mit der magnetischen Feldkonstanten Bohr'sches Magneton

$$\mu_B = \mu_0 \frac{e\hbar}{2m_e} = 1,16 \cdot 10^{-29} \text{ Vs} \cdot \text{m} . \quad (2.87)$$

Die Austauschkräfte (quantenmechanische Wechselwirkung) zwischen den Spinnomenten sind nach der Bethe-Slater-Beziehung ein Funktion des relativen Atomabstandes /BOL 90/.

Sind sie negativ, kommt es zur Antiparallelstellung der Spinnomente benachbarter Atome und damit zum Ferrimagnetismus oder zum Antiferromagnetismus. Oberhalb der Curie-Temperatur  $T_C$  verschwinden die Austauschkräfte, es liegt Paramagnetismus vor. Für die Suszeptibilität  $\chi$  erhält man über das Boltzmann-Prinzip das Curie-Gesetz

$$\chi = \left( \frac{N \cdot p_m^2 \cdot \mu_0}{3 \cdot k} \right) \cdot \frac{1}{T} . \quad (2.88)$$

Ist die quantenmechanische Wechselwirkung positiv, kommt es unterhalb der Curie-Temperatur  $T_C$  zur Parallelstellung der Spinnomente, der Ausbildung einer spontanen Magnetisierung  $M_S$  und damit zum Ferromagnetismus. Ferromagnetismus tritt bei Elementen der ersten Übergangsreihe (Ni, Fe, Mn, Co ...) und ihren Legierungen, aber auch bei einigen Legierungen mit nichtmagnetischen Elementen sowie bei seltenen Erden auf. Die spontane Magnetisierung ist bei 0 K maximal, sinkt mit steigender Temperatur und ist bei  $T_C$  Null.

Körper aus ferromagnetischem Material sind trotz der spontanen Magnetisierung makroskopisch magnetisch neutral, da sich im Körper magnetische Domänen mit unterschiedlicher Magnetisierungsrichtung ausbilden, deren mittlere Magnetisierung sich nach außen aufhebt.

Wirkt auf einen solchen Körper ein wachsendes Magnetfeld  $H$ , beginnen die Domänen, deren Magnetisierungsvektor am nächsten zum Feldvektor liegt, auf Kosten der anderen Domänen zu wachsen. Abb. 2.23 zeigt den Flußdichteverlauf über der Feldstärke ( $B(H)$  - Kurve). Die Domänenwände verschieben sich zunächst für kleine Felder reversibel, anschließend finden irreversible Wandverschiebungen statt und schließlich verschwinden die Wände ganz aus dem Körper. Zum Schluß dreht sich noch der Magnetisierungsvektor aus der durch Anisotropien bedingten Vorzugsrichtung in Richtung des Magnetfeldes, bis die Sättigung erreicht wird.

Wird das Feld nach Erreichen der Sättigung wieder verringert, verläuft die Flußdichtekurve nicht entlang der Aufmagnetisierungskurve, sondern auf einem höheren Niveau der Magnetisierung, die Hysteresekurve entsteht. Der Wert der Flußdichte beim Verschwinden des  $H$ -Feldes heißt remanente Flußdichte  $B_r$ . Die Feldstärke, bei der die Flußdichte verschwindet, heißt Koerzitivfeldstärke  $H_c$  (exakt Induktionskoerzitivfeldstärke  $B_H c$  /MIC 93/).

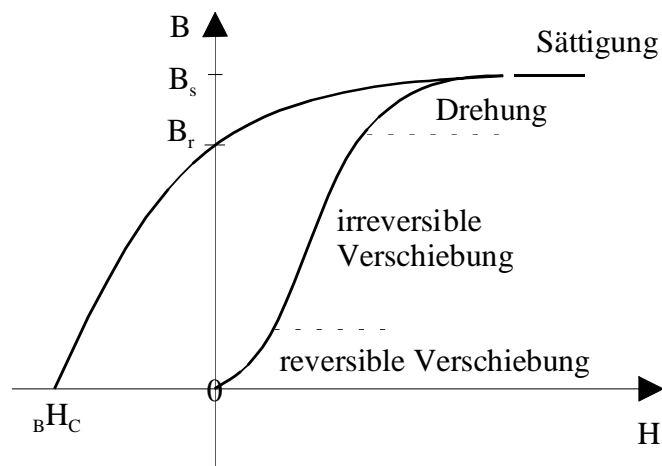


Abb. 2.23: Magnetisierungskennlinie

## 2.4.2. Das Fluxgate Prinzip

Zur Beschreibung der Ferromagnetika werden in der Literatur (z.B. in /AKB 91/, /BRA 75/, /GOE 89/, /TRU 68/, /WID 69/) unterschiedliche Approximationsfunktionen für die Magnetisierungskennlinie verwendet. Allerdings werden die Lösungen für die typischen Fluxgate-Kennlinien damit oft unübersichtlich, so daß eine Diskussion von Meßergebnissen nur schwer möglich ist.

Prinzipiell handelt es sich beim Fluxgate-Prinzip um ein Modulationsverfahren. Ein eleganter Ansatz, der zu einer übersichtlichen Lösung führt, findet sich in /WIL 50/ bei der Beschreibung eines magnetischen Modulators zur Verstärkung kleiner DC-Signale. Allerdings muß dieser Ansatz zur Beschreibung der Fluxgate-Kennlinien für große DC-Signale erweitert werden. Die Materialkennlinie wird dabei durch eine Begrenzungsfunktion nach Abb. 2.24 b) approximiert und mit einem Dreieckssignal nach Abb. 2.24 a) angesteuert.

