

V46

Faraday-Effekt an Halbleitern

Nicole Schulte
nicole.schulte@udo.edu

Hendrik Bökenkamp
hendrik.boekenkamp@udo.edu

Durchführung: 18.10.2017

Abgabe: 25.10.2017

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1	Ziel	3
2	Theorie	3
2.1	Das quantenmechanische Bändermodell	3
2.2	Die effektive Masse	4
2.3	Die zirkuläre Doppelbrechung	4
2.3.1	Die dielektrische Suszeptibilität	5
2.4	Der Faraday-Effekt für optisch inaktive Materie	5
3	Durchführung	6
3.1	Verwendete Messinstrumente	6
3.1.1	Der Interferenzfilter	6
3.1.2	Das Glan-Thompson Prisma	6
3.2	Aufbau	7
3.3	Die Justage	8
3.4	Die Messung	8
4	Auswertung	8
4.1	Bestimmung der maximalen Kraftflussdichte des Magnetfeldes	8
4.2	Bestimmung der effektiven Masse	11
5	Diskussion	15
	Literatur	16

1 Ziel

Ziel des Experiments ist es, die effektive Masse der Leitungselektronen in Galliumarsenid mit Hilfe des Faraday-Effekts zu bestimmen.

2 Theorie

Der Faraday-Effekt oder auch die Faraday-Rotation, beschreibt die Drehung der Polarisations-ebene eines Lichtstrahls beim Durchlaufen von Materie unter dem Einfluss eines Magnetfeldes. Mit Hilfe des Effektes ist es möglich die Bandstruktur in einem Halbleiter zu verstehen und die effektive Elektronenmasse in diesem zu bestimmen.

2.1 Das quantenmechanische Bändermodell

Das quantenmechanische Bändermodell beschreibt das Energiespektrum eines Elektrons in einem Kristall. Ein einzelnes Atom besitzt ein diskretes Energiespektrum. Werden zwei Atome angenähert, sodass sie miteinander wechselwirken, kommt es zu einer Überlappung der Energieniveaus. In einem Kristall wechselwirken eine Mehrzahl von Atomen, sodass die Energieniveaus zu breiten Bändern werden. Das Bändermodell eines Halbleiters wird in Abbildung 1 dargestellt.

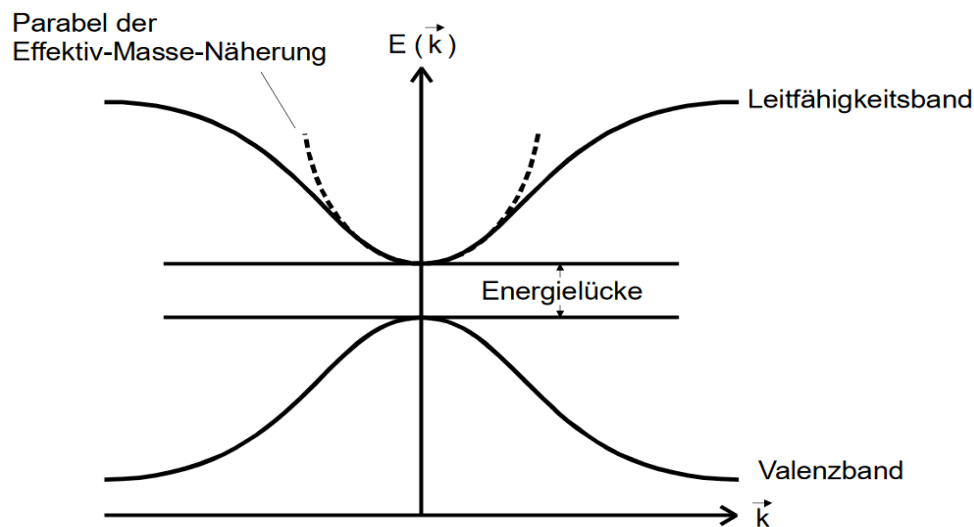


Abbildung 1: Vereinfachtes Bändermodell für einen Festkörper
[1]

In dieser Abbildung werden die drei wichtigen Bereiche in einem Festkörper dargestellt. Das Valenzband ist komplett mit gebundenen Elektronen besetzt und trägt nicht zur Leitfähigkeit eines Körpers bei. Das Leitfähigkeitsband ist nicht vollständig besetzt und ist somit für die Leitfähigkeit eines Festkörpers von Bedeutung. Zwischen diesen Bereichen befindet sich eine Energielücke. Besitzt die Energielücke eine Breite von über 10 eV, so können die Elektronen aus dem Valenzband selbst mit hinzugefügter Energie diese Lücke nicht überwinden, der Körper ist somit ein Nichtleiter. Überlappen sich die beiden Bänder, so wird der Festkörper als Leiter bezeichnet. Halbleiter besitzen eine Energielücke, die die Elektronen nach hinzugefügter

Energie noch überwinden können. Daher stammt auch der Begriff des Halbleiters. Erst nachdem eine gewisse Energie beispielsweise in Form von Wärme hinzugefügt wird, können die Elektronen die Lücke überwinden und der Körper leitet. Wird keine Energie hinzugefügt, befinden sich die Elektronen im Valenzband in einer festen Bindung und können die Lücke nicht überwinden, der Stoff ist somit nicht leitend. Die Elektronenenergie in Abhängigkeit vom Wellenzahlvektor ist gegeben durch die Beziehung

$$\epsilon = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \quad (1)$$

2.2 Die effektive Masse

Da von kugelflächigen Energieflächen ausgegangen werden kann, ergibt sich nach einer Näherung durch Taylor folgende Funktion für die Elektronenenergie

$$\epsilon(\vec{k}) = \epsilon(0) + \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} . \quad (2)$$

Dabei beschreibt m^* die effektive Masse. Die Energiewerte aus Gleichung (2) beschreiben die Lösungen der Schrödinger-Gleichung für ein freies Elektron. Die Verwendung der effektiven Masse ist aus mehreren Gründen sinnvoll. Einerseits berücksichtigt die effektive Masse das Kristallpotential. Außerdem können Elektronen in einem Band durch die effektive Masse wie freie Teilchen berechnet werden. Mathematisch wird es somit auf ein bekanntes und lösbares Problem zurückgeführt von welchem auf die eigentliche Masse zurückgeschlossen werden kann.

