

# Physikalisches Praktikum Teil IV

## Protokoll zu Versuch 401

Jens Erler und Alexander Harder

8. Januar 2012

### Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Vorkenntnisse</b>	<b>2</b>
1.1	Zeeman-Effekt . . . . .	2
1.1.1	Verhalten von Atomen in äußeren Feldern . . . . .	2
1.1.2	Fabry-Pérot-Etalon . . . . .	2
1.1.3	Natürliche Linienbreite und Linienverbreiterung . . . . .	3
1.1.4	Viertel-Wellenlängen-Platte . . . . .	4
1.1.5	Hall-Sonde . . . . .	4
1.2	Franck-Hertz-Versuch . . . . .	5
1.2.1	Versuchsaufbau und Durchführung . . . . .	5
1.2.2	Beobachtung . . . . .	6
1.2.3	Quecksilberatom . . . . .	6
<b>2</b>	<b>Auswertung</b>	<b>7</b>
2.1	Beobachtung des Zeeman-Effektes . . . . .	7
<b>3</b>	<b>Quellen</b>	<b>9</b>
<b>4</b>	<b>Anhang</b>	<b>10</b>

# 1 Vorkenntnisse

## 1.1 Zeeman-Effekt

### 1.1.1 Verhalten von Atomen in äußeren Feldern

Jedes Atom hat charakteristische Energieniveaus. Übergänge zwischen diesen Niveaus lassen sich als Spektrallinien beobachten. Wenn ein Atom einem externen Magnetfeld ausgesetzt wird, beobachtet man eine weitere Aufspaltung der Niveaus. Diesen Effekt kann man je nach Stärke des externen Magnetfeldes eine andere Bezeichnung zuordnen. Beim *Zeeman-Effekt* wird die Größe des internen Magnetfeldes, welches durch die Bahndrehimpulse und Spins der Elektronen erzeugt wird, nicht überschritten. Beim *Paschen-Back-Effekt* ist das jedoch der Fall, wodurch in diesem Fall die Spin-Bahn-Kopplung aufgebrochen wird. Wenn beim Zeeman-Effekt der resultierende Gesamtspin aller Elektronen  $\vec{S} \neq 0$  ist, spricht man vom anomalen Zeeman-Effekt. Im Fall von  $\vec{S} = 0$  spricht man vom normalen Zeeman-Effekt, welcher in der Natur deutlich seltener vorkommt, da er ein Spezialfall ist.

In der nachfolgenden Abbildung sind die Aufspaltungen des  $^1P_1$ - und des  $^1D_2$ -Zustandes eines Cadmiumatoms dargestellt, welches sich in einem externen Magnetfeld befindet. Es sind auch die Übergänge zwischen den Niveaus eingezeichnet.

$M_J$  ist die Komponente des Gesamtdrehimpulses  $J$  und kann diskrete Werte zwischen  $-J$  und  $+J$  einnehmen, in Abständen von 1. Für  $^1P_1$  ist  $J = 1$ . Also spaltet dieser Zustand in die drei Niveaus  $M_J = -1$ ,  $M_J = 0$  und  $M_J = 1$  auf. Für  $^1D_2$  gibt es eine Aufspaltung in fünf Niveaus.

Zwischen den neuen Niveaus sind nur solche Übergänge optisch erlaubt, welche die *Auswahlregeln* erfüllen. Diese lauten:  $\Delta M_J = \pm 1, 0$ , wobei bei  $\Delta M_J = 0$  linear polarisiertes Licht und bei  $\Delta M_J = \pm 1$  zirkular polarisiertes Licht emittiert wird.

### 1.1.2 Fabry-Pérot-Etalon

Das Fabry-Pérot-Etalon ist ein Interferometer aus Glas, das zwei plan-parallele Oberflächen besitzt, die teilreflektierend sind. Tritt ein Lichtstrahl in das Etalon, so wird es an diesen Oberflächen mehrfach reflektiert, wodurch es auf der Austrittseite zu Interferenz kommt. Diese Interferenz ist je nach Gangunterschied konstruktiv oder destruktiv.

In folgender Abbildung ist der Strahlengang dieses Interferometers dargestellt: Für den Gangunterschied  $g$  gilt

$$g = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha}$$

Damit es zu konstruktiver Interferenz kommt, muss der Gangunterschied ein ganzzahliges Vielfaches  $m$  des Wellenlänge  $\lambda$  sein.

$$g = m\lambda \Rightarrow \lambda = \frac{2d\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha}}{m}$$

Der Abstand zweier Maxima  $\Delta\lambda$  wird auch *freier Spektralbereich* genannt. Die *Halbwertsbreite*  $\delta\lambda$  gibt die spektrale Breite eines Maximums bei der halben maximalen Intensität an. Das Verhältnis dieser Werte zueinander wird auch *Finesse* genannt

$$F = \frac{\Delta\lambda}{\delta\lambda}$$

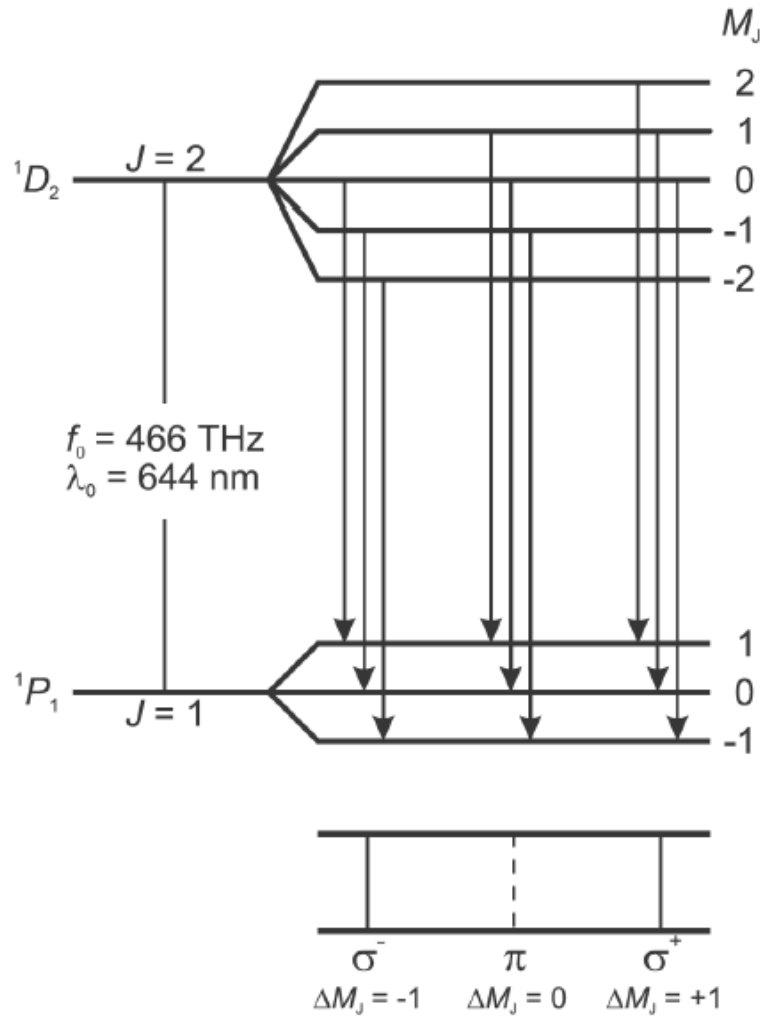


Abbildung 1: Niveauschema Cd

Man kann die Finesse in Abhängigkeit der Reflektivität  $r$  angeben

$$F = \frac{\pi\sqrt{r}}{1-r}$$

Das Auflösungsvermögen  $R$  des Fabry-Pérot-Etalons ist proportional zur Finesse und es gilt

