

Photokathoden mit internem DBR–Reflektor als Quellen hochintensiver spinpolarisierter Elektronenstrahlen

**Dissertation
zur Erlangung des Grades
„Doktor der Naturwissenschaften“
am Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik
der Johannes Gutenberg–Universität
in Mainz**

Eric J. Riehn
geb. am 30. Oktober 1978 in Mainz

Institut für Kernphysik
Johannes Gutenberg–Universität Mainz
Juli 2011

Dekan: Univ.-Prof. Dr. Peter G. J. van Dongen
1. Berichterstatter: PD Dr. Kurt Aulenbacher
2. Berichterstatter: Univ.-Prof. Dr. Gerd Schönhense
Tag der mündlichen Prüfung: 7. November 2011

D77

Zusammenfassung

Die Erzeugung von Elektronenstrahlen hoher Intensität ($I \geq 2 \text{ mA}$) und hoher Spinpolarisation ($P \geq 85\%$) ist für die Experimente an den geplanten „Linac Ring“ Electron–Ion–Collidern (z.B. eRHIC am Brookhaven National Laboratory) unabdingbar, stellt aber zugleich eine enorme Herausforderung dar. Die Photoemission aus GaAs–basierten Halbleitern wie z.B. den in dieser Arbeit untersuchten GaAlAs/InGaAlAs Quanten–Übergittern zeichnet sich zwar durch eine hohe Brillanz aus, die geringe Quantenausbeute von nur ca. 1% im Bereich maximaler Polarisation erfordert jedoch hohe Laserintensitäten von mehreren Watt pro cm^2 , was erhebliche thermische Probleme verursacht.

In dieser Arbeit konnte zunächst gezeigt werden, dass die Lebensdauer einer Photokathode mit steigender Laserleistung bzw. Temperatur exponentiell abnimmt. Durch Einbringen eines DBR–Spiegels zwischen die aktive Zone der Photokathode und ihr Substrat wird ein Großteil des ungenutzten Laserlichts wieder aus dem Kristall herausreflektiert und trägt somit nicht zur Erwärmung bei. Gleichzeitig bildet der Spiegel zusammen mit der Grenzfläche zum Vakuum eine Resonator–Struktur aus, die die aktive Zone umschließt. Dadurch kommt es für bestimmte Wellenlängen zu konstruktiver Interferenz und die Absorption in der aktiven Zone erhöht sich. Beide Effekte konnten durch vergleichenden Messungen an Kathoden mit und ohne DBR–Spiegel nachgewiesen werden. Dabei ergibt sich eine gute Übereinstimmung mit der Vorhersage eines Modells, das auf der dielektrischen Funktion der einzelnen Halbleiterstrukturen beruht. Von besonderer praktischer Bedeutung ist, dass die DBR–Kathode für einen gegebenen Photoemissionsstrom eine um einen Faktor $\geq 3,5$ kleinere Erwärmung aufweist. Dies gilt über den gesamten Wellenlängenbereich in dem die Kathode eine hohe Strahlpolarisation ($P > 80\%$) produzieren kann, auch im Bereich der Resonanz.

Aus zeitaufgelösten Messungen der Ladungsverteilung und Polarisation lassen sich sowohl Rückschlüsse über die Transportmechanismen im Inneren einer Kathode als auch über die Beschaffenheit ihrer Oberfläche ziehen. Im Rahmen dieser Dissertation konnte die Messgeschwindigkeit der verwendeten Apparatur durch den Einbau eines schnelleren Detektors und durch eine Automatisierung der Messprozedur entscheidend vergrößert und die resultierende Zeitauflösung mit jetzt 1,2 Pikosekunden annähernd verdoppelt werden.

Die mit diesen Verbesserungen erhaltenen Ergebnisse zeigen, dass sich der Transport der Elektronen in Superlattice–Strukturen stark vom Transport in den bisher untersuchten Bulk–Kristallen unterscheidet. Der Charakter der Bewegung folgt nicht dem Diffusionsmodell, sondern gibt Hinweise auf lokalisierte Zustände, die nahe der Leitungsbandunterkante liegen und Elektronen für kurze Zeit einfangen können. Dadurch hat die Impulsantwort einer Kathode neben einem schnellen Abfall des Signals auch eine größere Zeitkonstante, die selbst nach 30 ps noch ein Signal in der Größenordnung von ca. 5% der Maximalintensität erzeugt.

Abstract

The generation of electron currents of high intensity ($I \geq 2 \text{ mA}$) and high spin polarization ($P \geq 85\%$) is challenging but essential for the experiments at planned „Linac Ring“ Electron–Ion–Colliders (e.g. eRHIC at Brookhaven National Laboratory). Photoemission from GaAs–based semiconductors like the investigated GaAlAs/InGaAlAs–Superlattices is characterized by high brilliance but the low quantum efficiency of only about 1% in the region of maximum polarization demands for laser intensities of several Watts per cm^2 . Excited electrons that are not emitted recombine and heat the crystal in the case of non-radiative recombination.

In this work it was possible to show that the cathode’s lifetime decreases with increasing laser power respectively temperature. Inserting a DBR–mirror between the active layer and the substrate, prevents a major amount of laser light from contributing to the heating of the sample. In addition this mirror forms, together with the abrupt change in the refractive index at the crystal–vacuum interface, a resonator–like structure that surrounds the active layer. Therefore there is constructive interference at specific wavelengths and the absorption within the active layer is enhanced. The high reflectivity of the DBR with the resultant suppressed heating and the enhancement in quantum efficiency were both proved in comparative measurements taken on cathodes with and without DBR–mirror. The results are in good agreement with calculations from a model that is based on the dielectric functions of the semiconductor components. It is of great practical use that for a given photo emission current the heating of a DBR–cathode is reduced by a factor of ≥ 3.5 . This is true for the whole wavelength range in which the cathodes show a high polarization ($P > 80\%$) even at the wavelength of the resonance.

Based on time resolved measurements of the charge distribution and the polarization it is possible to draw conclusions of the transport mechanisms inside the crystal. Within this work, the measuring speed could be increased by replacing the old detector by a faster one and automating the measuring processes. Thereby the time resolution of the apparatus was improved by a factor of nearly 2 down to 1.2 picoseconds.

The results revealed that the common understanding of electron motion in semiconductors is invalid for the increasingly used class of superlattice structures. Localized states near the conduction band minimum seem to capture the excited electrons for a short time. This causes the pulse response to have an additional slower slope with an intensity of the order of about 5% even 30 ps after its maximum.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theorie	3
2.1	Erzeugung spinpolarisierter Elektronen	3
2.2	Photokathoden mit Dotierung	10
2.3	Herstellung einer negativen Elektronenaffinität durch (Cs, O ₂)	13
2.4	Photokathoden mit Strain	15
2.5	Superlattice Photokathoden	17
2.6	Photokathoden mit Distributed Bragg Reflector	19
2.7	Herstellung der verwendeten Kristalle	29
2.7.1	Czochralski–Verfahren	29
2.7.2	Metallorganische Gasphasenepitaxie	29
2.7.3	Molekularstrahlepitaxie	30
2.7.4	Ionenimplantation	31
3	Messprinzip und apparative Verbesserungen	33
3.1	Aufbau der Testquelle	33
3.1.1	Pulsängenmessung	35
3.1.2	Strahlbreitenmessung	37
3.1.3	Asymmetriemessung durch Mottstreuung	38
3.2	Zeitaufösung der Apparatur	40
3.3	Verkürzung der Messzeit	43
3.3.1	Position 20	43
3.3.2	Position 21	45
3.3.3	Kontrolle der Strahllage	48
3.4	Wasserstoffreinigung der Kathodenoberfläche	51
4	Heizexperimente	62
4.1	Temperaturmessung durch Bestimmung der Lebensdauer	63
4.2	Temperaturmessung mit der Wärmebildkamera	70
4.3	Vergleich der untersuchten Kristalle	78

5 Zeitauflösung	84
5.1 Ladungstransport in Halbleitern	85
5.1.1 Ballistischer Transport	88
5.1.2 Diffusion	93
5.1.3 Modell der Diffusion mit teilweiser Lokalisation	98
5.2 Messung der Pulslänge für verschiedenen Dicken der aktiven Zone	101
5.3 Messung bei verschiedenen Wellenlängen	104
6 Zusammenfassung und Ausblick	107
6.1 Zusammenfassung	107
6.2 Ausblick	109
6.2.1 Verbesserung der Kristallkühlung	109
6.2.2 Verbesserung der Zeitauflösung	109
Danksagung	111

Everything starts somewhere,
although many physicists disagree.

(Terry Pratchett)

1 Einleitung

„Es gibt eine Theorie, die besagt, wenn jemals irgendwer genau herausfindet, wozu das Universum da ist und warum es da ist, dann verschwindet es auf der Stelle und wird durch noch etwas Bizarres und Unbegreiflicheres ersetzt. — Es gibt eine andere Theorie, nach der das schon passiert ist.“

Douglas Adams, Das Restaurant am Ende des Universums

Genau wie in dem Roman von Douglas Adams gibt es auch in der realen Welt eine Vielzahl an Theorien und Erklärungsmöglichkeiten, mit denen die Menschen versuchen, die Wirklichkeit um sich herum zu beschreiben. Manche Theorien folgen dabei aus einem Experiment, andere wiederum sind die Motivation für neue Versuche – aber nie kann das eine ohne das andere existieren. In der Kern- und Teilchenphysik sind Streuexperimente mit polarisierten Elektronen ein wichtiges Werkzeug auf dem Weg zu einem besseren Verständnis der Materie.

Im Laufe der letzten zehn Jahre ist der Bedarf an polarisierten Elektronen stark angestiegen. So werden zum Beispiel seit einigen Jahren knapp zwei Drittel aller Experimente am Mainzer Mikrotron (MAMI) mit polarisiertem Strahl durchgeführt, was einer Betriebszeit von über 3000 Stunden pro Jahr entspricht [37]. Durch optisches Pumpen von Galliumarsenid-basierten Heterostrukturen können mittlerweile Ströme von bis zu einhundert Mikroampere bei einem Polarisationsgrad von ca. 85% zuverlässig produziert werden. Zukünftige Experimente, wie sie z.B. am „Linac Ring“ Electron-Ion-Collider (eRHIC) des Brookhaven National Laboratory geplant sind, benötigen hingegen Ströme im Bereich vieler Milliampere bei vergleichbarer Polarisation [48, 86].

Der Versuch, solch hohe Ströme aus den herkömmlichen Strukturen zu gewinnen, könnte allerdings an der begrenzten Lebensdauer der Kathoden scheitern, da diese sehr stark vom extrahierten Strom abhängt. Von den vielen Faktoren, die die Lebensdauer reduzieren, ist einer die thermische Instabilität der verwendeten Kristalle. Das zum Pumpen verwendete Laserlicht heizt den Kristall auf und verändert seine für die Photoemission essentiell wichtige Oberflächenstruktur. Als Ursache hierfür kann die geringe Absorption des Lichts in der Schicht angesehen werden, die für die Erzeugung der Elektronen verantwortlich ist und „aktive Zone“ heißt. Das ungenutzte Laserlicht dringt in alle darunter liegenden Schichten (vornehmlich das Substrat) ein, in denen es dann absorbiert

wird, aber nicht zum Photoemissionsprozess beitragen kann. Die im Substrat angeregten Zustände zerfallen und geben ihre Energie zum Teil in Form von Gitterschwingungen an den Kristall ab, der sich dadurch aufheizt.

Eine neue Sorte von Kristallen ist ein besonders viel versprechender Kandidat zur Realisierung hoher, polarisierter Elektronenströme. Bei diesen Kathoden ist unter der aktiven Zone ein *DBR = Distributed Bragg Reflector* in die Struktur integriert. Ein DBR ist eine periodische Abfolge vieler Schichten mit unterschiedlichen Brechungsindices. In einem bestimmten Wellenlängenbereich weisen diese Strukturen einen Reflexionsgrad von nahezu 100% auf. Das ungenutzte Licht wird an der DBR-Schicht reflektiert, bevor es das Substrat erreichen und aufheizen kann. Zusätzlich zur Reflexion an der Grenzschicht zum Substrat findet auch eine Reflexion an der Grenzfläche zum Vakuum statt. Dadurch ist die aktive Zone in einen Resonator eingeschlossen, in dem sich bei bestimmten Wellenlängen eine stehende Welle ausbildet. Das vergrößert den Anteil des in der aktiven Zone absorbierten Lichts, und der maximal extrahierbare Strom ist bei gegebener Laserleistung im Vergleich zu herkömmlichen Kristallen erhöht.

Im Rahmen dieser Arbeit werden Kristalle mit integriertem DBR-Spiegel (im Folgenden „DBR“ genannt) und ohne diesen Spiegel (im Folgenden „nonDBR“ genannt) hinsichtlich grundlegender Eigenschaften wie Quantenausbeute und Polarisierung, aber auch Handhabbarkeit und Stabilität untersucht. Die spektrale Reflexion beider Kristallsorten wird bestimmt und mit theoretischen Vorhersagen verglichen. Dadurch kann sowohl der Bereich identifiziert werden, in dem die DBR-Schicht den Reflexionsgrad erhöht, als auch die Wellenlänge, bei der es im Resonator zu konstruktiver Interferenz kommt.

In Kapitel 4 wird der Temperaturanstieg verschiedener Kathoden mit Hilfe einer Wärmebildkamera bei Laserleistungen von mehreren hundert Milliwatt bestimmt und ein Zusammenhang zwischen Bereichen hoher und niedriger Reflektivität hergestellt. Der Einfluss der eingestrahelten Laserleistung auf die Lebensdauer wird für DBR- und nonDBR-Kristalle in dem Bereich bestimmt, in dem beide Kristalle einen unterschiedlichen Reflexionsgrad und damit unter gegebenen Betriebsbedingungen eine verschiedene Temperatur haben.

Neben der geringen Absorption in der aktiven Zone ist auch der Ladungstransport in den untersuchten Halbleiterstrukturen ein Faktor, der die Quantenausbeute bzw. den maximalen Strom, aber auch die Polarisierung begrenzt. Nicht alle Elektronen, die in der aktiven Zone angeregt werden, erreichen auch die Oberfläche und werden ins Vakuum emittiert. Zusätzlich können Elektronen auf dem Weg zur Kristalloberfläche ihre Polarisierung verlieren. In Kapitel 5 werden die Ergebnisse zeitaufgelöster Messungen der Ladungsverteilung und der Polarisierung vorgestellt, die Aufschluss über die Transportmechanismen im Inneren der Kathode geben.

Alle hier beschriebenen Messungen wurden an der Testquelle *PKAT* der Kollaboration B2 im Institut für Kernphysik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz durchgeführt.

To theory, the cause of – and
solution to – all of life’s problems.

(nach Homer Jay Simpson)

2 Theorie

Streuexperimente mit polarisierten Elektronen haben in der Physik im Laufe der letzten Jahre zunehmend an Bedeutung gewonnen. In diesem Kapitel wird die Erzeugung spinpolarisierter Elektronen aus Beryllium-dotierten, Galliumarsenid-basierten Heterostrukturen durch Photoemission beschrieben. Danach folgt ein Überblick über die untersuchten Kristalltypen und die Möglichkeiten, Polarisation und Menge der emittierten Elektronen durch Veränderung der Kristallstruktur zu erhöhen.

2.1 Erzeugung spinpolarisierter Elektronen

Der Spin ist eine quantenmechanische Eigenschaft von Teilchen, die in der klassischen Physik zwar kein Analogon hat, am ehesten wohl aber als Eigendrehimpuls verstanden werden kann. Bezogen auf eine beliebige Achse kann der Spin eines Elektrons nur die beiden Zustände $|\uparrow\rangle$ und $|\downarrow\rangle$ mit dem Betrag $\frac{\hbar}{2}$ annehmen. Der Polarisationsgrad eines Teilchenensembles bezüglich einer Quantisierungsachse ist definiert als

$$P = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}} \quad (2.1)$$

mit der Anzahl an Teilchen N für die jeweilige Spinrichtung $|\uparrow\rangle$ bzw. $|\downarrow\rangle$. Bei Streuexperimenten kann die Wahrscheinlichkeit einer Wechselwirkung zwischen Projektil und Target von der Spinrichtung der beteiligten Teilchen abhängig sein. Für zwei Detektoren unter gleichen Polarwinkeln (ϑ), aber verschiedenen Azimutwinkeln (φ) erwartet man in diesem Fall auch zwei unterschiedliche Zählraten (N_1 bzw. N_2) für die Einstellungen des Spins ($|\uparrow\rangle$ bzw. $|\downarrow\rangle$). Man definiert analog zu Gleichung 2.1 eine Asymmetrie

$$A = \frac{N_1 - N_2}{N_1 + N_2} = P \cdot S_{\Theta} \quad , \quad (2.2)$$

die über die so genannte Sherman-Funktion S_{Θ} mit der Elektronenpolarisation P verknüpft ist. S_{Θ} hängt nicht nur vom Streuwinkel Θ , sondern auch noch von anderen Parametern wie der Energie E und der Kernladungszahl des Targetmaterials Z ab. Da in S_{Θ} nur die elastische Einfachstreuung berücksichtigt wird, definiert man eine effektive

Sherman–Funktion S_Θ , in die zusätzlich zu allen oben genannten Abhängigkeiten auch noch die Dicke d des Targets eingeht [11]. Den relativen Fehler $\Delta A/A$ der Asymmetrie erhält man durch Gauß’sche Fehlerfortpflanzung [43] von Gleichung 2.2 zu

$$\frac{\Delta A}{A} \propto \frac{1}{S_\Theta} \cdot \sqrt{\frac{1}{I P^2} - \frac{S_\Theta^2}{I}} \quad (2.3)$$

Dabei wurde $\Delta N_i = \sqrt{N_i}$ angenommen und $N_1 + N_2 = N$ gleich dem Experimentierstrom I gesetzt, da $N \propto I$ gilt. Da sowohl $|P|$ ($\approx 0,85$) als auch $|S_\Theta|$ ($\approx 0,4$) kleiner als 1 ist [40], kann der zweite Term in Gleichung 2.3 in der Regel vernachlässigt werden. Der Fehler einer Messung hängt demnach entscheidend von der Größe des Produkts $I \cdot P^2$ ab, der Qualitätsfaktor genannt wird.

