

Elektronische Ramanstreuung an Spindichteanregungen in GaAs/AlGaAs Quantenwells



BACHELORARBEIT

an der

Universität Regensburg

von

Alexander Glötzl

beaufsichtigt von

Prof. Dr. Christian Schüller

Oktober 2016

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	2
2	Grundlagen	3
2.1	Probenmaterial	3
2.2	Quantenwell	4
2.3	Raman-Streuung	4
2.4	Einteilchenanregung	6
2.5	Kollektive Anregungen	7
2.6	Versuchsaufbau	9
2.7	Proben	11
2.8	Photolumineszenz	14
3	Spin-Bahn-Wechselwirkung	14
3.1	Structure Inversion Asymmetry	15
3.2	Bulk Inversion Asymmetry	16
3.3	Persistente Spin-Helix	18
4	Auswahlregeln und Streuamplitude	22
5	Versuchsdurchführung	26
5.1	Winkelserie mit der [110]-gewachsenen Probe in Rückstreugeometrie . .	26
5.2	90°-Geometrie mit der [110]-gewachsenen Probe	27
5.3	Winkelabhängigkeit der Spinaufspaltung in der [001]-gewachsenen Probe	29
6	Zusammenfassung	33

1 Einleitung

Ein aktuelles Forschungsgebiet der Nanoelektronik ist die Spintronik. Sie besteht aus den Wörtern Spin und Elektronik und beschäftigt sich mit dem Spin des Elektrons zur Informationsverarbeitung und nicht nur mit dessen elektrischer Ladung wie die herkömmliche Halbleiterelektronik [Spn]. Dieser zusätzliche Spinfreiheitsgrad kann sich zum Beispiel in Festplatten mit Hilfe des GMR-Effekts (**G**iant **M**agneto **R**esistance) zu eigen gemacht werden.

Damit der GMR-Effekt auftreten kann, braucht man zwei ferromagnetische Schichten, die durch eine nicht-ferromagnetische Schicht getrennt sind. Dabei kann die Magnetisierungsrichtung der einen Schicht entweder parallel oder antiparallel zur anderen ferromagnetischen Schicht stehen. Bei antiparalleler Ausrichtung ist der elektrische Widerstand dieses Bauteils sehr viel höher als bei paralleler Ausrichtung, da an den Grenzflächen viele Elektronen, die aufgrund ihres Spins auch magnetisch sind, beim Durchqueren des Bauteils abgebremst werden. Durch geeignete Dicke der nicht-ferromagnetischen Zwischenschicht stellt sich die antiparallele Ausrichtung ein, die jedoch leicht durch ein kleines äußeres Magnetfeld in eine parallele Ausrichtung umgeschaltet werden kann. So kann ein GMR-fähiger Lesekopf die sehr kleinen magnetisierten Bereiche auf einer Festplatte (Bits) erkennen und in einen Spannungsimpuls umwandeln. Gegenüber herkömmlichen Festplatten ist der Vorteil, dass der GMR-Sensor auch kleinere Magnetisierungen auf der Festplatte zuverlässig erkennt und so eine höhere Speicherdichte erreicht werden kann [Gmr].

Um sich überhaupt den Informationsgehalt des Spin zunutze machen zu können, muss man zuerst einmal die Spinzustände unterscheiden können. Dies ist nicht selbstverständlich, da in den meisten Halbleitermaterialien der Spin entartet ist, das heißt der Spin-Up Zustand hat dieselbe Energie wie der Spin-Down Zustand. Ein starkes Magnetfeld würde diese Entartung aufheben (Zeemann-Effekt). Allerdings beschäftigen wir uns in dieser Arbeit mit der Spinaufspaltung ohne äußeres Magnetfeld und stattdessen mit der Spin-Bahn-Wechselwirkung und dem daraus entstehenden effektiven Magnetfeld.

Bevor die Spin-Bahn-Wechselwirkung abgehandelt wird, bereitet diese Arbeit die Grundlagen, die zum Verstehen der Messungen nötig sind, auf. Dabei wird zunächst das Probenmaterial GaAs vorgestellt und die Streuprozesse, die in der Probe ablaufen, erklärt. Danach werden die unterschiedlich gewachsenen Proben und der Versuchsaufbau für die Raman-Streuung erläutert. Im Kapitel Spin-Bahn-Wechselwirkung wird auf die Eigenschaften der beiden Proben und die daraus folgenden Unterschiede für die Messungen eingegangen. In Kapitel 4 werden die im vorherigen Kapitel erwähnten elektronischen Anregungen theoretisch hergeleitet. Zuletzt werden noch die Experimente an den beiden Proben in unterschiedlichen Streugeometrien durchgeführt, um unter anderem eine Spinaufspaltung messen zu können.

2 Grundlagen

2.1 Probenmaterial

Für unsere Versuche im Kapitel 5 benutzen wir zwei Proben, bei der Galliumarsenid (GaAs) ein wichtiger Bestandteil ist. GaAs ist ein Halbleiter mit einer beim absoluten Nullpunkt direkten Bandlücke von 1,52 eV. Die Kristallstruktur besteht aus einem kubisch-flächenzentrierten Galliumgitter und einem ebenfalls kubisch-flächenzentrierten Arsengitter, die um ein Viertel der Raumdiagonale gegeneinander verschoben sind [Ktt].

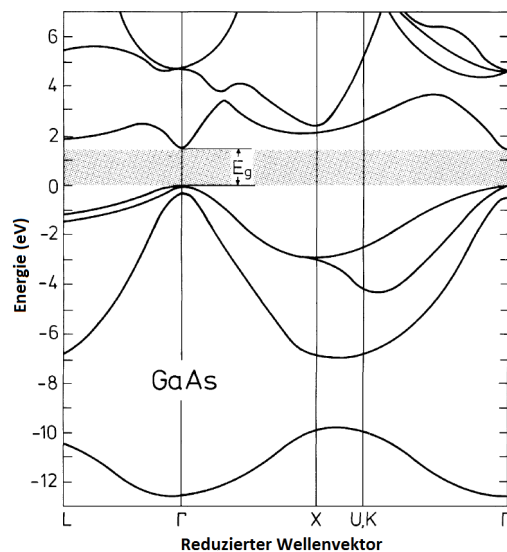


Abbildung 1: Bandstruktur von GaAs. Die direkte Bandlückenenergie E_g beim Γ -Punkt ist eingezeichnet. Abbildung aus [Ibch]

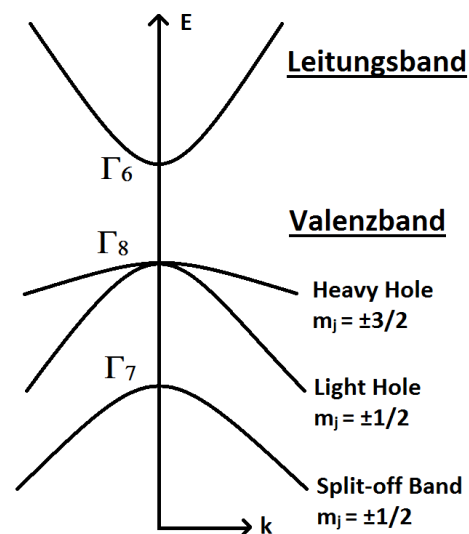


Abbildung 2: Vergrößerte Ansicht der Bandstruktur um den Γ -Punkt. Die drei Subbänder (HH, LH, SO) im Valenzband sind zweifach mit den entsprechenden magnetischen Quantenzahlen des Gesamtdrehimpulses J entartet. Bearbeitete Abbildung aus [Wnk]

Es stehen also acht Elektronen pro Einheitszelle zur Verfügung, wobei die s- und p-Orbitale der Nachbaratome hybridisieren und sp^3 -Orbitale bilden. Dabei gibt es einen bindenden und einen antibindenden Teil. Da der Kristall aus sehr vielen Elementarzellen besteht, bilden die bindenden und antibindenden Orbitale Bänder aus. Abbildung 1 zeigt die Bandstruktur von GaAs. Ohne Spin-Bahn-Wechselwirkung ist der bindende p-Teil im Valenzband sechsfach am Γ -Punkt entartet. Unter Berücksichtigung der Spin-Bahn-Wechselwirkung hingegen hebt sich diese Entartung auf für $\mathbf{k} \neq 0$ und wir unterscheiden beim Γ_8 -Punkt sogenannte **Heavy Hole** und **Light Hole** Zustände (Abbil-

dung 2). Ist zudem im Kristall keine Inversionssymmetrie gegeben, wird auch noch die zweifache Spinartung für die HH bzw. LH Zustände aufgehoben. Dies bezeichnet man als Dresselhaus-Effekt. Genauer dazu wird im Kapitel 3 besprochen [Schl].

2.2 Quantenwell

In dieser Arbeit wollen wir im Besonderen Elektronenübergänge im Zweidimensionalen betrachten. Dafür brauchen wir neben dem GaAs ein weiteres Halbleitermaterial. Aluminiumgalliumarsenid ($\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$) eignet sich sehr gut, da es fast den gleichen Gitterabstand wie GaAs besitzt. Bei $x \leq 0,45$ ist $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ebenfalls ein direkter Halbleiter und die Bandlücke beträgt ungefähr $0,3 \cdot x$ eV von GaAs [Schl].

Mit Hilfe von Molekularstrahlepitaxie ist es nun möglich diese beiden Halbleitermaterialien atomgenau schichtweise aufeinander aufzutragen. Die entstandene Heterostruktur besitzt nun einen sogenannten Quantenwell. Ähnlich wie beim unendlich hohen Potentialtopf werden hier nun auch die Energieniveaus in Wachstumsrichtung quantisiert. Parallel zur Quantenwellebene können sich die Elektronen jedoch frei bewegen. Man spricht daher von einem zweidimensionalen Elektronensystem. Siehe dazu Abbildung 3.

2.3 Raman-Streuung

Inelastische Streuung von Licht wird als Raman-Streuung bezeichnet. Hierbei gilt es drei unterschiedliche Streuprozesse zu unterscheiden. Durch die inelastische Wechselwirkung findet ein Energieübertrag statt. Hat das emittierte Streulicht eine höhere Frequenz als das eingestrahlte Licht, spricht man von Anti-Stokes-Streuung. Der Stokes-Prozess tritt auf, wenn das emittierte Streulicht eine niedrigere Frequenz wie das einkommende Licht hat. Bei einer elastischen Streuung des Lichts bezeichnet man den Vorgang als Rayleigh-Streuung. Die meisten Photonen werden elastisch gestreut wegen des kleineren Wirkungsquerschnitts bei den Stokes- und Anti-Stokes-Prozessen [Rmn]. Für die Energie- und Impulserhaltung gilt:

$$\hbar\omega_S = \hbar\omega_I \pm \hbar\omega \quad (1)$$

$$\mathbf{k}_S = \mathbf{k}_I \pm \mathbf{q} \quad (2)$$

Wobei der Index I für „Incoming“ und S für „Scattered“ steht.

Der große Vorteil bei dieser Messmethode ist, dass wir auch energetisch sehr kleine Anregungen indirekt erfassen können, indem wir das elastisch und inelastisch sehr viel energiereichere gestreute Licht messen, was technisch wesentlich einfacher geht,

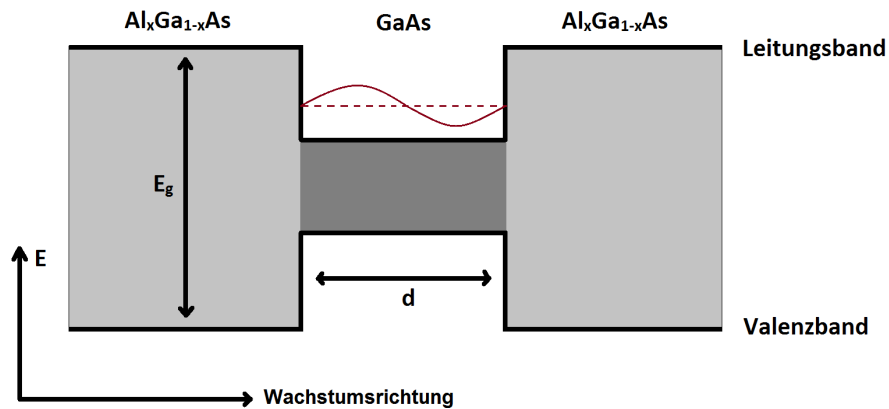


Abbildung 3: Schematischer Bandkantenverlauf von $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ entlang der Wachstumsrichtung. Die Schicht GaAs bezeichnet die Quantenwellebene. Die gestrichelte rote Linie zeigt schematisch die quantisierten Zustände an. Abbildung nach [Schn]

da dafür bessere Detektoren vorhanden sind. Da wir bei unseren Messungen bei sehr tiefen Temperaturen arbeiten und deswegen in der Probe kaum elektronische Anregungen existieren, betrachten wir in dieser Arbeit ausschließlich Stokes-Prozesse (siehe Abbildung 5) [Schl].

Zudem ist es in der Experimentalphysik Gewohnheit die Energieachse mit dem Rayleigh-Signal bei Null beginnen zu lassen und in positiver Richtung mit dem Stokes-Prozess fortzufahren. Dies wird auch in dieser Abschlussarbeit so praktiziert.