$$R = F \frac{2nd}{\lambda}$$

### 1.1.3 Natürliche Linienbreite und Linienverbreiterung

Wenn angeregte Atome spontan Strahlung emittieren, kann man eine natürliche Verbreiterung der Emissionslinie beobachten. Das Profil dieser Spektrallinie entspricht einem Lorentzprofil. Die Breite dieser Linie ist invers proportional zur natürlichen Lebensdauer des Zustandes, welche sich anhand der Unschärferelation abschätzen lässt.

Die Formel für die natürliche Linienbreite lautet:

$$\delta\nu = \frac{1}{2\pi\tau}$$

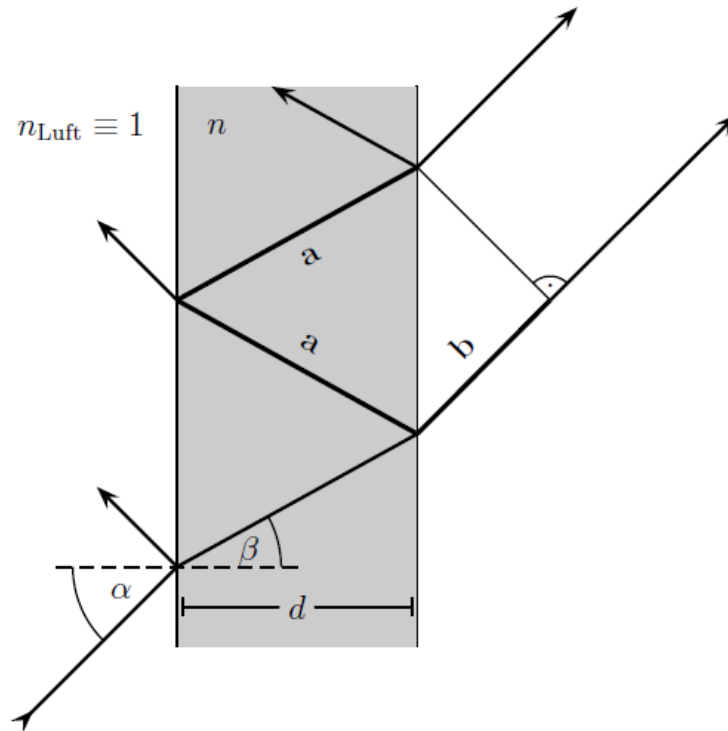


Abbildung 2: Fabry-Pérot-Etalon

Wenn sich das Atom relativ zum Beobachter bewegt, z.B. durch thermische Bewegung, kommt es zu einer Verschiebung der Emissions- und Absorptionslinie gemäß des Dopplereffekts. Die resultierende Dopplerverbreiterung ist gegeben durch:

$$\delta\nu = \frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{8k_B T \ln 2}{m}}$$

#### 1.1.4 Viertel-Wellenlängen-Platte

Eine Viertel-Wellenlängen-Platte ist ein doppelbrechender Kristall, das bedeutet, dass es in x- und in y-Richtung verschiedene Brechungsindizes besitzt. Die Dicke einer  $\frac{\lambda}{4}$ -Platte ist so beschaffen, dass eine Komponente gegenüber der Anderen um genau eine viertel Wellenlänge verzögert wird. Dadurch wird es möglich, zirkular polarisiertes Licht in linear polarisiertes Licht umzuwandeln. Auch die umgekehrte Umwandlung ist möglich, wenn das linear polarisierte Licht in einem Winkel von  $\frac{\pi}{2}$  zu optischen Achse einfällt.

#### 1.1.5 Hall-Sonde

In einer Hall-Sonde wird ein mit Strom durchflossener Leiter einem externen magnetischen Feld ausgesetzt, welches senkrecht zur Stromflussrichtung steht. Dadurch werden die Ladungsträger über die Lorentzkraft abgelenkt.

$$\vec{F}_L = q(\vec{v} \times \vec{B})$$

Da das Magnetfeld konstant gehalten wird, bewirkt die Ablenkung durch die Lorentzkraft eine Ladungstrennung und somit eine messbare Spannung. Diese Spannung wird *Hall-Spannung*.

genannt.

## 1.2 Franck-Hertz-Versuch

### 1.2.1 Versuchsaufbau und Durchführung

Mithilfe des Franck-Hertz-Versuches kann die Energieabgabe von Elektronen an Atome (meist Quecksilber) untersucht werden. Dabei konnte zum ersten mal gezeigt werden, dass auch der Energieertrag von massiven Teilchen quantisiert ist, analog zum Energieertrag durch Photonen.

Außerdem bestätigt der Franck Hertz die diskreten Energieniveaus von Atomen, wie sie bereits durch das Bohr'sche Atommodell postuliert werden. Der Schematische Versuchsaufbau ist in Abbildung 3 zu sehen:

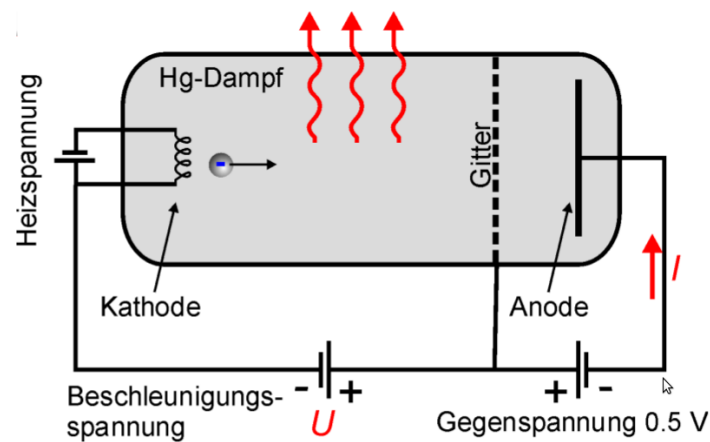


Abbildung 3: Niveauschema Cd

Verwendet wird ein mit dünnem Quecksilbergas gefüllter Gaskolben. An den Enden des Kolbens befinden sich Elektroden, die Kathode und die Anode. Die Kathode ist ein Heizdraht, welcher sich erwärmt und durch Glühemission Elektronen abgibt. Zwischen den Elektroden befindet sich ein Metallgitter, wobei zwischen Kathode und Gitter eine Beschleunigungsspannung  $U$  und zwischen Gitter und Anode eine geringe Bremsspannung  $U_B$  anliegt.