Es gibt eine Fülle von Möglichkeiten zur Erzeugung spinpolarisierter Elektronenstrahlen, von denen sich die Photoemission aus Galliumarsenid-basierten Halbleiter-Heterostrukturen bzgl. Strahlqualität, Kosten, Betriebsstabilität und Handhabbarkeit als der effektivste Weg erwiesen hat und bereits seit Jahren erfolgreich an MAMI eingesetzt wird. Galliumarsenid kristallisiert in Form der sog. Zinkblende, deren Struktur aus zwei ineinander verschachtelten, kubisch-flächenzentrierten Gittern je einer Kristallsorte besteht, die jeweils um ein Viertel der Raumdiagonalen einer Elementarzelle gegeneinander verschoben sind (Abbildung 2.1).

Eine Photokathode besteht im Allgemeinen aus einer Vielzahl verschiedener Schichten, denen unterschiedliche Aufgaben zukommen. Die Struktur der meisten in dieser Arbeit verwendeten Kathoden ist ähnlich und wird anhand von Abbildung 2.2 erläutert, die exemplarisch den Aufbau von Sample *SL 7-395* zeigt^a.

Das Substrat, ein ca. 0,5 mm dicker Galliumarsenid-Kristall, bildet die Grundlage jeder hier untersuchten Kathode (weiß). Solche Einkristalle lassen sich großtechnisch recht kostengünstig züchten, besitzen aber eine Vielzahl von Verunreinigungen und Fehlstellen. Deshalb wird auf das Substrat ein Bufferlayer (*BL*) mit ähnlichen Gitterparametern und einer Dicke von mehreren hundert Nanometern aufgebracht (blau). Dies geschieht durch Molekularstrahlepitaxie, mit der einzelne Atomlagen verschiedenster Zusammensetzung erzeugt werden können. Der BL verhindert im Idealfall die Diffusion von Fehlstellen und Verunreinigungen aus dem Substrat in alle darüber liegenden Schichten. Über dem BL sitzt die aktive Zone (*AL = active layer*), in der die Elektronen durch Photoemission angeregt werden (grau). Es gibt eine Vielzahl von Konzepten für AL’s, mit denen sich (polarisierte) Elektronen erzeugen lassen. Auf die Struktur des hier verwendeten verspannten Übergitters (*s-SL = strained-Superlattice*) wird weiter unten eingegangen. Den Abschluss bildet die sog. Bandbiegungszone (*BBR = Band-Bending-Region*), eine wenige Nanometer dünne Schicht aus stark positiv dotiertem GaAs (grün). Sie spielt eine entscheidende Rolle für die Emission der Elektronen ins Vakuum, muss aber für

^aEine detaillierte, tabellarische Auflistung der Zusammensetzungen aller Schichten findet sich am Ende dieses Kapitels.

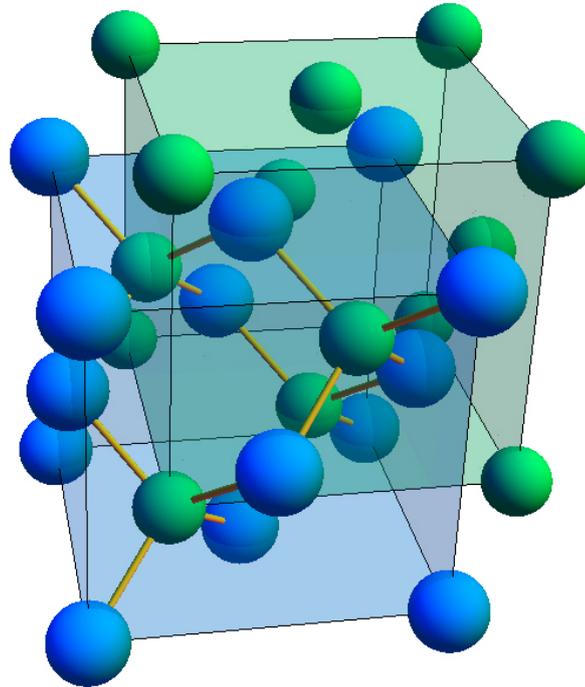


Abbildung 2.1: Kristallstruktur von Galliumarsenid. In Blau sind die Galliumatome, in Grün die Arsenatome dargestellt. Die Verbindung eines Atoms der einen Sorte mit vier Atomen der anderen Sorte ist durch die gelben Verbindungslinien symbolisiert. Der blaue bzw. grüne Würfel umschließt jeweils eine Elementarzelle.

den Betrieb in regelmäßigen Abständen mit einer Monolage aus Cäsium und Sauerstoff bedampft werden (gelb). Dieser letzten Schicht aus GaAs wird zudem eine Schutzfunktion zuteil, da der AL unter anderem Aluminium enthält, das im Kontakt mit Luft sofort oxidieren und die Kathode damit unbrauchbar machen würde.

Spicer beschreibt den Emissionsprozess aus Halbleiterkristallen in einem dreistufigen Modell [70]. Die Erweiterung auf die Erzeugung polarisierter Elektronen wird im Falle von GaAs in [58] beschrieben:

Anregung Mit zirkularpolarisiertem Licht geeigneter Wellenlänge werden Elektronen aus dem Valenzband (VB) des Halbleiters in dessen Leitungsband (LB) angehoben. Die eingestrahelte Energie E_γ muss dabei größer als die Bandlücke E_{Gap} zwischen LB und VB sein.

Transport Die angeregten Elektronen thermalisieren zur Unterkante des Leitungsbandes und diffundieren zur Kristalloberfläche. Dabei wechselwirken sie mit dem Kristallgitter und können durch Rekombination für den Emissionsprozess verloren gehen.

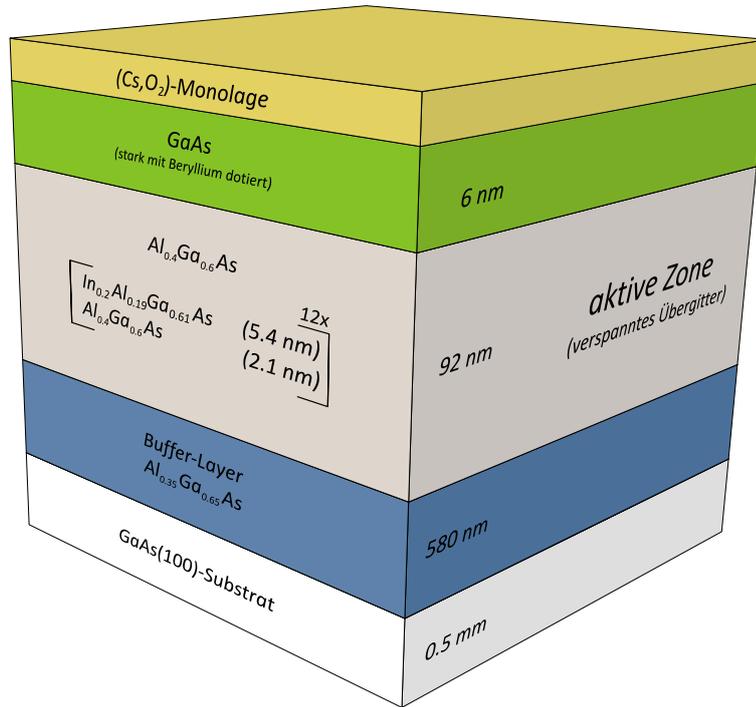


Abbildung 2.2: Aufbau der Strained-Superlattice-Kathode SL 7-395 (nicht maßstabsgetreu).

Emission An der Grenzfläche zum Vakuum durchqueren die Elektronen die Bandbiegungszone und werden zum Teil emittiert. Ca. 80–90% der Elektronen verlieren in der BBR jedoch so viel Energie, dass sie den Kristall nicht mehr verlassen können und letzten Endes mit Löchern aus dem Leitungsband rekombinieren.

Da der extrahierte Strom von der anregenden Laserleistung abhängig ist, verwendet man für die Beschreibung eines Kristalls häufig den kathodenspezifischen Wert der Quantenausbeute (QE). Diese ist definiert als Quotient aus der Anzahl der emittierten Elektronen (N_{e^-}) und der Anzahl der eingestrahnten Photonen ($N_{h\nu}$):

$$QE(\lambda) = \frac{N_{e^-}}{N_{h\nu}} = \frac{h \cdot c}{e} \cdot \frac{I_{photo}}{\lambda_{laser} \cdot P_{laser}} \quad (2.4)$$

Es ist I_{photo} der Photostrom, λ_{laser} die Wellenlänge des Lasers, P_{laser} die Laserleistung sowie h , c , e Planck'sches Wirkungsquantum, Lichtgeschwindigkeit und Elementarladung.

Die Absorption der Photonen in der aktiven Zone und die Entstehung spinpolarisierter Elektronenensembles im Valenzband lässt sich am besten anhand der Dispersionsrelation bzw. des Banddiagramms erklären (siehe Abbildung 2.3). Dabei handelt es sich

um eine Visualisierung aller möglichen Lösungen $E(k)$ der Schrödinger-Gleichung im Kristall. In der einfachsten Näherung eines räumlich und zeitlich konstanten Potentials ($V=0$, o.B.d.A.) besteht der folgende Zusammenhang zwischen Elektronenenergie E und Wellenvektor k

$$H\psi = E\psi \quad \rightarrow \quad E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \quad (2.5)$$

mit dem Hamiltonoperator H und der Elektronenmasse m . Unter dem Einfluss eines periodischen Potentials müssen die Lösungen $\psi(k, r)$ der Schrödinger-Gleichung mit einem gitterperiodischen Term $u(k, r)$ amplitudenmoduliert werden (Bloch-Theorem). Eine realistischere Darstellung für Galliumarsenid zeigt Abbildung 2.3. Durch das periodische Potential des Kristalls weicht die wahre Kurve für bestimmte Werte von k stark vom parabelförmigen Verlauf aus Gleichung 2.5 ab. Die Masse m wird dann durch die effektive Masse m^* ersetzt, die in der Umgebung des Γ -Punktes aus $m^* = \hbar^2 (d^2E/dk^2)^{-1}$ berechnet werden kann. GaAs ist ein direkter Halbleiter, was bedeutet, dass das Mini-

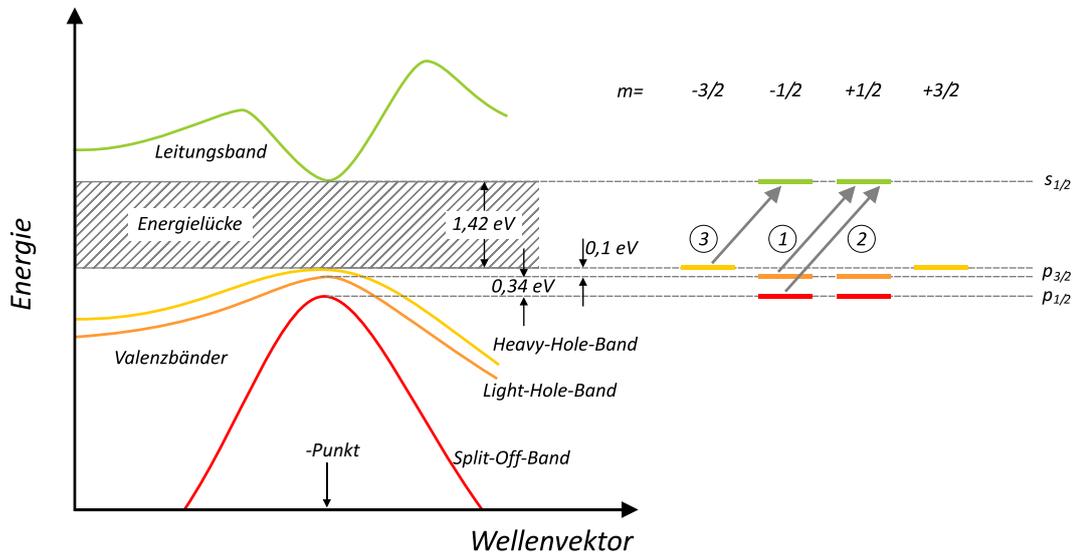


Abbildung 2.3: Reduziertes Banddiagramm einer „strained-Superlattice“-Heterostruktur in der Nähe des Γ -Punktes ($k = 0$) nach [90]. In Rot, Orange und Gelb sind die obersten drei Valenzbänder dargestellt, in Grün das Leitungsband. Neben dem Banddiagramm sind zusätzlich noch der Gesamtdrehimpuls ($j = l + s$) und die magnetische Quantenzahl m_j angegeben sowie die möglichen Übergänge für σ^+ -Licht mit den dazugehörigen Übergangswahrscheinlichkeiten.

mum des Leitungsbandes (LB) im Impulsraum genau über dem Maximum des Valenzbandes (VB) liegt. Zwischen beiden Bändern liegt ein Bereich, in dem keine Zustände für Elektronen existieren und den man Bandlücke nennt. Sie beträgt für Galliumarsenid un-

gefähr 1,42 eV, was einer Wellenlänge von ca. 870 nm entspricht^b. Dem *LB* (grün) kann ein *5s*-Zustand zugeordnet werden, womit es durch die beiden Einstellungen für den Spin zweifach entartet ist. Das *VB* (rot bis gelb) hingegen entspricht dem *4p*-Zustand und ist prinzipiell sogar sechsfach entartet. Aufgrund der Spin-Bahn-Kopplung spaltet es am Γ -Punkt aber direkt in zwei Zustände unterschiedlicher Energie auf. Das energetisch tiefer liegende Band (rot) wird *Split-Off-Band* (*SO*) genannt und liegt $\Delta_{so} \approx 0,34$ eV unter der Valenzbandoberkante.

Für die Anregung vom *VB* ins *LB* müssen verschiedene Bedingungen erfüllt sein:

Energieerhaltung Die Energie der eingestrahnten Photonen E_γ muss mindestens der Bandlücke E_{Gap} entsprechen. Für $E_\gamma < E_{Gap}$ ist der Kristall transparent. Im Falle von $E_\gamma > E_{Gap}$ wird überschüssige Energie in Form von Phononen an den Kristall abgegeben.

Impulserhaltung Jede Änderung von E ist gleichzeitig mit einer Änderung von k bzw. p verbunden. Im Vergleich zu den betrachteten Elektronen oder Phononen kann der Impuls der Photonen jedoch vernachlässigt werden. Der benötigte Impuls kann nur vom Kristall selber zur Verfügung gestellt werden und darf sich deshalb nur um Vielfache der reziproken Gitterlänge ändern^c.

Auswahlregeln Es gelten zusätzlich die Auswahlregeln für elektromagnetische Übergänge. Strahlt man zirkular polarisiertes Licht ein, verlangen diese eine Änderung des Drehimpulses von $\Delta l = \pm 1$, was beim Übergang von *4p* \rightarrow *5s* automatisch erfüllt ist. Zudem muss für die magnetische Quantenzahl die Bedingung $\Delta m = \pm 1$ gelten.

Für Photonen der Energie $E_\gamma > E_{Gap} + \Delta_{so}$ können unter Beachtung der oben genannten Regeln sowohl Elektronen aus dem $p_{1/2}$ - als auch aus dem $p_{3/2}$ -Zustand ins Leitungsband angehoben werden. In den Kreisen neben den eingezeichneten Pfeilen ist die Wahrscheinlichkeit für den jeweiligen Übergang angegeben. Die beiden *s*-Zustände werden gleichermaßen bevölkert und die resultierende Gesamtpolarisation verschwindet. Mit der Einschränkung $E_{Gap} < E_\gamma < E_{Gap} + \Delta_{so}$ unterdrückt man die Übergänge aus dem Split-Off-Band und die maximal erreichbare Polarisation erhöht sich auf immerhin 50%. Aus Gleichung 2.3 folgt aber direkt, dass der relative Fehler $\frac{\Delta A}{A}$ in einem Experiment entscheidend von der Polarisation des Elektronenstrahls abhängt. Deshalb ist es wünschenswert, diese noch weiter zu erhöhen, wobei theoretisch eine Polarisation von 100% erreicht werden kann^d. Anhand von Abbildung 2.3 wird deutlich, dass die Polarisation der angeregten Elektronen von der Energie der anregenden Photonen abhängt und

^bFast alle der angegebenen Kristallparameter sind temperaturabhängig. Die angegebenen Werte beziehen sich auf Raumtemperatur (300 K).

^cIn der Darstellung des reduzierten Banddiagramms erscheinen erlaubte Übergänge aus diesem Grund senkrecht.