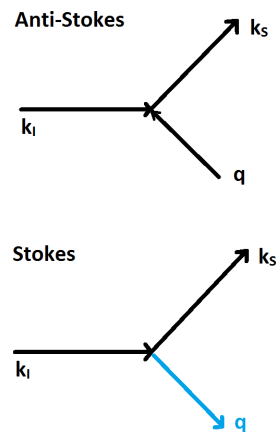


Abbildung 4: Anti-Stokes- und Stokes-Prozess

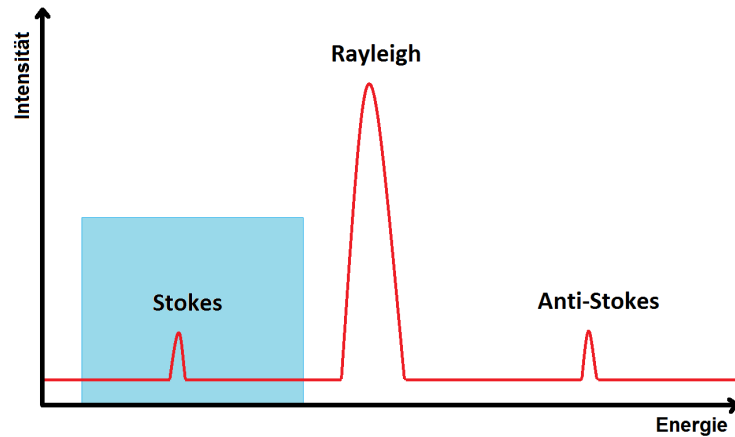


Abbildung 5: Typisches Spektrum einer Raman-Streuung. Die für diese Arbeit relevanten Stokes-Prozesse sind blau markiert. Abbildung nach [Schn]

2.4 Einteilchenanregung

Es gibt viele unterschiedliche Stokes-Prozesse. Wir beginnen mit der Einteilchenanregung. Bei Einteilchenanregungen (Englisch: **Single-Particle-Excitation**) werden die Elektronen als unabhängige Teilchen angesehen, die nicht mit den umgebenden Elektronen wechselwirken. Dabei gibt es zwei mögliche Anregungen: Intrasubband- und Intersubbandanregungen. Intrasubbandanregungen sind Anregungen innerhalb eines Subbandes (Latein: intra = innerhalb) und benötigen immer einen endlichen Wellenvektor q . Intersubbandanregungen (Latein: inter = zwischen) sind Anregungen zwischen zwei Subbändern und können auch ohne Wellenvektorübertrag stattfinden [Schl].

Betrachtet man alle möglichen Übergänge für alle Wellenvektoren q in den ersten zwei Subbänder erhalten wir das Kontinuum in Abbildung 7. Der maximale Energieübertrag für ein endliches q innerhalb eines Subbandes ist gegeben, wenn ein Elektron von der Kante des Fermisees angeregt wird. Für die obere Grenze der Intrasubbandanregung in Abbildung 7 gilt:

$$E(k_F + q) - E(k_F) = \frac{\hbar^2(k_F + q)^2}{2m^*} - \frac{\hbar^2 k_F^2}{2m^*} = \frac{\hbar^2 q k_F}{m^*} + \frac{\hbar^2 q^2}{2m^*} \approx \frac{\hbar^2 q k_F}{m^*} \quad (3)$$

„wenn $k_F \gg q$. Dabei ist k_F der Fermi-Wellenvektor und m^* die reduzierte Masse. Angenähert ist also der Wellenvektor q linear proportional zum maximalen Energieübertrag.

Der maximale und minimale Energieübertrag für Einteilchenanregungen zwischen zwei

Subbändern ist hingegen gegeben durch:

$$E_{01} + E(k_F \pm q) - E(k_F) = E_{01} \pm \frac{\hbar^2 q k_F}{m^*} + \frac{\hbar^2 q^2}{2m^*} \approx E_{01} \pm \frac{\hbar^2 q k_F}{m^*} \quad (4)$$

,wobei $k_F \gg q$ und E_{01} die Energie zwischen den ersten beiden Subbändern ist [Schl].

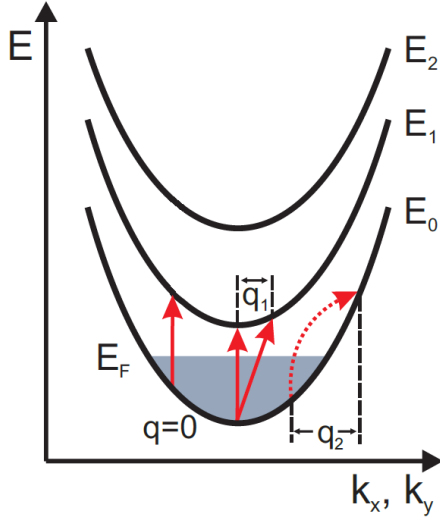


Abbildung 6: Dargestellt sind einige Beispiele für Inter- und Intrasubband Einteilchenanregungen für die ersten beiden Subbänder. Die Subbänder sind Paraboloiden, die hier senkrecht zur x-y-Ebene aufgeschnitten wurden. Bearbeitete Abbildung aus [Schn]

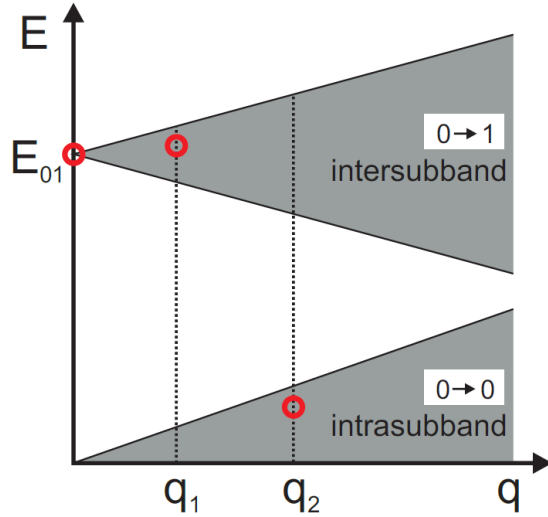


Abbildung 7: Inter- und Intrasubband Einteilchenkontinuum für die ersten zwei Subbänder. Die in Abbildung 6 eingetragenen Übergänge sind mit einem roten Kreis markiert. Abbildung aus [Schn]

2.5 Kollektive Anregungen

Bisher haben wir die Wechselwirkung zwischen den Elektronen außer Acht gelassen. Dies wollen wir jetzt nachholen. Wir betrachten zuerst die Intersubbandanregungen. Bei der **Spin-Density-Excitation (SDE)** oszillieren die Elektronen mit gleichem Spin unter einer Phasenverschiebung von π gegenüber den Elektronen mit entgegengesetztem Spin (siehe Abbildung 8). Folglich bleibt die Ladungsdichte konstant. Der Spin kann sich bei einer Intersubband SDE ändern.

Bei der **Charge-Density-Excitation (CDE)** oszillieren alle Elektronen in Phase gegen die positiv geladenen Atomrümpfe und senkrecht zum Quantenwell und somit oszilliert

auch die Ladungsdichte. Der Spin kann sich im Gegensatz zur SDE bei der Anregung nicht ändern [Schl].

Die Intrasubbandanregungen verhalten sich wie die Intersubbandanregung. Jedoch oszillieren die Elektronen jetzt parallel zur Quantenwellebene.

Kollektive Anregungen bilden nur Eigenmoden des Systems, solange sie außerhalb des Einteilchenkontinuums liegen. Innerhalb zerfallen sie zu unkorrelierten Elektron-Loch-Paaren. Dies wird auch als Landau-Dämpfung bezeichnet. In Abbildung 9 sehen wir, dass die SDE Intrasubbandanregung komplett innerhalb des Einteilchenkontinuums liegt und somit als Intrasubband SPE betrachtet wird [Schl].

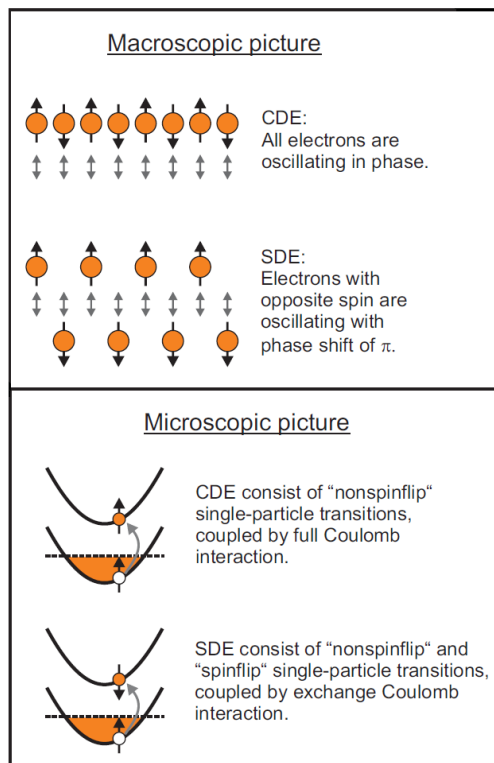


Abbildung 8: Darstellung der makroskopischen und mikroskopischen kollektiven Intersubbandanregungen. Bearbeitete Abbildung aus [Schl]

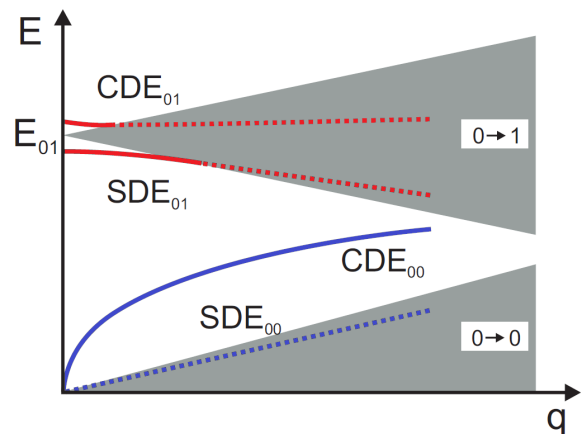


Abbildung 9: Kollektive Anregungen im Einteilchenkontinuum für die ersten zwei Subbänder. Die Landau-Dämpfung ist mit gestrichelter Linie angedeutet. Bearbeitete Abbildung aus [Schl]

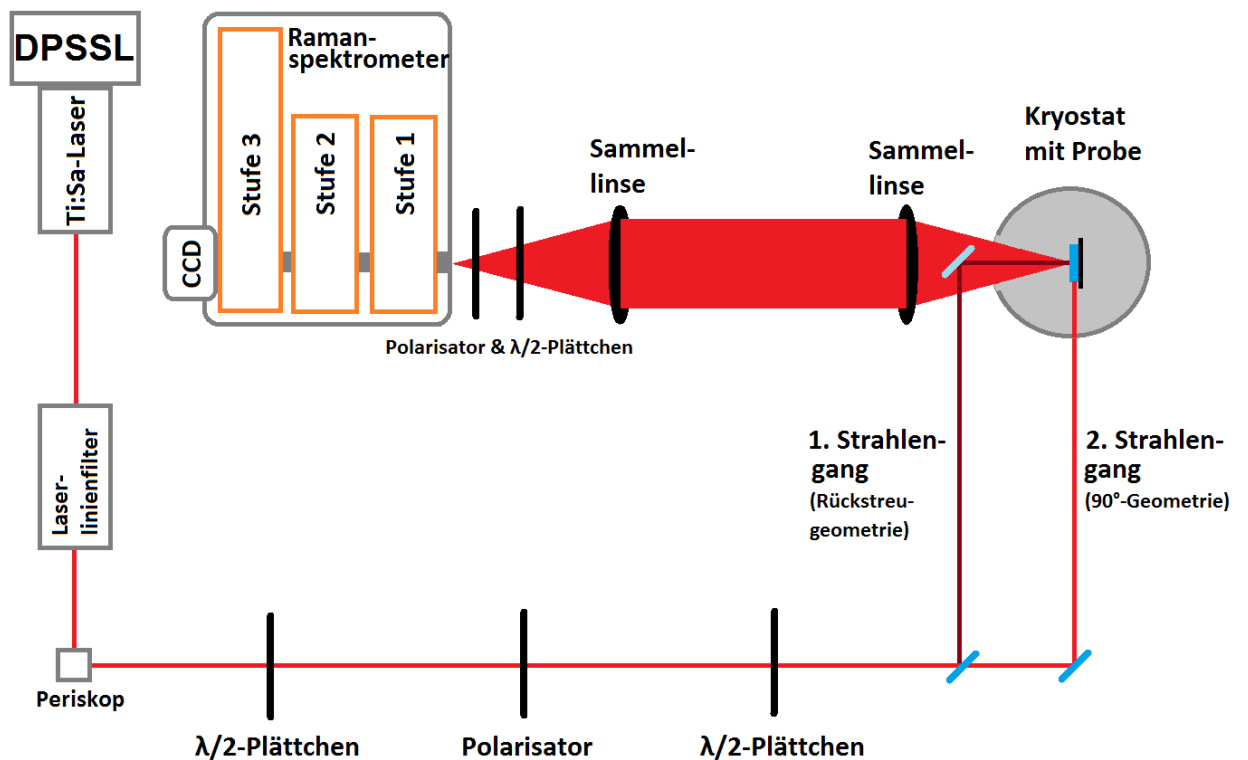


Abbildung 10: Schematischer Versuchsaufbau des Raman Labors. Es kann jeweils nur in einer der beiden eingezeichneten Streugeometrien gemessen werden