Der Versuchsaufbau ähnelt also einer Triode. Im Betrieb bildet sich um die Kathode eine Elektronenwolke. Die Elektronen werden durch das elektrische Feld zwischen Kathode und Gitter beschleunigt und erhalten so die kinetische Energie  $eU$ . An der Anode liegt die negative Spannung  $U_A = U - U_B$  an. Durch das elektrische Feld zwischen Gitter und Anode werden die Elektronen nach dem durchfliegen des Gitters gebremst und können die Anode nur dann erreichen, wenn ihre kinetische Energie hinter dem Gitter mindestens  $eU_A$  ist. Wenn genügend Elektronen die Anode erreichen kann mit einem Amperemeter ein Strom gemessen werden.

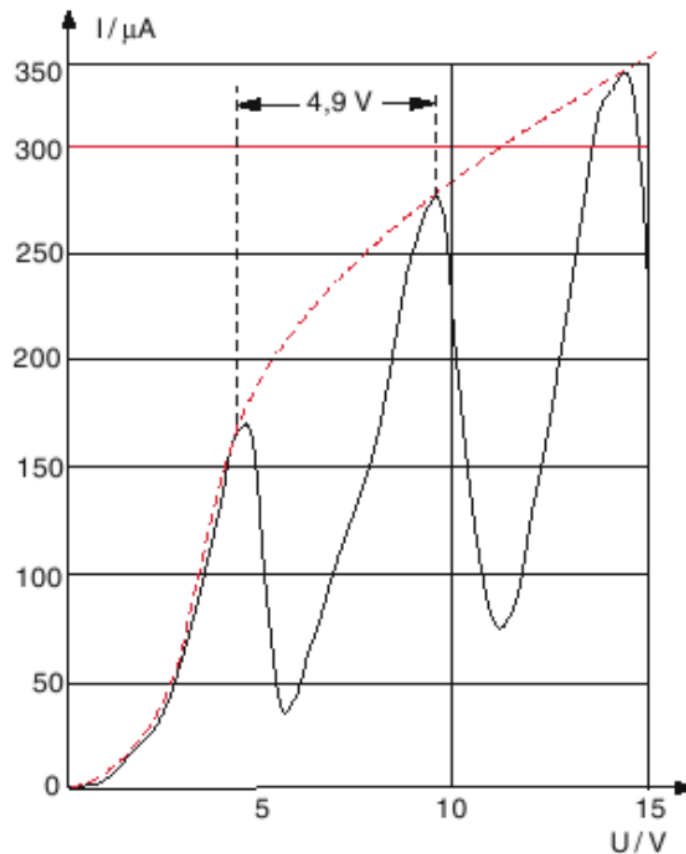


Abbildung 4: Niveauschema Cd

### 1.2.2 Beobachtung

### 1.2.3 Quecksilberatom

Das Quecksilberatom zählt mit einer Kernladungszahl von  $Z = 80$  zu den schweren Atomen. Daher dominiert hier die jj-Kopplung. Die LS-Kopplung darf nur bei leichten Atomen angewendet werden, da bei schweren Kernen der Gesamtdrehimpuls  $\vec{L}$  und der Gesamtspin  $\vec{S}$  nicht mehr definiert ist. Die LS-Kopplung “bricht auf”. Es gilt:

$$J = \sum_{j=1}^N j_i = \sum_{j=1}^N l_j + s_j$$

Die Auswahlregeln für die jj-Kopplung lauten:  $\Delta J = \pm 1, 0$ , wobei jedoch  $J = 0 \rightarrow J = 0$  ein verbotener Übergang ist.

Das Quecksilberatom besitzt sechs Elektronenschalen, von denen die ersten fünf im Grundzustand voll besetzt sind und daher einen Gesamtspin Null haben. Die jj-Kopplung muss daher nur bei den zwei Elektronen auf der äußeren, sechsten Schale angewandt werden. Folglich können die angeregten Zustände in  $S = 0$  (Singlett) und  $S = 1$  (Triplett) unterteilt werden. Das Termschema für Quecksilber ist in der folgenden Abbildung zu sehen:

Die Auswahlregeln der jj-Kopplung erlauben die folgenden Übergänge:

$$6^3P_0 \rightarrow 6^1S_0$$

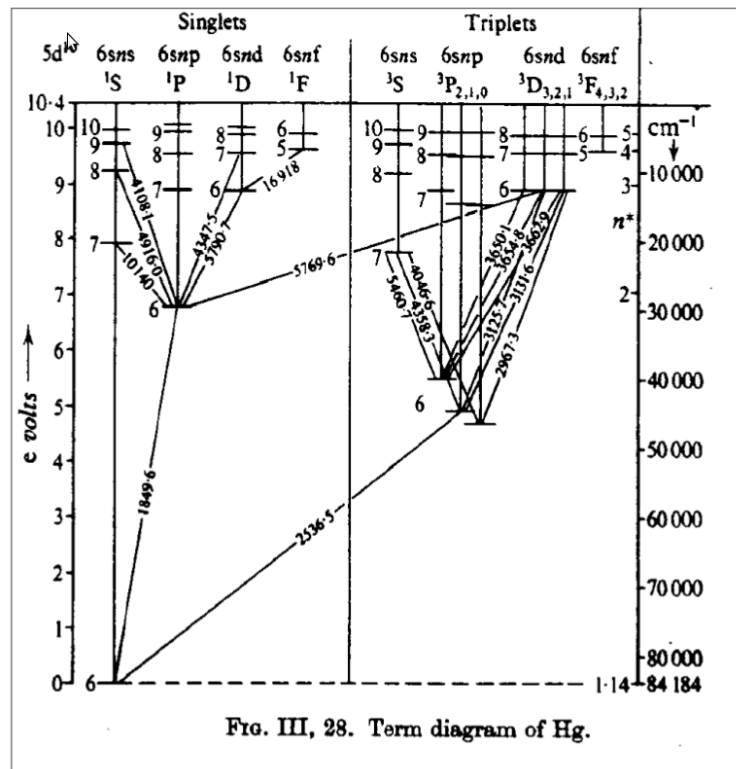


Abbildung 5: Niveauschema Cd

$$6^3P_1 \rightarrow 6^1S_0$$

$$6^3P_2 \rightarrow 6^1S_0$$

Im Fall der LS-Kopplung wären Übergänge zwischen Singlett und Triplett optisch verboten und könnten daher nur durch Stöße realisiert werden.

## 2 Auswertung

## 2.1 Beobachtung des Zeeman-Effektes

Der Versuch wird wie in der Praktikumsanleitung beschrieben aufgebaut und justiert. Das Interferenzmuster der Spektrallinie des Übergangs von  $^1D_2$  nach  $^1P_1$  wird zunächst ohne angelegtes Magnetfeld in transversaler Orientierung beobachtet. Dabei sind konzentrische Kreise beobachtbar, deren Abstand zueinander mit zunehmendem Radius abnimmt. Drei solcher Kreise sind in folgender Abbildung skizziert.

Wird nun ein äußeres Magnetfeld hinzugeschaltet, so ist ab einem Magnetstrom von  $I = 2,8$  A eine Aufspaltung in drei Linien pro Kreis erkennbar.