^dLh- und hh-Band dürfen allerdings nur in einer einfachen Näherung als ungekoppelt betrachtet werden. In der Realität gibt es eine Mischung beider Zustände und damit auch bei vollständiger Zirkularpolarisation des Laserlichts immer einen unpolarisierten Anteil der Elektronen.

zwischen 0% und 100% liegen kann. Zusätzlich ändert sich der Absorptionskoeffizient α mit der Wellenlänge und verschwindet, wenn die eingestrahlte Energie nicht mehr zum Überwinden der Bandlücke ausreicht. Damit ändern sich also sowohl QE als auch P mit λ und man definiert den Arbeitspunkt einer Photokathode als die Wellenlänge, für die der Qualitätsfaktor aus Gleichung 2.3 sein Maximum annimmt. Abbildung 2.4 zeigt die Quantenausbeute- und Polarisationsmesswerte der nonDBR-Kathode SL 7-395, wie sie am Ioffe Institut in St. Petersburg gemessen wurden [27]. Zusätzlich ist noch der Verlauf des Qualitätsfaktors $QE \cdot P^2$ (mit $I \propto QE$) dargestellt, der für diesen Kristall bei ungefähr 803 nm sein Maximum hat.

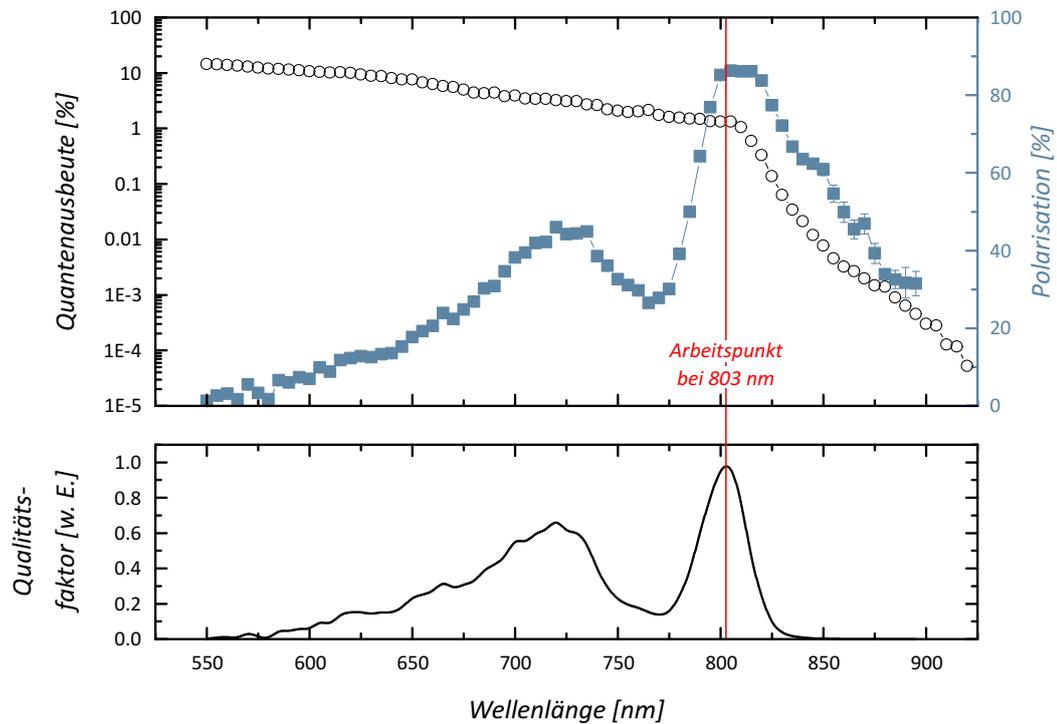


Abbildung 2.4: Spektrale Abhängigkeit von Quantenausbeute (schwarze Kreise) und Polarisation (blaue Quadrate) für den Kristall SL 7-395 (gemessen in St. Petersburg [30]). Darunter ist der Qualitätsfaktor $QE \cdot P^2$ (schwarze Linie) gezeigt.

Übt man einen Zug bzw. Druck ($s = strain$) auf das Kristallgitter aus, wird dessen Symmetrie teilweise gebrochen und die Entartung des $p_{3/2}$ -Zustandes im Valenzband aufgehoben. Die zwei neuen Bänder, das hh - (*heavy hole*) und das lh - (*light hole*) Band, sind dabei um den Betrag Δ_s gegeneinander verschoben. In Abschnitt 2.4 wird die Herstellung von deformierten Photokathoden und deren Einfluss auf die Polarisation des Halbleiters beschrieben.

Durch Schichtung vieler dünner Kristalllagen mit unterschiedlicher Bandlücke E_{Gap} entstehen Quantentöpfe ($QW's = Quantum Wells$) und Potentialwälle ($Barriers$), die ein Übergitter ($SL = Superlattice$) erzeugen. Dadurch kommt es ebenfalls zu einer Aufspaltung des $p_{3/2}$ -Zustandes in zwei Bänder mit dem Abstand Δ_{SL} . Die Eigenschaften von SL-Photokathoden werden in Abschnitt 2.5 vorgestellt.

Bei SL-Kathoden liegt der oberste hh -Zustand wegen der größeren effektiven Masse energetisch immer über dem obersten lh -Zustand, während die Lage der Bänder bei s-Kathoden von der Art der Verspannung abhängt. Für Zugspannungen gilt $E_{hh} < E_{lh}$, für Druck ist es umgekehrt [68]. Bei s-SL (strained-Superlattice) Photokathoden können sich die beiden Effekte dementsprechend verstärken oder kompensieren. Alle im Folgenden beschriebenen Kristalle gehören zur Klasse der s-SL Photokathoden und die Aufspaltung der Zustände ist vergrößert. Dadurch wird die Aufspaltung des $p_{3/2}$ -Bandes so groß, dass die Bedingung $E_{Gap} < E_{\gamma} < E_{Gap} + \Delta_s + \Delta_{SL}$ zuverlässig erfüllt werden kann. Der Aufbau dieser Kathoden wird in den nächsten Unterkapiteln beschrieben.

2.2 Photokathoden mit Dotierung

Die richtige Dotierung ist von entscheidender Bedeutung für den Photoemissionsprozess aus Halbleitern. In Abbildung 2.5 (a) sind die Energieverhältnisse in einem undotierten Kristall gezeigt. Die Darstellung ist eine stark vereinfachte Form von Abbildung 2.3, bei der alle k -Werte auf eine Achse projiziert werden. Bei nicht allzu hohen Temperaturen ist das Valenzband (VB) fast vollständig besetzt, während im Leitungsband (LB) nur eine vernachlässigbar kleine Menge an Ladungsträgern sitzt. Im Bereich zwischen Valenzbandmaximum ($VBmax$) und Leitungsbandminimum ($LBmin$) gibt es hingegen keine Zustände für Elektronen. Um Elektronen vom Valenzband ins Leitungsband anzuregen, muss deshalb mindestens die Energie $E_{Gap} = E_{LBmin} - E_{VBmax}$ bereitgestellt werden. Die Fermienergie (E_F) ist definiert als der Wert, an dem die Fermiverteilung

$$f(E, T) = \left[\exp \left(\frac{E - E_F}{k_B T} \right) + 1 \right]^{-1} \quad (2.6)$$

den Wert $\frac{1}{2}$ annimmt. Sie liegt im undotierten Fall ungefähr in der Mitte zwischen $VBmax$ und $LBmin$. Die Verhältnisse ändern sich jedoch drastisch, wenn man den Kristall mit Elementen anderer Ordnungszahl dotiert.

Je nachdem, ob die Dotieratome mehr oder weniger Valenzelektronen haben, spricht man von Donatoren bzw. Akzeptoren. Alle hier untersuchten Kristalle bestehen aus Elementen der dritten (Aluminium, Gallium, Indium) bzw. fünften (Arsen) Hauptgruppe. Ersetzt man einige dieser Atome durch z.B. Beryllium (Be), so können nicht mehr alle sp^3 -Hybridorbitale abgesättigt werden, da Be als Element der zweiten Hauptgruppe ein Elektron weniger besitzt als Arsen. Durch die Dotierung werden den Elektronen im Valenzband neue Zustände zur Verfügung gestellt, die für Be ca. 28 meV über dem $VBmax$

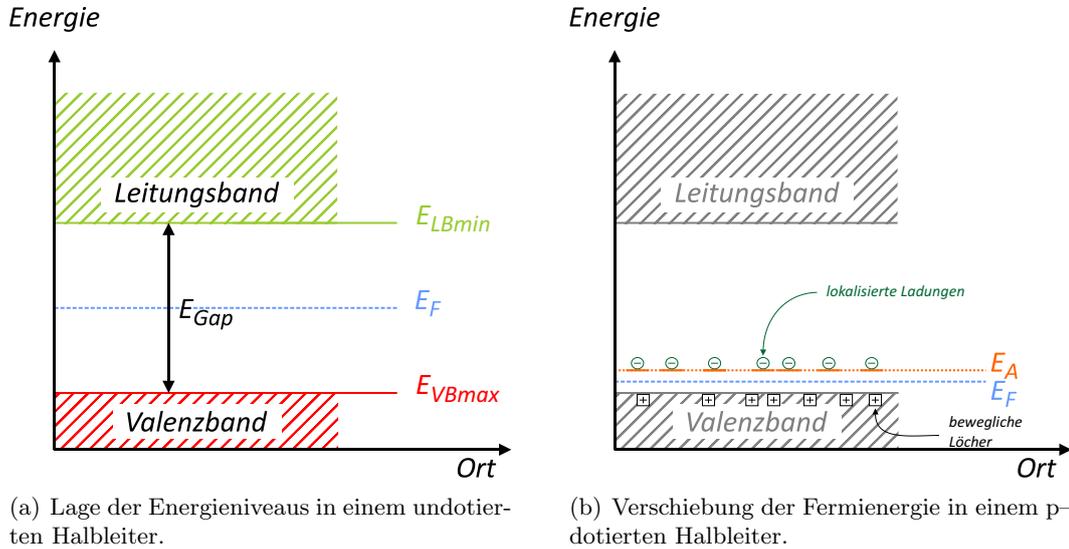


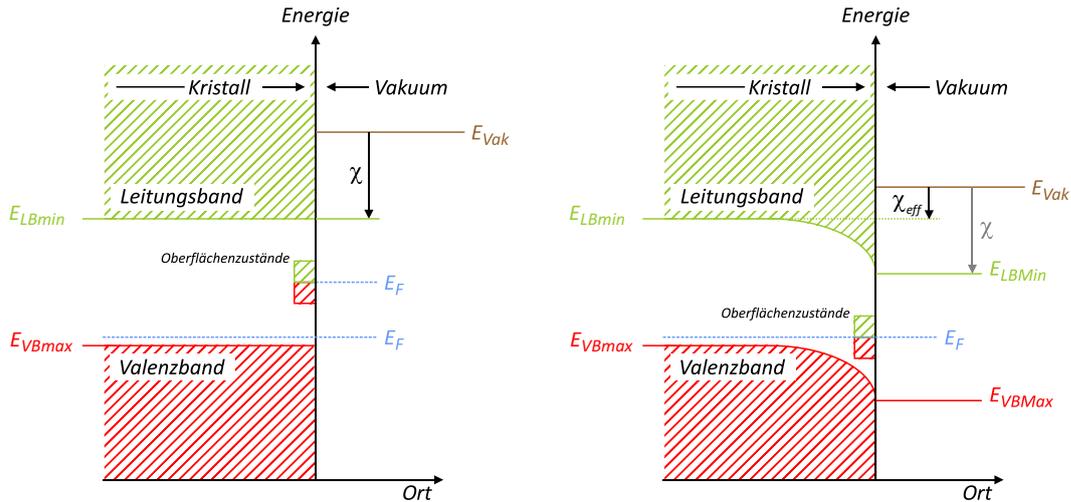
Abbildung 2.5: (a) Lage von Valenzband (rot) und Leitungsband (grün) in einem undotierten Kristall für $k = 0$. Zusätzlich ist die Lage der Fermienergie (blau) eingezeichnet. Bei kleinen Energien sind alle Zustände des Valenzbandes besetzt, während das Leitungsband leer ist. (b) Absenkung der Fermienergie durch das Einbringen von Beryllium. Es bildet sich ein neues Niveau, das Akzeptorniveau (orange) in der verbotenen Zone aus.

liegen [33] und schon bei geringen Temperaturen bevölkert werden. Dadurch wird die Fermienergie auf einen Wert zwischen V_{Bmax} und Akzeptorniveau E_A abgesenkt. Diese Situation ist in Abbildung 2.5 (b) dargestellt.

Durch diese Absenkung von E_F wird die Emission von Elektronen aus dem Halbleiter überhaupt erst möglich. Das wird klar, wenn man nicht nur die Energieverhältnisse im Kristallinneren betrachtet, sondern auch die außerhalb des Kristalls und an seiner Oberfläche. In Abbildung 2.6 ist das komplette System aus dotiertem Kristall, Oberfläche und Vakuum schematisch gezeigt. Das Vakuumniveau E_{Vak} (braun) liegt ca. 4 eV über dem Leitungsbandminimum, zu dem die Elektronen thermalisieren, und wirkt wie eine unüberwindbare Potenzialbarriere. Diese verhindert, dass Elektronen den Kristall verlassen können. Die Differenz zwischen E_{Vak} und E_{LBmin} wird dabei als Elektronenaffinität χ bezeichnet.

An der Grenzfläche zum Vakuum ist zwar die grundsätzliche Bandstruktur des Kristalls noch erhalten, es gibt aber zusätzlich noch eine große Zahl an Zuständen mit anderen Energien. Diese stammen von nicht abgesättigten Bindungen, Bindungen zu Fremdatomen, Verschmutzungen, . . . und werden irgendwo innerhalb der Bandkante liegen [38].

Da die Anzahl der Oberflächenatome auf jeden Fall größer ist als die der Dotieratome hat die Dotierung in unmittelbarer Nähe der Oberfläche fast keinen Einfluss auf die Lage der Fermienergie. Nahe der Oberfläche liegt diese deshalb in der Mitte zwischen V_{Bmax} und L_{Bmin} und damit bei einer anderen Energie als im Kristallinneren. Dies wird als Fermi-Level-Pinning bezeichnet [90]. Die Energieverhältnisse in dem Gesamtsystem aus Kristall, Oberfläche und Vakuum sind in Abbildung 2.6 (a) dargestellt.



(a) Verteilung der Energieniveaus im realen (p-dotierten) Halbleiter.

(b) Ausbildung der Bandbiegungszone und „Absenkung“ des Vakuumniveaus.

Abbildung 2.6: (a) An der Oberfläche des Kristalls gibt es Zustände innerhalb der Bandlücke. Aus diesen fließen Elektronen ab und besetzen die energetisch tiefer liegenden Zustände des Akzeptorniveaus. Es bleibt eine räumlich begrenzte, positiv geladene Oberflächenzone zurück, während es im Kristallinneren einen Überschuss an negativen Ladungen gibt. (b) Die Fermienergie in der Oberflächenzone passt sich der Fermienergie im Inneren des Kristalls an, indem VB und LB verbogen werden. Dadurch kann χ durch das kleinere χ_{eff} ersetzt werden.

Die Elektronen aus den Oberflächenzuständen werden versuchen, ihre Energie zu minimieren und die freien Zustände im Akzeptorniveau zu besetzen. Im intrinsischen (undotierten) Halbleiter wäre das nicht möglich gewesen, da es gar keine freien Zustände im VB gegeben hätte. Jedes abgewanderte Elektron hinterlässt dann in der Oberflächenzone eine ortsfeste positive Ladung, die von den wenigen Minoritätsladungsträgern (Elektronen) nicht kompensiert werden kann. Es bildet sich ein elektrisches Feld aus, das den Sprung auf ein niedrigeres Niveau für Elektronen aus der Oberflächenzone immer unattraktiver macht. Ist das Gleichgewicht erreicht, bedeutet das aber, dass die Fermienergien im Kristall und an der Oberfläche denselben Wert annehmen müssen. Da sich der Abstand der

Fermienergie zu den jeweiligen Bandkanten (im Inneren bzw. an der Oberfläche) nicht ändern kann, müssen VB_{max} und LB_{min} entsprechend verbogen werden [73]. Nahe der Oberfläche bildet sich die in Abbildung 2.6 (b) gezeigte Bandbiegungszone (BBR) aus. Für typische Werte um die 10¹⁹ Dotieratome pro cm³ beträgt ihre Breite ca. 6 nm.

Durch die Dotierung hat sich der Wert von χ an der Oberfläche zwar nicht geändert, aber wenn die Ausdehnung der BBR klein ist, werden die Elektronen sie ohne Energieverlust durchqueren können. In diesem Fall ist es sinnvoll, eine effektive Elektronenaffinität χ_{eff} als den Abstand zwischen E_{Vak} und E_{LBmin} im Kristallinneren zu definieren. Damit ist die Elektronenaffinität jetzt von ca. 4 eV auf etwas mehr als 3 eV gesunken. Da aber immer noch $\chi_{eff} > 0$ gilt, ist es für die Elektronen weiterhin unmöglich, ins Vakuum emittiert zu werden. Mit der Dotierung hat man die Periodizität des Kristalls allerdings massiv gestört. Die angeregten Elektronen im LB werden den Einfluss der Fremdatome durch deren elektromagnetische Felder spüren und an ihnen gestreut werden. Dadurch verringert sich nicht nur ihre Geschwindigkeit beim Transport zur Oberfläche, sondern es kann auch zu einer teilweisen Depolarisation des Elektronenensembles kommen. Ein weiterer negativer Einfluss ist die in [14] beschriebene Aufweichung der Bandkante mit wachsender Dotierung. Deshalb ist es sehr wichtig, den stark dotierten Bereich möglichst klein zu halten.