2.6 Versuchsaufbau

Der in dieser Arbeit verwendete Versuchsaufbau ist in Abbildung 10 zu sehen. Es handelt sich dabei um einen typischen Ramanaufbau, der Ramanmessungen sowohl in Rückstreu-geometrie als auch in 90°-Geometrie zulässt. Der Titan:Saphir-Laser, der Wellenlängen von 620 - 1000 nm emittieren kann, wird von einem diodengepumpten Festkörperlaser (**d**iode-**p**umped **s**olid-**s**tate **l**aser) optisch gepumpt. Der Laserstrahl trifft danach auf einen Linienfilter, der dazu dient die Wellenlänge exakt festzustellen und bei Bedarf zu verändern. Das darauffolgende Periskop stellt den Strahlengang auf die gleiche Höhe wie das Fenster im Kryostat. Das $\lambda/2$ -Plättchen und der Polarisator dienen zur Regulierung der Leistung des Lasers. Mit dem zweiten $\lambda/2$ -Plättchen kann man die Polarisation des Laserlichts beliebig einstellen. Je nachdem, ob man in Rückstreu-geometrie oder 90°-Geometrie messen möchte, sind entsprechend die Spiegel umzubauen. Nachdem das Laserlicht in der Probe gestreut wurde, wird das Si-

gnal mittels zwei Sammellinsen in das Spektrometer geleitet. Abhängig davon welche Polarisationsrichtung gemessen werden soll, muss das $\lambda/2$ -Plättchen vor dem Ramanspektrometer entsprechend ausgerichtet sein. Der anschließende Polarisator ist nötig, um sicher zu gehen, dass nur horizontal polarisiertes Licht in das Ramanspektrometer gelangt, da das Spektrometer nur eine horizontale Auflösung besitzt und Streulicht das Messergebnis verfälschen würde. Das Ramanspektrometer an sich besteht aus drei Stufen. Die ersten beiden Stufen stellen einen durchstimbaren Bandpassfilter dar, der das Streulicht rausfiltern kann und somit Messungen nahe am Rayleigh-Signal ermöglicht. Die dritte Stufe dient zur Bestimmung der spektralen Auflösung des Laserlichts. Das Spektrum wird schließlich von einem stickstoffgekühlten CCD-Chip aufgefasst und zur Auslesung an den Computer gesendet [Schn].

Durch Drehen der Probe im Kryostat kann der Wellenvektor q übertragen werden. Dieser ist abhängig vom gewählten Winkel θ (siehe Abbildung 11) [Schl]:

$$q = \frac{2\pi}{\lambda_I} [\sin \theta_I + \sin \theta_S] \quad (5)$$

,wobei λ_I die Wellenlänge des einkommenden Lichts ist und θ_I (θ_S) für den Winkel zwischen der Wachstumsrichtung der Probe und der Richtung des einfallenden (gestreuten) Lichts steht.

Für $\sin \theta_I = \sin \theta_S$ ergibt sich folglich:

$$q = \frac{4\pi}{\lambda_I} \sin \theta \quad (6)$$

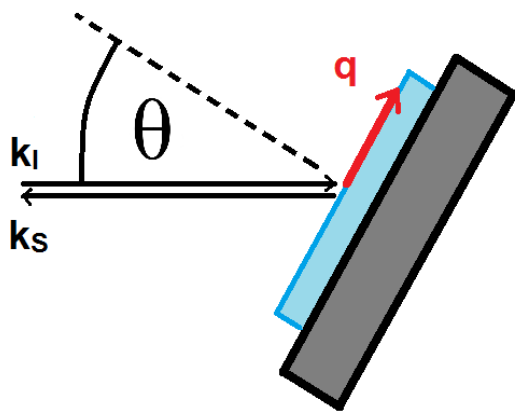


Abbildung 11: Ansicht von oben auf die Probe im Kryostat. Eingezeichnet ist der Wellenvektorübertrag q auf die Probe entlang der Quantenwellebene in Rückstreuengeometrie mit $\theta_I = \theta_S$. Abbildung nach [Schn]

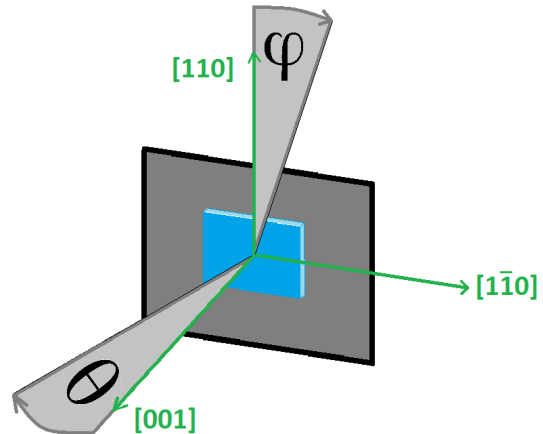


Abbildung 12: Veranschaulichung der in der Arbeit relevanten Winkel θ und φ im Versuchsaufbau. Dabei ist eine $[001]$ -gewachsene Probe gezeigt, die in Kapitel 5.3 wie abgebildet in den Kryostat eingebaut wurde. Der Winkel θ liegt in der $[001]$ - $[1\bar{1}0]$ -Ebene und der Winkel φ liegt in der $[110]$ - $[1\bar{1}0]$ -Ebene

2.7 Proben

Kommen wir nun zu den im Experiment verwendeten Proben. Es wurden zwei unterschiedlich gewachsene Proben untersucht: eine in $[110]$ -Richtung gewachsene Probe und eine in $[001]$ -Richtung gewachsene Probe.

$[110]$ -gewachsene Probe:

Die Probe D160408B wurde von Dr. Christian Reichl an der ETH Zürich gewachsen, besitzt eine Quantenwellbreite von 12 nm und hat eine Ladungsträgerdichte N_S von $5,0 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Sie ist auf einem $[110]$ -GaAs-Substrat gewachsen. Das GaAs/AlGaAs-Supergitter sorgt für die Aufnahme von Störstellen weit weg von der optisch untersuchten Region [Schn]. Die beidseitig sehr dünne Silizium-Dotierung um die Quantenwellebene sorgt für eine symmetrische Wellenfunktion in der GaAs-Schicht (siehe Abbildung 14). Zwischen den Si- δ -Dotierungen herrscht also kein elektrisches Feld und somit auch kein Rashba-Feld. In Kapitel 3 wird dazu Näheres erklärt. Abbildung 13 zeigt den schematischen Aufbau der Probe.

$[001]$ -gewachsene Probe:

Die Probe D110831A hat ebenfalls eine Quantenwellbreite von 12 nm und hat eine Ladungsträgerdichte N_S von $5,0 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Sie ist aber im Gegensatz zur $[110]$ -

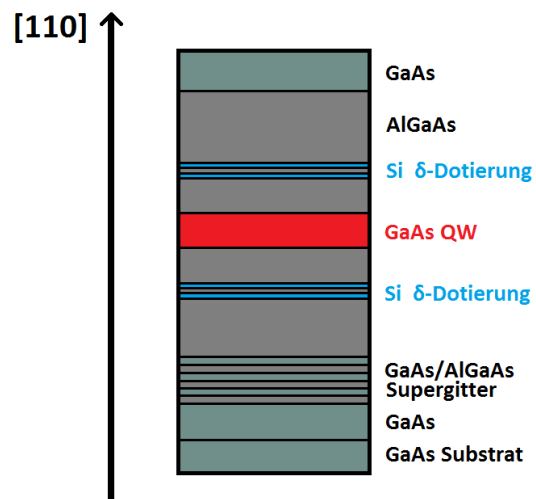


Abbildung 13: Schnitt durch das Probenmaterial entlang der Wachstumsrichtung $[110]$. Abbildung nach [Schn]

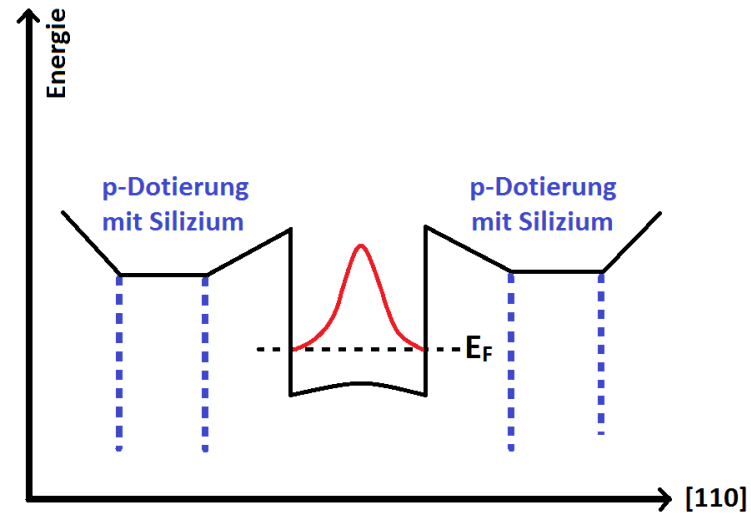


Abbildung 14: Bandprofil der $[110]$ -gewachsenen Probe um die Quantenwellebene. Abbildung nach [Schn]

gewachsenen Probe nur einseitig mit Silizium dotiert. Das daraus resultierende elektrische Feld verschiebt die Wellenfunktion im Quantenwell. Der Rashba- und Dresselhausbeitrag ist in der Probe ausgeglichen. Abbildung 15 zeigt den schematischen Probenaufbau der $[001]$ -gewachsenen Probe.

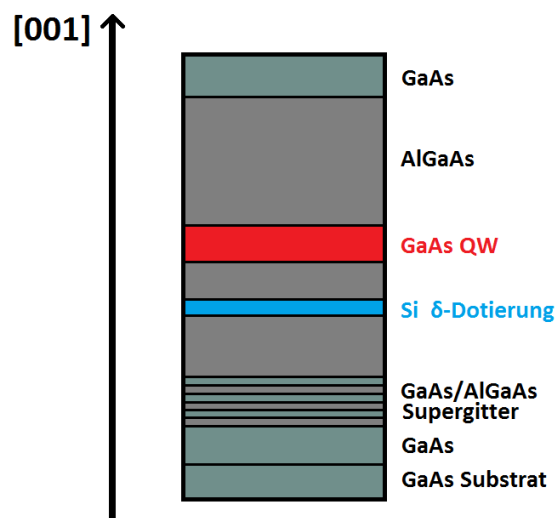


Abbildung 15: Schnitt durch das Probenmaterial entlang der Wachstumsrichtung [001]. Abbildung nach [Schn]

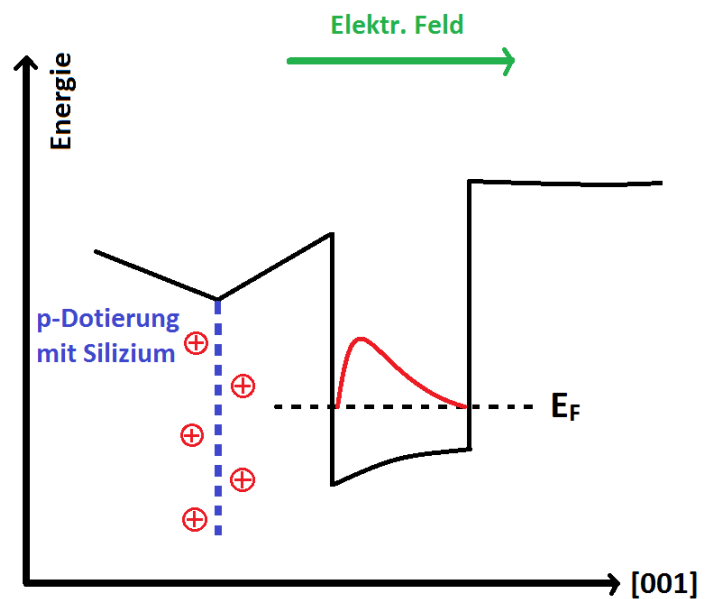


Abbildung 16: Bandprofil entlang der [001]-Richtung um die Quantenwellebene. Die Si-Dotierung führt zu einem elektrischen Feld in der Probe. Abbildung nach [Schn]

2.8 Photolumineszenz

Die Bandlücke ist ein charakteristisches Merkmal für jeden Halbleiter, da es die ungefähre Energie angibt, die benötigt wird um ein Elektron vom Valenzband in das Leitungsband anzuregen. Durch Photolumineszenz (PL) kann die Bandlücke gemessen werden. Das PL-Signal entsteht dadurch, dass der Laser Elektronen aus dem Valenzband ins Leitungsband über die Bandlücke anhebt. Ist die Laserenergie größer als die Bandlücke, relaxieren die Elektronen strahlungsfrei bis sie unter Aussendung von Licht zwischen Wellenvektoren $k = 0$ und $k = k_F$ mit ihren Löchern im Valenzband rekombinieren (siehe Abbildung 17). Die Anregung und Rekombination der Elektronen mit den Löchern ist im k -Raum vertikal, da der Wellenvektorübertrag q von Licht Null ist [Schn].

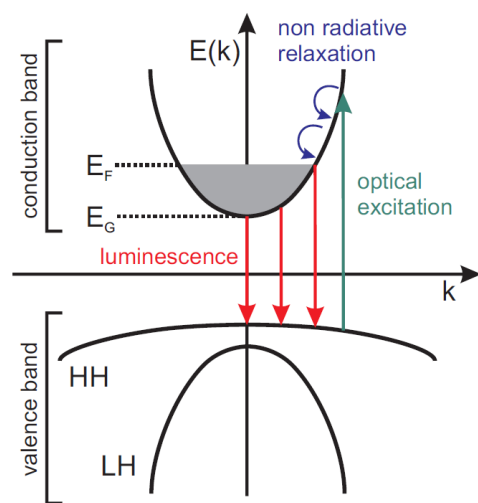


Abbildung 17: Veranschaulichung der Photolumineszenz in GaAs/AlGaAs. Abbildung aus [Schn]

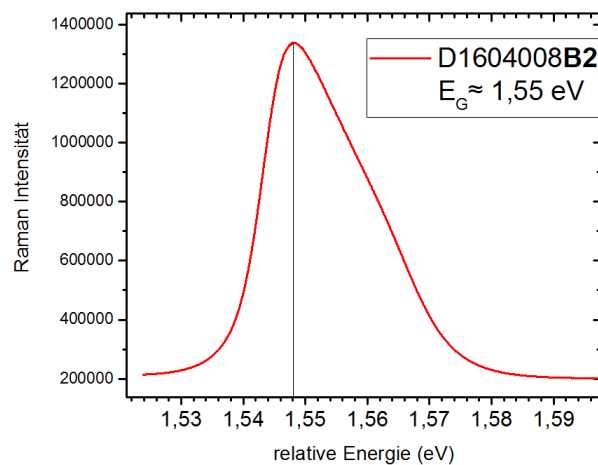


Abbildung 18: Gemessene Photolumineszenz der B2 Probe mit einer Laserwellenlänge von 561 nm. Eine typische „Haiflosse“ ist für das PL-Signal erkennbar. Die durchgezogene Linie soll helfen das Maximum abzulesen.

3 Spin-Bahn-Wechselwirkung

Die Spin-Bahn-Kopplung spielt eine wichtige Rolle bei Halbleitern, da es die Entartung der Subbänder aufheben kann. Sie beschreibt die Wechselwirkung zwischen dem Spin eines Elektrons und seinem Drehimpuls. Dies kann man sich im klassischen Bild so vorstellen:

Ein Elektron kreist um einen Kern. Im Ruhesystem des Elektrons kreist somit der Kern um das Elektron und erzeugt nach dem Biot-Savart-Gesetz ein Magnetfeld. Die Kopplung zwischen diesem effektiven Magnetfeld und dem Spin des Elektrons nennt man Spin-Bahn-Wechselwirkung. Dieses effektive Magnetfeld kann die Energieentartung der Elektronen in unseren Proben um den Γ -Punkt, ähnlich wie der Zeemann-Effekt, aufheben. Am Γ -Punkt selbst sind die Elektronen allerdings nach wie vor entartet (siehe Abbildung 28 (a): Entartung bei $k = 0$) [Schn].

Genau genommen führen zwei Effekte zur Entartung am Γ -Punkt:
Die zeitliche Inversionssymmetrie:

$$E_{\uparrow}(\mathbf{k}) = E_{\downarrow}(-\mathbf{k}) \quad (7)$$

Und die räumliche Inversionssymmetrie:

$$E_{\uparrow}(\mathbf{k}) = E_{\uparrow}(-\mathbf{k}) \quad (8)$$

Zusammen ergeben diese beiden Gleichungen:

$$E_{\downarrow}(\mathbf{k}) = E_{\uparrow}(\mathbf{k}) \quad (9)$$

Dies bedeutet, dass die Energie von Spin-Up und Spin-Down für jeden möglichen Wellenvektor \mathbf{k} entartet ist. In Halbleitern ohne räumliche Inversionssymmetrie, wie in unserer Probe mit GaAs, hat man jedoch eine Spinaufspaltung. Mit einem externen Magnetfeld könnte auch noch die zeitliche Inversionssymmetrie gebrochen werden. In dieser Arbeit befassen wir uns allerdings nur mit den Ursachen für die Brechung der räumlichen Inversionssymmetrie: die **Structure-Inversion-Asymmetry (SIA)** und die **Bulk-Inversion-Asymmetry (BIA)** [Wnk].

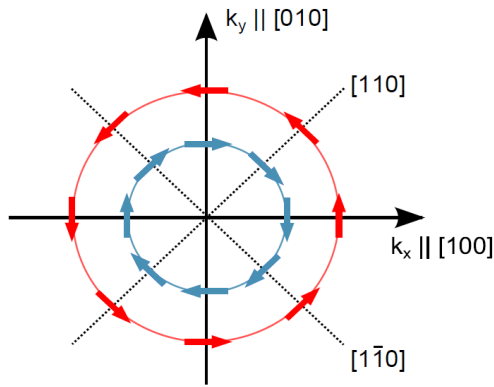
3.1 Structure Inversion Asymmetry

Wenn in einem Halbleiter keine strukturelle Inversionssymmetrie vorhanden ist, ist die Spin-Bahn-Wechselwirkung durch das Rashba-Feld gegeben. Diese Asymmetrie kann durch ein elektrisches Feld in einer Probe durch Silizium-Dotierung erzeugt werden. In der [001]-gewachsenen Probe ist genau dies der Fall (siehe Abbildung 15) [Schn]. Die [110]-gewachsenen Probe hingegen hat kein Rashba-Feld, da in der Quantenwellebene kein elektrisches Feld wirkt.

Der Rashba-Term im Hamiltonian hat dabei die Form:

$$\hat{H}_R = \alpha(k_y\sigma_x - k_x\sigma_y) \quad (10)$$

,wobei α der Rashba-Parameter ist und vom verwendeten Material und vom elektrischen Feld abhängig ist [Khd].



SIA

Abbildung 19: Schnitt durch einen Rotationsparaboloiden bei konstanter Energie senkrecht zur [001]-Wachstumsrichtung. Spinaufspaltung durch das Rashba-Feld. Die farbigen Pfeile stellen jeweils unterschiedliche Spinzustände dar. Abbildung aus [Gglb, Zhn]

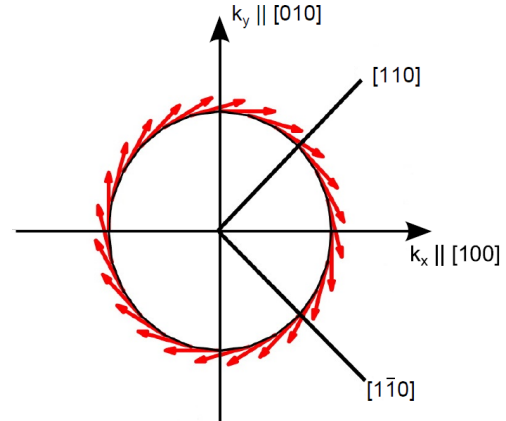


Abbildung 20: Effektives Magnetfeld des Rashba-Feldes einer [001]-gewachsenen Probe. Abbildung aus [Krn, Zhn]

3.2 Bulk Inversion Asymmetry

Weist das Kristallgitter eines Halbleiters keine Inversionssymmetrie auf, wie zum Beispiel GaAs/AlGaAs, so ist die Spin-Bahn-Wechselwirkung durch den Dresselhaus-Beitrag bestimmt.

Bei der BIA muss man zwischen [001]- und [110]-gewachsener Probe unterscheiden: Für eine [001]-gewachsene Probe liegt das effektive Magnetfeld in der Quantenwellebene (siehe Abbildung 22). Wohingegen das Dresselhaus-Feld für eine [110]-gewachsene Probe senkrecht zur Quantenwellebene liegt (siehe Abbildung 23).

Der lineare Dresselhaus-Term im Hamiltonian hat dabei die Form:

$$\hat{H}_D = \beta(k_x \sigma_x - k_y \sigma_y) \quad (11)$$

,wobei β der Dresselhaus-Paramter ist und ebenfalls abhängig vom verwendeten Material und der Breite des Quantenwells ist [Schn].

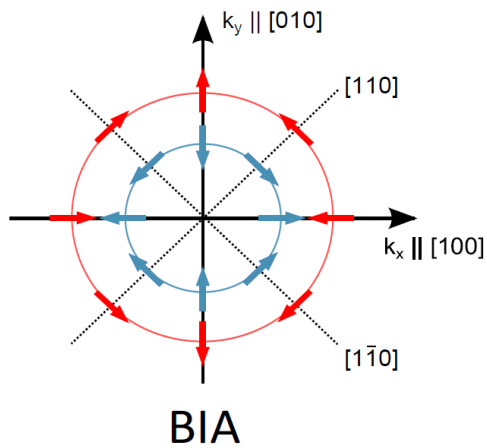


Abbildung 21: Schnitt durch einen Rotationsparaboloiden bei konstanter Energie senkrecht zur [001]-Wachstumsrichtung. Spinaufspaltung durch das Dresselhaus-Feld. Die farbigen Pfeile stellen jeweils unterschiedliche Spinzustände dar. Abbildung nach [Gglb]

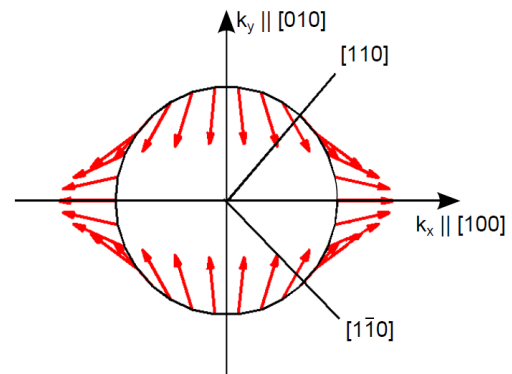


Abbildung 22: Effektives Magnetfeld des Dresselhaus-Feldes einer [001]-gewachsenen Probe. Abbildung nach [Krn]

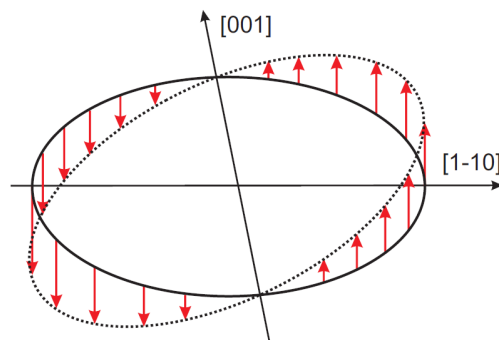


Abbildung 23: Effektives Magnetfeld des Dresselhaus-Feldes in einer [110]-gewachsenen Probe ist senkrecht zur Quantenwellebene. Abbildung aus [Schn]

3.3 Persistente Spin-Helix

Nach dem Noether-Theorem gehört zu jeder Symmetrie auch eine Erhaltungsgröße. Zum Beispiel zieht die Verschiebungsinvarianz (Homogenität des Raumes) den Impulserhaltungssatz nach sich. So führt eine Rotationsinvarianz des Elektronenspins (Spin-Rotationssymmetrie) zur Erhaltung der Spinpolarisation. Die Spin-Bahn-Wechselwirkung bricht diese Symmetrie aber für Elektronen in Festkörpern. Jedoch kann die $SU(2)$ Spin-Rotationssymmetrie trotz Spin-Bahn-Wechselwirkung in einem zwei dimensional Elektronengas (2DEG) durch ausgeglichene Rashba- und Dresselhaus-Felder ($\alpha = \beta$) erhalten bleiben. Nach dem Noether-Theorem erhält die $SU(2)$ Spin-Rotationssymmetrie die Amplitude und die Phase einer spiralförmigen Spindichtewelle. Diese Spindichtewelle wird auch als persistente Spin-Helix (PSH) bezeichnet. Die Spinrelaxationszeit ist dabei unbegrenzt [Brn, Krl].