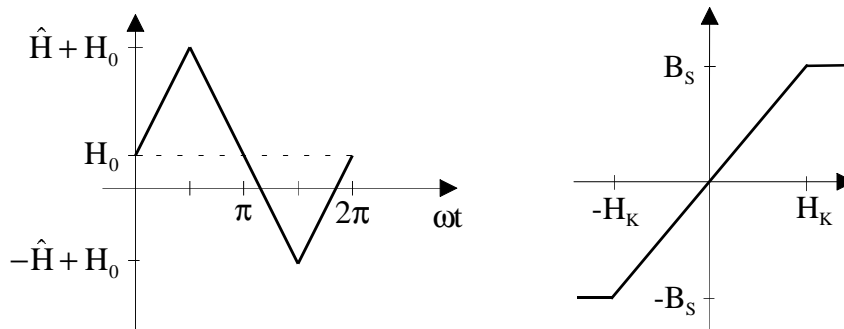


Abb. 2.24 a): Anregungsfeldstärke

b): Approximierte Kennlinie

Im Unterschied zu den aus der Nachrichtentechnik bekannten Modulationsverfahren an nichtlinearen Kennlinien, z.B. an Diodenkennlinien, erfolgt hier die Oberwellengeneration nicht an einer, sondern an den zwei Knickstellen der Begrenzungsfunktion.

Als Hilfsmittel für die folgenden Rechnungen soll die Fourierreihe für einen rechteckförmigen Puls der Höhe  $\hat{U}$  mit dem Mittelpunkt bei  $\alpha$  und der Pulslänge  $2 \cdot \Delta\delta$ , der mit der Periode  $2\pi$  wiederkehrt, entsprechend der folgenden Abbildung berechnet werden.

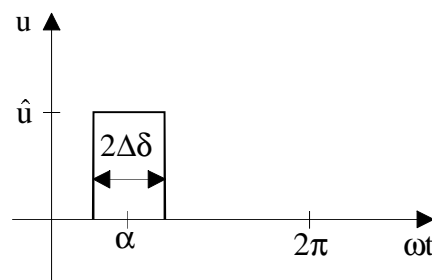


Abb. 2.25: Rechteckpuls

Die Koeffizienten der zugehörigen Fourierreihe

$$f(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} A_{nf} \cos(n\omega t + \varphi_n) \quad (2.89)$$

ergeben sich nach kurzer Rechnung zu

$$\varphi_n = -n \cdot \alpha \quad (2.90)$$

$$\begin{aligned} A_{nf} &= \frac{1}{\pi \cdot n} \cdot \hat{U} \cdot \sqrt{2 - 2 \cdot \cos(2n\Delta\delta)} \\ &= \frac{2}{\pi \cdot n} \cdot \hat{U} \cdot \sin(n\Delta\delta) \end{aligned} \quad (2.91)$$

Ein weiterer, für die folgenden Überlegungen wichtiger Zusammenhang entsteht bei der Überlagerung zweier Cosinusschwingungen  $u_1$  und  $u_2$  mit entgegengesetzter Phase und unterschiedlichem Vorzeichen

$$\begin{aligned} u_1 &= +A_{nf} \cdot \cos(n\omega t + \varphi) \\ u_2 &= -A_{nf} \cdot \cos(n\omega t - \varphi) \end{aligned} \quad (2.92)$$

Für die durch Addition der beiden Spannungen entstehende Spannung  $u_{\text{res}}$  gilt

$$\begin{aligned} u_{\text{res}} &= +A_{\text{nf}} \cdot \cos(n\omega t + \varphi) - A_{\text{nf}} \cdot \cos(n\omega t - \varphi) \\ u_{\text{res}} &= -2 \cdot A_{\text{nf}} \cdot \sin(\varphi) \sin(n\omega t) \end{aligned} \quad (2.93)$$

Die in einer Spule mit der Windungszahl  $N$  und der umfaßten Fläche  $A_0$  des ferromagnetischen Materials induzierte Spannung ergibt sich aus dem Induktionsgesetz zu

$$U = -N \cdot A_0 \cdot \frac{dB}{dt} = -N \cdot \frac{d\Phi}{dt} \quad (2.94)$$

Durch die Differentiation ergibt sich ein ggf. unsymmetrisches, aber offsetfreies Signal, wodurch die Rechnungen vereinfacht werden. Die Analyse der Signale erfolgt nach der in /WIL 50/ beschriebenen Methode, bei der die Signale zunächst in den positiven und negativen Teil zerlegt, analysiert und anschließend das Ergebnis durch Summation aus den Anteilen gewonnen wird.

Für die Signalentstehung sind neben den Trivialfällen keine Sättigung (Signalform bleibt erhalten) und vollständige Sättigung (kein Signal) zwei Fälle bedeutsam, die einseitige und beidseitige Sättigung der Materialkennlinie durch das Anregungssignal.

### ***Einseitige Sättigung***

Wie schon erwähnt, ist in der Literatur bisher nur der Fall kleiner Offset- oder DC-Signale behandelt worden, für eine vollständige Beschreibung der Fluxgate-Kennlinien reicht dies jedoch nicht aus. Bei kleinem Offset werden beide Nichtlinearitäten der Kennlinie bei einer vollen Periode des Signals durchlaufen, d.h. beidseitige Sättigung liegt vor. Das folgende Bild zeigt die Signalentstehung für größere Offsetsignale an der nichtlinearen Kennlinie für den Fall der einseitigen Sättigung, der im Folgenden hergeleitet werden soll. Für alle  $H_0$  und  $\hat{H}$ , für die gilt

$$|H_0| + \hat{H} \leq H_K, \quad (2.95)$$

sind die durchgezogenen Kurvenverläufe repräsentativ (keine Sättigungseffekte, es wurde  $H_0 = 0$  gewählt). Für alle  $H_0$  und  $\hat{H}$ , für die gilt:

$$|H_0| + \hat{H} > H_K \text{ und } \hat{H} - |H_0| < H_K \quad (2.96)$$

sind die gestrichelten Kurvenverläufe repräsentativ (Sättigungseffekte).