Der letzte und entscheidende Schritt bei der Herstellung einer negativen Elektronenaffinität (NEA) und damit einer Absenkung von χ_{eff} auf einen Wert kleiner Null geschieht während der Kathodenpräparation.

2.3 Herstellung einer negativen Elektronenaffinität durch (Cs, O₂)

Durch die Dotierung und die Oberflächenzustände ist ein positiv geladener Bereich an der Kathodenoberfläche entstanden. Dampft man Cäsiumatome (Cs) auf den Kristall auf, richten sich diese deshalb wie kleine Dipole aus. Cs hat ein 6s-Valenzelektron, das von der positiv geladenen Oberfläche angezogen wird und auf der gegenüberliegenden Seite eine positive Partialladung zurücklässt. Innerhalb einer Atomlage bildet sich so ein elektrisches Feld aus. Bei Zugabe von Sauerstoff (O₂) über ein Dosierventil bilden sich (Cs, O₂)-Verbindungen, die den Effekt weiter verstärken^e. Es entsteht eine wenige Monolagen dicke Dipolschicht, die stark vergrößert in Abbildung 2.7 dargestellt ist. Die Vakuumenergie sinkt mit wachsender Dicke der (Cs, O₂)-Schicht, bis sie unter das Leitungsbandminimum im Inneren des Kristalls abgefallen ist. Damit ist die Elektronenaffinität χ_{eff} negativ (NEA), denn der dünne Potentialwall von weniger als einem Nanometer Dicke kann von den angeregten Elektronen durchtunnelt werden [64, 81].

^eDen Vorgang des Aufbringens von Cs und O₂ auf die gereinigte Kristalloberfläche nennt man *Aktivierung*. Die Kathodenreinigung mit anschließender Aktivierung nennt man *Präparation*.

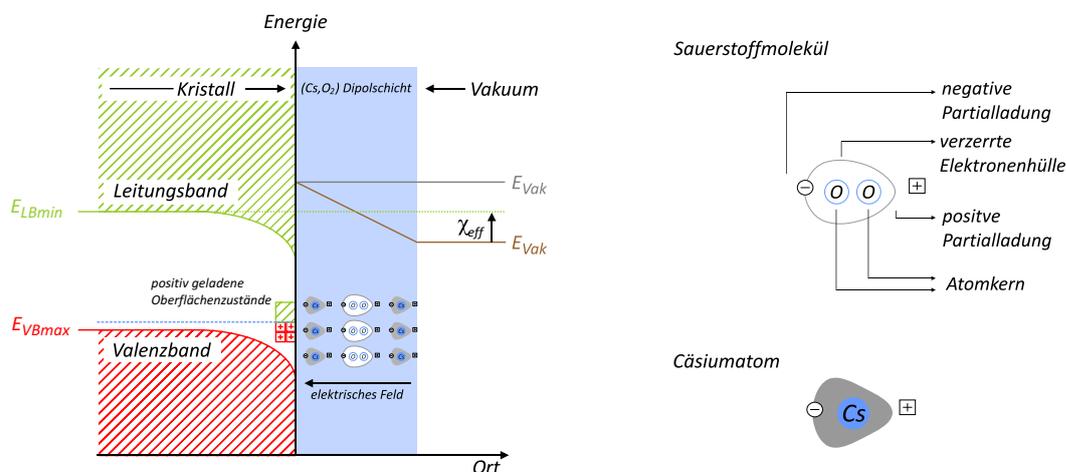
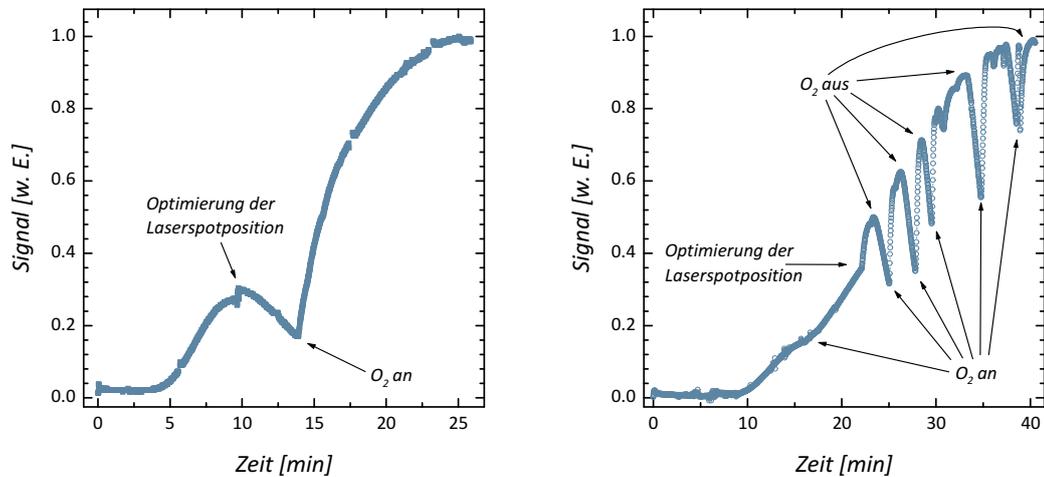


Abbildung 2.7: Erzeugung einer negativen Elektronenaffinität durch Bedampfen mit Cäsium (Cs) und gleichzeitiger Zufuhr von Sauerstoff (O₂). Die Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Valenzelektronen der Cs- und O₂-Atome verschiebt sich in Richtung der positiv geladenen Kristalloberfläche und es entsteht ein elektrisches Feld. Ist die aufgedampfte Schicht dünn genug, können sie die Elektronen aus dem Valenzband durchtunneln und ins Vakuum emittiert werden.

Die Erzeugung einer Kathode mit NEA setzt allerdings eine gereinigte Oberfläche voraus. In der Praxis wird der Kristall vor der Aktivierung für 30 Minuten bei einer Temperatur von ca. 550°C ausgeheizt. Dadurch sublimieren Verschmutzungen, Oxide und die alte (Cs, O₂)-Schicht. Es folgt eine 45-minütige Ruhezeit, in der der Kristall wieder Raumtemperatur annimmt. Danach beginnt die eigentliche Aktivierung mit dem Einlassen von Cs in die Apparatur. Nach ca. fünf bis zehn Minuten werden die ersten Elektronen emittiert. Der Photostrom erreicht nach weiteren fünf Minuten sein Maximum und beginnt dann wieder zu fallen. An diesem Zeitpunkt lässt man geringste Mengen Sauerstoff in die Apparatur ein, wodurch der Photostrom sehr stark ansteigt. Eine Vorgehensweise rät, den Sauerstoff immer nur punktuell einzulassen (Jo-Jo-Verfahren), während eine andere einen kontinuierlichen Sauerstofffluss favorisiert. Es hat sich gezeigt, dass mit beiden Methoden vergleichbare Ergebnisse erzielt werden können. Abbildung 2.8 zeigt den Verlauf von zwei verschiedenen Präparationen – eine ohne den Jo-Jo-Effekt (a), die andere mit (b).

Die Gesamtdauer der Präparation und der Zeitpunkt des ersten Anstiegs variieren von Kathode zu Kathode. Die eigentliche Signalthöhe ist zudem sehr stark vom Alter der Kathode und der Anzahl der bereits durchgeführten Präparationen abhängig. Während dieser Arbeit wurden die Kathoden fast ausschließlich unter kontinuierlicher Sauerstoffzugabe (a) aktiviert. Zudem kommt es in (b) nur direkt nach dem jeweils erneuten Öffnen des O₂-Dosierventils zu einem sehr starken Anstieg der QE; über die gesamte Präpa-



(a) Verlauf einer Aktivierung bei kontinuierlichem O_2 -Fluss.

(b) Verlauf einer Aktivierung mit dem Jo-Jo-Effekt.

Abbildung 2.8: Normierter Photostrom im Verlauf einer Aktivierung für zwei verschiedene Kathoden: (a) Bei Bedampfung mit Cs setzt nach ca. fünf Minuten die Elektronenemission ein, erreicht ein Maximum und beginnt wieder zu fallen. Durch die Zugabe von O_2 kommt es zu einem erneuten, aber wesentlich steileren Anstieg. Gegen Ende der Aktivierung nähert sich der Photostrom einem Grenzwert. (b) In der Cs-Atmosphäre setzt auch bei dieser Kathode nach ca. zehn Minuten die Elektronenemission ein und erreicht ein Maximum. Bevor es zu einem signifikanten Abfall kommt, wird O_2 eingelassen. In regelmäßigen Abständen wird die O_2 -Zufuhr unterbrochen und die Kathode nur mit Cs bedampft.

ration betrachtet, folgt die Einhüllende aus (b) jedoch dem Verlauf aus (a). In Mainz werden die Kristallpräparationen manuell durchgeführt, was bedeutet, dass der Sauerstofffluss von Hand geregelt wird. Ein weiterer Grund, die Methode ohne Jo-Jo-Effekt vorzuziehen, ist, dass das ständige Öffnen und Schließen des Dosierventils die Gefahr erhöht, unbeabsichtigt große Mengen an Sauerstoff in die Kammer einzulassen. Dadurch würde die Quantenausbeute innerhalb von Sekunden auf Null sinken und der Kristall müsste erneut ausgeheizt werden.

2.4 Photokathoden mit Strain

Die Gitterkonstante (a) eines Kristalls beschreibt die Seitenlänge seiner Elementarzelle. Bringt man auf ein Substrat mit der Gitterkonstanten a_S eine dünne Lage mit der Gitterkonstanten a_L auf, kommt es an der Grenzschicht zu einem Überschuss oder

Mangel an Bindungen. Gilt z.B. $a_S = 5 \text{ \AA}$ und $a_L = 6 \text{ \AA}$, stehen sechs Atomen im Substrat nur fünf Bindungspartner in der Deckschicht gegenüber. Diese Situation ist schematisch in Abbildung 2.9 (a) dargestellt.

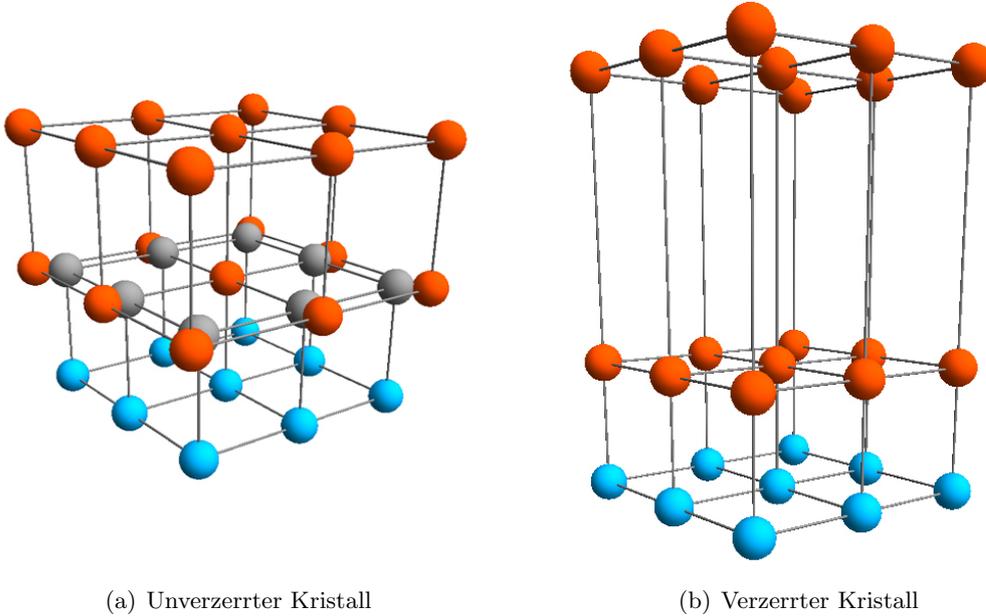


Abbildung 2.9: (a) Eine dünne Schicht (rot) mit der Gitterkonstanten a_L wird auf ein Substrat (blau) mit der Gitterkonstanten $a_S < a_L$ aufgebracht. In Grau sind die Stellen markiert, an denen die Atome der nächsten Lage des Substrats sitzen würden. (b) Die Deckschicht nimmt in der Kontaktebene die Gitterkonstante des Substrats an und wird gestaucht, die Achse senkrecht dazu weicht dem Zug mit einer Verlängerung aus.

Nicht abgesättigte Bindungen kosten den Kristall allerdings Energie, weshalb es energetisch günstiger ist, wenn sich die Gitterkonstanten aneinander anpassen. Dabei wird die dünnere Schicht (hier a_L) in den Raumrichtungen parallel zur Grenzschicht die Gitterkonstante der dickeren Schicht (hier a_S) annehmen. Die Gitterkonstante senkrecht zur Ebene der Grenzschicht wird sich gemäß der Poisson-Gleichung entsprechend vergrößern oder verkleinern (siehe Abbildung 2.9 (b)). Dadurch baut sich im Kristall eine Spannung (strain) auf, und man definiert die relativen Längenänderungen $\Delta L/L$ als

$$\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \frac{a_S - a_L}{a_L} = \epsilon \quad (2.7)$$

für die Raumrichtungen in der Ebene der Grenzschicht und als

$$\epsilon_{zz} = \frac{-C_{12}}{C_{11}} \epsilon \quad (2.8)$$

senkrecht dazu. Die materialabhängigen Größen C_{ij} sind die entsprechenden Einträge des Elastizitätstensors für die Deckschicht [90]. Zwar ist die Energie des Kristalls auch in diesem Zustand erhöht, liegt aber immer noch unter der Energie, die zur Ausbildung von Fehlstellen benötigt würde. Die potentielle Energie durch die Verzerrung wächst allerdings mit Vergrößerung der Deckschicht kontinuierlich weiter an. Ab der kritischen Dicke

$$d_{krit} \approx \frac{a_S}{2|\epsilon|} \quad (2.9)$$

ist es für das System günstiger Fehlstellen auszubilden und a_L wird dazu tendieren, seinen Ursprungswert anzunehmen. Diesen Vorgang nennt man Strain-Relaxation. Mit der Gitterkonstante von $\text{Al}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}$ ($a_S = 5,656 \text{ \AA}$) und der von $\text{In}_{0,2}\text{Al}_{0,19}\text{Ga}_{0,61}\text{As}$ ($a_L = 5,736 \text{ \AA}$) erhält man eine Verspannung des Gitters von etwa 1,3% und damit eine kritische Dicke von nur etwa 205 \AA . Wegen der geringen Absorption in der aktiven Zone benötigt man Schichtdicken, die d_{krit} um ein Vielfaches überschreiten. Das Problem der Strain-Relaxation lässt sich umgehen, indem man auf die verzernte Schicht nach $d \ll d_{krit}$ wieder eine dünne Schicht mit der ursprünglichen Gitterkonstante a_S aufbringt. Auf diese Zwischenschicht kann dann wieder eine dünne Schicht mit der Gitterkonstanten a_L aufgebracht werden, usw. Mit dieser Methode lassen sich verzernte Schichtdicken von einem Vielfachen der kritischen Dicke erzeugen [15].

Die Deformation des Kristallgitters hat weit reichende Folgen für seine Bandstruktur. Durch die teilweise Brechung der Symmetrie ändert sich zum einen die Größe der Bandlücke E_{Gap} proportional zu $2\epsilon + \epsilon_{zz}$, zum anderen kommt es zu einer Aufhebung der Entartung der hh - und lh -Zustände. Die beiden Bänder werden um einen Betrag proportional zu $\epsilon - \epsilon_{zz}$ in unterschiedliche Richtungen verschoben. Die Proportionalitätskonstanten sind dabei das hydrostatische bzw. das biaxiale Deformationspotential. Für die verwendeten Schichten erhält man aus [42] und [83] eine Aufspaltung zwischen hh - und lh -Zuständen von ungefähr 100 meV ^f, wobei das hh -Band energetisch über dem lh -Band liegt [68].

2.5 Superlattice Photokathoden

Unter Superlattice (SL) Photokathoden versteht man Kristalle, deren aktive Zone aus einer periodischen Abfolge vieler Schichten mit wechselnder Bandlücke besteht. Dadurch entstehen Potenzialtöpfe (QW's = Quantum Wells) und Potentialwälle (B = Barriers), die die Bandstruktur des Gesamtsystems, verglichen mit dem der Einzelkomponenten, erheblich modifizieren. Da sich die Potenzialverläufe periodisch mit dem Ort ändern, erfolgt die mathematische Beschreibung analog zu einem normalen Kristall durch Bloch-

^fZur Berechnung der Materialkonstanten von $\text{In}_{0,2}\text{Al}_{0,19}\text{Ga}_{0,61}\text{As}$ wurden die Werte der Einzelverbindungen (AlAs, GaAs und InAs) verwendet und entsprechend ihrem prozentualen Vorkommen gewichtet.

Funktionen. Die Gitterkonstante $\mathcal{O}(\text{\AA})$ wird durch die größere Superlatticeperiode $\mathcal{O}(\text{nm})$ ersetzt, was dieser Kristallsorte seinen Namen gibt („Superlattice“ bedeutet übersetzt „Übergitter“). Jedes Band spaltet – je nach Dimension der Töpfe und Wälle – in mehrere Minibänder bzw. diskrete Energieniveaus (E_n) auf, deren Energie in der einfachsten Näherung unendlich hoher Potentialwälle

$$E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2 n^2}{2m^* L^2} \quad (2.10)$$

beträgt. L beschreibt darin die Ausdehnung der QW. Die Verbindung $\text{In}_{0,2}\text{Al}_{0,19}\text{Ga}_{0,61}\text{As}$ hat eine Bandlücke von 1,58 eV und bildet die sog. *QW*. In der $\text{Al}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}$ -Schicht beträgt die Größe der Bandlücke hingegen ca. 1,93 eV, weshalb sie für Elektronen, die in einer benachbarten QW angeregt worden sind wie eine Barriere wirkt. In Abbildung 2.10 sind die Potenzialverläufe für VB und LB sowie die Form der Bänder schematisch gezeigt[§].