2.3 Die zirkuläre Doppelbrechung

Zwei wichtige Arten der Polarisation sind zu einer linearen und zu einer zirkulären Polarisation. Bei der linearen Polarisation schwingt die Welle senkrecht zur Ausbreitungsrichtung. Sie findet somit in einer Ebene statt. Zirkulär polarisiertes Licht rotiert jedoch um die Achse der Ausbreitungsrichtung. Linear polarisiertes Licht kann durch eine Zusammensetzung von links und rechts polarisiertem Licht beschrieben werden. Tritt eine linear polarisierte Welle in einen optisch anisotropen Kristall ein, wird die Polarisationsebene des Lichtstrahls auf Grund der verschiedenen Phasengeschwindigkeiten der zirkulären Komponenten gedreht. Beim Eintritt der Welle in den Kristall bei einer Ausbreitung in z -Richtung besitzt die Welle lediglich eine x -Komponente. Nach Durchlaufen des Kristalls weist die Welle jedoch eine zusätzliche y -Komponente auf. Die Welle wird somit um den Winkel θ gedreht. Da sich der Brechungsindex mit Hilfe der Phasengeschwindigkeit berechnen lässt, existieren auch zwei Brechungsindizes. Die Drehung wird auch zirkuläre Doppelbrechung genannt und wird in Abbildung 2 dargestellt.

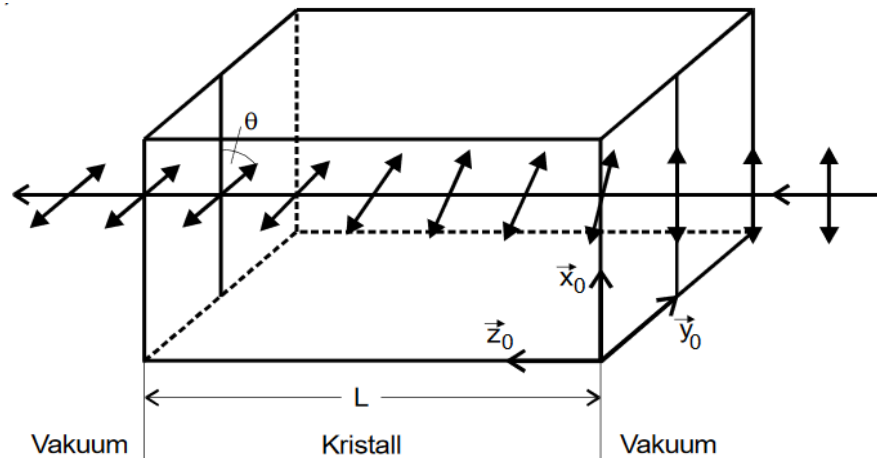


Abbildung 2: Zirkuläre Doppelbrechung in einem Kristall
[1]

Die Doppelbrechung entsteht durch elektrische Dipolmomente der Atome auf den Gitterplätzen und durch die Wechselwirkung der Bandleitonen mit den Rümpfen der Atome. Die Anzahl der Dipolmomente pro Volumeneinheit erzeugt die Polarisation des Kristalls.

2.3.1 Die dielektrische Suszeptibilität

Die Proportionalitätskonstante zwischen Polarisation \vec{P} und dem elektrischen Feld \vec{E} wird dielektrische Suszeptibilität χ genannt. Diese Größe ist in diesem Fall ein Tensor, da es sich um anisotrope, also richtungsabhängige, Kristalle handelt. Sobald ein Material doppelbrechend ist, besitzt der Tensor neben den Einträgen auf der Hauptdiagonalen komplex konjugierte Einträge auf der Nebendiagonalen. Das führt dazu, dass die Phasengeschwindigkeit für links oder rechts zirkuläres Licht entweder größer oder kleiner ist als die Phasengeschwindigkeit für einen Tensor ohne Elemente außerhalb der Hauptdiagonalen.

2.4 Der Faraday-Effekt für optisch inaktive Materie

Der Faraday-Effekt, also die Drehung der Polarisationssebene eines Lichtstrahls beim Eintritt in einen Kristall, ist nicht nur bei Materialien mit dem in Kapitel 2.3.1 beschriebenen Tensor möglich. Unter Einfluss eines Magnetfeldes ist dieser Effekt auch bei Materie mit einem Tensor, der lediglich Einträge auf der Hauptebene besitzt, möglich. Unter Einfluss eines Magnetfeldes ändert sich die zu Beginn isotrope, also richtungsunabhängige, Masse jedoch und bekommt komplex konjugierte Einträge auf der nicht diagonalen. Die Materie ist somit doppelbrechend geworden. Das bedeutet, dass die magnetischen Eigenschaften richtungsabhängig sind. Der Winkel θ ist dann proportional zur Flussdichte B , der Länge des Kristalls L und zur Zahl der Ladungsträger pro Volumeneinheit N . Die Frequenzabhängigkeit lässt sich mit Hilfe der Zyklotron-Frequenz ω_c beschreiben. Die Zyklotron-Frequenz beschreibt die Umlauffrequenz von Elektronen, die unter Einfluss der Lorentz-Kraft eine Kreisbahn umlaufen. Unter der Annahme, dass die Resonanzfrequenz ω_0 bei quasi freien Ladungsträgern gegen 0 geht, kann eine Formel für den Rotationswinkel in Abhängigkeit von der Wellenlänge gefunden werden.

$$\theta = \frac{e_0^3 N B L \lambda^2}{8 \pi^2 \epsilon_0 c^3 m^2 n} \quad (3)$$

Dabei beschreibt B die Flussdichte, L die Probenlänge und N die Zahl der Ladungsträger pro Volumeneinheit. Diese Formel unter Voraussetzungen auch für Kristallelektronen gültig, wenn m durch die effektive Masse ersetzt wird. Dadurch lässt sich mit Hilfe des Rotationswinkels θ die effektive Masse von Kristallelektronen berechnen.