Um in unseren beiden Proben eine Spinaufspaltung beobachten zu können, muss

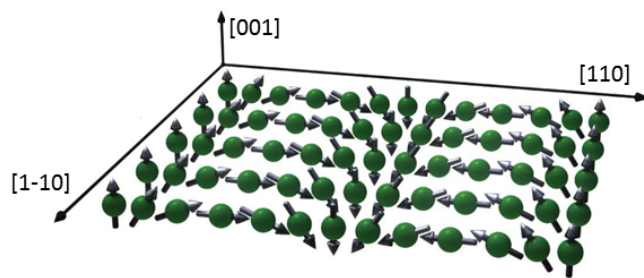


Abbildung 24: 3D-Modell einer spiralförmigen Spindichtewelle einer [001]-gewachsenen Probe. Die grünen Kugeln repräsentieren die Elektronen und die Pfeile den Spin. Bearbeitete Abbildung aus [Krl, Schn]

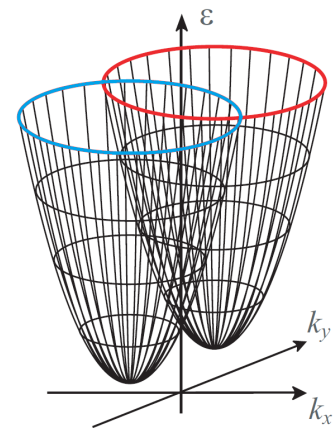


Abbildung 25: 3D-Modell der Bandstruktur einer [001]-gewachsenen Probe mit $\alpha = \beta$. Der blaue (rote) Paraboloid repräsentiert Spin-Down (Spin-Up). Bearbeitete Abbildung aus [Lch, Zhn]

das effektive Magnetfeld entlang einer Kristallrichtung parallel oder antiparallel sein.

Dies erreichen wir in unserer **[001]-gewachsenen Probe** durch ein ausgeglichenes Verhältnis von Rashba- und Dresselhaus-Feld ($\alpha = \beta$). In Abbildung 26 und 27 sehen wir eine Spinaufspaltung in Richtung [110] und eine Entartung der Spins in die $[1\bar{1}0]$ Richtung. Ab-

bildung 28 (a) stellt $\Delta E_{s,[110]}$ die Spinaufspaltung für die Elektronen an der Fermikante entlang der $[110]$ -Richtung dar. $\Delta E_{s,[110]}$ ist gegeben durch:

$$\Delta E_{s,[110]} = \frac{\hbar^2}{m^*} k_F \Delta k \quad (12)$$

,wobei Δk eine Größe für die Verschiebung der beiden Subbänder ist und berechnet werden kann durch:

$$\Delta k = \frac{4m^* \alpha}{\hbar^2} \quad (13)$$

Abbildung 28 (b) ist eine Vergrößerung von (a) um die Fermienergie und zeigt die „Spinflips“ für Intrasubbandübergänge. Durch einen endlichen Wellenvektorübertrag q resultiert eine Energiedifferenz $2\Delta E_{s,[110]}$ zwischen Spin-Up und Spin-Down nach der Anregung. Dabei muss aus rein geometrischen Gründen der Wellenvektorübertrag $\Delta k < q$ sein.

Abbildung 28 (c) zeigt die Energieentartung der Spinzustände entlang der $[1\bar{1}0]$ Richtung. In (d) ist Abbildung 28 (c) wieder um die Fermikante vergrößert. Ein endlicher Wellenvektorübertrag q führt zwar zu einem Spinflip, aber nicht zu einer Energieaufspaltung der Spinzustände [Schn].

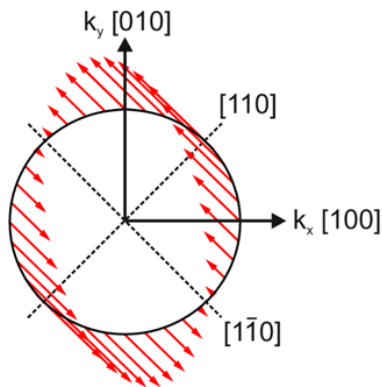


Abbildung 26: Das effektive Magnetfeld ist parallel oder antiparallel zur $[1\bar{1}0]$ Richtung für $\alpha = \beta$ in einer $[001]$ -gewachsenen Probe. Das Effektive Magnetfeld liegt in einer Ebene parallel zur Quantenwellebene. Bearbeitete Abbildung aus [Grs]

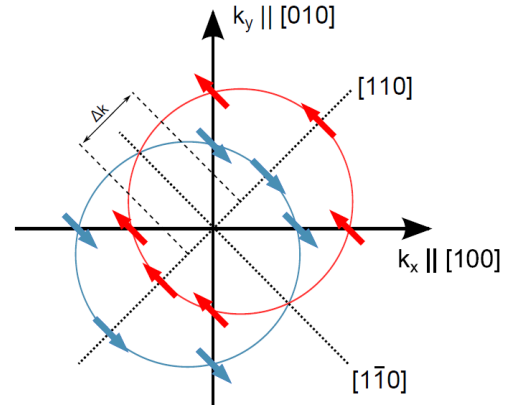


Abbildung 27: Dargestellt ist ein Schnitt durch die Paraboloiden aus Abbildung 25 parallel zu Quantenwellebene bei konstanter Energie. Spinaufspaltung durch gleich großes Rashba- und Dresselhaus-Feld in einer $[001]$ -gewachsenen Probe. Bearbeitete Abbildung aus [Gglb]

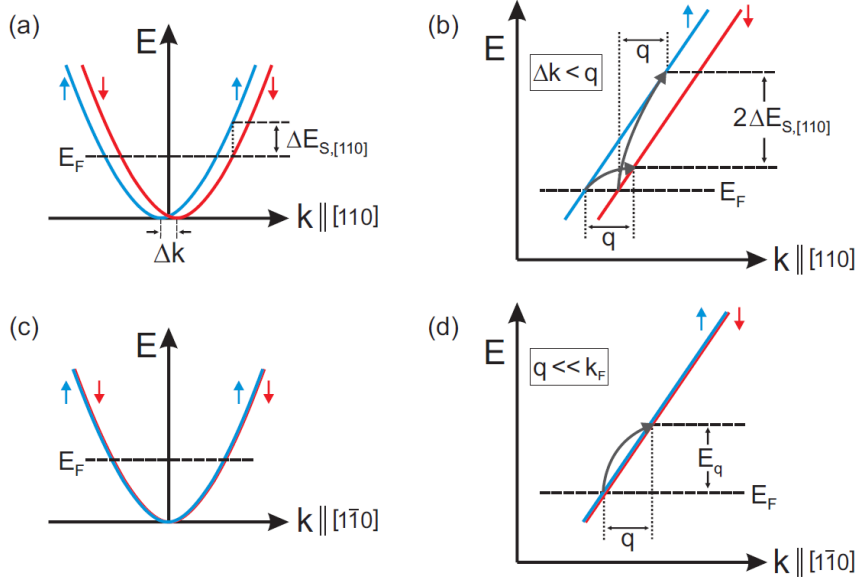


Abbildung 28: (a) Dargestellt ist ein Schnitt durch die Energieparaboloide aus Abbildung 25 senkrecht zur Quantenwellebene einer [001]-gewachsenen Probe. Spinaufspaltung entlang der [110] Richtung. (b) Vergrößerung um die Kante der Fermienergie. (c) und (d) Spinentartung entlang der $[1\bar{1}0]$ Richtung. Abbildung aus [Schn]

In der **[110]-gewachsenen Probe** brauchen wir kein Rashba-Feld $\alpha = 0$, da dort bereits durch das Dresselhaus-Feld die gewünschte persistente Spin-Helix vorhanden ist (Abbildung 23). Bei der [110]-gewachsenen Probe ist es wichtig zu unterscheiden, ob in Rückstreugeometrie oder in 90° -Geometrie gemessen wird. Der Grund hierfür wird in Kapitel 4 erklärt.

In **Rückstreugeometrie** spalten sich die Spins entlang der $[1\bar{1}0]$ Richtung auf und in Richtung [001] herrscht eine Spinentartung. Abbildung 29 zeigt wieder die Intrasubbandübergänge für eine [110]-gewachsene Probe. Diese sind vom Vorgang analog zu den Übergängen in der [001]-gewachsenen Probe mit der Ausnahme, dass in Abbildung 29 (b) und (e) aufgrund der Auswahlregeln, die in Kapitel 4 erklärt werden, kein „Spinflip“ stattfindet. Das heißt in (b) kann mit einem endlichen Wellenvektorübertrag q keine Spinaufspaltung vom Spektrometer gemessen werden, da beide Spin-Zustände um den selben Energiebetrag E_q angeregt werden. E_q haben wir bereits in Gleichung 3 berechnet, als die obere Kante des Einteilchenkontinuums bei Intrasubbandanregungen hergeleitet wurde [Schn]:

$$E_q = \frac{\hbar^2}{m^*} k_F q \quad (14)$$

In **90° -Geometrie** ist aufgrund der Auswahlregeln, die in Kapitel 4 besprochen werden, im Gegensatz zur Rückstreugeometrie ein Spinflip bei den Intrasubbandanregungen

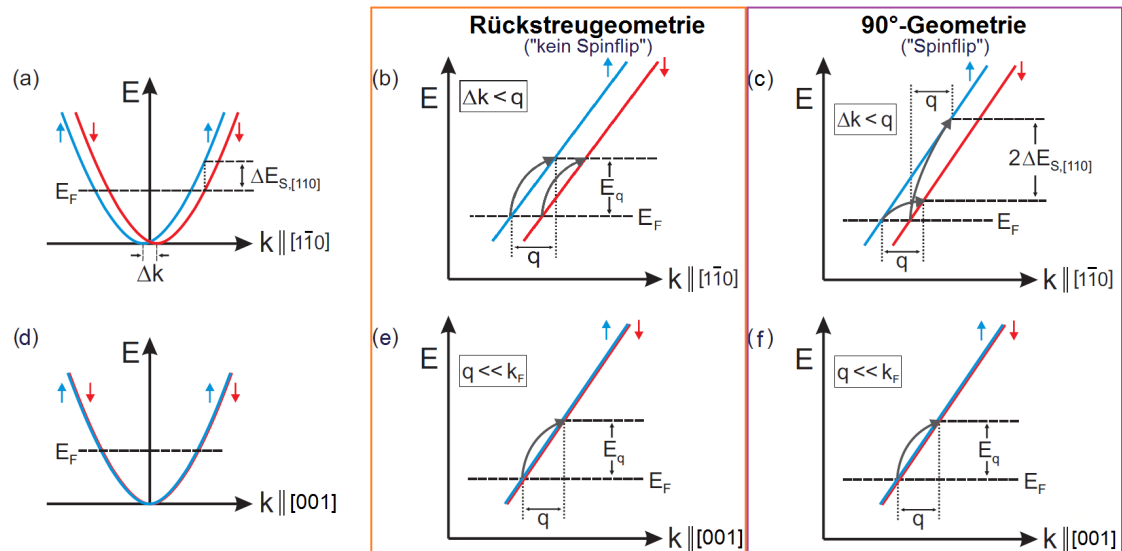


Abbildung 29: (a) Dargestellt ist ein Schnitt durch die Energieparaboloide aus Abbildung 25 senkrecht zur Quantenwellebene einer $[110]$ -gewachsenen Probe. Spinaufspaltung entlang der $[1\bar{1}0]$ Richtung (b) In Rückstreugeometrie: kein Spinflip und deswegen auch keine Energiedifferenz für die Spins (c) In 90°-Geometrie: Spinflip aufgrund von Auswahlregeln. Energiedifferenz der Spin-Up- und Spin-Down-Zustände (d) Spinentartung entlang der $[001]$ Richtung in einer $[110]$ -gewachsene Probe (e) kein Spinflip und keine Spinaufteilung (f) Spinflip aber ebenfalls keine Spinaufteilung entlang der $[001]$ Richtung. Bearbeitete Abbildung aus [Schn]

möglich. Das führt zu einer Energieaufspaltung der Spins entlang der $[1\bar{1}0]$ Richtung für eine $[110]$ -gewachsene Probe. In Abbildung 29 sind die verschiedenen Spinanregungen jeweils für die verwendete Messgeometrie und die Kristallrichtung unterteilt.

Zum Abschluss dieses Kapitels wird in Abbildung 30 noch einmal das effektive Magnetfeld einer (a) $[001]$ -gewachsenen Probe und einer (b) $[110]$ -gewachsenen Probe gegenübergestellt.

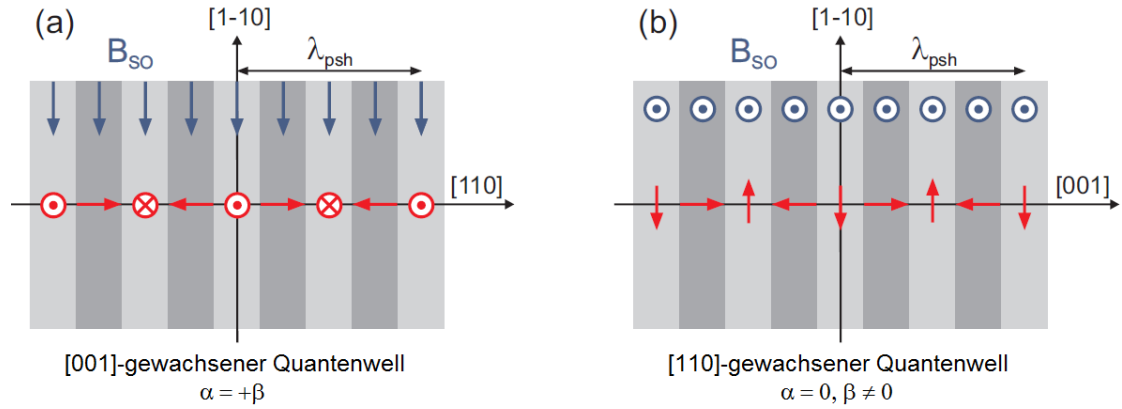


Abbildung 30: Das effektive Magnetfeld der persistenten Spin-Helix ist (a) parallel oder (b) senkrecht zur Quantenwellebene und die spiralförmige Spindichtewelle (rot) präzediert um die Magnetisierungsachse (blau). Bearbeitete Abbildung aus [Brn]

4 Auswahlregeln und Streuamplitude

Aus dem Wirkungsquerschnitt für den Streuprozess können die Auswahlregeln für die Polarisation der eingestrahnten und der gestreuten Photonen hergeleitet werden. Jedoch wird dies in dieser Arbeit nicht vorgeführt. Vertiefende Literatur zu diesem Thema findet man in [Schl] von S. 71-75.

Die Auswahlregeln für *charge density excitations* sind:

$$\mathbf{e}_I \parallel \mathbf{e}_S \quad (15)$$

,dabei sprechen wir von einer polarisierten Streugeometrie.

Und die Auswahlregeln für, die in dieser Arbeit hauptsächlich untersuchten, *spin density excitations* sind:

$$\mathbf{e}_I \perp \mathbf{e}_S \quad (16)$$

,wobei hier von einer depolarisierten Streugeometrie gesprochen wird.

Die Streuamplitude in einer depolarisierten Streugeometrie für „spinflip“ oder „non spinflip“ Anregungen ist gegeben durch:

$$A_{fi} = \Pi_d \cdot (\mathbf{e}_I \times \mathbf{e}_S) \langle \psi_f | \hat{\sigma} | \psi_i \rangle \quad (17)$$

,wobei die Indizes f für *final* und das i für *initial* bei A_{fi} stehen und $\hat{\sigma}$ der Vektor für die Paulimatrix ist.

Für eine Herleitung dieser Gleichung wird wieder auf vertiefende Literatur, wie zum Beispiel [Schn], verwiesen.

In **Rückstreugeometrie für die [001]-gewachsene Probe** ist die Streuamplitude A_{fi} überall Null außer in der z-Komponente, wenn beispielsweise das einkommende Licht parallel zur x-Achse und das gestreute Licht parallel zur y-Achse polarisiert ist.

$$(\mathbf{e}_I \times \mathbf{e}_S) = (1, 0, 0) \times (0, 1, 0) = (0, 0, 1) \quad (18)$$

Diese Gleichung gilt nur, wenn \mathbf{e}_I und \mathbf{e}_S keine z-Komponente beinhalten und außerdem wird durch einen endlichen Kippwinkel θ die Annahme in Gleichung 18 abgeschwächt. Wenn wir die [001]-Achse als Quantisierungsachse für den Spin wählen, ist der spinabhängige Anteil $\psi_{\pm k}$ der Wellenfunktion für die Spinorientierung in der Quantenwellebene gegeben durch [Mlsh, Schn]:

$$\psi_{\pm k} = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{-i\phi_k/2} \left[|\uparrow\rangle \pm e^{i\phi_k} |\downarrow\rangle \right] \quad (19)$$

Dabei ist ϕ_k der Winkel zwischen der [100]-Richtung (x-Achse) und der Achse des effektiven Magnetfeldes. Setzt man die aus Abbildung 26 erhaltenen Winkel $\phi_k = -45^\circ$ und $\phi_k = 135^\circ$ in Gleichung 19 ein, so ergibt sich [Schn, Schn2]:

$$\psi_{\pm k} = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{-i\phi_k/8} \left[|\uparrow\rangle \pm \frac{1}{\sqrt{2}} (1 - i) |\downarrow\rangle \right] \quad (20)$$

Das Plus-(Minus)-Zeichen entspricht einer parallelen (antiparallelen) Spinorientierung zur $[1\bar{1}0]$ Richtung. Setzt man $\psi_{\pm k}$ für einen Intrasubbandübergang von einem Spin-Down Zustand ($-, \phi_k = -45^\circ$) zu einem Spin-Up Zustand ($+, \phi_k = 135^\circ$) in Gleichung

17 ein, so folgt daraus:

$$\begin{aligned}
A_{+-} &= A_{\uparrow\downarrow} = \\
&= \Pi_d \cdot \left\{ \frac{e^{i\pi/8}}{\sqrt{2}} \cdot \left[\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot (1-i) \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \right] \right\}^* \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \cdot \\
&\quad \cdot \left\{ \frac{e^{i\pi/8}}{\sqrt{2}} \cdot \left[\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} - \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot (1-i) \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \right] \right\} \\
&= \Pi_d \cdot \frac{e^{-i\pi/8}}{\sqrt{2}} \cdot \frac{e^{i\pi/8}}{\sqrt{2}} \cdot \left\{ \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + \left(\frac{1}{\sqrt{2}} \cdot (1+i) \right) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \right\} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \cdot \\
&\quad \cdot \left\{ \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + \left(-\frac{1}{\sqrt{2}} \cdot (1-i) \right) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \right\} \\
&= \Pi_d \cdot \frac{1}{2} \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot (1+i) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ -\frac{1}{\sqrt{2}} \cdot (1-i) \end{pmatrix} \\
&= \Pi_d \cdot \frac{1}{2} \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(1+i) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(1-i) \end{pmatrix} \\
&= \Pi_d \cdot \frac{1}{2} \cdot \left[1 + \frac{1}{2} \cdot (1+i) \cdot (1-i) \right] \\
&= \Pi_d \cdot \frac{1}{2} \cdot \left[1 + \frac{1}{2} \cdot 2 \right] = \Pi_d
\end{aligned} \tag{21}$$

Eine Intrasubband „spinflip“-Anregung ist also für eine [001]-gewachsene Probe in Rückstreugeometrie wie erwartet möglich. Analoge Rechnungen führen zu dem Ergebnis: $A_{+-} = A_{-+} = \Pi_d$ und $A_{++} = A_{--} = 0$. Folglich tragen nur „spinflip“-Anregung zum Raman-Signal bei.

Betrachtet man die Streuamplitude einer **[110]-gewachsenen Probe in Rückstreugeometrie** so vereinfacht sich $\psi_{+-} = \psi_{\uparrow\downarrow}$, da ohne Rashba-Feld alle Spins der Elektronen entweder parallel oder antiparallel zur Wachstumsrichtung sind. Der spinabhängige Anteil der Wellenfunktion lautet somit [Schn]:

$$\psi_{\uparrow} = |\uparrow\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \psi_{\downarrow} = |\downarrow\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \tag{22}$$

Setzt man diese Zustände für die Streuamplitude ein, so ergibt sich:

$$A_{\uparrow\uparrow} = \Pi_d \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}^* \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \Pi_d \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \Pi_d \tag{23}$$

$$A_{\uparrow\downarrow} = \Pi_d \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}^* \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \Pi_d \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ -1 \end{pmatrix} = 0 \tag{24}$$

Man hat zwar in Rückstreugeometrie eine endliche Wahrscheinlichkeit für eine „non spin-flip“-Anregung, jedoch führt diese zu keiner Spinaufteilung.

Wechselt man allerdings in die 90° -Geometrie, so ändern sich auch die Polarisationsrichtungen der ein- und ausfallenden Photonen. Wird die Polarisation des einfallenden Lichtes von x- zur z-Achse gewechselt, ändert sich auch das Kreuzprodukt:

$$(\mathbf{e}_I \times \mathbf{e}_S) = (0, 0, 1) \times (0, 1, 0) = (-1, 0, 0) \quad (25)$$

Dadurch ändert sich auch die Streuamplitude:

$$A_{\uparrow\uparrow} = -\Pi_d \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}^* \cdot \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = -\Pi_d \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = 0 \quad (26)$$

$$A_{\uparrow\downarrow} = -\Pi_d \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}^* \cdot \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = -\Pi_d \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = -\Pi_d \quad (27)$$

Daraus resultiert, dass in 90° -Geometrie eine Spinaufspaltung im Raman-Spektrometer theoretisch beobachtet werden kann.

5 Versuchsdurchführung

5.1 Winkelserie mit der [110]-gewachsenen Probe in Rückstreugeometrie

Bevor in der 90° -Geometrie gemessen wird, soll zunächst die technisch wesentlich einfacher zu justierende Rückstreugeometrie untersucht werden. Die Theorie besagt, dass in einer [110]-gewachsenen Probe kein Spinflip und somit auch kein Doppelpeak zu erwarten ist.

In den Messungen, siehe Abbildung 31, wurde mit einer Laserwellenlänge von 791,97 nm bei einer Leistung von 5 mW für 60 Sekunden belichtet und für verschiedene Winkel die Spektren aufgenommen. Das Ergebnis zeigt ein lineares Verhältnis zwischen den Maxima der SDE's und den zugehörigen Winkeln. Dies entspricht den vorangegangenen Überlegungen, die in Abbildung 9 zu sehen sind.

In Abbildung 32 wurde die jeweilige Position des Peaks der SDE gegen den Wellen-

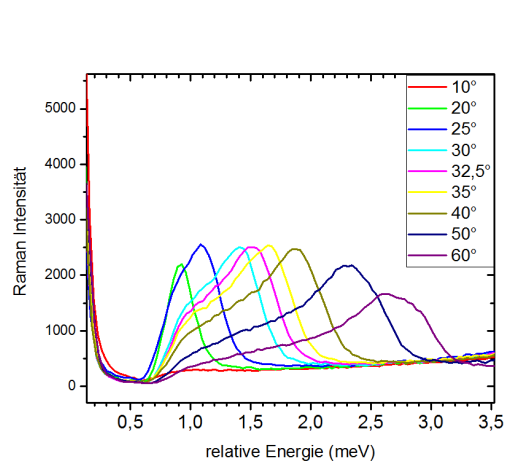


Abbildung 31: Winkelserie in Rückstreugeometrie in der [110]-gewachsenen Probe

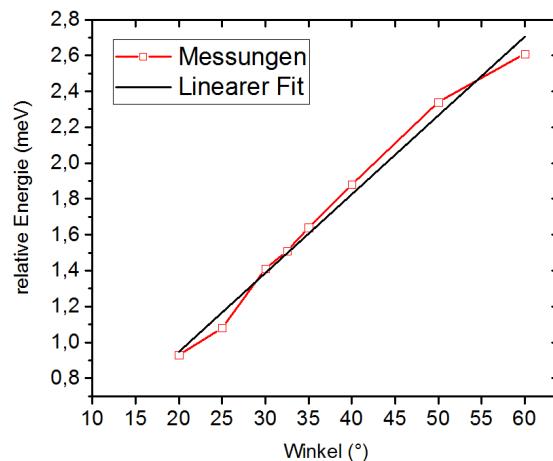


Abbildung 32: Diagramm zeigt den linearen Zusammenhang der Peaks der SDE's und der Winkel aus Abbildung 31. Für den Messpunkt bei 10° konnte in Abbildung 31 kein deutliches Intensitätsmaximum erkannt werden und wurde deshalb nicht mit in den Plot aufgenommen.

vektorübertrag q geplottet. Da der lineare Fit gut mit den Messungen übereinstimmt, kann darauf geschlossen werden, dass es sich bei den Messergebnissen in Abbildung 31 tatsächlich um Intrasubband SDE's handelt.

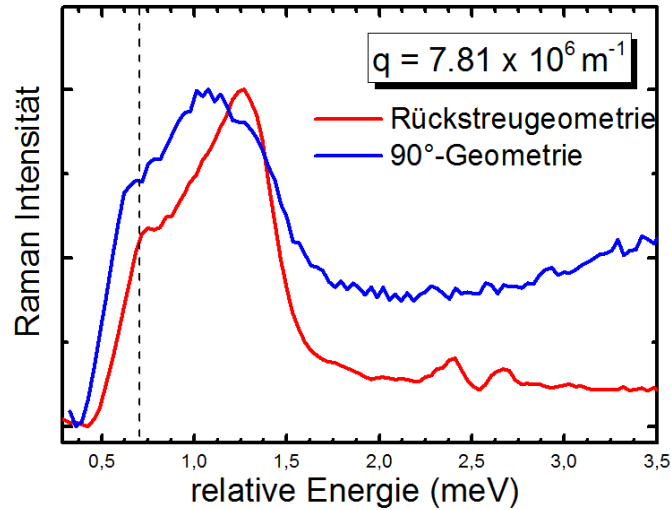


Abbildung 33: Aktuelle Forschungsarbeiten von Sven Gelfert an einer [110]-gewachsenen Probe (D081205A)

Mit Gleichung 14 und der Formel für die Ladungsträgerdichte N_S

$$N_S = \frac{k_F^2}{2\pi} \quad (28)$$

kann die Ladungsträgerdichte N_S bestimmt werden. Dafür liest man aus Abbildung 31 für einen bestimmten Wellenvektor q die Energie auf der rechten Flanke eines Peaks ab, bei der die Flanke „abgeschnitten“ wird. Für den Winkel $\theta = 30^\circ$ ist der Wellenvektor $q = 7,93 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$. Mit einer abgeschätzten Energie $E_q = 1,6 \text{ meV}$ liegt die Ladungsträgerdichte bei: $N_S = 5,46 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-2}$ [Schn]. Die effektive Masse $m^* = 0,07 \cdot m_e$ ist aus dem Datenblatt der Probe bekannt. Dieses Ergebnis stimmt in etwa mit dem vom Labor ETH Zürich (aus Kapitel ??) überein.

5.2 90°-Geometrie mit der [110]-gewachsenen Probe

Da in Rückstreugeometrie eine SDE nachgewiesen werden konnte, wird jetzt der Versuchsaufbau in die 90°-Geometrie umgebaut. Die Motivation für die folgenden Messungen ist das Messergebnis von Doktorand Sven Gelfert gewesen. In Abbildung 33 sieht man einen deutlichen Unterschied in der Halbwertsbreite zwischen der 90°-Geometrie und der Rückstreugeometrie in einer [110]-gewachsenen Probe. Dies liegt wie schon besprochen am Spinflip, der wegen den Auswahlregeln nur in 90°-Geometrie zustande kommt.

Das Ziel der Messung ist es gewesen diesen „Doppelpeak“ klarer hervorzuheben. Dazu

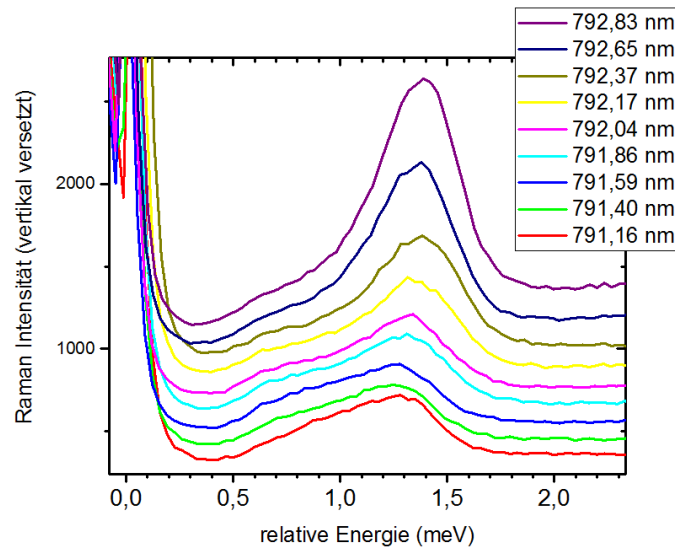


Abbildung 34: Wellenlängenserie in 90°-Geometrie mit der [110]-gewachsenen Probe.

wurde bei einer Leistung von 10 mW und einer Temperatur von ungefähr 4,7 Kelvin die Wellenlänge des Laserstrahls durchgestimmt, um eine mögliche Resonanz für die Spinaufspaltung zu finden. Die Messresultate zeigten allerdings keinen Doppelpeak (Abbildung 34).

Die Versuchsdurchführung hat sich teilweise als sehr schwierig gestaltet, da wir vermuten, dass der Kryostat ein kleines Leck hat und somit kein komplettes Vakuum um den Kryostat gegeben ist. Das hatte zur Folge, dass es sporadisch zu Temperaturschwankungen während der Belichtungszeit gekommen ist. Die Schwankungen wurden zwar nach Möglichkeit unterbunden, können aber trotzdem einen Einfluss auf das Messergebnis haben. Eine Temperaturerhöhung führt dazu, dass Elektronen unter der Fermikante leicht über die Fermikante gehoben werden und so das Messsignal der „Singlepeaks“ verbreitern. Ist die Halbwertsbreite der Singlepeaks zu groß, kann nicht mehr zwischen zwei Singlepeaks und einem einzigem Peak unterschieden werden. Eine wesentlich wichtigere Rolle spielt jedoch die Wachstumsrichtung der Probe selbst. Die Spinaufspaltung in der [110]-gewachsenen Probe muss in etwa halb so groß sein, wie in einer [001]-gewachsenen Probe. Denn in einer [001]-Probe hat man ein Rashba- und Dresselhausfeld, welche ein doppelt so großes effektives Spin-Bahn-Feld erzeugen als in einer [110]-gewachsenen Probe. Sind die Singlepeaks zu eng zusammen, können sie nicht mehr spektral aufgelöst werden.

5.3 Winkelabhängigkeit der Spinaufspaltung in der [001]-gewachsenen Probe

Wie bereits besprochen wurde, haben wir in [001]-gewachsenen Proben eine Spinaufspaltung in Richtung [110], jedoch keine Aufspaltung senkrecht dazu. Wir wollen im Folgenden die Abhängigkeit der Spinaufspaltung vom Winkel φ (zur Erinnerung: Winkel φ ist in Abbildung 12 gezeigt) untersuchen. Der Winkel φ wurde durch einen Rotator, der unter der Messprobe eingebaut worden ist, verändert. Dieser Rotator funktioniert mit Hilfe eines Piezokristalls auch bei sehr tiefen Temperaturen.

Zur Bestimmung der Winkelabhängigkeit der Spinaufspaltung entlang der [110] Richtung wird Abbildung 35 zur Veranschaulichung betrachtet. Dort sieht man die vom Winkel φ abhängige energetische Spinaufspaltung Δk_φ . Diese kann mit Hilfe einer kartesischen Koordinatengleichung für einen Kreis hergeleitet werden.

$$(x - x_M)^2 + (y - y_M)^2 = r_k^2 \quad (29)$$

,wobei (x_M, y_M) die Mitte des Kreises ist.

Mit Polarkoordinaten, $x = r \cos \varphi$ und $y = r \sin \varphi$, ergibt dies:

$$r_k^2 = (r \cos \varphi - x_M)^2 + (r \sin \varphi - y_M)^2 \quad (30)$$

$$0 = r^2 - r(2x_M \cos \varphi + y_M \sin \varphi) + (x_M^2 + y_M^2 - r_k^2) \quad (31)$$

Mit Hilfe der Mitternachtsformel ergibt sich für den φ -abhängigen Radius r :

$$r_{1/2} = \frac{2(x_M \cos \varphi + y_M \sin \varphi) \pm \sqrt{4(x_M \cos \varphi + y_M \sin \varphi)^2 - 4(x_M^2 + y_M^2 - r_k^2)}}{2} \quad (32)$$

$$r_{1/2} = x_M \cos \varphi + y_M \sin \varphi \pm \sqrt{r_k^2 - (x_M \cos \varphi + y_M \sin \varphi)^2} \quad (33)$$

Setzt man nun für x_M und y_M die Mittelpunkte $(-\frac{\Delta k}{2}, 0)$ und $(+\frac{\Delta k}{2}, 0)$ ein, so ergibt sich für die Differenz der winkelabhängigen Radien:

$$\begin{aligned}
\Delta k_\varphi &= r_\uparrow - r_\downarrow = \\
&= \frac{\Delta k}{2} \cos \varphi + 0 \pm \sqrt{r_k^2 - \left(\frac{\Delta k}{2} \sin \varphi - 0\right)^2} - \\
&\quad - \left\{ -\frac{\Delta k}{2} \cos \varphi + 0 \pm \sqrt{r_k^2 - \left(-\frac{\Delta k}{2} \sin \varphi - 0\right)^2} \right\} = \\
&= \frac{\Delta k}{2} \cos \varphi \pm \sqrt{r_k^2 - \left(\frac{\Delta k}{2} \sin \varphi\right)^2} + \frac{\Delta k}{2} \cos \varphi \mp \sqrt{r_k^2 - \left(\frac{\Delta k}{2} \sin \varphi\right)^2} = \\
&= \Delta k \cos \varphi
\end{aligned} \tag{34}$$

Rechnung aus [Schn]

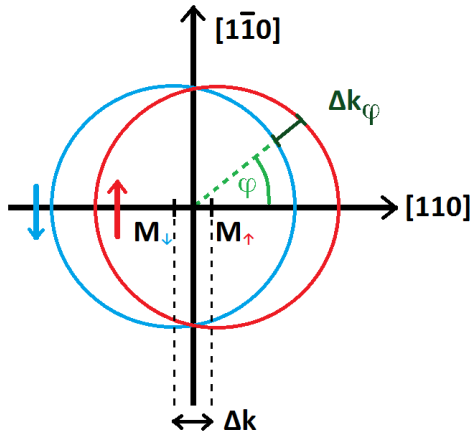


Abbildung 35: Darstellung der winkelabhängigen Spinaufspaltung einer [001]-gewachsenen Probe mit $\alpha = +\beta$

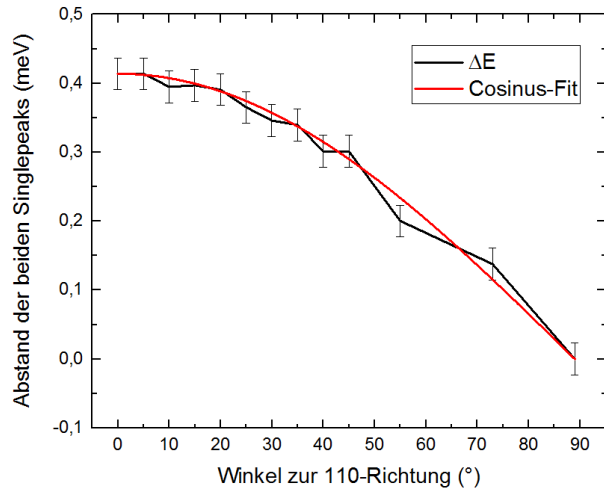


Abbildung 36: Veranschaulichung der Winkelabhängigkeit der Spinaufspaltung

Abbildung 36 zeigt die erwartete Cosinusabhängigkeit des Winkels φ . Obwohl in Abbildung 37 kein Doppelpeak zu sehen ist, erkennen wir eine klare Verbreiterung des Messsignals bei $\varphi = 0^\circ$ im Vergleich zu $\varphi = 90^\circ$.

Um für diese und die restlichen Messungen mit unterschiedlichen Winkel φ die energetische Spinaufspaltung am akkuratesten feststellen zu können, wurde wie folgt vorgegangen: Zuerst wurde die Messung für den Singlepeak bei $\varphi = 0$ dupliziert und horizontal gegeneinander verschoben. Dann wurden diese beiden Peaks addiert und mit dem jeweiligen Messergebnis, bei dem $\varphi \neq 90^\circ$ ist, verglichen. Abbildung 39 zeigt vier der insgesamt 13 Messungen. Abbildung 38 zeigt alle Messungen vertikal versetzt

für die verschiedenen Winkel φ .

Dabei hat sich bei der Auswertung herausgestellt, dass eine höhere Genauigkeit bei der

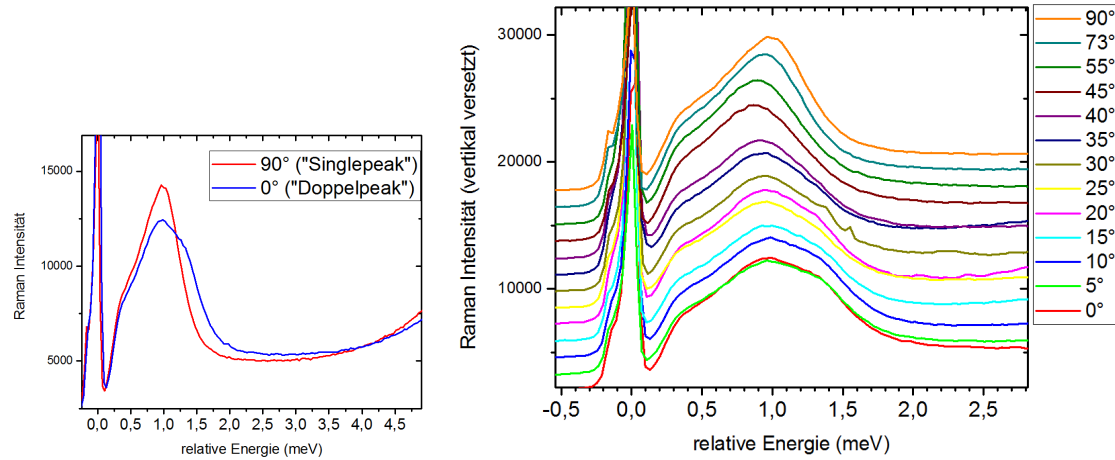


Abbildung 37: Vergleich der Halbwertsbreite des Singlepeaks bei $\varphi = 90^\circ$ und Doppelpeaks bei $\varphi = 0^\circ$

Abbildung 38: Darstellung aller 13 Messungen in Rückstreuengeometrie der [001]-gewachsenen Probe. Zur Veranschaulichung wurden die Messdaten gegeneinander vertikal verschoben. Dabei ist die Messung bei $\varphi = 90^\circ$ der Singlepeak (orange) und die Messung bei $\varphi = 0^\circ$ der Doppelpeak (rot). Vier der abgebildeten Messungen sind in Abbildung 39 zu sehen.

Auswertung zustande kommt, wenn die anzunähernde Messung mit einem speziellen Streckungsfaktor, der nicht zwingend 2,0 sein muss, multipliziert wird. Dies hat einfach zur Folge, dass die beiden Messungen im Graphen übereinanderliegen und so besser verglichen werden können. Abbildung 40 soll das Problem bei der Auswertung veranschaulichen, dass auftritt wenn die Messkurven nicht genau übereinanderliegen. Ein solcher Streckungsfaktor ist in sofern gerechtfertigt, dass es bei den beiden Messkurven um zwei unterschiedliche Messungen handelt und nicht bei jeder Messung die exakt gleichen Messbedingungen herrschen. Somit könnte es von Messung zu Messung zu einer leichten Änderung der Intensitäten der SDE's kommen.

Im linken Bild von Abbildung 40 ist $\Delta E = 0,30$ meV. Dieser Wert wurde auch in Abbildung 36 verwendet. Man sieht hier auch, dass für $\Delta E = 0,25$ meV der Cosinus-Fit außerhalb des Fehlerbereichs liegen würde. [Schn]

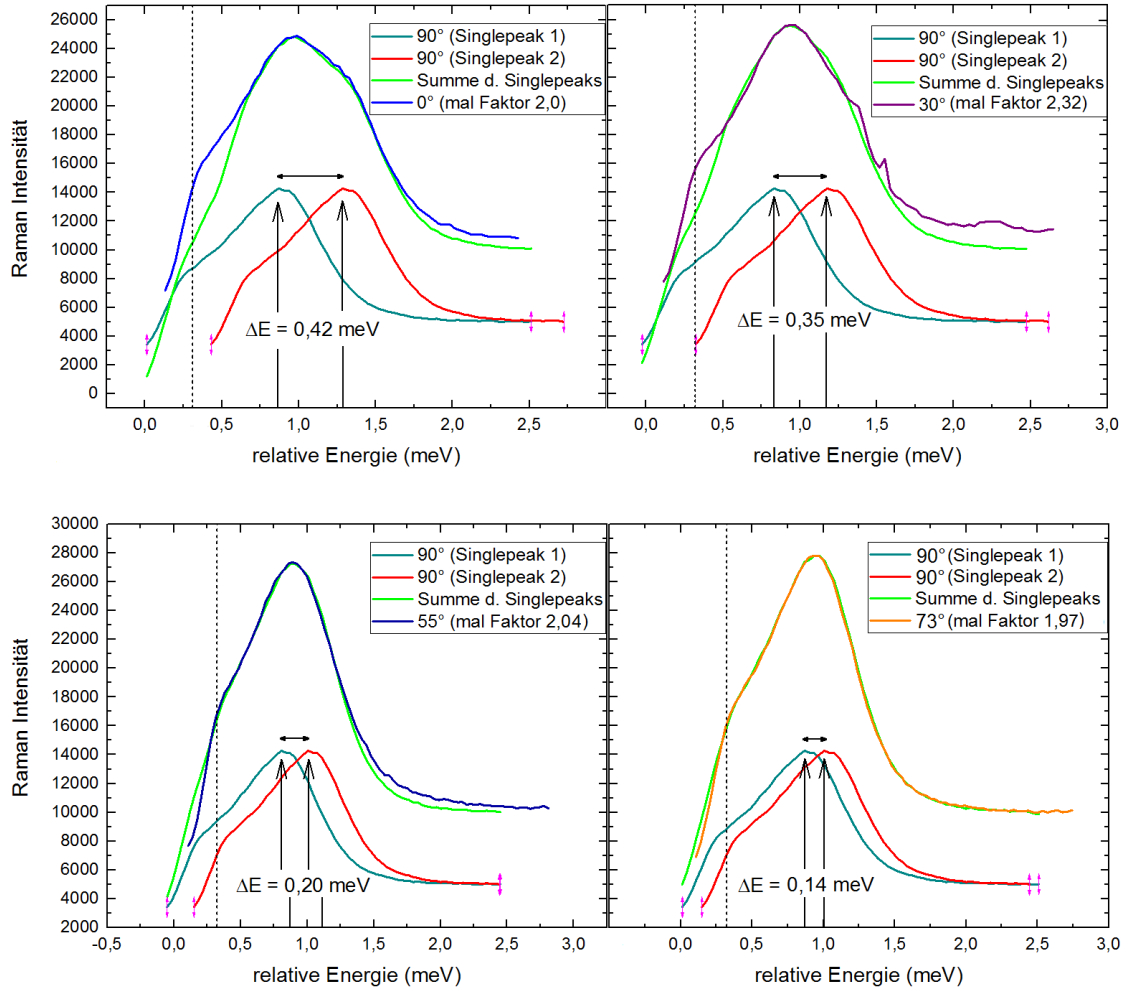


Abbildung 39: Spinaufspaltung veranschaulicht durch ausgewählte Winkel für φ . Dabei wurde die Messung für den Singlepeak dupliziert, horizontal verschoben und mit dem zweiten Singlepeak addiert. Diese Summe wurde dann mit den Messergebnissen für die Winkel $\varphi = 0^\circ, 30^\circ, 55^\circ$ und 73° verglichen. Die unterschiedlichen Energiedifferenzen ΔE gehen als Datenpunkte in Diagramm 36 ein.

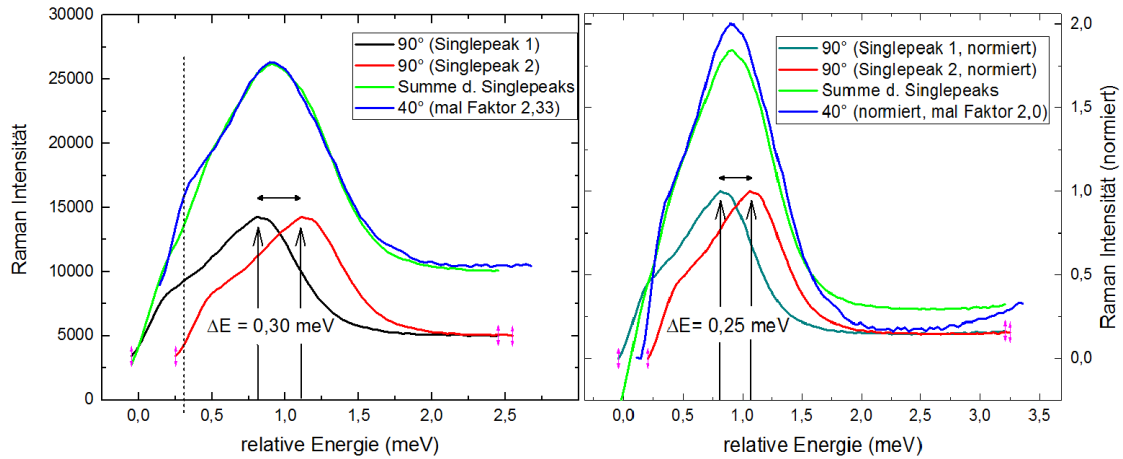


Abbildung 40: Vergleich der unterschiedlichen Auswertungsergebnisse mit und ohne Streckungsfaktor bei $\varphi = 40^\circ$

6 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde versucht die anisotrope Spinaufspaltung des Leitungsbandes in 90° -Geometrie mit einer neuen Probe zu reproduzieren. Dies ist zwar nicht gelungen, dafür konnte aber die von Dr. Christoph Schönhuber bereits berechnete und durchgeführte cosinusförmige Abhängigkeit des Spinsplits reproduziert werden. Dr. Christoph Schönhuber konnte in seiner Dissertation nur vier Messpunkte aufnehmen, da er keinen Rotator zur Verfügung hatte und deshalb für jeden Messpunkt die Probe aus dem Kryostat ausbauen und wieder einbauen musste. In dieser Arbeit wurde das Messergebnis dank des piezoelektrischen Rotators weiterhin bestätigt.

Literatur

- [Brn] B. A. Bernevig und J. Orenstein, S.-C. Zhang, *Exact SU(2) Symmetry and Persistent Spin Helix in a Spin-Orbit Coupled System*, In: Phys. Rev. Lett. 97 (2006), S. 1, 3
- [Gglb] S. Giglberger, *Experimentelle Separation der Rashba- und Dresselhauserterme in niederdimensionalen Halbleiterstrukturen*, In: Dissertation an der Universität Regensburg (2007), S. 16
- [Gmr] Forschungszentrum Jülich: *Der GMR Effekt*, URL: <http://www.fz-juelich.de/portal/DE/Forschung/it-gehirn/GMR/gmr-effekt.html> (Oktober 2016)
- [Grs] M. Griesbeck, *Spin dynamics in high-mobility two-dimensional electron systems embedded in GaAs/AlGaAs quantum wells*, In: Dissertation an der Universität Regensburg (2012), S. 22
- [Ibch] H. Ibach, H. Lüth, *Festkörperphysik - Einführung in die Grundlagen*, In: Springer-Verlag (2009), 7. Auflage, S. 407
- [Khd] M. Kohda, V. Lechner, Y. Kunihashi, T. Dollinger, P. Olbrich, C. Schönhuber, I. Caspers, V. V. Bel'kov, L. E. Golub, D. Weiss, K. Richter, J. Nitta und S. D. Ganichev, *Gate-controlled persistent spin helix state in (In,Ga)As quantum wells*, In: Phys. Rev. B 86 (2012), S. 1
- [Krl] J. Koralek, C. P. Weber, J. Orenstein, B. Bernevig, S.-C. Zhang, S. Mack, D. D und Awschalom, *Emergence of the persistent spin helix in semiconductor quantum wells*, In: Nature 458 (2009), S. 610
- [Krn] T. Korn, *Time-resolved studies of electron and hole spin dynamics in modulation-doped GaAs/AlGaAs quantum wells*, In: Elsevier 494 (2010), S. 417, 429, 431
- [Ktt] C. Kittel: *Einführung in die Festkörperphysik*, In: John Wiley and Sons (2005), S. 190
- [Lch] V. Lechner, *Bulk and Structure Inversion Asymmetry in Semiconductor Quantum Well Structures*, In: Dissertation an der Universität Regensburg (2012), S. 19
- [Mlsh] A. G. Mal'shukov, K. A. Chao und M. Willander, *Asymmetries of spin-flip*

electronic Raman scattering in a III-V semiconductor quantum well, In: Phys. Rev. B 55 (1997)

- [Rmn] Wikipedia - Die freie Enzyklopädie: *Raman-Streuung*, URL: <https://de.wikipedia.org/wiki/Raman-Streuung> (Oktober 2016)
- [Schl] C. Schüller, *Inelastic Light Scattering of Semiconductor Nanostructures - Fundamentals and Recent Advances*, In: Springer-Verlag (2006), S. 11-12, 42-43, 45, 47, 58-59, 66-68
- [Schn] C. Schönhuber, *Inelastic light-scattering in the regime of the persistent spin helix*, In: Dissertation an der Universität Regensburg (2015), S. 8, 13, 15-16, 20-21, 26, 30, 45-46, 51, 59, 56-61
- [Schn2] C. Schönhuber, M. P. Walser, G. Salis, C. Reichl, W. Wegscheider, T. Korn und C. Schüller, *Inelastic light-scattering from spin-density excitations in the regime of the persistent spin helix in a GaAs-AlGaAs quantum well*, In: Phys. Rev. B 89 (2015)
- [Spnt] Wikipedia - Die freie Enzyklopädie: *Spintronik*, URL: <https://de.wikipedia.org/wiki/Spintronik> (Oktober 2016)
- [Wnk] R. Winkler, *Spin-orbit Coupling Effects in Two-Dimensional Electron and Hole Systems*, In: Springer-Verlag (2003), 3. Auflage
- [Zhn] J. Zehner, *Inelastische Lichtstreuung an Spindichtewellen in einem GaAs/AlGaAs Quantentrog*, In: Bachelorarbeit an der Universität Regensburg (2014), S. 16, 18-19

Danksagung

Ich möchte mich an dieser Stelle ganz herzlich bei allen Menschen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Ein besonderer Dank geht dabei an:

- Prof. Dr. Christian Schüller und PD Dr. Tobias Korn für die offene und freundliche Umgangsweise und sehr gute fachliche Betreuung.
- Meinen Betreuer Sven Gelfert für das angenehme Arbeitsklima während den Messungen, die wertvollen Ratschläge und das technische Know-how ohne das diese Arbeit nicht zustande gekommen wäre.
- Die komplette Arbeitsgruppe für die unterhaltsamen Gespräche während des Mittagssessens in der Mensa und ganz besonders denjenigen, die nachmittags an den „Sessions“ beteiligt waren.
- Meine Eltern, die mich immer unterstützen und mir mein Physikstudium ermöglichen, und meine Geschwister, die eine große Stütze für mich sind.

Erklärung zur Bachelorarbeit

Ich habe die Arbeit selbständig verfasst, keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt und bisher keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegt. Außerdem bestätige ich hiermit, dass die vorgelegten Druckexemplare und die vorgelegte elektronische Version der Arbeit identisch sind, dass ich über wissenschaftlich korrektes Arbeiten und Zitieren aufgeklärt wurde und dass ich von den in § 24 Abs. 5 vorgesehenen Rechtsfolgen Kenntnis habe.

Regensburg, den 12. Oktober 2016

.....
Alexander Glötzl