Die maximale Banddiskontinuität $V_0 = E_{\text{Gap, Barrier}} - E_{\text{Gap, QW}}$ beträgt 350 meV, weshalb die Potentialwälle keineswegs als unendlich hoch angesehen werden dürfen. Bei einem Potential endlicher Größe erhält man eine Näherung für Anzahl und Energie der Bänder durch Lösen der folgenden Gleichungen [68]:

$$\alpha \tan\left(\frac{\alpha L}{2}\right) = \beta \quad \text{und} \quad \alpha \cot\left(\frac{\alpha L}{2}\right) = -\beta \quad (2.11)$$

mit $\alpha = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m^* E}$ und $\beta = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m^*(V_0 - E)}$. Zusätzlich zur Tiefe V_0 ist die Energie auch von der Breite des Potenzialtopfes (L) sowie der effektiven Masse (m^*) abhängig. Wie der Name schon verdeutlicht, gilt $m_{lh}^* < m_{hh}^*$, weshalb auch in Superlattice-Photokathoden eine Aufhebung der Entartung zwischen den beiden Bändern stattfindet. Bei der tatsächlichen Berechnung der Energieniveaus muss V_0 allerdings durch den Anteil $V_{VB} = V_0 - V_{LB}$ ersetzt werden, da sich V_0 anteilig auf LB und VB verteilt. Außer bei Zero-Conduction-Band-Offset-Kathoden kommt es daher sowohl im VB als auch im LB zur Ausbildung einer Banddiskontinuität [29]. Darunter versteht man die sprunghafte Änderung des Potenzialverlaufs bei einer Änderung des Ortes im Kristall. Das hat negative Auswirkungen auf die Beweglichkeit der Elektronen im Kristall, weshalb man in der Praxis versucht, möglichst große Potenzialdifferenzen im VB zu erreichen bei gleichzeitig möglichst flachem Potenzialverlauf im LB. Zum einen ist nur im VB eine Aufspaltung in Minibänder sinnvoll, denn je größer die Potenzialdifferenz, desto größer die Aufspaltung von *hh*- und *lh*-Band. Eine Aufspaltung des LB hat hingegen keinen Einfluss auf die Polarisation. Zur theoretischen Beschreibung von V_{LB}/V_{VB} gibt es eine Vielzahl von Ansätzen, von denen der prominenteste die Anderson- bzw. Elektronenaffinitäts-Regel ist. Sie berechnet V_{LB} durch die Differenz der Elektronenaffinitäten von

[§]Eine ausführlichere mathematische Beschreibung der Eigenschaften eines Superlattice findet sich in Kapitel 5.

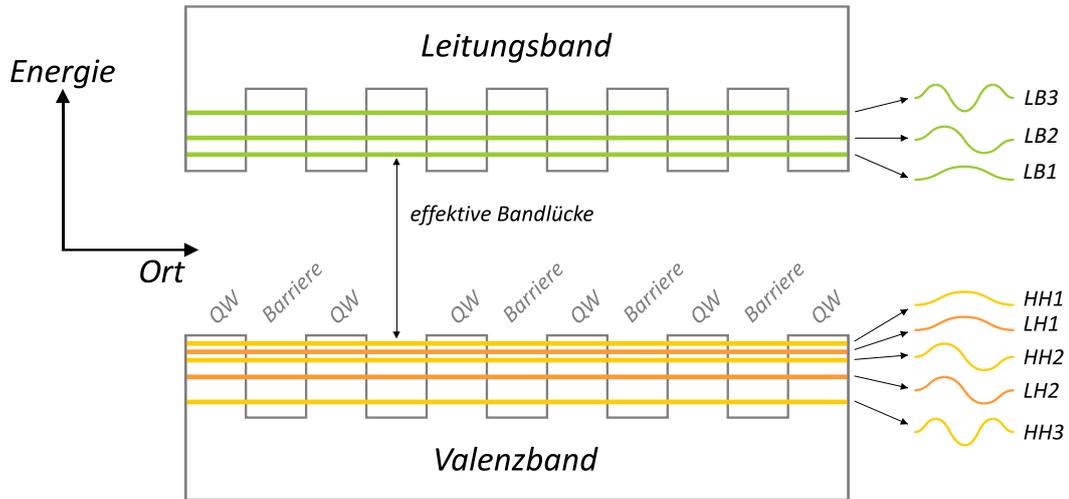


Abbildung 2.10: Schematische Zeichnung der Energieverhältnisse in einem Superlattice-Kristall. Durch die unterschiedlichen Bandlücken kommt es zur Ausbildung von Potenzialtöpfen und -barrieren. Die Quantenmechanik sagt für ein räumlich lokalisiertes Teilchen diskrete Energieniveaus voraus, die sich bei einer Vielzahl von Töpfen in sog. Minibändern gruppieren. Die Lage der Niveaus ist zudem vom Ort im reziproken Raum abhängig, wodurch sich zusätzlich dünne Subbänder ausbilden. Rechts sind die stehenden Wellen zu den niedrigsten drei Energieniveaus gezeigt. Im Valenzband scheinen die Verhältnisse umgekehrt zu sein, da $hh1$ und $lh1$ energetisch über den restlichen Zuständen liegen. Das kommt aber nur daher, da hier die Löcher die freien Ladungsträger sind und eine entgegengesetzte Ladung haben.

QW und B zu $e(\chi_{QW} - \chi_{Barriere})$. Diese einfache Näherung versagt jedoch, da sich auch an den Grenzflächen zwischen QW und B Bandbiegungszonen ausbilden, die die Energieverhältnisse verzerren [18, 65]. Verwendet man für eine grobe Abschätzung der Aufspaltung den Wert $V_{LB}/V_{VB} \approx 1,5$ [68] sowie die Löchermassen $m_{hh} \approx 0,46 m_0$ bzw. $m_{lh} \approx 0,11 m_0$, liegt das erste hh -Band bei einer Schichtdicke von $L = 54 \text{ \AA}$ ca. 40 meV über dem ersten lh -Band. Wählt man die Kristallparameter geschickt, addieren sich die Verschiebungen der Bänder in einem strained-Superlattice-Kristall.

2.6 Photokathoden mit Distributed Bragg Reflector

Ein *Distributed Bragg Reflector* (DBR) ist eine Struktur, die aus vielen Schichten mit abwechselnd niedrigem und hohem Brechungsindex besteht^h. An jeder Grenzfläche

^hVom Aufbau her ist ein DBR natürlich auch ein Superlattice. Zur besseren Unterscheidung wird aber im Folgenden immer nur von SL gesprochen, wenn es sich um die aktive Zone handelt.

erfährt eine einlaufende elektromagnetische Welle eine teilweise Reflexion, wodurch sich je nach Anzahl und Dicke der einzelnen Schichten hoch verspiegelte oder sehr reflexarme Oberflächen erzeugen lassen.

Durch den kleinen Absorptionskoeffizienten ($\alpha \approx \frac{1,4}{\mu m}$) und die geringe Dicke der aktiven Zone ($d_{AL} \approx 100 \text{ nm}$) wird nur ein sehr kleiner Anteil des eingestrahlt Laserlichts in Elektronen umgewandelt und die Quantenausbeute von SL-Kathoden liegt bei 800 nm nur knapp über 1%. Circa 90% des Lichtes passieren den AL und werden erst im Substrat absorbiert, da in diesem sehr viele Fehlstellen und damit Zustände existieren. Dort rekombinieren die angeregten Elektronen unter Aussendung von Photonen und/oder Phononen, wobei letztere dem Kristall Energie zuführen und ihn somit aufheizen. Durch die gute Wärmeleitung von GaAs ist diese Temperaturerhöhung nicht lokal begrenzt, sondern breitet sich bis zur (Cs,O₂)-Deckschicht aus, die sehr empfindlich auf Wärme reagiert (siehe Kapitel 4). Durch Einbringen einer hoch reflektiven Schicht zwischen AL und Substrat kann die Transmission in das Substrat verhindert werden. Das reflektierte Licht passiert den AL auf dem Rückweg dann ein zweites Mal und erfährt an der Grenzfläche zwischen Kristall und Vakuum eine weitere Reflexion. Es bildet sich eine resonatorähnliche Struktur aus, in der es in Abhängigkeit von der Wellenlänge zu konstruktiver bzw. destruktiver Interferenz der vor- und rücklaufenden Wellen kommt. Dadurch erhöht bzw. erniedrigt sich der absorbierte Anteil des eingestrahlt Lichts im AL und damit die Quantenausbeute.

Die Idee einer DBR-Photokathode wurde zum ersten Mal 1993 vorgestellt [63], damals aber nur unter dem Gesichtspunkt des Resonators und der damit verbundenen Erhöhung der QE. Durch die Fortschritte in der Lasertechnik kann die geringe QE mittlerweile durch größere Leistungen kompensiert werden. Dadurch tritt zunehmend die Wärmeentwicklung der Kathode in den Vordergrund und die Abschirmung des Substrats vom Laserlicht wird dementsprechend wichtiger.

Mit der Transfermatrixmethode lässt sich die Gesamtreflexion eines Systems vieler dünner Schichten sehr elegant berechnen. Dazu wird für jede Schicht eine Matrix bestimmt, die die elektromagnetischen Felder am unteren Ende der Schicht mit denen am oberen Ende verknüpft. In Abwesenheit von Oberflächenladungen und -strömen können aus den Maxwell-Gleichungen zudem Stetigkeitsbedingungen für bestimmte Feldkomponenten an den Grenzschichten abgeleitet werden. So ist die Tangentialkomponente der elektrischen (E) und magnetischen (H) Feldstärke stetig, während es bei den Flussdichten die Normalkomponente ist [24]. Bezeichnet

$$\varphi_j = \frac{2\pi}{\lambda_0} d_j n_j \cos \theta_j \quad (2.12)$$

die Phasenverschiebung der Welle beim Durchlaufen einer nichtmagnetischen Schicht ($\mu = 1$) mit Dicke d_j , Brechungsindex n_j und dem Winkel θ_j zwischen Wellenvektor und

Oberflächennormale an der Unterseite der Schicht, erhält man folgende Beziehung für die Felder¹:

$$\begin{pmatrix} E_+ \\ H_+ \end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix} \cos \phi_j & \imath C_j^{-1} \sin \phi_j \\ \imath C_j \sin \phi_j & \cos \phi_j \end{pmatrix}}_{=\mathcal{M}_j} \begin{pmatrix} E_- \\ H_- \end{pmatrix} \quad (2.13)$$

$$\text{mit } C_j = \begin{cases} \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} n_j \cos \theta_j & \text{für } E_{\parallel} \text{ und } H_{\perp} \\ \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} n_j \frac{1}{\cos \theta_j} & \text{für } E_{\perp} \text{ und } H_{\parallel} \end{cases} \quad (2.14)$$

Dabei sind E_+ und H_+ (E_- und H_-) die Felder an der Oberseite (Unterseite) der Schicht, \imath die imaginäre Einheit und $\phi_j = \varphi_j - \imath \alpha_j d'_j$. Weiterhin ist α_j der Absorptionskoeffizient der betrachteten Schicht und $d'_j = d_j / \cos \theta_j$ die effektive Schichtdicke. Die Vakuumwellenlänge der elektromagnetischen Welle sei dabei λ_0 . Für ein System aus k Schichten ergibt sich die Gesamtmatrix aus der reihenfolgenrichtigen Multiplikation der einzelnen Transfermatrizen und man erhält:

$$\begin{pmatrix} 1+r \\ (1-r)C_0 \end{pmatrix} = \mathcal{M}_1 \mathcal{M}_2 \mathcal{M}_3 \cdots \mathcal{M}_k \begin{pmatrix} t \\ tC_s \end{pmatrix} \quad (2.15)$$

Äquivalent zu Gleichung 2.14 sind C_0 und C_s die entsprechenden Koeffizienten für Vakuum und Substrat. Weiterhin wurden hier bereits die Beziehungen $E_r/E_0 = r$ und $E_t/E_0 = t$ ausgenutzt mit der einfallenden Amplitude E_0 , dem reflektierten Anteil E_r und dem ins Substrat transmittierten Anteil E_t . Aufgelöst nach der entsprechenden Variablen erhält man aus dem Gleichungssystem in Gleichung 2.15 den Reflexions- bzw. Transmissionskoeffizienten für die untersuchte Anordnung von Schichten. Es gilt:

$$r(\lambda) = \frac{m_{11} C_0 + m_{12} C_0 C_s - m_{21} - m_{22} C_s}{m_{11} C_0 + m_{12} C_0 C_s + m_{21} + m_{22} C_s} \quad (2.16)$$

$$t(\lambda) = \frac{2 C_0}{m_{11} C_0 + m_{12} C_0 C_s + m_{21} + m_{22} C_s} \quad (2.17)$$

worin $m_{i,j}$ die Matricelemente der 4×4 -Matrix \mathcal{M} bezeichnet. Da θ_j über das Snellius'sche Brechungsgesetz mit θ_0 verknüpft ist, genügt zur vollständigen Bestimmung des Reflexionskoeffizienten r die Kenntnis der einzelnen Schichtdicken d_j , und der dielektrischen Funktion $\varepsilon_j(\lambda) = \varepsilon_{1j}(\lambda) + \imath \varepsilon_{2j}(\lambda)$. Dabei ist

¹Eine ausführliche Herleitung für die Reflexion an transparenten Mehrschichtsystemen (ohne Absorption) findet sich z.B. in [36].

$$n(\lambda) = \sqrt{\frac{1}{2}(|\varepsilon| + \varepsilon_1)} \quad (2.18)$$

der Brechungsindex und

$$\alpha(\lambda) = \frac{4\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{1}{2}(|\varepsilon| - \varepsilon_1)} \quad (2.19)$$

die Absorption im Medium mit $|\varepsilon| = \sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2}$.

Aus dem Verhalten der Amplituden folgt das der Intensitäten und damit die eigentlich interessanten Messgrößen $R = rr^*$ (Reflexionsgrad), $T = tt^* \frac{n_s}{n_0}$ (Transmissionsgrad) und $A = 1 - R - T$ (Absorptionsgrad).

Abbildung 2.11 zeigt die berechnete Reflektivität für 5, 10 und 20 Paare aus AlAs (niedriger Brechungsindex) und $\text{Al}_{0,19}\text{Ga}_{0,81}\text{As}$ (hoher Brechungsindex) auf einem GaAs-Substrat an der Grenze zum Vakuum. Die gestrichelte Linie in jedem Plot ist die Reflektivität des Substrats ohne zusätzlichen DBR, wie man sie im Falle des nonDBR erwartet. In Rot ist zusätzlich die Wellenlänge markiert, bei der die Bedingung $d = \lambda^{(n)}/4$ erfüllt ist.

In einem Bereich von ca. ± 50 nm um die zentrale Wellenlänge (hier: $\lambda = 840$ nm) beträgt die Reflexion nahezu 100%. Links und rechts des Maximums gibt es sowohl Bereiche erhöhter als auch verminderter Reflexion. Für Wellenlängen kleiner als 700 nm führt die Absorption in den einzelnen Schichten sehr schnell zu einem Aussterben der Nebenmaxima bzw. -minima.

Abbildung 2.12 zeigt die Strained-Superlattice-DBR-Kathode SL 7-396. Der Aufbau entspricht dem von SL 7-395 (siehe Abbildung 2.2) mit dem Unterschied, dass bei Kristall SL 7-396 ein DBR-Spiegel aus 44 $\lambda/4$ -Schichten (orange) zwischen Substrat (weiss) und Buffer (blau) integriert ist. Die zusätzliche GaAs-Schicht (grün) mit einer Dicke von 20 nm ist herstellungsbedingt.

Zusätzlich zur Reflexion an der DBR-Schicht kommt es auch an der Grenzfläche zum Vakuum zu einer teilweisen Reflexion des Laserlichts. Die transmittierten (t) bzw. reflektierten (r) Amplituden des elektrischen Feldes ergeben sich für senkrechte (\perp) bzw. parallele (\parallel) Polarisierung aus den Fresnel'schen Formeln. Für $\mu = 1$ und nicht zu große Einfallswinkel α vereinfachen sich die Ausdrücke für die Transmissions- bzw. Reflexionskoeffizienten zu:

$$t_{\parallel} = t_{\perp} = \frac{2 \cdot n_1}{n_1 + n_2} \quad (2.20)$$

$$-r_{\parallel} = r_{\perp} = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \quad (2.21)$$

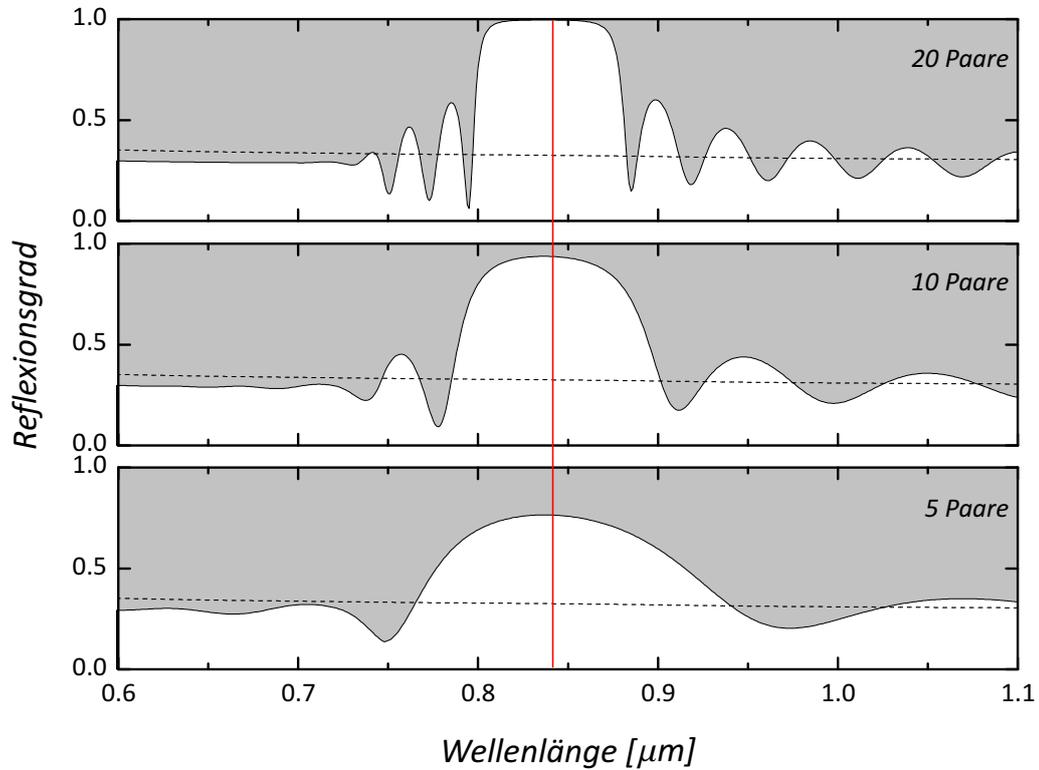


Abbildung 2.11: Mit der Transfermatrixmethode berechnete Reflektivität von $\text{Al}_{0,19}\text{Ga}_{0,81}\text{As}$ und AlAs auf GaAs. Durch die periodische Anordnung vieler Schichten mit unterschiedlichem Brechungsindex ($n_{\text{gro\ss}}$ bzw. n_{klein}) und einer Dicke ($d_n = \lambda_n/4$) lassen sich Oberflächen mit einem Reflexionsgrad von nahezu 1 erzeugen. λ_n ist dabei die Wellenlänge im Medium mit dem Brechungsindex n . Schon ab ca. zehn Schichtpaaren ist der Bereich erhöhter Reflexion sowie eine charakteristische Anzahl an Nebenmaxima bzw. -minima zu erkennen. Die Reflektivität des reinen Substrats zeigt die gestrichelte Linie. Der senkrechte rote Strich markiert die Wellenlänge, für die die Beziehung $d = \lambda/4$ erfüllt ist.

Der Reflexionsgrad an der Grenze zum Vakuum beträgt für eine GaAs-Schicht ca. 30%. Dadurch bilden DBR-Photokathoden eine resonatorähnliche Struktur aus, in der es zu konstruktiver bzw. destruktiver Interferenz kommt. Für

$$2l = \frac{\lambda_0}{n} \cdot \left(m + \frac{1}{2}\right) \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (2.22)$$

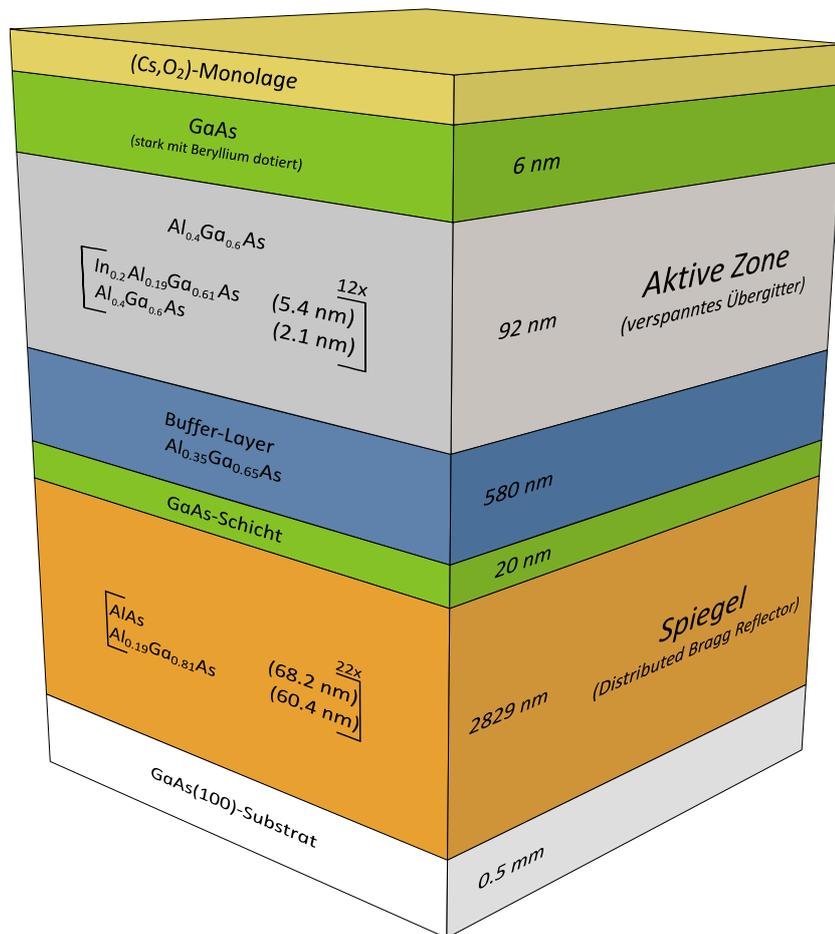


Abbildung 2.12: Aufbau der Strained-Superlattice-DBR-Kathode SL 7-396 (nicht maßstabsgetreu). Im Vergleich zu SL 7-395 ist zwischen Substrat (weiß) und Buffer (blau) eine DBR-Schicht (orange) aus 44 $\lambda/4$ -Schichten eingefügt. Diese verhindern das Eindringen von nicht absorbiertem Licht in das Substrat.

wird die Reflexion minimal und damit die Absorption im Resonator bzw. der aktiven Zone maximal. Es ist l die Länge des Resonators und \bar{n} der mittlere Brechungsindex aller Materialien im Resonator.

Die hier untersuchten Kathoden bestehen zum größten Teil aus $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Verbindungen mit Aluminiumanteilen von $x=[0,00; 0,19; 0,35; 0,40; 1,00]$. Für diese Zusammensetzungen existiert eine Vielzahl an Messdaten und Parametrisierungen (z.B. [1], [7], [21], [25], [69]), die sich jedoch zum größten Teil auf Energien unterhalb der Bandkante beschränken bzw. nicht für die o.g. Aluminiumanteile gelten. Zur Bestimmung der benötigten Brechungsindizes wird deshalb wie folgt vorgegangen: Für Energien unter-

halb der Bandkante wird die Parametrisierung aus [25] benutzt und auf die benötigten x -Werte interpoliert. Für Energien oberhalb der Bandkante werden die Daten aus [7] verwendet und mit Polynomen vierten Grades gefittet. Im Bereich der Bandkante gibt es zusätzlich eine charakteristische Überhöhung, die allerdings sehr stark von Art und Stärke der Dotierung abhängig ist [14]. An dieser Stelle wurde den Polynomen eine Gaußkurve überlagert und die resultierende Gesamtfunktionen ebenfalls zu fehlenden x -Werten hin interpoliert. Abschließend wurden die so erhaltenen Kurven an der Verbindungsstelle kurz unterhalb der Bandkante von Hand aneinander angepasst. Die Absorptionskoeffizienten wurden ebenfalls aus den Daten von [7] bestimmt und auf die benötigten x -Werte interpoliert.

Der Fehler von $\varepsilon_{1,2}(x, \lambda)$, der bei der Interpolation zwischen den verschiedenen Aluminiumanteilen entsteht, kann schwer abgeschätzt werden, da schon die verwendeten Messdaten von Autor zu Autor sehr stark streuen. Zudem weichen auch die tatsächlichen Schichtdicken d_j herstellungsbedingt von den spezifizierten Werten ab und tragen ebenfalls zum Fehler von R bei.

Die aktive Zone besteht aus 25 abwechselnden Schichten von $\text{In}_{0,2}\text{Al}_{0,19}\text{Ga}_{0,61}\text{As}$ und $\text{Al}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}$, die den Superlattice bilden. Hier ist die Bestimmung von R , T und A mit der Transfermatrixmethode unzulässig, da sich die Gesamtstruktur anders verhält als die Summe ihrer Einzelkomponenten. Zudem sind in der Literatur kaum Werte von quarternären Verbindungen zu finden. Es wurde deshalb wie folgt vorgegangen: Mit einem Polynom zweiter Ordnung ($n(E_\gamma) = n_0 + n_1 E_\gamma + n_2 E_\gamma^2$) wurde die Energieabhängigkeit der Brechungsindices von GaAs, AlAs und InAs bestimmt. Die Werte für n_0 , n_1 und n_2 sind Tabelle 2.1 zu entnehmen.

	GaAs	AlAs	InAs
n_0	3,87568	3,10043	4,69157
n_1	-0,57863	-0,36922	-1,55482
n_2	0,29702	0,18076	0,60417

Tabelle 2.1: Parameter für die Berechnung der wellenlängenabhängigen Brechungsindices verschiedener Arsenverbindungen [26].

Entsprechend der Zusammensetzung wurde der Gesamtbrechungsindex der Schicht aus $\text{In}_{0,2}\text{Al}_{0,19}\text{Ga}_{0,61}\text{As}$ über $0,2 \cdot n_{\text{InAs}} + 0,19 \cdot n_{\text{AlAs}} + 0,61 \cdot n_{\text{GaAs}}$ bestimmt. Der endgültige Brechungsindex des Superlattice wurde dann als Mittelwert aus dem Brechungsindex der quarternären und der ternären Verbindung bestimmt. Der Absorptionskoeffizient (α) wurde in [26] quantenmechanisch berechnet. Abbildung 2.13 zeigt den Verlauf aller verwendeten Brechungsindices und Absorptionskoeffizienten.

Eine Berechnung der kompletten Struktur von Abbildung 2.12 mit zusätzlichem DBR-Spiegel findet sich in Abbildung 2.14.

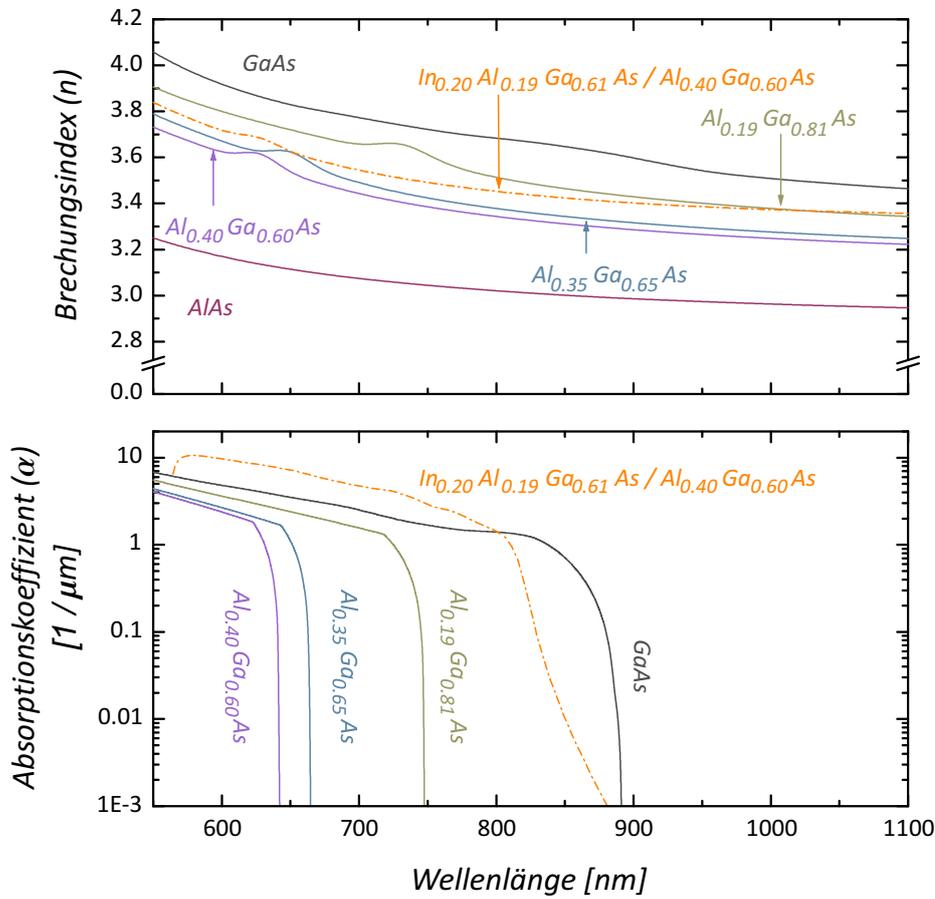


Abbildung 2.13: Brechungsindizes (oben) und Absorptionskoeffizienten (unten) für die verschiedenen Arsenverbindungen des Kristalls SL 7–395 bzw. SL 7–396. Die Kurven der binären und ternären Verbindungen wurden mit den Daten aus [7] bzw. [25] bestimmt. Bei der quarternären Zusammensetzung (orange) wurden die Werte mit Tabelle 2.1 bzw. [26] berechnet.

Der oberste Graph zeigt den Verlauf des Reflexionsgrades R für nonDBR (rot) und DBR (schwarz). Für $\lambda < 600$ nm verhalten sich beide Kurven ähnlich. Ab $\lambda > 600$ nm macht sich der Einfluss des DBR-Spiegels bemerkbar und die Reflexion zeigt eine Struktur ähnlich zu Abbildung 2.11. Der Bereich maximaler Reflexion ist mit zwei senkrechten Strichen markiert. In der Mitte von Abbildung 2.14 ist die Transmission ins Substrat gezeigt. Auch hier weichen die Kurven für kleine Wellenlängen kaum voneinander ab. Die unterdrückte Transmission im Bereich $650 \text{ nm} < \lambda < 720 \text{ nm}$ wird durch die Absorption in den Schichten des DBR-Spiegels verursacht. Zwischen 800 nm und 880 nm werden

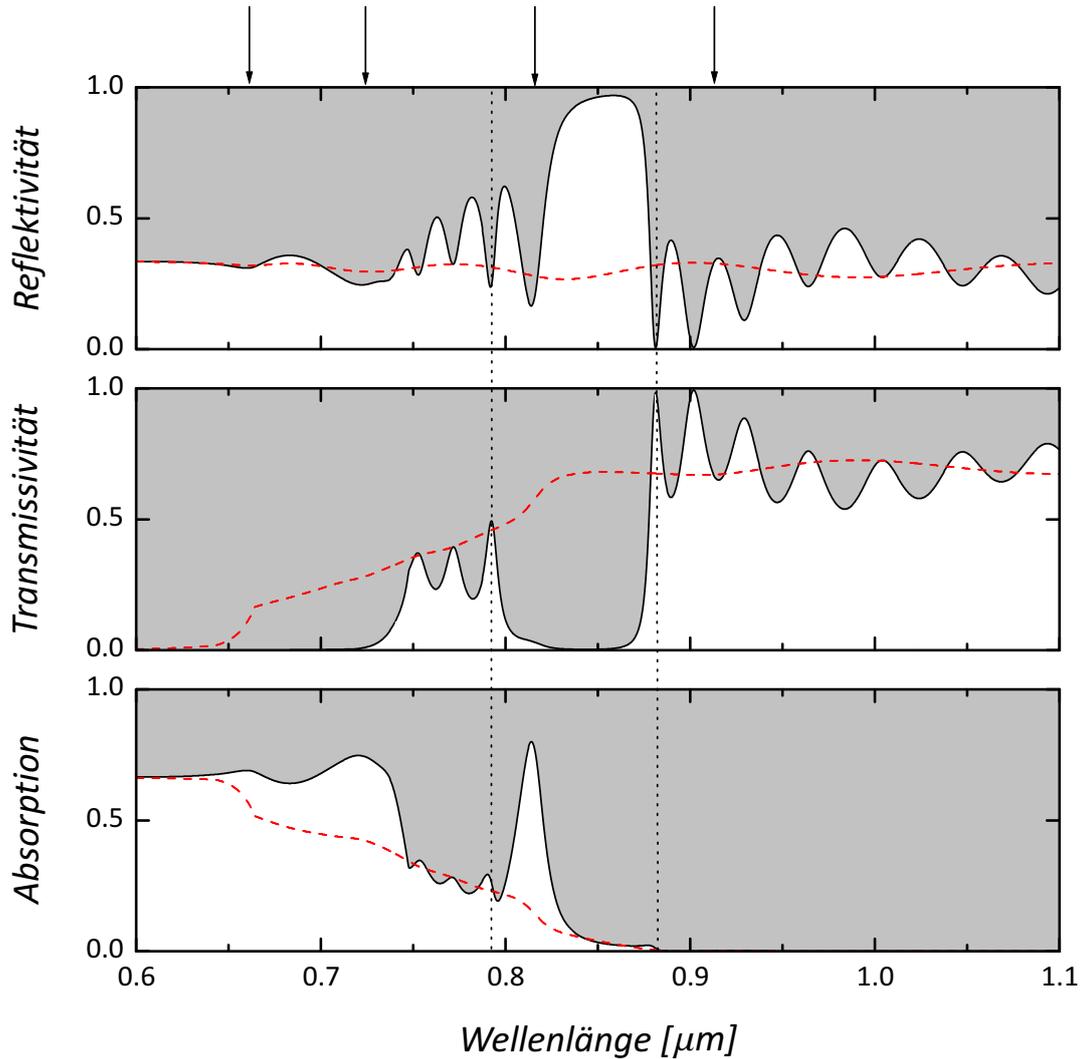


Abbildung 2.14: In Rot: Mit der Transfermatrixmethode berechneter Reflexions-, Transmissions- und Absorptionsgrad für die in Abbildung 2.2 gezeigte nonDBR Struktur. In Schwarz: Dieselben Koeffizienten für den DBR-Kristall berechnet. Bis ca. 600 nm verhalten sich DBR und nonDBR identisch. Ab ca. 880 nm findet bei beiden Kristallen keine Absorption mehr im Substrat bzw. Buffer-Layer statt. Im dazwischen liegenden Bereich lässt sich der Einfluss des Spiegels und des Resonators erkennen. Der Bereich maximaler Reflexion für den DBR-Spiegel ist durch die zwei senkrechten Linien gekennzeichnet. Die Pfeile markieren die Stellen erhöhter Absorption durch konstruktive Interferenz im Resonator.

nahezu 100% des eingestrahnten Lichts von der DBR-Schicht reflektiert und können so nicht zur Aufheizung des Kristalls beitragen^j. Ganz unten ist schließlich das berechnete Absorptionsverhalten aufgetragen. Für verschiedene Wellenlängen (markiert mit einem Pfeil) ist Gleichung 2.22 erfüllt und es kommt zu einer verstärkten Absorption. Daneben gibt es noch Wellenlängen, bei denen in geringerem Maße ebenfalls eine Erhöhung der Absorption zu erkennen ist. Diese werden durch die Nebenmaxima und -minima des DBR-Spiegels außerhalb dessen zentralen Wirkungsbereiches verursacht.