3 Durchführung

3.1 Verwendete Messinstrumente

Damit der verwendete Aufbau richtig verstanden werden kann, müssen zunächst einige wichtige Bauteile erläutert werden.

3.1.1 Der Interferenzfilter

Interferenzfilter werden verwendet, damit bestimmte Bereiche eines kontinuierlichen Spektrums an Wellenlängen herausgefiltert werden können. Verwendet wird eine dünne Schicht eines transparenten Dielektrikums, welches von zwei semitransparenten Schichten umgeben ist. An diesen Schichten finden eine Vielzahl von Reflektionen statt, welche interferieren. Um nur eine bestimmte Wellenlänge zu erhalten, muss der Filter mit einigen Farbfiltren kombiniert werden, die alle anderen Wellenlängen absorbieren. Da durch das Filtern einiges an Intensität verloren geht wird dieser in diesem Experiment erst nach dem Durchlaufen der Probe aufgebaut.

3.1.2 Das Glan-Thompson Prisma

In einem Glan-Thompson Prisma wird eine einfallende Welle in zwei senkrecht zueinander polarisierte Teilstrahlen aufgespalten. Die beiden Strahlen besitzen dabei zwei verschiedene Phasengeschwindigkeiten. Das Prinzip wird in Abbildung 3 dargestellt.

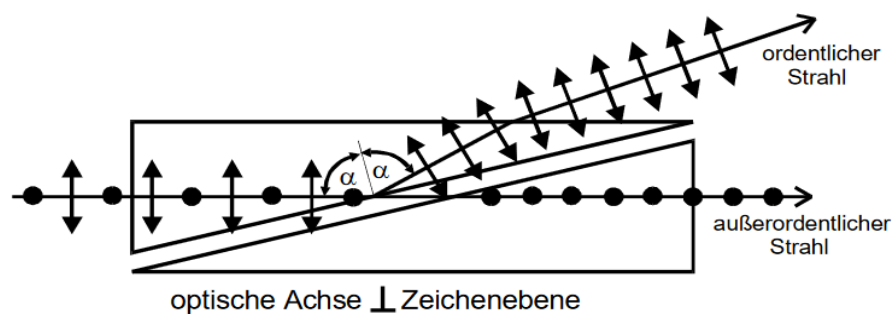


Abbildung 3: Strahlengang einer Welle in einem Glan-Thompson Prisma
[1]

Der Kristall des Glan-Thompson Prismas ist doppelbrechend. Für die räumliche Trennung der beiden Strahlen wird der Kristall diagonal getrennt. Dann wird der Winkel α so gewählt, dass der ordentliche Strahl eine Totalreflexion erfährt. Der außerordentliche Strahl wird jedoch nicht total reflektiert. Das kann durch die verschiedenen Brechungsindizes begründet werden. Der außerordentliche Strahl enthält nach Durchlaufen des Prismas nur noch eine Polarisationsrichtung. Das Prisma wird somit benötigt um linear polarisierte Strahlen zu erzeugen.

3.2 Aufbau

Der verwendete Aufbau ist in Abbildung 4 dargestellt.

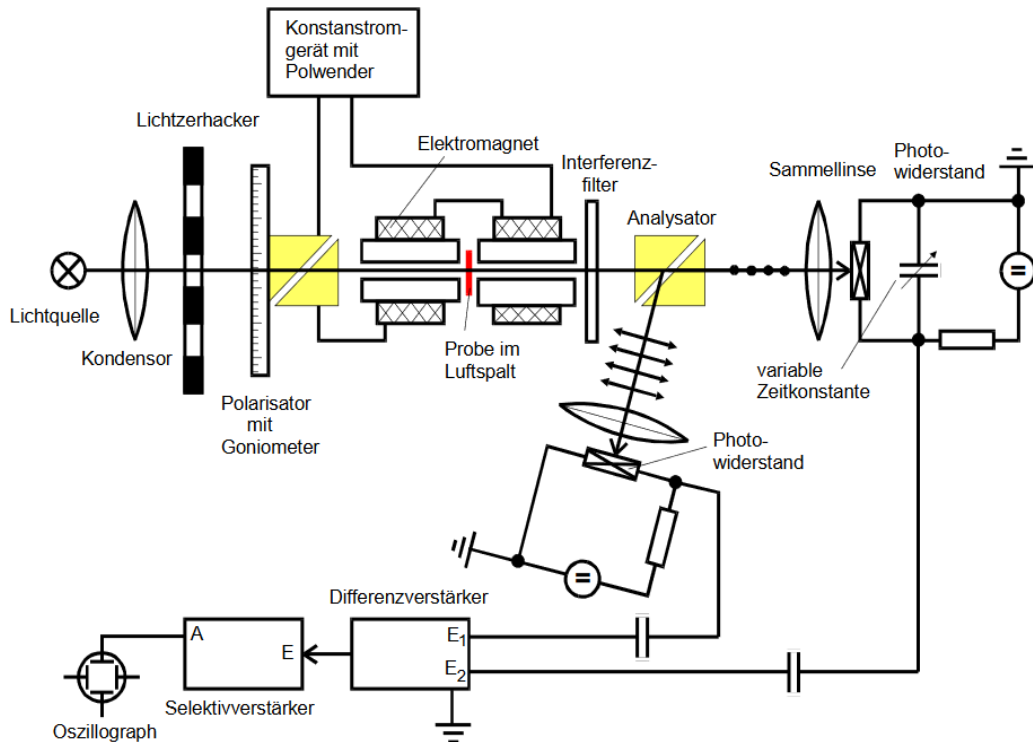


Abbildung 4: Aufbau der im Versuch verwendeten Apparatur
[1]

Verwendet wird eine Halogen-Lampe mit einem Emissionsspektrum überwiegend im Infrarotbereich. Das Licht durchläuft zunächst eine Sammellinse, die es zu einem gebündelten Strahl sammelt. Der Lichtzerhacker besteht aus einer rotierenden Sektorscheibe, die das Licht in Impulse zerhackt. Die Methode, die dadurch verwendet wird, wird Wechsellichtmethode genannt. Sie wird verwendet, da die Photowiderstände auf Grund ihres hohen Innenwiderstandes eine deutliche Rauschspannung produzieren. Die Lichtimpulse treffen dann auf ein Glan-Thompson Prisma mit Goniometer. Das Prisma, wie im Aufbau beschrieben, dient dazu, dass der Lichtstrahl linear polarisiert in die Probe eintreten kann. Am Goniometer kann der Winkel θ eingestellt und abgelesen werden. Das linear polarisierte Licht durchläuft dann das Magnetfeld eines Elektromagneten in dessen Luftspalt die scheibenförmige Probe eingeführt werden kann. Da der Luftspalt in dem Elektromagneten dazu führt, dass keine komplette Homogenität des Magnetfeld entstehen kann, sollte die Probe so klein wie möglich gewählt werden, also scheibenförmig. Der Elektromagnet ist an einem Konstantstromgerät mit Polwender angeschlossen. Der Polwender dient dazu, dass keine gefährlichen Induktionsspannungen beim Umpolen entstehen. Nach Durchlaufen des Magnetfeldes wird das Licht in einem Interferenzfilter monochromatisiert. In dem zweiten Glan-Thompson Prisma wird der Strahl dann erneut in zwei senkrecht zueinander, linear polarisierten Strahlen aufgeteilt. Die Intensitäten beider Strahlen werden dann an zwei Photowiderständen gemessen. Beide Spannungen werden dann auf einen Differenzverstärker gegeben. Die Spannung verschwindet,

wenn beide Strahlen in Betrag und Phase gleich sind. Von dort aus wird die Spannung über einen Selektivverstärker, der mit der Frequenz vom Lichtzerhacker abgestimmt ist, an ein Oszilloskop gegeben. Mit Hilfe des Oszilloskop wird dann der Nullabgleich eingestellt. An dem Goniometer wird der Winkel θ dann so geregelt, dass die Differenzspannung null ist. Dann wird das Magnetfeld umgepolt und es wird erneut ein Nullabgleich vorgenommen. Dabei müssen beide Winkel notiert werden.

3.3 Die Justage

Vor der Messung muss zunächst die Apparatur justiert werden. Dafür werden zunächst die Probe und der Interferenzfilter aus dem Aufbau entfernt. Zunächst muss die Funktionsweise der Polarisatoren geprüft werden, indem das Prisma so eingestellt wird, dass die Lichtintensität für den durchgehenden Stahl so gering wie möglich wird. Danach wird geprüft ob die gebündelten Strahlen die Photodioden treffen. Der Lichtzerhacker wird dann auf eine Frequenz von 500 Hz eingestellt und der Selektivverstärker auf diese Frequenz abgestimmt. Der Gütefaktor Q wird dann auf einen Maximalwert eingestellt. Da das Arbeiten mit maximaler Lichtintensität am sinnvollsten ist, wird der Abstand zwischen Lampe, Linse und Zerhacker auf die maximale Intensität ausgerichtet. Nach Einsetzen der Probe und des Interferenzfilters wird dann geprüft, ob ein Nullabgleich erreicht werden kann. Dazu werden die Zeitkonstante der Photowiderstände und die Stellung des Glan-Thompson Prismas variiert.

3.4 Die Messung

Im ersten Teil des Experiments soll die Kraftflussdichte $B(z)$ mit Hilfe einer Hall-Sonde gemessen werden. Dazu wird der Feldstrom auf einen Maximalwert geregelt. Mit der Sonde wird dann für bestimmte Weglängen x der zugehörige Wert des Magnetfeldes aufgenommen. Dabei werden im Bereich des Luftspaltes, in dem eigentlich die Probe steht, mehr Messwerte aufgenommen. Danach wird die Faraday-Rotation für zwei n -dotierte und eine hochreine Galliumarsenid Probe gemessen. Dazu werden jeweils acht verschiedene Filter für jede Probenmessung verwendet. Bei der Faraday-Rotation wird für jede Polung ein Nullabgleich geregelt und dann der Winkel θ notiert, sodass bei jeder Probe bei jedem Filter zwei Winkel notiert werden.

4 Auswertung

4.1 Bestimmung der maximalen Kraftflussdichte des Magnetfeldes

Zunächst werden in Abbildung 5 die aufgenommenen Daten (siehe Tabelle 1) der Magnetfeldstärke gegen den Ort in der Spule aufgetragen.

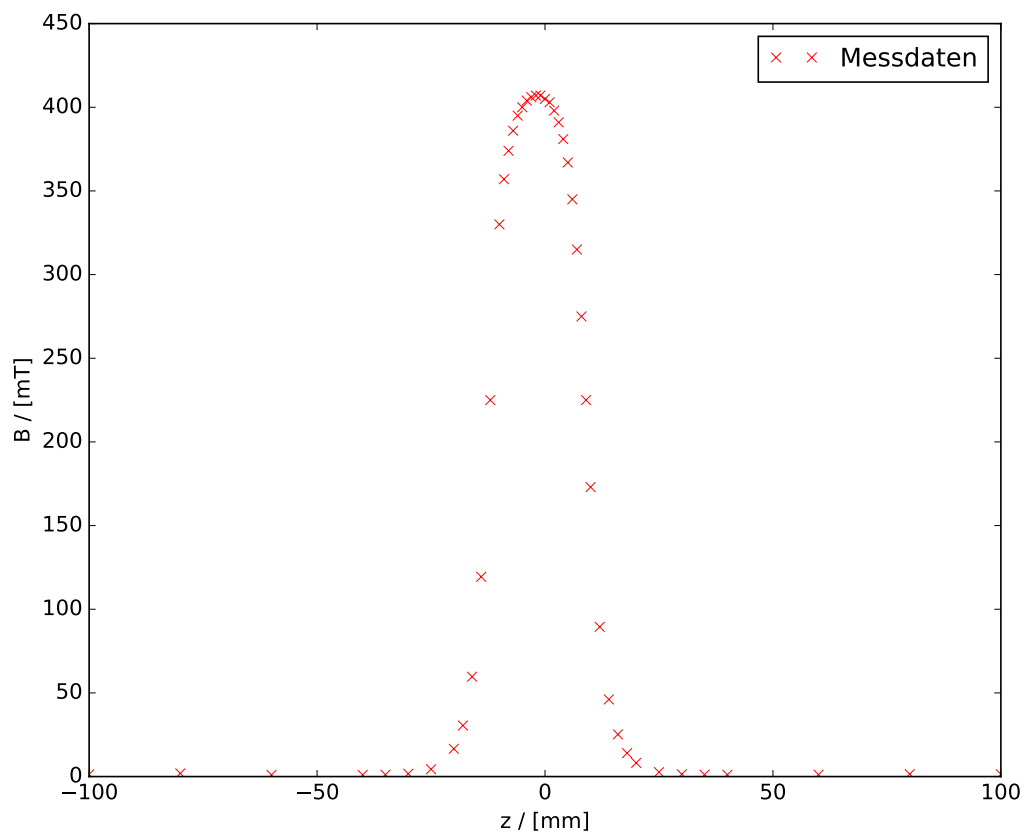


Abbildung 5: Kraftflussdichte des Magnetfeldes in Abhängigkeit von dem Ort der Spule

Ort z / [cm]	Magnetfeldstärke B / [mT]
-002	407,0
-100	1,300
-080	1,880
-060	1,000
-040	0,970
-035	1,100
-030	1,690
-025	4,360
-020	16,60
-018	30,50
-016	59,70
-014	119,4
-012	225,0
-010	330,0
-009	357,0
-008	374,0
-007	386,0
-006	395,0
-005	400,0
-004	404,0
-003	406,0
-001	407,0
0000	405,0
0001	403,0
0002	398,0
0003	391,0
0004	381,0
0005	367,0
0006	345,0
0007	315,0
0008	275,0
0009	225,0
0010	173,0
0012	89,50
0014	46,10
0016	25,20
0018	14,00
0020	8,170
0025	2,630
0030	1,390
0035	1,120
0040	1,080
0060	1,140
0080	1,460
0100	1,340

Tabelle 1: Magnetfeldstärke in Abhängigkeit von dem Ort

Die maximale Kraftflussdichte des Magnetfeldes entspricht der Magnetfeldstärke am Ort der Probe. Somit ergibt sich die Kraftflussdichte von

$$B_0 = 407 \text{mT}. \quad (4)$$

4.2 Bestimmung der effektiven Masse

In Tabelle 2 werden die drei verwendeten Proben mit einigen Daten aufgelistet.

Probe	Dotierung / [$\frac{1}{\text{cm}^3}$]	Dicke L / [mm]
1. GaAs	$1,2 \cdot 10^8$	1,36
2. GaAs	$2,8 \cdot 10^{18}$	1,296
3. GaAs	-	5,11

Tabelle 2: Dotierung und Dicke der verwendeten GaAs-Proben

Die Rotationswinkel der Polarisationssebenen werden mit Hilfe der Formel

$$\theta = \sqrt{\left(\frac{1}{2}(\theta_1 - \theta_2)\right)^2} \quad (5)$$

berechnet. Die zu den Proben entsprechenden Winkel werden in Tabelle 3 aufgelistet.

Wellenlänge λ / [μm]	Winkel $\theta_{1,2,3}$			Normierter Winkel $(\frac{\theta}{L})_{1,2,3}$ / [$\frac{1}{\text{mm}}$]		
	Probe 1	Probe 2	Probe 3	Probe 1	Probe 2	Probe 3
1,06	9,695°	11,455°	12,600°	7,129°	8,839°	2,466°
1,29	0,445°	19,010°	7,390°	1,390°	4,726°	5,682°
1,72	1,625°	28,125°	21,705°	1,779°	4,136°	0,442°
1,96	2,420°	5,360°	2,260°	1,195°	21,701°	4,248°
2,16	1,890°	6,125°	29,035°	4,051°	7,299°	0,366°
2,34	3,400°	54,725°	1,840°	7,088°	3,457°	0,141°
2,51	9,640°	4,480°	0,720°	2,500°	42,226°	0,360°
2,65	5,510°	9,460°	1,870°	0,327°	14,668°	1,446°

Tabelle 3: Rotationswinkel der Polarisationssebenen der verwendeten Proben bei verschiedenen Wellenlängen.

Im Diagramm 6 werden übersichtshalber die normierten Rotationswinkel gegenüber der Wellenlängen aufgetragen.

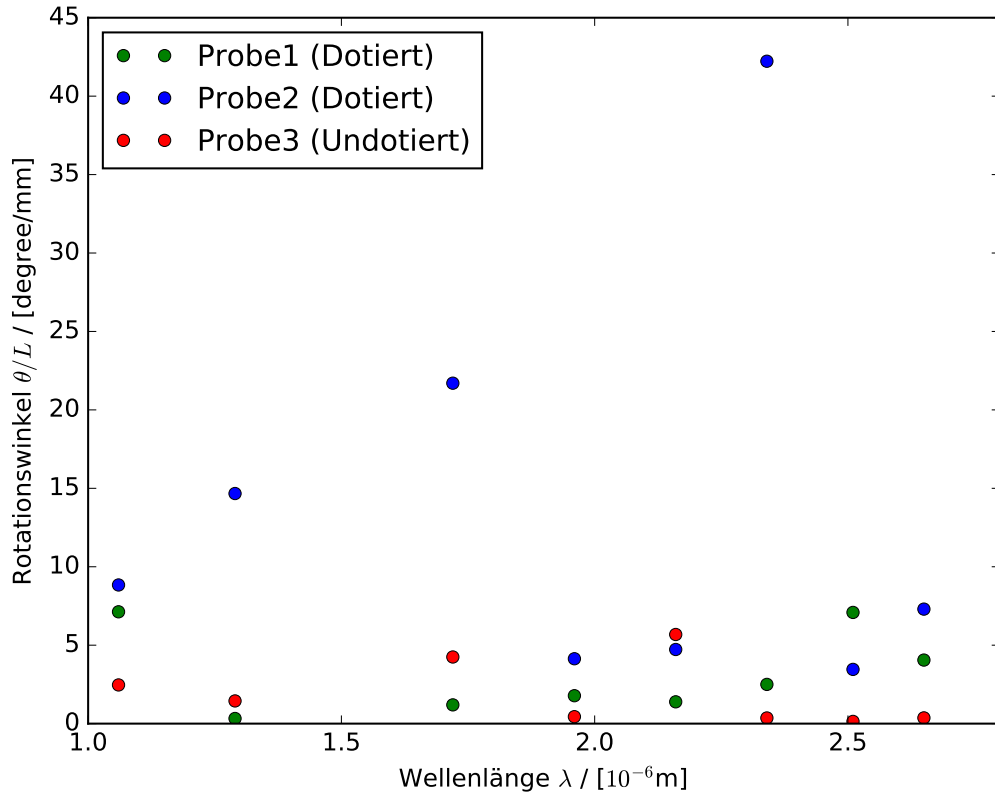


Abbildung 6: Rotationswinkel in Abhängigkeit von der Wellenlänge der Proben im Vergleich

Als nächstes wird der Betrag der Differenz der Faraday-Rotation zwischen dotierter und reiner Probe gebildet. Dies kann Tabelle 4 entnommen werden.

Wellenlänge λ / [μm]	$ \frac{\theta_1}{L_1} - \frac{\theta_3}{L_3} $	$ \frac{\theta_2}{L_2} - \frac{\theta_3}{L_3} $
1,06	4,663	6,373
1,29	4,292	0,956
1,72	1,337	3,694
1,96	3,053	17,453
2,16	3,685	6,933
2,34	6,947	3,316
2,51	2,14	41,866
2,65	1,119	13,222

Tabelle 4: Beträge der Differenzen der Faraday-Rotationen zwischen dotierter und reiner Probe

Die Formel

$$\frac{\theta}{L} = \frac{e_0^3}{8\pi^2\epsilon_0 c^3 m^2} \frac{NB}{n} \cdot \lambda^2 \quad (6)$$

hat die Form

$$\frac{\theta}{L} = \alpha \cdot x + \beta \quad (7)$$

mit $x = \lambda^2$. Mit einer Ausgleichsrechnung lässt sich der experimentelle Faktor α bestimmen. Den Abbildungen 7 und 8 können die Differenzen zwischen dotierter und reiner Probe in Abhängigkeit von der Wellenlänge zum Quadrat und die entsprechende Ausgleichsgerade entnommen werden. Die rot markierten Werte aus Tabelle 4 werden aufgrund ihrer hohen Abweichung nicht berücksichtigt.

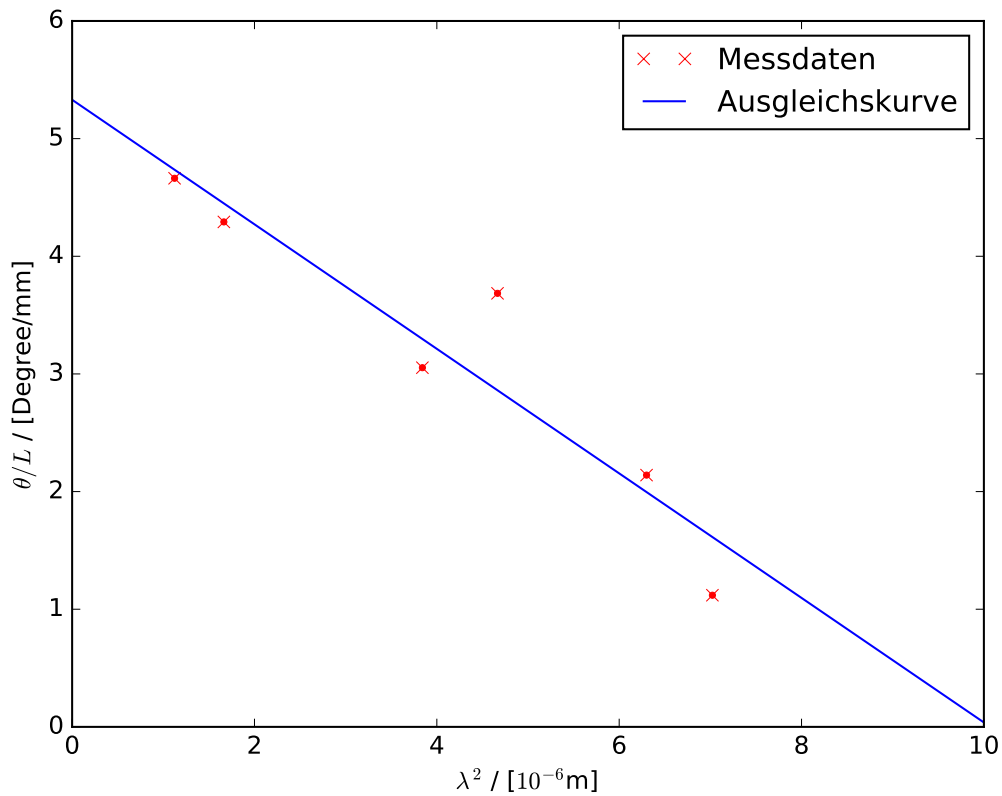


Abbildung 7: Ausgleichskurve für die Differenz der Faradayrotation zwischen dotierter und reiner Probe in Abhängigkeit von der Wellenlänge zum Quadrat der Probe 1.

Die mit Python berechneten Parameter sind

$$\alpha_1 = -0,53 \pm 0,10$$

$$\beta_1 = 5,3 \pm 0,5$$

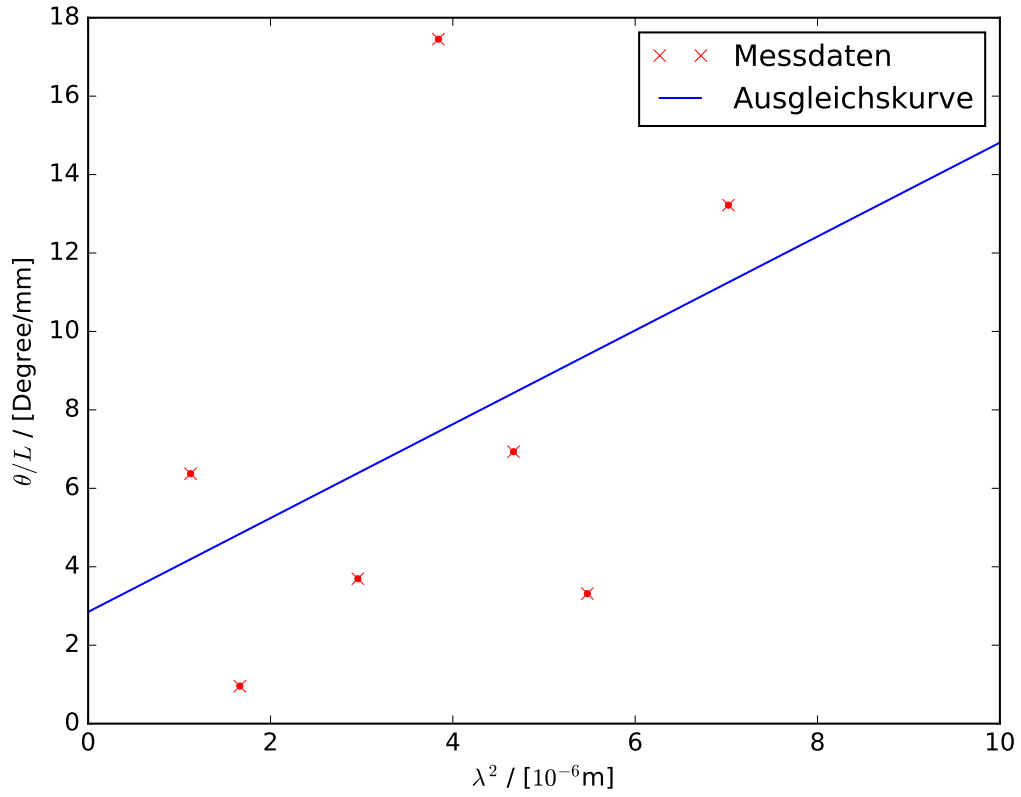


Abbildung 8: Ausgleichskurve für die Differenz der Faradayrotation zwischen dotierter und reiner Probe in Abhängigkeit von der Wellenlänge zum Quadrat der Probe 2.

Die mit Python berechneten Parameter sind

$$\begin{aligned}\alpha_2 &= 1,2 \pm 1,1 \\ \beta_2 &= 2,8 \pm 5\end{aligned}$$

Die effektive Masse lässt sich nun bestimmen, indem

$$\alpha_{1,2} = \frac{e_0^3 N_{1,2} B}{8\pi^2 \epsilon_0 c^3 m^2 n} \quad (8)$$

nach m umgestellt wird. Es ergibt sich die Formel

$$m_{1,2}^* = \sqrt{\frac{e_0^3 N_{1,2} B}{8\pi^2 \epsilon_0 c^3 n \alpha_{1,2}}} \quad (9)$$

für die effektive Masse.

In der folgenden Tabelle 5 können die nötigen Variablen und Konstanten für die Berechnung von (9) entnommen werden.

Bezeichnung	Formelzeichen	Wert	Einheit	Quelle
Magnetische Flussdichte	B	$407 \cdot 10^{-3}$	T	(4)
Elementarladung	e_0	$1,602 \cdot 10^{-19}$	C	[2]
Influenzkonstante	ϵ_0	$8,854 \cdot 10^{-12}$	F/m	[2]
Vakuumlichtgeschwindigkeit	c	$2,9979 \cdot 10^8$	m/s	[2]
Dotierung der Probe 1	N_1	$1,2 \cdot 10^8$	$1/\text{cm}^3$	2
Dotierung der Probe 2	N_2	$2,8 \cdot 10^{18}$	$1/\text{cm}^3$	2
Brechungsindex von GaAs	n	3,57	-	[3]
Elektronenmasse	m_e	$9,109 \cdot 10^{-31}$	kg	[2]

Tabelle 5: Einige Variablen und Konstanten

Unter Berücksichtigung der Gaußschen Fehlerfortpflanzung ergeben sich

$$m_1^* = (2,4 \pm 0,3) \cdot 10^{-33} \text{kg} = (0,0026 \pm 0,0003)m_e$$

$$m_2^* = (2,4 \pm 1,1) \cdot 10^{-28} \text{kg} = (260 \pm 130)m_e$$

Der Literaturwert der effektiven Masse des Elektrons im tiefsten Minimum des Leitungsbandes [4] beträgt

$$m_\Gamma = 0.063m_e$$

5 Diskussion

Die Kurve des Magnetfeldes in Abbildung 5 weist einen realistischen Verlauf auf. Das Maximum kann hier gut abgeschätzt werden.

In Abb. 6 sind keine Regelmäßigkeiten der Rotationswinkel in Abhängigkeit der Wellenlängen zu sehen. Dies ist ein Indiz einer fehlgeschlagenen Messung.

In den Abbildungen 7 und 8 sind große Abweichungen vorzuweisen. Die Abweichungen der Abbildung 7 sind wesentlich größer als die der 8. Auch hier wird die Ungenauigkeit der Messung verdeutlicht.

Die empirische effektive Masse m_1^* weicht um 96% von der theoretischen effektiven Masse m_Γ ab. Die effektive Masse m_2^* weicht um 99,9% vom Theoriewert ab.