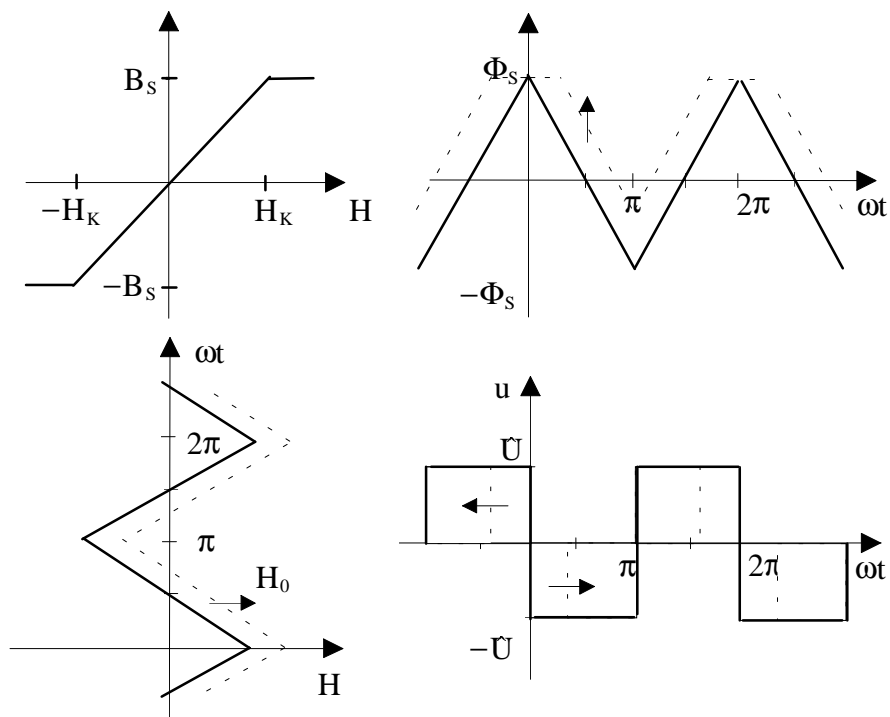


Abb. 2.26: Signalentstehung bei einseitiger Sättigung

Zunächst kann der Zusammenhang zwischen einer Feldstärkedifferenz und der zugehörigen Zeitdifferenz berechnet werden zu

$$\frac{\Delta \delta}{\Delta H} = \frac{\pi/2}{\hat{H}}. \quad (2.97)$$

Zur leichteren rechnerischen Behandlung werden die U-Pulse betrachtet, die zentralsymmetrisch zum Nullpunkt liegen, so daß die Werte für  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$ ,  $2\Delta\delta_1$ ,  $2\Delta\delta_2$  und  $\alpha_3$ ,  $\alpha_4$ ,  $2\Delta\delta_3$ ,  $2\Delta\delta_4$  leicht berechnet werden können.

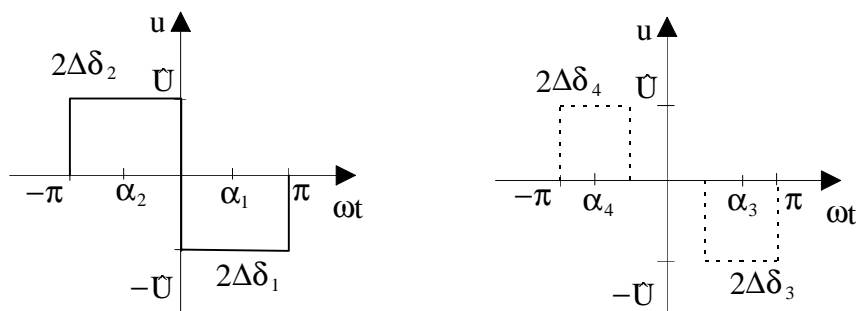


Abb. 2.27: Pulse des Sensorsignals

Für den Fall, daß keine Sättigung eintritt, also  $|H_0| + \hat{H} \leq H_K$  ergeben sich die gesuchten Werte offensichtlich zu

$$2 \cdot \Delta\delta_1 = 2 \cdot \Delta\delta_2 = \pi \quad \text{bzw.} \quad \Delta\delta_1 = \Delta\delta_2 = \frac{\pi}{2}$$

und

$$\alpha_1 = \frac{\pi}{2} \quad \text{sowie} \quad \alpha_2 = -\frac{\pi}{2}.$$

Daraus folgt für die Amplitude der ersten und zweiten Oberwellen

$$\begin{aligned} A_{1f} &= -\frac{4}{\pi} \cdot \hat{U} \cdot \sin\left(\frac{\pi}{2}\right) \cdot \sin\left(\frac{\pi}{2}\right) = \frac{4}{\pi} \cdot \hat{U} \\ A_{2f} &= -\frac{4}{2 \cdot \pi} \cdot \hat{U} \cdot \sin\left(2 \cdot \frac{\pi}{2}\right) \cdot \sin\left(2 \cdot \frac{\pi}{2}\right) = 0 \end{aligned} \quad (2.98)$$

und allgemein für die n-te Oberwelle

$$A_{nf} = -\frac{4}{n \cdot \pi} \cdot \hat{U} \cdot \sin\left(n \cdot \frac{\pi}{2}\right) \cdot \sin\left(n \cdot \frac{\pi}{2}\right) = \begin{cases} -\frac{4}{n \cdot \pi} \cdot \hat{U} & n \text{ ungerade} \\ 0 & n \text{ gerade} \end{cases} \quad (2.99)$$

der Signalspannung

$$u(t) = \sum_{i=1}^{\infty} A_{if} \cdot \sin(i\omega t). \quad (2.100)$$

Für die Begrenzung durch die Magnetisierungskennlinie, also  $|H_0| + \hat{H} > H_K$ , führt man zweckmäßigerweise ein  $H_{\hat{u}}$  zu

$$H_{\hat{u}} = H_0 + \hat{H} - H_K \quad (2.101)$$

ein, so daß dann

$$\Delta \delta_{\hat{u}} = \frac{\pi/2}{\hat{H}} \cdot H_{\hat{u}} \quad (2.102)$$

und weiter

$$2 \cdot \Delta \delta_4 = 2 \cdot \Delta \delta_3 = \pi - \Delta \delta_{\hat{u}} = \pi - \frac{\pi/2}{\hat{H}} \cdot H_{\hat{u}} \quad (2.103)$$

$$\Delta \delta_4 = \Delta \delta_3 = \frac{\pi}{4} - \frac{\pi}{4} \cdot \frac{H_0}{\hat{H}} + \frac{\pi}{4} \cdot \frac{H_K}{\hat{H}} \quad (2.104)$$

$$\alpha_3 = -\pi + \Delta \delta_3 = -\frac{3}{4} \pi - \frac{\pi}{4} \cdot \frac{H_0}{\hat{H}} + \frac{\pi}{4} \cdot \frac{H_K}{\hat{H}} \quad (2.105)$$

sowie

$$\alpha_4 = \pi - \Delta \delta_4 = \frac{3}{4} \pi + \frac{\pi}{4} \cdot \frac{H_0}{\hat{H}} - \frac{\pi}{4} \cdot \frac{H_K}{\hat{H}} \quad (2.106)$$

folgt.

Daraus folgt wieder für die Amplitude der ersten und zweiten Oberwellen

$$\begin{aligned} A_{1f} &= -\frac{4}{\pi} \cdot \hat{U} \cdot \sin\left(\frac{\pi}{4} - \frac{\pi}{4} \cdot \frac{H_0}{\hat{H}} + \frac{\pi}{4} \cdot \frac{H_K}{\hat{H}}\right) \cdot \sin\left(\frac{3}{4}\pi + \frac{\pi}{4} \cdot \frac{H_0}{\hat{H}} - \frac{\pi}{4} \cdot \frac{H_K}{\hat{H}}\right) \\ A_{2f} &= -\frac{2}{\pi} \cdot \hat{U} \cdot \sin\left(\frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{2} \cdot \frac{H_0}{\hat{H}} + \frac{\pi}{2} \cdot \frac{H_K}{\hat{H}}\right) \cdot \sin\left(\frac{3}{2}\pi + \frac{\pi}{2} \cdot \frac{H_0}{\hat{H}} - \frac{\pi}{2} \cdot \frac{H_K}{\hat{H}}\right) \end{aligned} \quad (2.107)$$

und allgemein für die n-te Oberwelle

$$A_{nf} = -\frac{4}{n \cdot \pi} \cdot \hat{U} \cdot \sin\left(n \cdot \left(\frac{\pi}{4} - \frac{\pi}{4} \cdot \frac{H_0}{\hat{H}} + \frac{\pi}{4} \cdot \frac{H_K}{\hat{H}}\right)\right) \cdot \sin\left(n \cdot \left(\frac{3}{4}\pi + \frac{\pi}{4} \cdot \frac{H_0}{\hat{H}} - \frac{\pi}{4} \cdot \frac{H_K}{\hat{H}}\right)\right). \quad (2.108)$$

Nach demselben Schema können die Formeln für negatives  $H_0$  berechnet werden zu

$$\begin{aligned} A_{1f} &= -\frac{4}{\pi} \cdot \hat{U} \cdot \sin^2\left(\frac{\pi}{4} + \frac{\pi}{4} \cdot \frac{H_0}{\hat{H}} + \frac{\pi}{4} \cdot \frac{H_K}{\hat{H}}\right) \\ A_{2f} &= -\frac{2}{\pi} \cdot \hat{U} \cdot \sin^2\left(\frac{\pi}{2} + \frac{\pi}{2} \cdot \frac{H_0}{\hat{H}} + \frac{\pi}{2} \cdot \frac{H_K}{\hat{H}}\right) \end{aligned} \quad (2.109)$$

und allgemein für die n-te Oberwelle

$$A_{nf} = -\frac{4}{n \cdot \pi} \cdot \hat{U} \cdot \sin^2\left(n \cdot \left(\frac{\pi}{4} + \frac{\pi}{4} \cdot \frac{H_0}{\hat{H}} + \frac{\pi}{4} \cdot \frac{H_K}{\hat{H}}\right)\right). \quad (2.110)$$

Zu berechnen ist noch die Pulshöhe  $\hat{U}$  der Rechteckpulse. Das Verhältnis von Flußdichteamplitude  $\hat{B}$  zur Feldamplitude  $\hat{H}$  entspricht dem Verhältnis von Sättigungsflußdichte zu Anisotropiefeldstärke

$$\frac{\hat{B}}{\hat{H}} = \frac{B_s}{H_K}. \quad (2.111)$$

Während der Zeitdauer

$$\frac{\pi}{2} = \omega \cdot \Delta t \quad (2.112)$$

erfolgt eine Änderung der Feldstärke um  $\hat{H}$  und folglich um  $\hat{B}$ . Dabei spielt die Tatsache, daß  $B$  durch  $B_s$  begrenzt wird, zunächst keine Rolle - dem wird durch die Begrenzung der Pulse Rechnung getragen, die aus der Änderungsgeschwindigkeit resultierende Pulshöhe wird dadurch nicht beeinflusst. Damit ergibt sich

$$\hat{U} = -N \cdot A \cdot \frac{dB}{dt} = -N \cdot A \cdot \frac{\Delta B}{\Delta t} = -N \cdot A \cdot \frac{2 \cdot \omega}{\pi} \cdot \frac{\hat{H}}{H_K} \cdot B_s = -4 \cdot N \cdot A \cdot \mu \cdot \hat{H} \cdot f \quad (2.113)$$

Zu beachten ist diese Abhängigkeit vor allem bei der Arbeitspunktkennlinie mit veränderlichem  $\hat{H}$ .

**Beidseitige Sättigung**

Höhere Amplituden des Ansteuersignals führen zu einer beidseitigen Sättigung der Kennlinie. Das folgende Bild zeigt dafür die Signalentstehung an der nichtlinearen Kennlinie. Für  $\hat{H} - |H_0| > H_K$  und  $|H_0| + \hat{H} > H_K$  mit

$$H_0 = 0 \tag{2.114}$$

sind die durchgezogenen Kurvenverläufe repräsentativ, für

$$H_0 \neq 0, \tag{2.115}$$

gelten die gestrichelten Kurvenverläufe (Unsymmetrieeffekte).

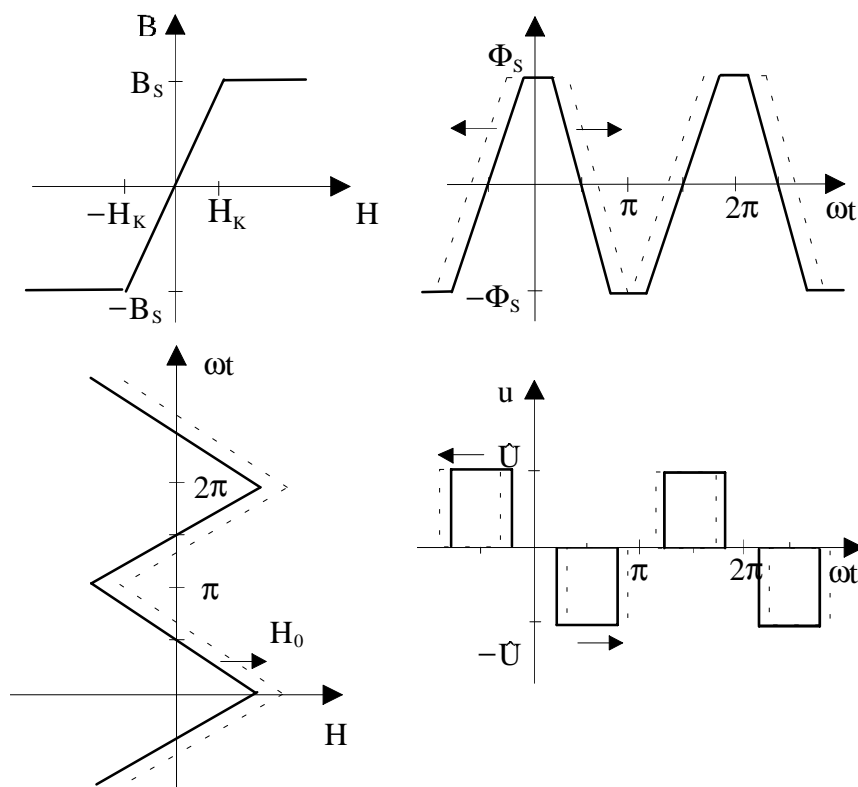


Abb. 2.28: Signalentstehung

Eine Veränderung des Feldes  $H_0$  führt in diesem Fall nur zu einer Verschiebung der Lage der Pulse zueinander (die  $\alpha_i$  ändern sich), nicht aber zu einer Änderung der Pulsbreite (die  $\Delta t_i$  bleiben konstant).

Die Rechnung ist ein damit ein Spezialfall der im vorhergehenden Abschnitt beschriebenen einseitigen Sättigung und erfolgt analog. Daraus erhält man für die Amplitude der ersten und zweiten Oberwellen in Übereinstimmung mit den bekannten Ergebnissen aus /NIE 91/ und /WIL 50/



$$\begin{aligned}
 A_{1f} &= -\frac{4}{\pi} \cdot \hat{U} \cdot \sin\left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{H_K}{\hat{H}}\right) \cdot \sin\left(\frac{\pi}{2} + \frac{\pi}{2} \cdot \frac{H_0}{\hat{H}}\right) \\
 A_{2f} &= -\frac{2}{\pi} \cdot \hat{U} \cdot \sin\left(\pi \cdot \frac{H_K}{\hat{H}}\right) \cdot \sin\left(\pi + \pi \cdot \frac{H_0}{\hat{H}}\right)
 \end{aligned}
 \tag{2.116}$$

und allgemein für die n-te Oberwelle

$$A_{nf} = -\frac{4}{n \cdot \pi} \cdot \hat{U} \cdot \sin\left(n \cdot \frac{\pi}{2} \cdot \frac{H_K}{\hat{H}}\right) \cdot \sin\left(n \cdot \left(\frac{\pi}{2} + \frac{\pi}{2} \cdot \frac{H_0}{\hat{H}}\right)\right).
 \tag{2.117}$$

Diese Formeln sind für positive und negative  $H_0$  gültig.

### Fallübersicht

Für die Signalentstehung ist nach dem bereits Gerechneten die Relation der Größen  $H_0$  (Betrag des Offsetfeldes),  $H_K$  (Betrag der Anisotropiefeldstärke) und  $\hat{H}$  (Betrag der Anregungsfeldstärke) entscheidend. Im Folgenden sollen noch einmal die vier möglichen Fälle systematisch dargestellt werden. Dabei ist die Relation der Signalamplitude des mit dem Offsetfeld überlagerten Anregungsfeldes zur Anisotropiefeldstärke ausschlaggebend.

$ H_0  + \hat{H} > H_K$		$ H_0  + \hat{H} < H_K$	
$\hat{H} -  H_0  > H_K$	$\hat{H} -  H_0  < H_K$	$ H_0  - \hat{H} > H_K$	
beidseitige Sättigung	einseitige Sättigung	vollständige Sättigung	keine Sättigung
Fall [1]	Fall [2]	Fall [3]	Fall [4]
$A_{2f} \neq 0$	$A_{2f} \neq 0$	$A_{2f} = 0$	$A_{2f} = 0$

Tab. 2.4: Fallübersicht

Die Grafik Abb. 2.29 zeigt die Verhältnisse für verschiedene Feldstärken  $H_0$  und die Fälle  $\hat{H} < H_K$  (obere Zeile) und  $\hat{H} > H_K$  (untere Zeile).

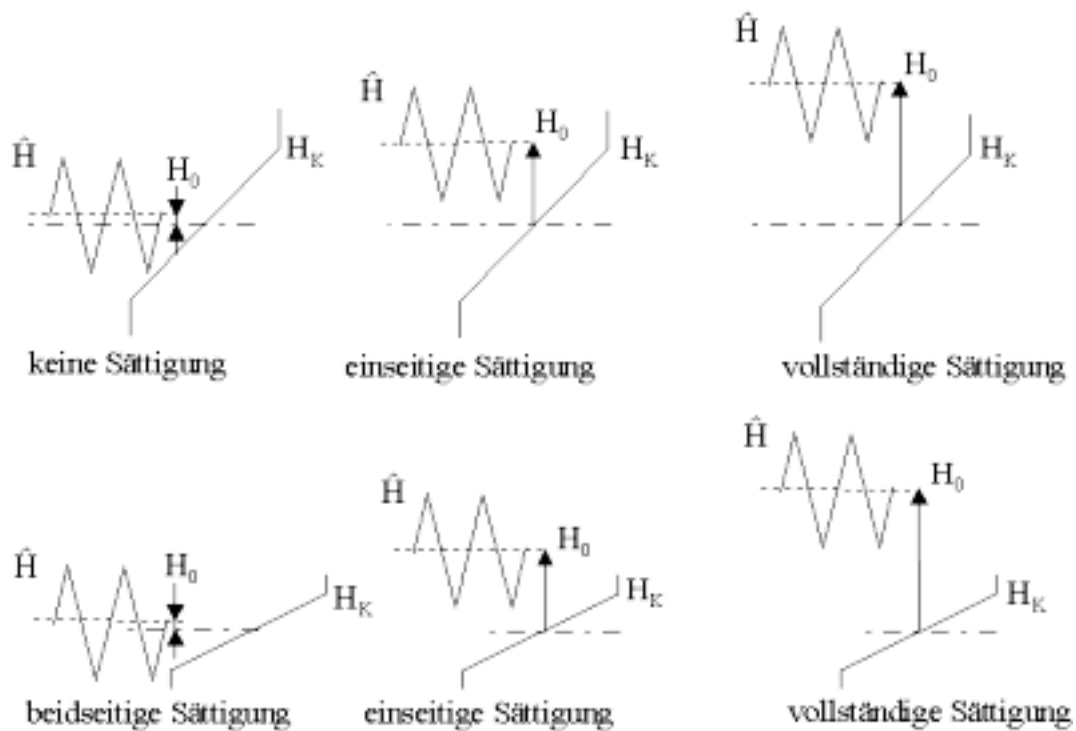


Abb. 2.29: Fallübersicht

### 2.4.3. Die Empfindlichkeitskennlinie

Nach diesen Vorbetrachtungen ist es nun leicht, die typische Form der Empfindlichkeitskennlinie, die Abhängigkeit der 2. Harmonischen  $U_{2f}$  vom Offsetfeld  $H_0$  bei konstanter Anregung  $\hat{H}$ , zu berechnen.

Als Beispielwerte seien willkürlich  $\hat{H} = 250 \text{ A/m}$  und  $H_K = 150 \text{ A/m}$  angenommen. Damit gilt  $\hat{H} > H_K$  (untere Zeile von Abb. 2.29). Für  $|H_0| < 100 \text{ A/m}$  ist  $|H_0| + \hat{H} > H_K$  und  $\hat{H} - |H_0| > H_K$  erfüllt, es liegt **beidseitige Sättigung** vor und es gilt

$$A_{2f} = -\frac{2}{\pi} \cdot \hat{U} \cdot \sin\left(\pi \cdot \frac{H_K}{\hat{H}}\right) \cdot \sin\left(\pi + \pi \cdot \frac{H_0}{\hat{H}}\right). \tag{2.118}$$

Für  $H_0 = -400 \dots -100 \text{ A/m}$  ist  $|H_0| + \hat{H} > H_K$  und  $|H_0| - \hat{H} < H_K$  erfüllt, es liegt **einseitige Sättigung** mit negativem  $H_0$  vor und es gilt

$$A_{2f} = -\frac{2}{\pi} \cdot \hat{U} \cdot \sin^2\left(\frac{\pi}{2} + \frac{\pi}{2} \cdot \frac{H_0}{\hat{H}} + \frac{\pi}{2} \cdot \frac{H_K}{\hat{H}}\right). \tag{2.119}$$

Für  $H_0 = 100 \dots 400 \text{ A/m}$  ist  $|H_0| + \hat{H} > H_K$  und  $|H_0| - \hat{H} < H_K$  erfüllt, es liegt **einseitige Sättigung** mit positivem  $H_0$  vor und es gilt

$$A_{2f} = -\frac{2}{\pi} \cdot \hat{U} \cdot \sin\left(\frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{2} \cdot \frac{H_0}{\hat{H}} + \frac{\pi}{2} \cdot \frac{H_K}{\hat{H}}\right) \cdot \sin\left(\frac{3}{2} \cdot \pi + \frac{\pi}{2} \cdot \frac{H_0}{\hat{H}} - \frac{\pi}{2} \cdot \frac{H_K}{\hat{H}}\right). \quad (2.120)$$

Für  $|H_0| > 400 \text{ A/m}$  ist  $|H_0| + \hat{H} > H_K$  und  $|H_0| - \hat{H} < H_K$  erfüllt, es liegt **vollständige Sättigung** vor und es gilt

$$A_{2f} = 0. \quad (2.121)$$

Das folgende Bild zeigt die resultierende Kennlinie.

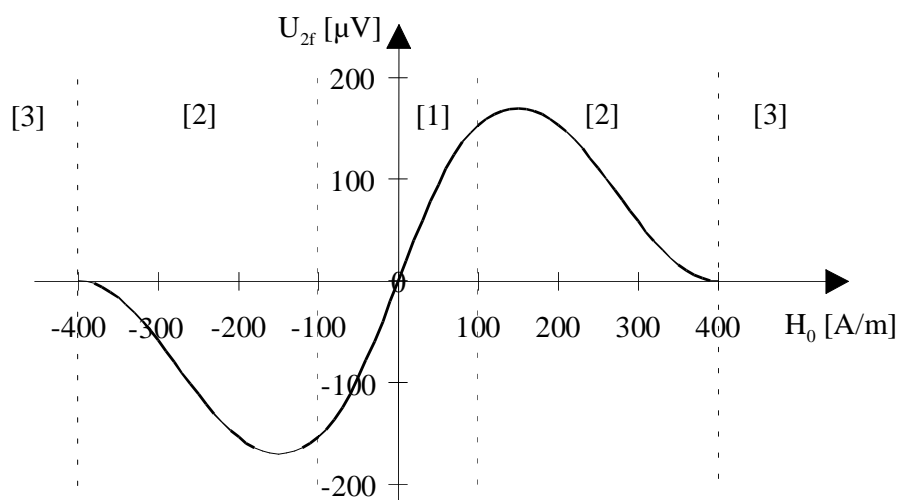


Abb. 2.30: Empfindlichkeitskennlinie  $\hat{H} = 250 \text{ A/m}$ ,  $H_K = 150 \text{ A/m}$  (Fälle nach Tab. 2.4)

Diese Kennlinie nach Gleichung (2.118) ist im Bereich von ca.  $\pm 80 \text{ A/m}$  annähernd linear und damit zur Magnetfeldmessung verwendbar. Um den gesamten Bereich von  $\pm 400 \text{ A/m}$  nutzbar zu machen, wird das zu messende Feld durch eine Kompensationsspule und einen Regelkreis kompensiert. Der Strom durch die Kompensationsspule ist dann die vom zu messenden Feld abhängige Größe. Damit kann der Meßbereich auf den gesamten Feldbereich, in dem ein Signal auftritt, ausgedehnt werden. Für langsam veränderliche Meßfelder und kontinuierlichen Betrieb der Regelschleife können sogar Felder darüber hinaus gemessen werden, wenn zunächst der Regelkreis durch eine geeignete Kompensation in den Signalbereich  $U_{2f} > 0$  gebracht wird.

Der zweite Fall entspricht der oberen Zeile von Abb. 2.29. Beispielwerte seien hier  $\hat{H} = 100 \text{ A/m}$  und  $H_K = 150 \text{ A/m}$ . Damit liegt für kleine  $H_0$  mit  $|H_0| < 50 \text{ A/m}$  **keine Sättigung** mit  $U_{2f} = 0$  vor. Es schließen sich für  $50 \text{ A/m} < |H_0| < 250 \text{ A/m}$  Bereiche mit **einseitiger Sättigung** ( $U_{2f} \neq 0$  entsprechend (2.119) und (2.120)) an, gefolgt von vollständiger Sättigung für  $|H_0| > 250 \text{ A/m}$  mit  $U_{2f} = 0$ .

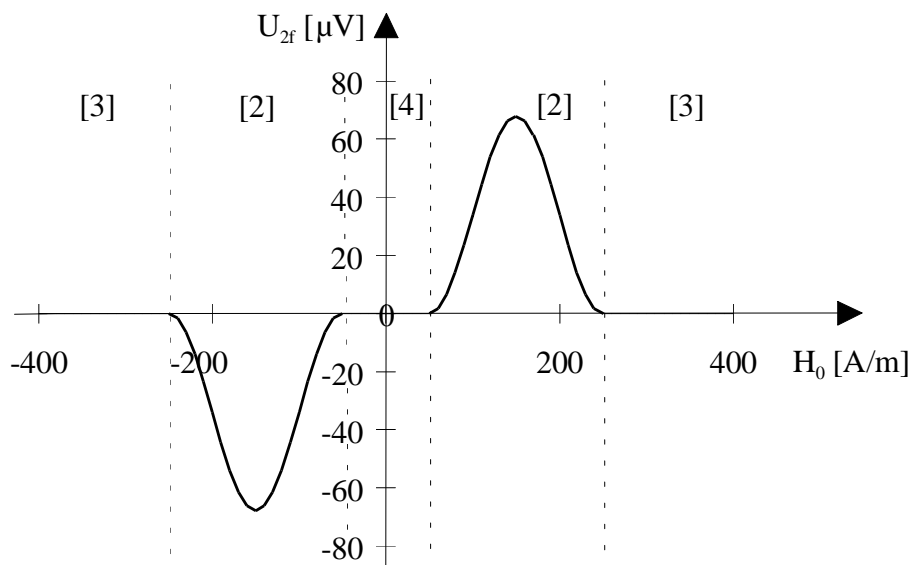


Abb. 2.31: Empfindlichkeitskennlinie  $\hat{H} = 100 \text{ A/m}$ ,  $H_K = 150 \text{ A/m}$  (Fälle nach Tab. 2.4)

Wegen des mittleren, nicht eindeutigen Teils ist diese Kennlinie für die Sensoranwendung ungeeignet. Abb. 2.32 zeigt die typischen Kennlinien für einen Sensor mit verkürzter Meßspule, bei dem in Abhängigkeit vom Anregungsstrom beide Fälle auftreten.

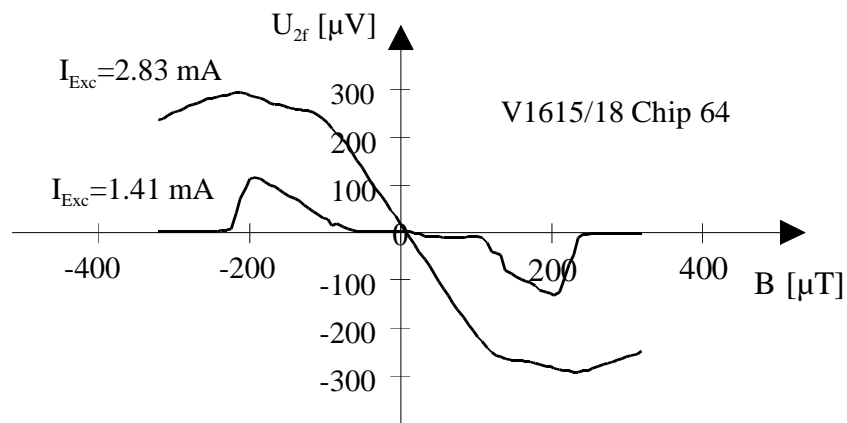


Abb. 2.32: Gemessene Empfindlichkeitskennlinien V1615/18 Chip 64

Die Messung bestätigt die beiden prinzipiellen Fälle für die Form der Empfindlichkeitskennlinie. Wegen der Vernachlässigung der Hysterese und der sehr einfachen Approximation der Magnetisierungskennlinie nach Abb. 2.24 kann eine detailgetreue Übereinstimmung der berechneten und gemessenen Kennlinien natürlich nicht erwartet werden.

## 2.4.4 Die Arbeitspunktkennlinie

Die Arbeitspunktkennlinie beinhaltet die Abhängigkeit der 2. Harmonischen  $U_{2f}$  von der Anregungsamplitude  $\hat{H}$  für ein konstantes, kleines Offsetfeld  $H_0$ . Bildet man den Quotienten  $U_{2f}/H_0$ , ist diese Kennlinie die Abhängigkeit des Anstiegs der Empfindlichkeitskennlinie vom Erregerfeld  $\hat{H}$  für kleine  $H_0$ . Allerdings ist für die Sensorsignalverarbeitung der Wert der Sensorsignalspannung interessant, so daß der Darstellung  $U_{2f}(\hat{H})$  der Vorzug gegeben wird. Gewählt wurde wieder  $H_K = 150$  A/m sowie  $H_0 = 60$  A/m.

Für  $\hat{H} = 0 \dots 90$  A/m ist  $|H_0| + \hat{H} < H_K$ , es liegt **keine Sättigung** vor und damit  $U_{2f} = 0$ .

Für  $\hat{H} = 90 \dots 210$  A/m ist  $|H_0| + \hat{H} > H_K$  und  $\hat{H} - |H_0| < H_K$ , es liegt **einseitige Sättigung** vor und es gilt  $U_{2f} \neq 0$  nach (2.107).

Für  $\hat{H} = 210 \dots$  A/m ist  $H_0 + |\hat{H}| > H_K$  und  $\hat{H} - |H_0| > H_K$ , es liegt **beidseitige Sättigung** vor mit  $U_{2f} \neq 0$  nach (2.116).

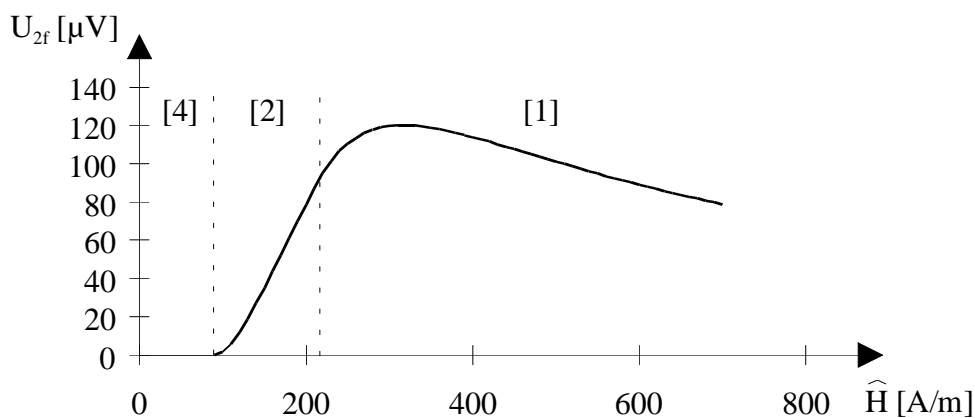


Abb. 2.33: Arbeitspunktkennlinie  $H_0 = 60$  A/m,  $H_K = 150$  A/m (Fälle nach Tab. 2.4)

Abb. 2.33 zeigt die berechnete Kennlinie und Abb. 2.34 zeigt dazu eine gemessene Arbeitspunktkennlinie für einen Sensor FGV04.

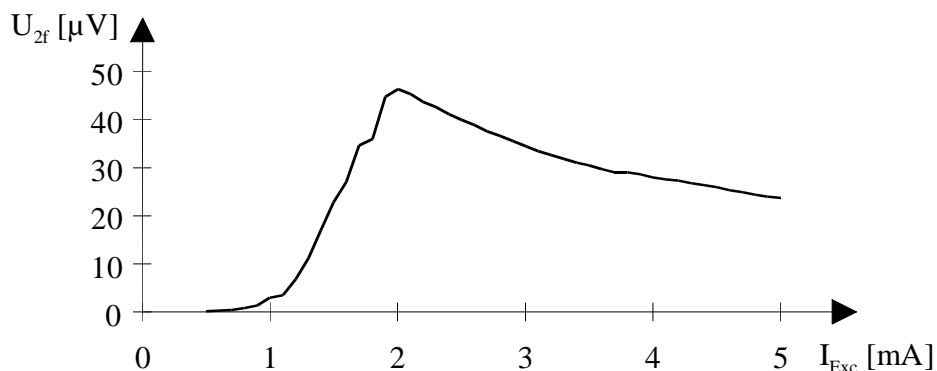


Abb. 2.34: Gemessene Arbeitspunktkennlinie VC 436/6 Chip 4 Subchip 7 mit  $H_0 = 20$  A/m