Zur Untersuchung der Polarisierung der neuen Linien wird ein Polarisationsfilter vor das Etalon eingesetzt. Bei einer Einstellung des Filters auf  $\pm 90^\circ$  sind nur die mittleren, linear polarisierten  $\pi$ -Komponenten beobachtbar. Stellt man das Filter jedoch auf  $0^\circ$ , so sind nur die beiden äußeren Linien sichtbar wie in folgender Abbildung.

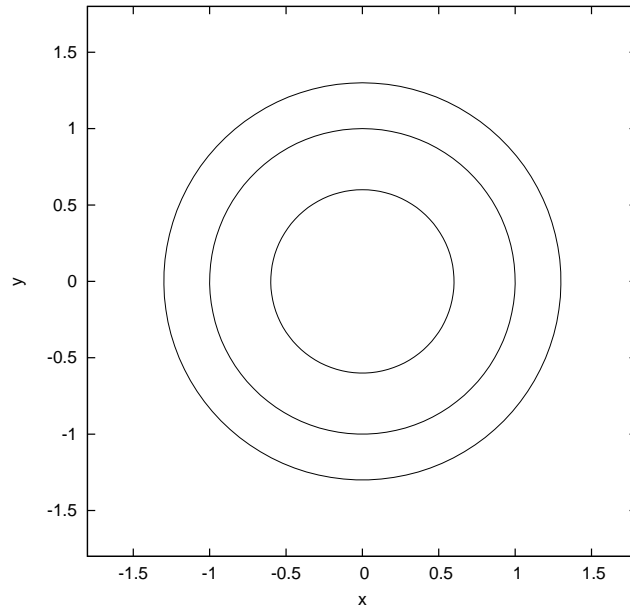


Abbildung 6:

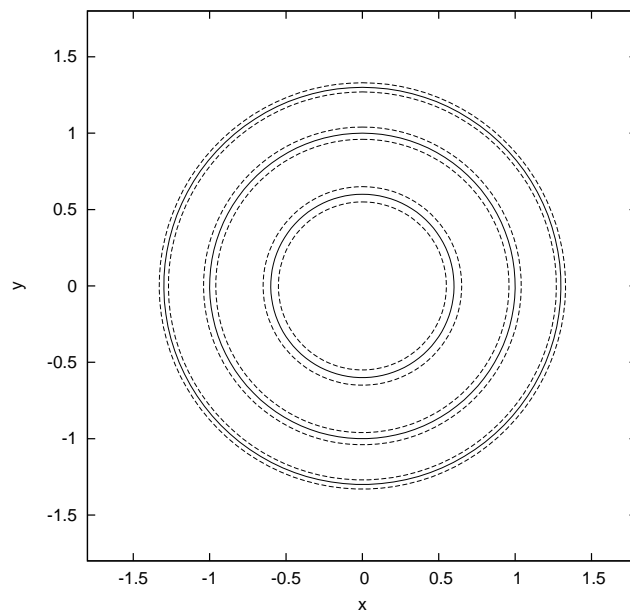


Abbildung 7:

Dies sind die zirkular polarisierten  $\sigma$ -Anteile.

Nun wird der Versuchsaufbau für eine longitudinale Beobachtung umgebaut. Die Beobachtung ohne Magnetfeld gleicht der aus der transversalen Beobachtung. Schaltet man nun das Magnetfeld hinzu, so sieht man ab einem Magnetstrom von  $I = 1,4 \text{ A}$  eine Aufspaltung in zwei Linien pro Kreis. Zur Untersuchung der Polarität wird wieder ein Polarisationsfilter vor das Etalon eingebaut. Die beobachteten Linien bleiben unverändert, unabhängig vom Winkel des Filters. Daher wird zusätzlich eine  $\frac{\lambda}{4}$ -Platte ( $0^\circ$ ) vor das Filter eingesetzt. Bei einer Ein-



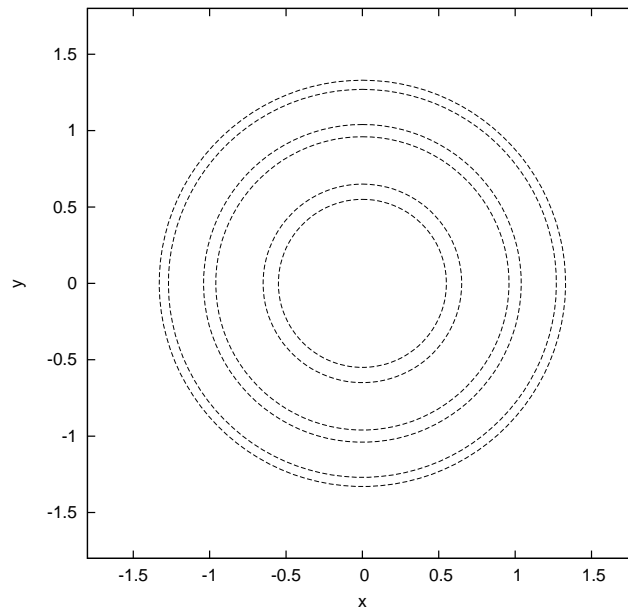


Abbildung 8:

stellung von  $-45^\circ$  sind nur die inneren  $\sigma^-$ -Linien sichtbar und bei  $+45^\circ$  sind nur die äußeren  $\sigma^+$ -Linien sichtbar

### 3 Quellen

1. LD Handblätter Physik
2. Universität Bonn Physikalisches Praktikum Teil IV: Atome, Moleküle, Festkörper  
- Versuchsbeschreibungen
3. W. Demtröder: Experimentalphysik 2 - Elektrizität und Optik (5. Auflage)  
Springer-Verlag 2008
4. W. Demtröder: Experimentalphysik 3 - Atome, Moleküle und Festkörper (4. Auflage)  
Springer-Verlag 2010
5. Universität Bonn Physikalisches Praktikum Teil IV: Atome, Moleküle, Festkörper  
- Versuchsbeschreibungen

## 4 Anhang

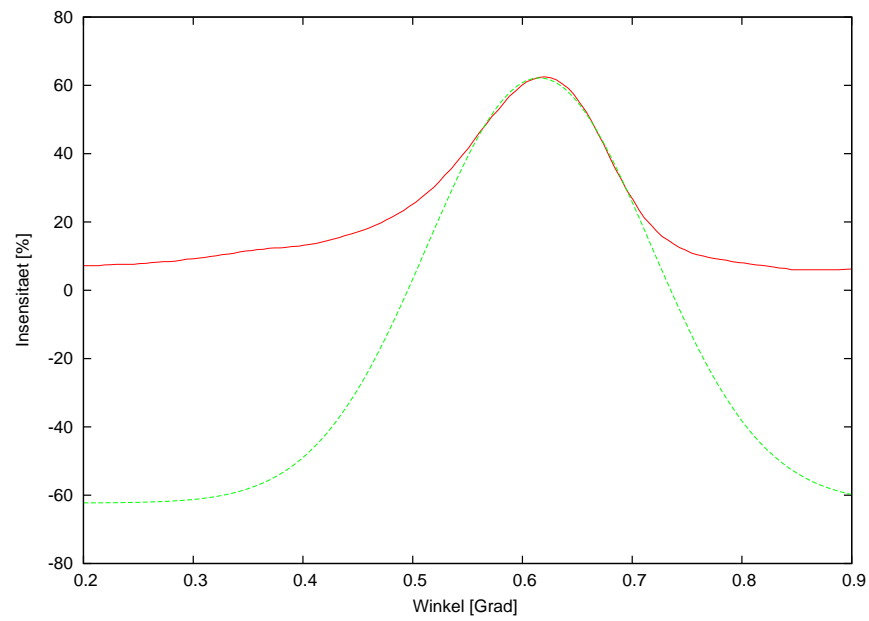


Abbildung 9:

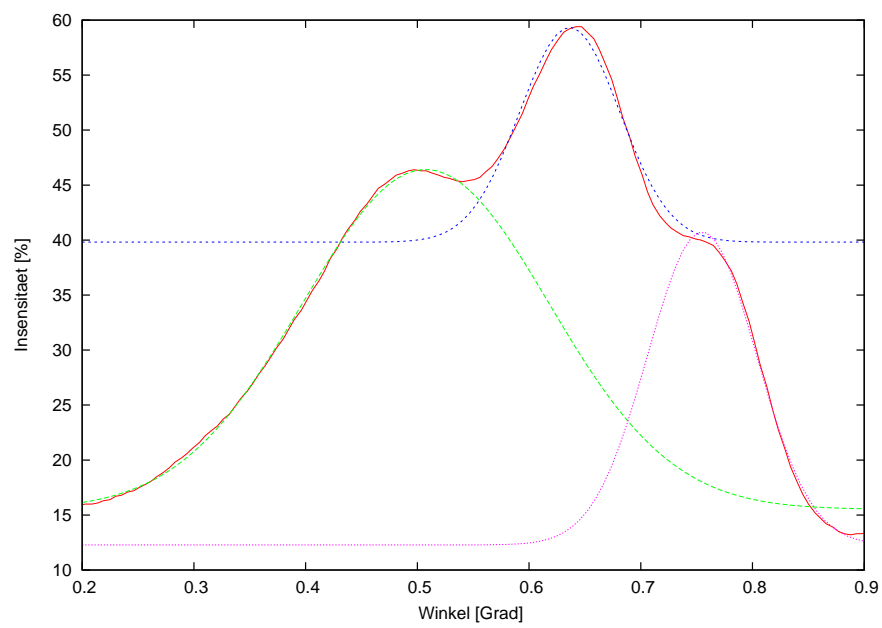


Abbildung 10:

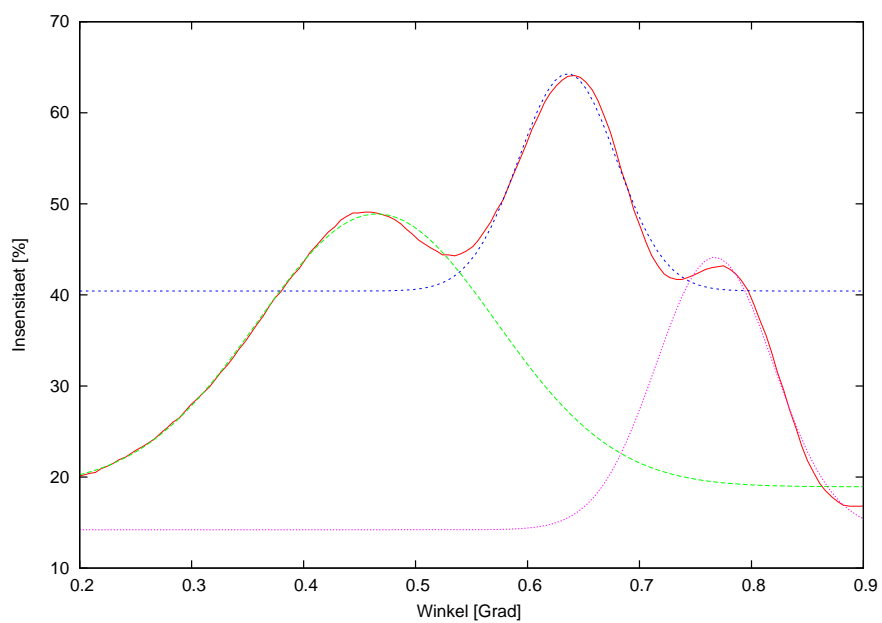


Abbildung 11:

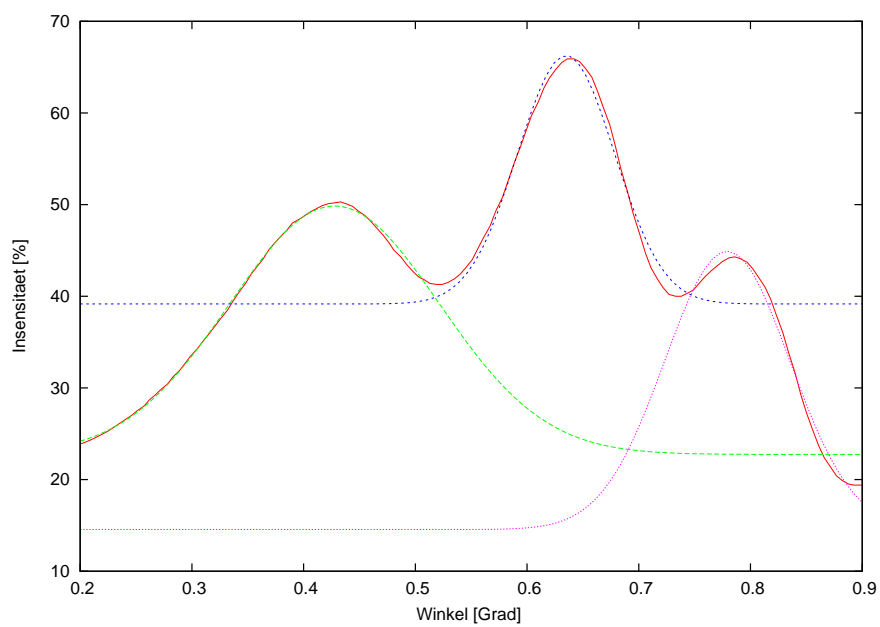


Abbildung 12:

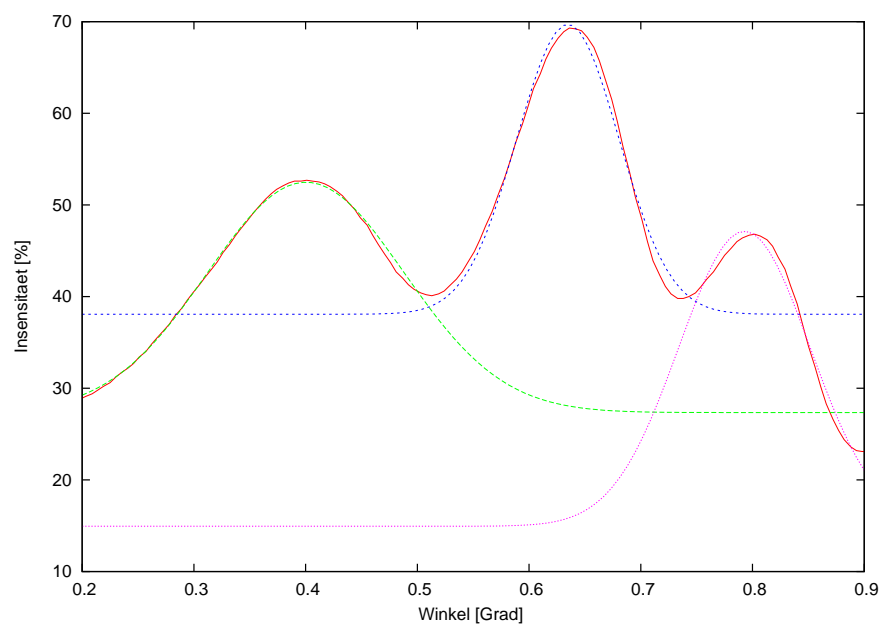


Abbildung 13:

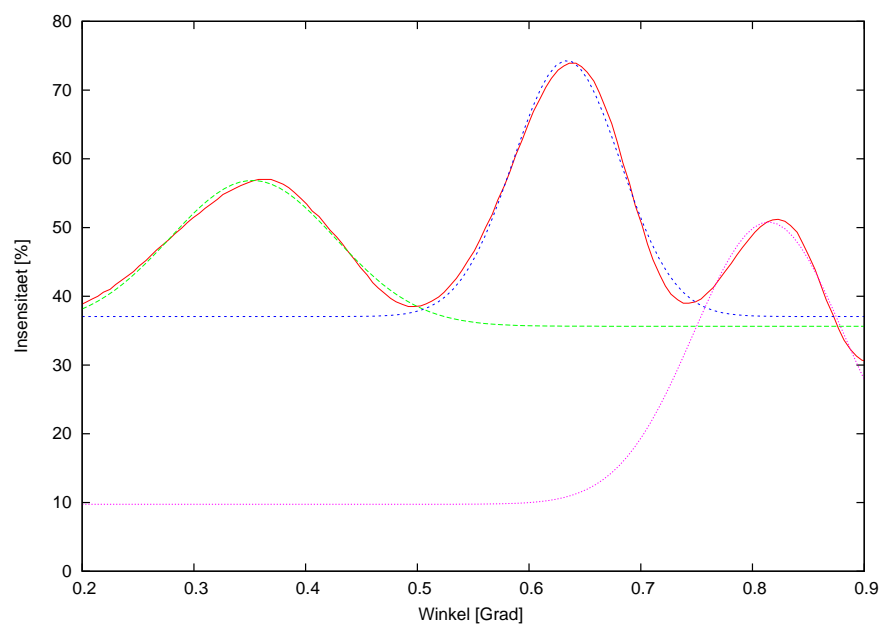


Abbildung 14:

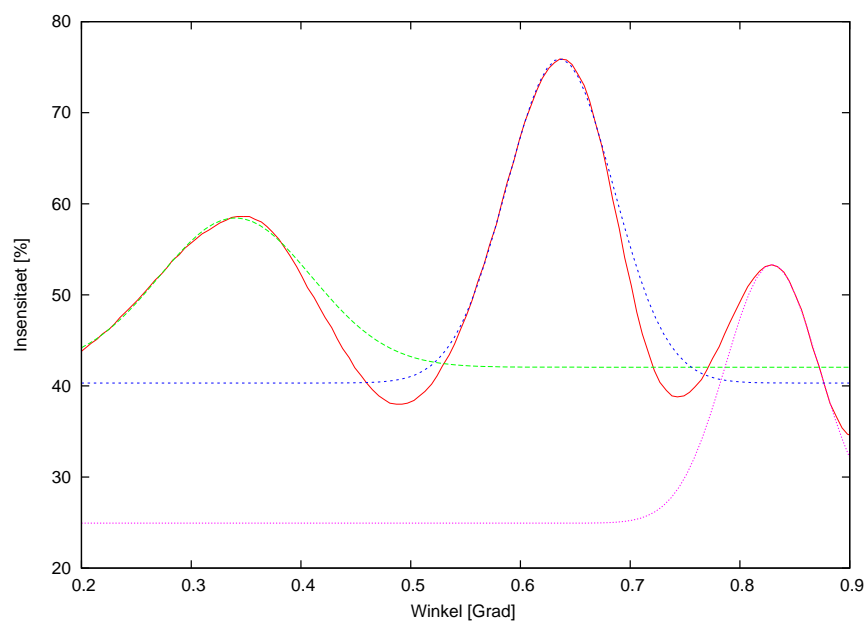


Abbildung 15:

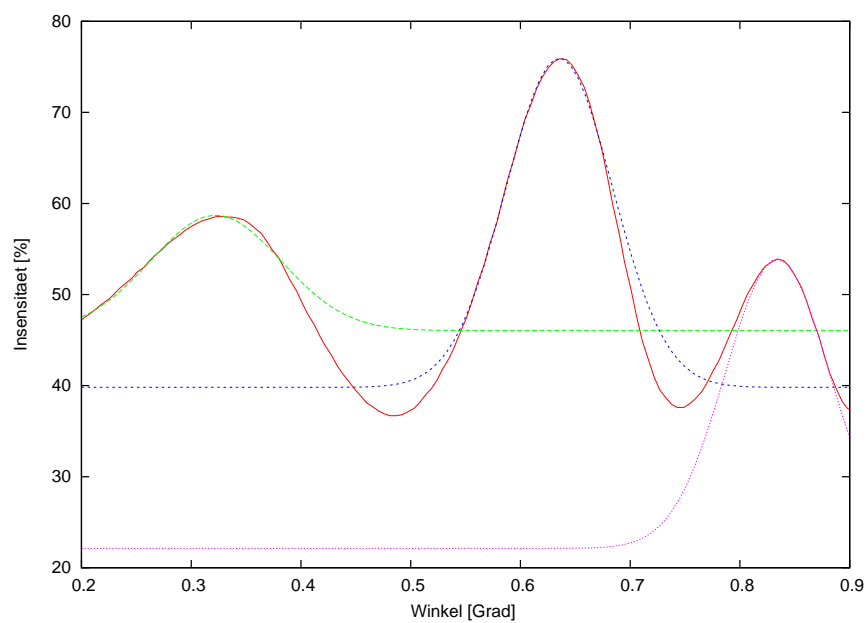


Abbildung 16:

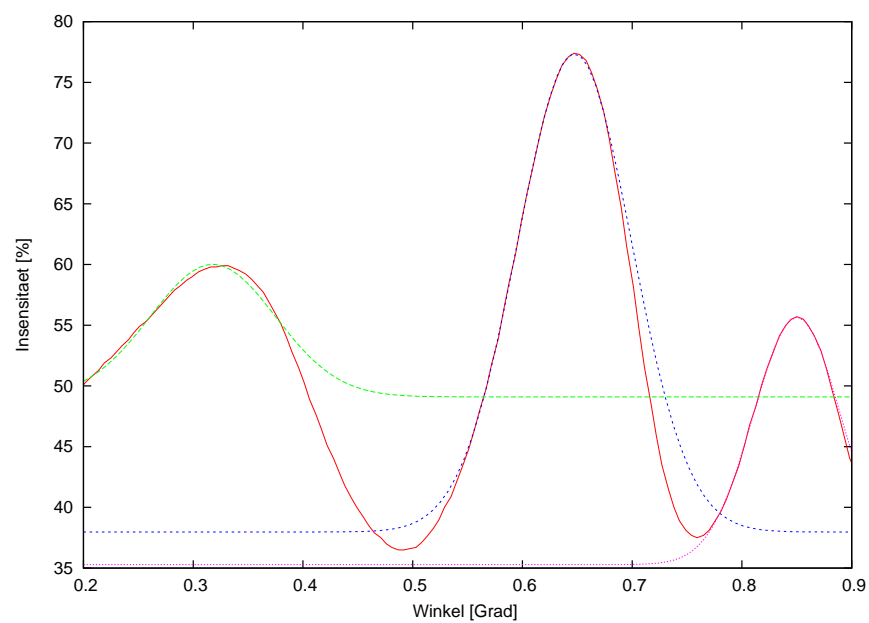


Abbildung 17:

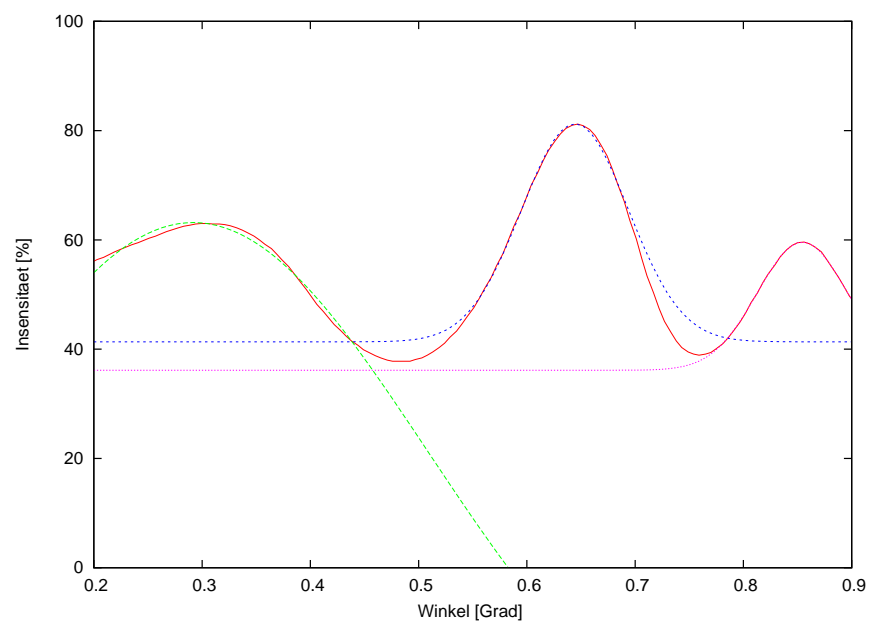


Abbildung 18:

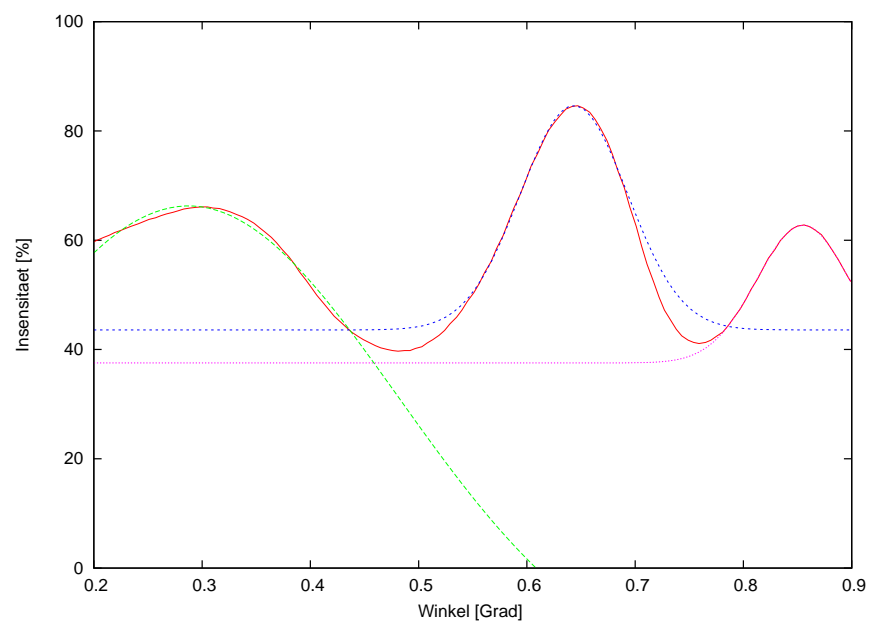


Abbildung 19:

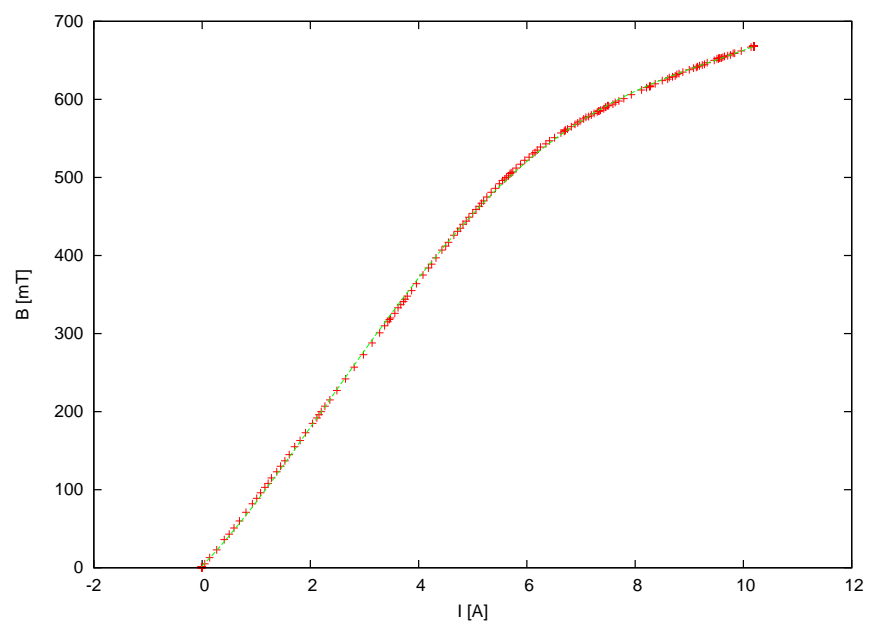


Abbildung 20: Magnetkennlinie vor der Versuchsdurchführung

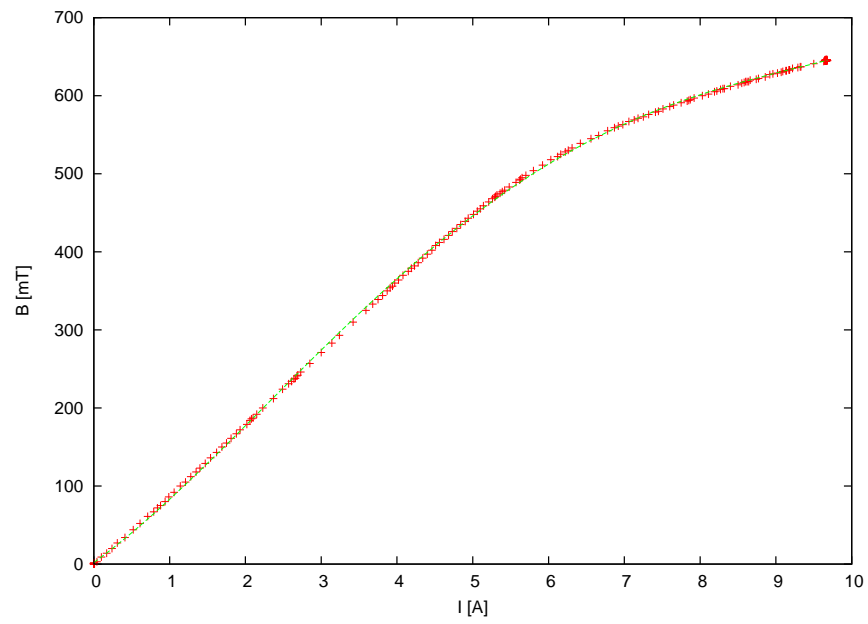


Abbildung 21: Magnetkennlinie nach der Versuchsdurchführung

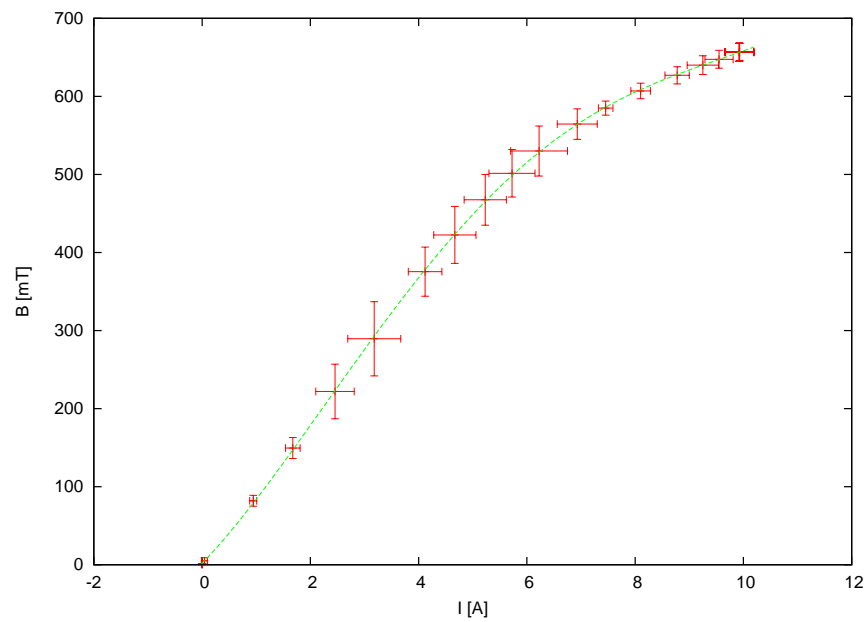


Abbildung 22: Gemittelte Magnetkennlinie



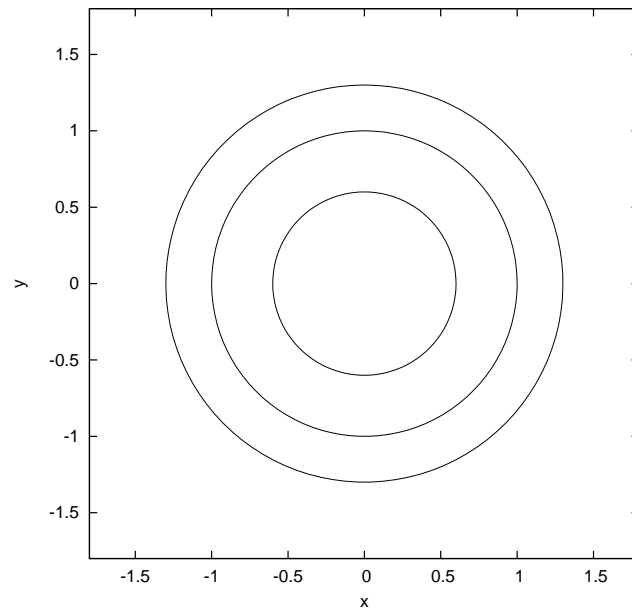


Abbildung 23:

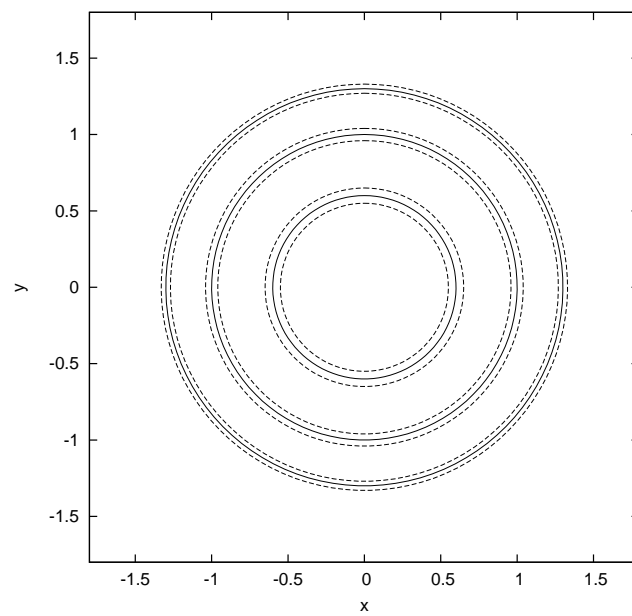


Abbildung 24:

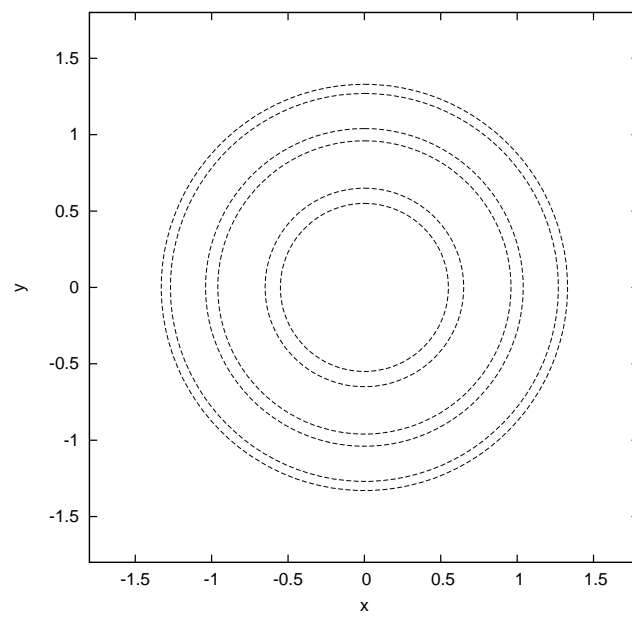


Abbildung 25: