

V308

Magnetfelder und Spulen

Felix Symma

felix.symma@tu-dortmund.de

Joel Koch

joel.koch@tu-dortmund.de

Durchführung: 16.11.2021

Abgabe: 23.11.2021

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Theorie	3
3	Durchführung	5
4	Auswertung	5
5	Diskussion	5

1 Einleitung

Ziel des Versuches ist es, Magnetfelder von verschiedenen Spulentypen in verschiedenen Anordnungen zu messen. Dabei wird das Magnetfeld einer langen Spule und das eines Spulenpaares, sowohl in der Spule selbst, als auch außerhalb, gemessen. Es wird außerdem eine Hysteresekurve einer toroidförmigen Spule mit einem Eisenkern gemessen. Abschließend werden die Messwerte aus dem Versuch mit der Theorie verglichen und ausgewertet. unicode-mathsiunitx

2 Theorie

Theoretische Grundlagen für diesen Versuch sind das Biot-Savartsche Gesetz, Stoffmagnetismus mit besonderer Rücksicht auf Ferrmagnetismus, der Hall-Effekt (und Magnetfelder in Materie).

Bewegte elektrische Ladungsträger erzeugen magnetische Felder, die durch die beiden Größen \vec{H} und \vec{B} beschrieben werden können. Dabei entspricht \vec{H} der magnetischen Feldstärke, die Betrag und Richtung des Magnetfeldes beschreibt, und \vec{B} die magnetische Flussdichte, die zusätzlich noch die Permeabilität $\mu = \mu_0 \cdot \mu_r$ berücksichtigt. Dabei ist $\mu_0 = 4\pi 10^{-7} [\frac{Vs}{Am}]$

die magnetische Feldkonstante und μ_r die vom Material abhängige Permeabilität. Die magnetische Feldstärke lässt sich zum Beispiel mit dem Biot-Savartschen Gesetz (1) quantifizieren:

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 \cdot I}{4\pi} \int_{\text{Leiter}} \frac{d\vec{s} \times \vec{l}}{r^3}. \quad (1)$$

Durch

$$\vec{B} = \mu \cdot \vec{H} \quad (2)$$

folgt somit auch ein Zusammenhang für die magnetische Flussdichte.

Aus der Untersuchung von Stoffmagnetismus, wie es in diesem Versuch auch an durchgeführt wurde, folgt eine Klassifizierung verschiedener Stofftypen in Para-, Dia- und Ferromagnetismus. Da die relative Permeabilität μ_r in allen drei Typen konstant ist, folgt zur Unterteilung eine davon abgeleitete Klassifizierung, die Magnetisierung $\vec{M} = \chi \cdot \vec{H}$ mit der magnetischen Suszeptibilität $\chi = \mu_r - 1$.

Bei Diamagneten gilt $\chi < 0$; $|\chi| \ll 1$. In einem angelegten B-Feld ist die Magnetisierung \vec{M} dem B-Feld entgegengerichtet, wodurch es eine abschwächende Wirkung hat. Diamagneten bewegen sich aus Bereichen mit hoher Feldstärke zu Bereichen mit kleinerer. Paramagnetische Stoffe hingegen haben $\chi > 0$; $|\chi| \ll 1$. Die Magnetisierung richtet sich parallel zu einem äußeren B-Feld aus, wodurch sie eine verstärkende Wirkung hat. Paramagneten werden zu Bereichen hoher Feldstärke angezogen. Bei Stoffen des Ferrmagnetismus gilt der Zusammenhang (2) nicht mehr, da die relative Permeabilität μ_r sehr hoch ist. Es gilt damit $\chi > 0$; $|\chi| \gg 1$. Ferromagneten richten sich, analog zu Paramagneten, parallel zum angelegten Magnetfeld aus und verstärken dieses stark. Bei Ferromagneten ist die stoffabhängige Permeabilität allerdings nicht konstant, sondern

davon abhängig in welchem Zustand es bereits einem Magnetfeld mit dessen Magnetfeldstärke ausgesetzt worden war. Es ist dadurch zustandsabhängig. Eine Hysteresekurve, die die Magnetisierung auf das äußere Magnetfeld aufträgt, beschreibt das Verhalten von Ferromagneten in angelegten Magnetfeldern und wird im folgenden beschrieben. Die magnetischen Dipolmomente von Ferromagneten sind in einem angelegten Magnetfeld parallel zu diesem. In einzelnen Bereichen, die man Weiß'sche Bezirke nennt, richten sich diese Dipolmomente parallel zueinander aus. Im unmagnetisierten Zustand sind die Dipole, aufgrund der thermischen Bewegungen, statistisch verteilt.

Wenn ein äußeres Magnetfeld angelegt wird, in dem sich der zu untersuchende Stoff befindet, dann steigt die Magnetisierung der Probe bis auf einen Sättigungswert an. Drosselt man das Magnetfeld nun, sinkt auch die Magnetisierung des Stoffes. Bei einem abgeschalteten Magnetfeld jedoch, ist sie nicht null ($\vec{M}(\vec{B} = 0) \neq 0$) und es bleibt eine Remanenz. Diese kann durch Bilden eines Gegenfeldes, der Koerzitivkraft, wieder aufgehoben werden. Erhöht man das Gegenfeld weiter, so bildet sich ein negativer Sättigungswert. Durch Erhöhen des äußeren Magnetfeldes, bildet sich eine parallele Kurve, wie auch bei der Erhöhung des Gegenfeldes. Sie erreicht den ursprünglichen, positiven Sättigungswert. Eine Hysteresekurve hat je nach Stoff eine unterschiedliche Form.

Mithilfe des Biot-Savartschen Gesetzes (??) folgt ein Zusammenhang zu dem Magnetfeld einer mit dem Strom I durchflossenen Leiterschleife mit Radius R auf der durch den Kreismittelpunkt gehenden Symmetrieachse:

$$|\mathbf{B}_{\text{Ring}}(x)| = B_{\text{Ring}}(x) = \frac{\mu_0 I}{2} \frac{R^2}{(R^2 + x^2)^{\frac{3}{2}}}. \quad (3)$$

, wobei x im Kreismittelpunkt Null sei.

Aus dem Superpositionsprinzip folgt für einen symmetrischen Aufbau aus zwei Leiterschleifen bei $x = \pm d/2$:

$$B_d(x) = B_{\text{Ring}}(x - \frac{d}{2}) + B_{\text{Ring}}(x + \frac{d}{2}) \quad (4)$$

Innerhalb einer Spule, bei der der Radius sehr viel kleiner als die Länge ist, liegt ein homogenes Magnetfeld vor, dass durch folgende Relation beschrieben werden kann:

$$B_{\text{Sp}} = \mu_r \mu_0 \frac{n}{l} I \quad (5)$$

, wobei n die Windungszahl und l die Länge der beschriebenen Spule darstellt.

Biegt man eine lange Spule soweit, dass die beiden Enden zusammengefügt werden, entsteht eine Toroidspule, dessen äußeres Magnetfeld Null ist und die Randeffekte verschwinden. Die Länge l in Gleichung (??) wird durch den Umfang des Toroides mit Radius r_T ersetzt und es folgt:

$$B_T = \mu_r \mu_0 \frac{n}{2\pi r_T} I \quad (6)$$

[sample]

3 Durchführung

4 Auswertung

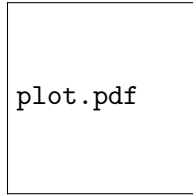


Abbildung 1: Plot.

Siehe Abbildung 1!

5 Diskussion