Da die Photonen, falls sie nicht schon in der aktiven Zone absorbiert wurden, auf jeden Fall im Substrat absorbiert werden, ist die Gesamtabsorption des Kristalls eigentlich als Summe aus dem absorbierten Anteil und dem transmittierten Anteil zu verstehen. Nur im AL können die absorbierten Photonen allerdings zur Photoproduktion beitragen. Daher macht es Sinn, den kathodenspezifischen Wert $\zeta = \frac{P_{abs}}{P_G}$ zu definieren, der angibt wie viel des absorbierten Lichts tatsächlich effektiv genutzt wird. Dabei ist $P_G = P_{trans} + P_{abs}$ die gesamte im Kristall deponierte Energie und P_{abs} der Anteil, der in der aktiven Zone absorbiert wird. In dieser Näherung wird allerdings angenommen, dass die komplette Leistung P_G zur Erwärmung des Kristalls beiträgt. Das ist so natürlich nicht richtig, da ein Teil der angeregten Elektronen den Kristall wieder verlässt und damit auch nicht mehr rekombinieren kann. Dieser Anteil entspricht der Quantenausbeute, die am Arbeitspunkt jedoch nur ca. 1% beträgt und damit bei dieser Art der Überlegung vernachlässigt werden kann. Des Weiteren gibt es bei der Rekombination strahlende Prozesse, die Energie in Form von γ -Quanten aus dem Kristall hinaustragen können und strahlungslose, die ihm Energie in Form von Gitterschwingungen zuführen. Da das Verhältnis dieser beiden Anteile nicht bekannt ist, wurde pauschal angenommen, dass es ebenfalls nur einen vernachlässigbar kleinen Anteil an strahlenden Rekombinationsprozessen gibt. Unter diesen Näherungen und in der Umgebung des Arbeitspunktes ($\lambda \approx 803$ nm) gilt $\zeta_{DBR} \approx 3,5 \cdot \zeta_{nonDBR}$, was bedeutet, dass der Anteil des effektiv genutzten Lichts bei DBR-Photokathoden ca. 3,5 mal größer ist als bei nonDBR-Kathoden.

Neben der Erhöhung der Quantenausbeute ist auch die Erhaltung der Elektronenpolarisation von entscheidender Bedeutung. Regt man die Elektronen mit rechtszirkular polarisiertem (σ^+) Licht an, werden rechtshändige Elektronen (Helizität = $\frac{\vec{s} \cdot \vec{p}}{|\vec{s}| \cdot |\vec{p}|} = +1$) mit Flugrichtung zur Oberfläche und linkshändige Elektronen (Helizität = -1) mit Flugrichtung zum Substrat angeregt [63]. Zirkular polarisiertes Licht kann als Überlagerung zweier senkrecht aufeinander stehender Wellen (E_{\perp} und E_{\parallel}) mit einer Phasenverschiebung von $\pi/2$ beschrieben werden. Aus den Gleichung 2.21 folgt an der Grenze zweier Medien mit unterschiedlichem Brechungsindex immer $r_{\perp} = -r_{\parallel}$, was einen Phasensprung einer der beiden Komponenten bewirkt. Erreicht also das σ^+ -Licht den DBR-Spiegel, wird sowohl seine Ausbreitungsrichtung als auch seine Drehrichtung geändert und es bleibt weiterhin σ^+ -polarisiert. Für die Elektronen, die nun in Richtung Oberfläche flie-

^jIn Kapitel 4 wird gezeigt, dass es auch in diesem Wellenlängenbereich zu einem laserleistungsabhängigen Temperaturanstieg kommt und die Gründe dafür angegeben.

gen, gilt daher auch weiterhin $h = +1$. An der Grenzfläche zwischen Kristall und Vakuum kehren sich dann wieder Flugrichtung und Drehsinn gleichzeitig um und es liegt der Zustand wie zu Beginn vor. Für linkszirkular polarisiertes (σ^-) Licht kehrt sich die Situation symmetrisch um und man erhält Elektronen der Helizität -1 an der Oberfläche [63].

2.7 Herstellung der verwendeten Kristalle

Der Aufbau der untersuchten Kristalle ist sehr komplex, weshalb eine Vielzahl von Arbeitsschritten und Verfahren notwendig ist. Eine ausführliche Beschreibung der verwendeten Techniken findet sich unter anderem in [68]. Die interessanten Lagen einer Kathode sind nur wenige Mikrometer dick. Um dennoch eine ausreichende mechanische Stabilität zu erhalten, werden diese mittels epitaxischer Verfahren auf einen sog. Bulk-Kristall aufgebracht.

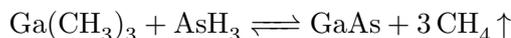
2.7.1 Czochralski-Verfahren

Beim Czochralski-Verfahren (CZ) werden die Elemente, aus denen der Bulk-Kristall später bestehen soll, in einem Tiegel geschmolzen. Dann wird ein Kristallisationskeim mit der Oberfläche dieser Schmelze in Berührung gebracht. Zieht man diesen Keim nun langsam nach oben, erstarrt das geschmolzene Rohmaterial und es entsteht nach und nach ein Zylinder der gewünschten Zusammensetzung. Durch die heutige Technik können so leicht Kristalle mit bis zu 30 cm Durchmesser und einer Länge von ca. 1 m erzeugt werden. Nachdem der Zylinder abgekühlt ist, wird er für die Weiterverarbeitung in dünne Scheiben geschnitten. Das CZ-Verfahren ist eine kostengünstige Möglichkeit, große Mengen einer bestimmten Kristallsorte herzustellen. Für die hochreinen und komplexen Strukturen, wie sie für ein verspanntes DBR-Superlattice benötigt werden, ist diese Technik allerdings nicht geeignet. Mittels Epitaxie lassen sich einzelne Atomlagen verschiedenster Zusammensetzung definiert auf eine Oberfläche aufbringen. Es gibt eine Vielzahl von Epitaxieverfahren, von denen hier nur auf die metallorganische Gasphasenepitaxie (MOVPE = Metalorganic (Chemical) Vapour Phase Epitaxy) und die Molekularstrahlepitaxie (MBE = Molecular Beam Epitaxy) eingegangen wird.

2.7.2 Metallorganische Gasphasenepitaxie

Die Schichten des Distributed Bragg Reflector wurden in Sheffield mit dem MOVPE-Verfahren hergestellt. Dabei stehen in verschiedenen Behältern komplexe Molekülverbindungen zur Verfügung, die die einzubauenden Elemente enthalten. Über einen Thermostaten kann die Temperatur der Behälter konstant gehalten und so ein definierter Dampfdruck des Metallorganikums gewährleistet werden. Ähnlich einer Gaswaschflasche durchströmt nun ein Trägergas (z.B. Wasserstoff) den Behälter und transportiert die Verbindung in die eigentliche Reaktionskammer. Dort befindet sich bereits der drehbar

gelagerte und vorgeheizte Wafer. So wird bei der Herstellung von z.B. GaAs Arsenwasserstoff (AsH_3) und Gallium-Tri-Methyl ($\text{Ga}(\text{CH}_3)_3$) verwendet. Die beiden Komponenten reagieren auf dem Substrat über



zu Galliumarsenid und Methan. Da bei der MOVPE Elementverbindungen und keine reinen Elemente verwendet werden, enthält der Kristall am Ende immer eine relativ große Mengen von Fremdatomen wie Kohlenstoff, Sauerstoff und Wasserstoff. Die Wachstumsraten betragen typischerweise vier bis fünf Atomlagen pro Sekunde. Da das Kristallwachstum annähernd unter Standarddruck stattfindet, kann bei der MOVPE auf Hochvakuumkomponenten verzichtet werden. Die DBR-Schichten wurde an der University of Sheffield unter der Leitung von Dr. John Roberts auf das GaAs Substrat aufgebracht [62]. Viele der benutzten GaAs-Verbindungen beinhalten allerdings zusätzlich Aluminium, welches an Luft sehr schnell oxidiert. Deshalb wurde die Oberfläche mit einer ca. 30 nm dicken Lage aus GaAs versiegelt, und der Kristall für die Weiterverarbeitung zum Ioffe Physical Technical Institute in St. Petersburg gebracht.

2.7.3 Molekularstrahlepitaxie

In Russland wurde die Oberfläche des Kristalls nass-chemisch gereinigt und so ein Teil der GaAs-Deckschicht wieder abgelöst. Dann wurden durch MBE der Buffer-Layer, die aktive Zone und die Bandbiegungszone aufgebracht. Eine MBE-Anlage besteht im Wesentlichen aus drei Komponenten: Im Gegensatz MOVPE ist bei der MBE eine Ultrahochvakuum-Kammer unerlässlich. Das Substrat steht verschiedenen Atomstrahlquellen mit den benötigten Materialien gegenüber. Jeder Dispenser besitzt eine Heizung, mit der das jeweilige Material zum Verdampfen gebracht werden kann, und einen Shutter, um den Dampf von dem Kristall abzublocken. Damit lassen sich verschiedenste Materialien in den unterschiedlichsten Zusammensetzungen auf die Kristalloberfläche aufdampfen. Der Kristall selbst ist auf einer langsam rotierenden Halterung befestigt, um ein homogenes Wachstum der Oberfläche zu ermöglichen. Durch die Arbeit im UHV und die Verwendung reiner Elemente führt das Verfahren nur zu sehr geringen Verschmutzungen des Kristalls. Zur Kontrolle des Kristallwachstums wird z.B. ein RHEED-System (RHEED = Reflection High Energy Electron Diffraction) benutzt. Dabei werden hochenergetische Elektronen unter einem Winkel von fast 90° zur Flächennormalen auf den Kristall geschossen. Diese werden an der Oberfläche gestreut und interferieren auf ihrem Weg zum Detektor, sodass sich aus dem entstehenden Beugungsmuster die Anzahl der vollständig aufgetragenen Schichten bestimmen lässt.

Mit der MBE-Technik lassen sich Wachstumsgeschwindigkeiten von ≈ 1 Atomlage pro Sekunde erreichen, weshalb die Herstellung einer Kathode wie z.B. Sample *SL 7-396* viele Stunden benötigt. Dafür lassen sich mit dieser Methode hochreine Kristalle mit einer Genauigkeit von einer Atomlage erzeugen.

2.7.4 Ionenimplantation

Abschließend wird eine dünne Schicht aus GaAs auf die aktive Zone aufgebracht. Diese hat zum einen wieder die Funktion, die letzte aluminiumhaltige Schicht der aktiven Zone vor dem Restgas zu schützen, zum anderen bildet sie die wichtige Bandbiegungszone. Dazu wird der Kristall mit Ionen aus einer Berylliumquelle beschossen. Da dieser Vorgang das Kristallgitter zerstört, müssen die entstandenen Defekte nach der eigentlichen Implantation durch Zuführen von Wärme ausgeheilt werden. Damit organisiert sich die Oberflächenstruktur zwar wieder, aber die Fremdatome dringen auch tiefer ins Kristallinnere ein und der Bereich maximaler Dotierung schmilzt langsam aus. Typische Dotierungen der verwendeten Schichten liegen im Bereich zwischen $3 \cdot 10^{17}$ und $6 \cdot 10^{18}$ Atomen pro cm^3 (siehe die folgenden Tabellen).

Für den Transport nach Deutschland wird der Kristall mit einer dünnen Schicht aus Arsen versiegelt, die allerdings schon beim ersten Ausheizen vollständig verdampft.

Layer #	Anzahl	Name	Material	Dicke [\AA]	Dotierung	Konzentration [Atome/ cm^3]
0	1	Substrat	GaAs	ca. $5 \cdot 10^6$		
1	1	Buffer	$\text{Al}_{0,35}\text{Ga}_{0,65}\text{As}$	5800	Be	$6 \cdot 10^{18}$
2	1	Barriere	$\text{Al}_{0,40}\text{Ga}_{0,60}\text{As}$	21	Be	$3 \cdot 10^{17}$
3.1	12	Quantentopf (QW)	$\text{In}_{0,2}\text{Al}_{0,19}\text{Ga}_{0,61}\text{As}$	54	Be	$3 \cdot 10^{17}$
3.2	12	Barriere	$\text{Al}_{0,40}\text{Ga}_{0,60}\text{As}$	21	Be	$3 \cdot 10^{17}$
4	1	Cap	GaAs	60	Be	$7 \cdot 10^{18}$
5	1	Beschichtung	As			

Tabelle 2.2: Zusammensetzung der nonDBR-Kathode SL 7-395 (nach [26]).

Layer #	Anzahl	Name	Material	Dicke [\AA]	Dotierung	Konzentration [Atome/ cm^3]
0	1	Substrat	GaAs + Zn	ca. $5 \cdot 10^6$		
	22	DBR	$\text{Al}_{0,19}\text{Ga}_{0,81}\text{As}$	604		
	22	DBR	AlAs	682		
0	1	Cap	GaAs	200		
1	1	Buffer	GaAs	120	Be	$6 \cdot 10^{18}$
2	1	Buffer	$\text{Al}_{0,35}\text{Ga}_{0,65}\text{As}$	5800	Be	$6 \cdot 10^{18}$
3	1	Barriere	$\text{Al}_{0,40}\text{Ga}_{0,60}\text{As}$	21	Be	$3 \cdot 10^{17}$
4.1	12	Quantentopf (QW)	$\text{In}_{0,2}\text{Al}_{0,19}\text{Ga}_{0,61}\text{As}$	54	Be	$3 \cdot 10^{17}$
4.2	12	Barriere	$\text{Al}_{0,40}\text{Ga}_{0,60}\text{As}$	21	Be	$3 \cdot 10^{17}$
5	1	Cap	GaAs	60	Be	$7 \cdot 10^{18}$
6	1	Beschichtung	As			

Tabelle 2.3: Zusammensetzung der DBR-Kathode SL 7-396 (nach [26]).

I never dreamed that I'd spend my
days, staring at some tube
emitting cathode rays.

(Blink 182 – TV-Song)

3 Messprinzip und apparative Verbesserungen

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Vielzahl von apparativen Verbesserungen an der Testquelle etabliert. Dabei handelt es sich sowohl um die Optimierung von alten Messverfahren, die zu Beginn dieser Arbeit noch inkonsistente Ergebnisse lieferten als auch um den Einsatz neuer Analyse- und Protokollsoftware, die eigens für den Einsatz an der Testquelle geschrieben wurde. Zusätzlich musste ein Weg gefunden werden, die zu untersuchenden Kristalle vor der Messung in einen definierten und reproduzierbaren Zustand zu bringen. Bevor auf die einzelnen Punkte eingegangen wird, soll im folgenden Kapitel ein kurzer Überblick^a über den Aufbau sowie die bisherigen Messverfahren und ihre Grenzen gegeben werden.

3.1 Aufbau der Testquelle

Die Testquelle *PKAT* (= *Polarisierte KAnone Test*) ist eine d. c. Elektronenkanone mit einer ca. 4 m langen Strahlführung zur Strahldiagnose. Sie ist eine exakte Kopie der am Mainzer Mikrotron (MAMI) verwendeten *PKA1*. Neben der Durchführung eigenständiger Messprogramme können somit auch Kathoden vor dem Routineeinsatz an MAMI hinsichtlich Quantenausbeute (*QE*) und Polarisation (*P*) getestet werden. Abbildung 3.1 zeigt eine schematische Zeichnung der Testquelle.