Ein Grund für die Abweichungen kann der fast immer nicht mögliche Abgleich der Spannung am Oszilloskop sein. Meistens musste ein Minimum der Spannung abgeschätzt werden, was aber nicht immer möglich war. Teilweise hat sich die Spannung garnicht verändert, sodass die Abschätzung des Minimums erschwert wurde. Eine mögliche Fehlerquelle kann eine fehlgeschlagene Justierung der Apparatur sein. Durch die falsche Justierung können äußere Einflüsse, wie Licht etc. für falsche Werte gesorgt haben. Außerdem gab es bei dem Abgleich jeweils zwei verschiedene Winkel des Goniometers, die eingestellt werden konnten, die im Oszilloskop ein Minimum aufgewiesen haben. Dadurch wusste man nicht, welcher Winkel der richtige ist. Dadurch können möglicherweise falsche Differenzen der Formel (5) entstanden sein.

Literatur

- (1) T. Dortmund, *Versuch Nr.46: Faraday-Effekt an Halbleitern*, <http://129.217.224.2/HOMEPAGE/PHYSIKER/BACHELOR/FP/SKRIPT/V46.pdf> (besucht am 2017-10-21).
- (2) P. D. Group, *Physical Constants*, <http://pdg.lbl.gov/2017/reviews/rpp2016-rev-phys-constants.pdf> (besucht am 2017-10-25).
- (3) C. Book, *Galliumarsenid*, http://www.chemicalbook.com/ChemicalProductProperty_DE_CB7249244.htm (besucht am 2017-10-26).
- (4) Ioffe, *Band structure and carrier concentration*, <http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/GaAs/bandstr.html> (besucht am 2017-10-26).
- (5) S. A. Verlag, *Bändermodell*, <http://www.spektrum.de/lexikon/physik/baendermodell/1213> (besucht am 2017-10-21).

Faraday - Ellipsoid

18.10.12

GaAs hochrein $d = 5,11 \text{ mm}$

Felde	ν_1	ν_2
1,06 μm	112° 112,58° + 35 Bm	87° 87,38° + 23 Bm
2,156 nm	86° 86° + 0 Bm	144° 144,07° + 4 Bm
1,96 μm	90° 90,25° + 15 Bm	85° 85,73° + 44 Bm
* 1,72 μm	142° 142,33° + 20 Bm	98° 98,92° + 55 Bm
2,65 μm	81° 81,57° + 34 Bm	77° 77,83° + 50 Bm
2,510 nm	28° 28,28° + 17 Bm	29° 29,72° + 43 Bm
2,34 μm	60° 60,63° + 38 Bm	56° 56,95° + 57 Bm
1,29 μm	100° 100,03° + 2 Bm	85° 85,25° + 15 Bm

a) B mT	z	B mT	z mm
- 1,3	- 100 mm	- 395	- 6
- 1,88	- 80 mm	- 400	- 5
- 1	- 60 mm	- 404	- 4
- 0,97	- 40 mm	- 406	- 3
- 1,1	- 35 mm	- 407	- 2
- 1,69	- 30 mm	- 407	- 1
- 4,36	- 25 mm	- 405	0
- 16,60	- 20 mm	- 403	1
- 30,5	- 18 mm	- 398	2
- 59,7	- 16 mm	- 391	3
- 119,4	- 14 mm	- 381	4
- 225	- 12 mm	- 367	5
- 330	- 10 mm	- 345	6
- 357	- 9 mm	- 315	7
- 374	- 8 mm	- 275	8
- 386	- 7 mm	- 225	9
		- 173	10
		- 89,5	12
		- 46,1	14
		- 25,2	16
		- 14,0	18
		- 8,17	20
		- 2,63	25
		- 1,39	30
		- 1,12	35
		- 1,08	40
		- 1,14	60
		- 1,46	80
		- 1,34	100

Modde:
100 mm
im Zuspalt

Faraday - Effekt

18.10.17

Justerung : $\vartheta = 23^\circ$

und 30 Bm $\Rightarrow \vartheta = 23,5^\circ$

60 Bogenminuten = 1°

Zehnerker 410 Hz

Probe 1: GaAs n-dotiert $N = 1,2 \cdot 10^{18} \frac{1}{\text{cm}^3}$ $d = 1,36 \text{ mm}$

Fieder	ϑ_1	ϑ_2
1,06 μm	^{101,72°} 101° + 43 Bm	^{82,33°} 82° + 20 Bm
2,156 nm	^{80,25°} 80° + 15 Bm	^{84,03°} 75° + 2 Bm
1,96 μm	^{85,67°} 85° + 40 Bm	^{80,83°} 80° + 50 Bm
1,72 μm	^{88,33°} 88° + 20 Bm	^{85,08°} 85° + 5 Bm
2,65 μm	^{84,03°} 84° + 2 Bm	^{73,01°} 73° + 6 Bm
2,510 nm	^{30,58°} 30° + 35 Bm	^{11,30°} 11° + 18 Bm
2,34 μm	^{56,65°} 56° + 39 Bm	^{49,85°} 49° + 51 Bm
1,29 μm	^{91,56°} 91° + 34 Bm	^{90,67°} 90° + 40 Bm

Probe 2: GaAs n-dotiert $N = 2,8 \cdot 10^{17} \frac{1}{\text{cm}^3}$ $d = 1,296 \text{ mm}$

Fieder	ϑ_1	ϑ_2
1,06 μm	^{143,62°} 143° + 37 Bm	^{89,64°} 89° + 41 Bm
2,156 nm	^{151,92°} 151° + 55 Bm	^{73,75°} 73° + 45 Bm
1,96 μm	^{154,12°} 154° + 12 Bm	^{79,53°} 79° + 32 Bm
1,72 μm	^{146,11°} 146° + 6 Bm	^{86,08°} 86° + 5 Bm
2,65 μm	^{149,67°} 149° + 40 Bm	^{62,65°} 62° + 39 Bm
2,510 nm	^{223,02°} 223° + 1 Bm	^{19,32°} 19° + 19 Bm
2,34 μm	^{184,88°} 184° + 53 Bm	^{170,08°} 170° + 5 Bm
1,29 μm	^{143,58°} 143° + 35 Bm	^{138,05°} 138° + 30 Bm

$$60 \text{ Bm} = 1^\circ$$

$$1 \text{ Bm} = \frac{1^\circ}{60} = 0,016$$