Am oberen Ende der Beschleunigungsstrecke (violett) sitzt der Kristall, der von unten mit zirkular polarisiertem Licht (angedeutet durch den Pfeil) beleuchtet wird. Die Kanone besitzt nicht nur eine Kathode (-100 kV) und eine Anode (0 kV) sondern zusätzlich noch eine Zwischenelektrode, die auf ein variables Potential von -38 kV bis -62 kV gelegt werden kann. Der Abstand zwischen Kathode und Zwischenelektrode (oberer Bereich) beträgt 5 cm, zwischen Zwischenelektrode und Anode (unterer Bereich) 10 cm. Über einen Spannungsteiler lassen sich dadurch bei einer konstanter Gesamtenergie von 100 keV verschiedene Extraktionsgradienten von $1,24 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$ bis $0,76 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$ im oberen Bereich und $0,38 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$ bis $0,62 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$ im unteren Bereich einstellen. Nach ihrer Emission ins Vaku-

^aEine ausführliche Beschreibung der Messmethoden findet sich unter anderem in [61].

verschiedener Dicke zur Verfügung. Über zwei Detektoren, die jeweils unter einem Winkel von 120° zur Strahlrichtung angebracht sind, können die Mott-gestreuten Elektronen nachgewiesen werden. An Position 15 sitzt ein Faraday-Cup, mit dem Ströme im Bereich weniger 10^{-11} A bis hin zu mehreren 10^{-5} A gemessen werden können, hinter Position 21 ein Channel-Electron-Multiplier (kurz CEM oder Channeltron) für Ströme zwischen 10^{-8} A und 10^{-15} A. Das Channeltron wird zusammen mit einem Stromverstärker der Firma Femto (Model DLPCA-200) benutzt und arbeitet als Analogverstärker.

Zusätzlich ist es mit der *PKAT* möglich, Messungen von longitudinaler Ladungsverteilung und Polarisierung mit einer Zeitauflösung von ungefähr einer Pikosekunde durchzuführen. Dazu steht ein Femtosekunden-Lasersystem^c zur Verfügung, das auf die Phase eines Hochfrequenzresonators (dunkelgrün) synchronisiert ist. Dieser Resonator hat eine Frequenz von 2,45 GHz und transformiert das longitudinale Strahlprofil für die zeitaufgelösten Messungen in ein leichter zu messendes transversales. Vor dem Toruskondensator sitzt ein beweglicher Spalt mit einer Höhe von $100 \mu\text{m}$, mit dem das jetzt transversale Profil vermessen werden kann.

Die wichtigsten Positionen in der Strahlführung und ihre Aufgaben sind in Tabelle 3.1 noch einmal zusammengefasst:

Position	Name	Funktion
15	Faraday-Cup	Messung von Strömen mit $10^{-5} \text{ A} \geq I \geq 10^{-11} \text{ A}$
18	Cavity	2,45 GHz-Resonator für zeitaufgelöste Messungen
19	Schneller Wedler	Ablenkmagnet zur schnellen Transmissionsmessung
20	YAG-Schirm	Strahllagekontrolle vor dem Eintritt in den Toroidkondensator
21	Spalt	$100 \mu\text{m}$ -Spalt zur Transmissionsmessung
	Toroidkondensator	„Spindrehler“
	ZnS-Schirm	Strahllagekontrolle für den Einschuss ins CEM
	versch. Goldfolien	Mottstreuung
	Channeltron	Messung von Strömen mit $10^{-8} \text{ A} \geq I \geq 10^{-15} \text{ A}$

Tabelle 3.1: Die wichtigsten Strahlführungspositionen, ihre interne Bezeichnung und ihre Funktion.

3.1.1 Pulslängenmessung

Die hier untersuchten Photokathoden reagieren auf Lichtpulse von wenigen Femtosekunden mit der Emission von Elektronenpulsen mehrerer Pikosekunden Länge. Aus der

terschieden, kommt ein neues Element entlang der Strahlführung dazu, das in gleicher Art bereits verbaut wurde, wird die Positionsnummer dieses und aller nachfolgender Elemente um 1 erhöht.

^cNd:YVO₄-Pumplaser (Verdi V5, Coherent) & Ti:Al₂O₃-Modelocked Laser (Mira 900 D, Coherent)

Ladungsverteilung innerhalb dieser Pulse kann man Rückschlüsse über die Transportmechanismen im Inneren des Halbleiters aber auch die Beschaffenheit seiner Oberfläche ziehen. Mit dem Aufbau der Testquelle in Mainz ist es möglich, zeitaufgelöste Pulslängenmessungen durchzuführen. Da ein longitudinal ausgedehntes Strahlprofil schwieriger zu messen ist als ein transversales, nutzt man die phasenabhängige Ablenkung von Elektronen im Feld eines Hochfrequenz-Resonators aus, mit der das eine in das andere überführt werden kann (siehe Abbildung 3.2).

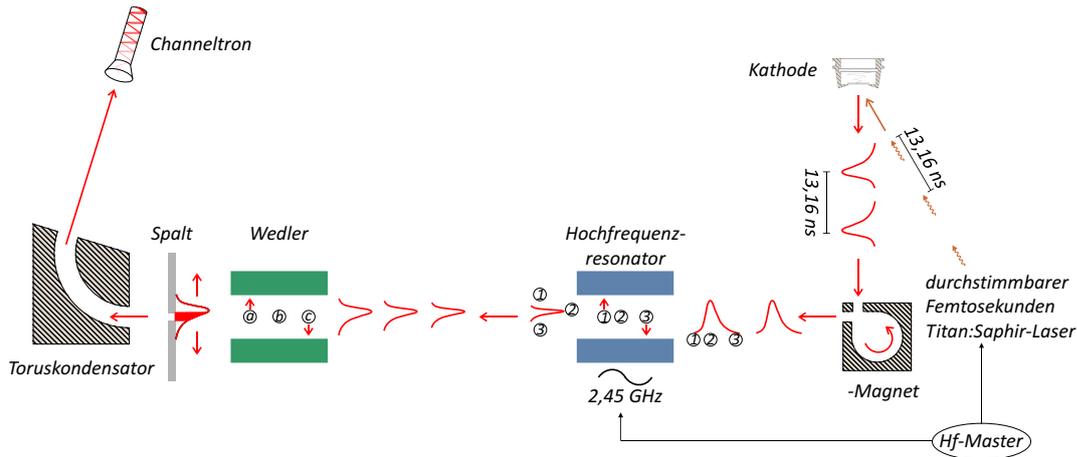


Abbildung 3.2: Aufbau zur Messung der Pulslänge.

Nach Durchlaufen einer Beschleunigungsspannung von 100 kV beträgt die longitudinale Ausdehnung des Elektronenpulses $164 \mu\text{m}$ pro ps. Je nachdem, zu welchem Zeitpunkt (bezogen auf die Hf-Phase) die Teilchen in das Feld des Resonators eintreten (Punkte 1, 2 und 3), erfahren sie unterschiedliche Beschleunigungen senkrecht zur Flugrichtung. Daraus resultieren nach einer Drift Strahlablagen, die für $T_{\text{cav}} \gg T_{\text{Puls}}$ proportional zur ursprünglichen Pulslänge sind. Ist die Amplitude der durch den Resonator verursachten Ablenkung am Ende der Drift bekannt, kann aus der transversalen Ausdehnung die longitudinale Ausdehnung berechnet werden. Nach einer Drift von $824 \pm 5 \text{ mm}$ ergibt sich bei einer Frequenz von $\nu_{\text{cav}} = 2,45 \text{ GHz}$ und einer Amplitude von $A_{\text{cav}} = 13,9 \pm 0,1 \text{ mm}$ die folgende Beziehung zwischen $l_{\text{Puls, long}}$ und $l_{\text{Puls, trans}}$:

$$\begin{aligned}
 l_{\text{Puls, trans}} &= l_{\text{Puls, long}} \cdot \frac{\left. \frac{d}{dt} A_{\text{cav}} \cdot \sin(2\pi\nu_{\text{cav}}t) \right|_{t=0}}{v_{e^-}} \\
 &= l_{\text{Puls, long}} \cdot (1,297 \pm 0,009).
 \end{aligned} \tag{3.1}$$

Dabei ist $v_{e^-} = 0.55c$ die Geschwindigkeit der Elektronen nach Durchlaufen der Beschleunigungsspannung von 100 kV. Da die eigentlich interessante Größe allerdings weniger $l_{\text{Puls, long}}$, sondern die Emissionszeit des untersuchten Kristalls (τ) ist, bietet es sich

an, den Zusammenhang zwischen $l_{\text{Puls, trans}}$ und τ anzugeben. Mit Gleichung 3.1 und der Kenntnis von v_e ergibt sich der wichtige Faktor:

$$l_{\text{Puls, trans}} = (214,0 \pm 1,5) \frac{\mu\text{m}}{\text{ps}}. \quad (3.2)$$

Zur Messung bewegt man das nun transversale Strahlprofil mit einem Magneten über einen Spalt und detektiert das transmittierte Signal für verschiedene Spulenströme. Die gemessene Verteilung entspricht dann der Faltung des ehemals longitudinalen Strahlprofils mit dem Strahldurchmesser^d. Kennt man den Zusammenhang zwischen Ablenkung und Strom, kann man dann aus dem gemessenen Signal die Strahlform bestimmen. Für ein komplettes Strahlprofil aus mindestens 20 Punkten benötigt man mit dieser Methode mehrere Minuten, in denen ca. $1,5 \cdot 10^{10}$ Bunche am Spalt eintreffen und zum gemessenen Signal beitragen. Während dieser Zeit muss gewährleistet sein, dass alle Elektronen zur selben Phase am Resonator eintreffen, denn während der Faktor in Gleichung 3.1 weitestgehend unempfindlich auf unterschiedliche Ankunftszeiten reagiert, solange diese im Bereich von einigen ps liegen, ist die absolute Position des Signals am Spalt sehr stark von der Ankunftszeit der Elektronen im Resonator abhängig. Schwankungen in der Zeit führen zu einer Zitterbewegung des Strahls und damit zu einer Verbreiterung des Signals am Spalt und tragen deshalb den Namen *Phasenjitter* oder *phase noise*. Die störenden Einflüsse des Phasenjitters wurde ausführlich in [61] und [84] diskutiert und begrenzen die Zeitauflösung der Apparatur. Durch ein Verkürzen der Messzeit können sie aber erheblich verringert werden.

3.1.2 Strahlbreitenmessung

Da zwei gaußförmige Signale nur dann als auflösbar gelten, wenn ihr Abstand größer ist als ihre Halbwertsbreite [47], die maximal mögliche Ablenkung durch den Resonator allerdings begrenzt ist (Gleichung 3.2), ist leicht einzusehen, dass ein kleiner Durchmesser des Elektronenstrahls am Spalt von entscheidender Bedeutung für eine gute Zeitauflösung ist. Vor jeder Messung und besonders nach jeder Kristallpräparation ist es nötig, die Elemente der Strahlführung neu einzustellen, was eine häufige Kontrolle und Optimierung der Strahlbreite nötig macht. Man verfährt analog zu Unterabschnitt 3.1.1, und bewegt den c.w.-Strahl mit einem Magneten über den Spalt. Auch für die Messung einer Strahlbreite benötigt man ca. fünf Minuten. Durch diese verhältnismäßig lange Messzeit ist diese Methode zum Testen verschiedener Fokussiereinstellungen damit zu zeitintensiv und damit ungeeignet.

Ähnlich dem *phase noise* bei der Pulslängenmessung muss auch bei der Strahlbreitenmessung sichergestellt sein, dass sich der Strahl durch Störfelder nicht unkontrolliert bewegt, denn ein *space noise* am Spalt verbreitert ebenfalls das gemessene Signal. Es

^dEin genauerer Zusammenhang zwischen gemessenem und ursprünglichem Signal wird in Kapitel 5 angegeben.



Abbildung 3.3: Aufbau zur Messung der Strahlbreite.

hat sich gezeigt, dass an der PKAT Störfelder existieren, die ein space noise produzieren, das in der Größe der Strahlbreite liegt. Durch eine kürzere Messzeit lässt sich aber auch dessen Einfluss minimieren und damit die Zeitauflösung verbessern.

In den folgenden Kapiteln werden Strahldurchmesser oft in ps angegeben. Das hat den Grund, dass ein longitudinal unendlich kurzer Puls mit dem Durchmesser d , bedingt durch das Messverfahren, nicht von einem unendlich gut fokussierten Puls der Länge l zu unterscheiden ist (vgl. Gleichung 3.1).

3.1.3 Asymmetriemessung durch Mottstreuung

Zur Messung der Strahlpolarisation können Goldfolien^e verschiedener Massenbelegung in den Strahl gefahren und über zwei Halbleiterkristalle die rückgestreuten Elektronen gemessen werden (siehe Abbildung 3.4).

Besitzt das Projektil einen Spin, tritt bei der Streuung zusätzlich zum reinen Coulombpotenzial noch ein Term auf, der proportional zum Skalarprodukt zwischen Bahndrehimpuls \vec{l} und Spin \vec{s} ist. Für die Emission aus GaAs-Halbleitern gilt allerdings $\vec{s} \parallel \vec{p}$ und damit $\vec{l} \cdot \vec{s} = 0$, weshalb die beiden Vektoren erst gegeneinander verkippt werden müssen. Dies geschieht durch das elektrische Feld eines Toruskondensators, in dem der Spin langsamer präzediert als der Impuls.

Das Verhältnis der beiden Frequenzen kann über die Thomas-BMT-Formel berechnet werden, die sich für Teilchen in einem rein elektrischen Feld ($B_{\parallel} = B_{\perp} = 0$) wie folgt nähern lässt [12]:

$$\vec{\omega}_s = \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) \vec{\omega}_p \quad (3.3)$$

^eDie Positionen der Goldfolien auf dem Scannerschlitten entsprechen denjenigen aus [61] mit dem einzigen Unterschied, dass die $15 \frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$ -Folie durch eine zweite $190 \frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$ -Folie ersetzt wurde.

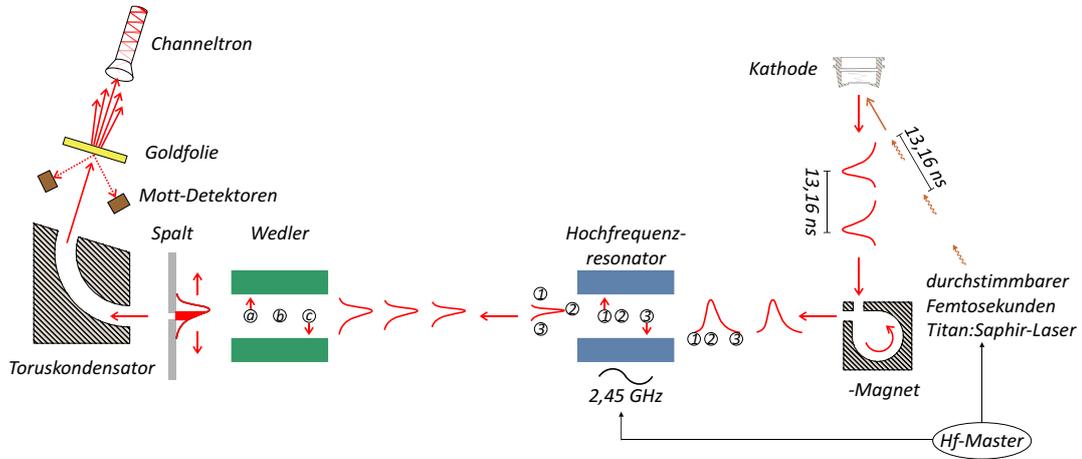


Abbildung 3.4: Aufbau zur Messung der Strahlpolarisation mittels Mottstreuung an dünnen Goldfolien.

Dabei sind $\vec{\omega}_s$ und $\vec{\omega}_p$ die Präzessionsfrequenzen von Spin und Impuls und $\gamma = 1,2$ der Lorentzfaktor. Für eine Energie von 100 keV folgt $\vec{\omega}_p - \vec{\omega}_s = \Delta\vec{\omega} \hat{=} \Delta\phi \approx 0,84 \cdot \vec{\omega}_p$ und daraus für den Übergang $\vec{s} \parallel \vec{p} \rightarrow \vec{s} \perp \vec{p}$ ein Ablenkwinkel von ca. 107° .

Wird die Streuung so arrangiert, dass der Spin senkrecht zur Streuebene steht, führt das zusätzliche Potential zu einer Spinabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts, die sich in zwei Detektoren unter den Winkeln $(\varphi; \vartheta)$ und $(-\varphi; \vartheta)$ als Zählratenasymmetrie bemerkbar macht. Die gemessene Asymmetrie ist über die Sherman-Funktion mit der Polarisation des Teilchenensembles verknüpft (vgl. Gleichung 2.2). Zusätzlich kann mit einer Pockelszelle die Polarisation des Lichts und damit die der Elektronen innerhalb kürzester Zeit um 180° gedreht werden. Bezeichnen N_1 bzw. N_2 die Zählraten in Detektor 1 bzw. 2 und N^+ (N^-) die Zählraten bei Anregung mit zirkularpolarisiertem σ^{+-} (σ^{--}) Licht, so ergibt sich die Asymmetrie einer Messung nach [43] zu:

$$A = \frac{1 - Q}{1 + Q} \quad (3.4)$$

$$\text{mit } Q = \sqrt{N_1^+ \cdot N_2^- / N_1^- \cdot N_2^+}$$

Bei Messung im c.w.-Betrieb haben phase und space noise keinen negativen Einfluss auf die Polarisation, wohl aber bei zeitaufgelösten Messungen. Da allerdings nur ein sehr kleiner Bruchteil der primären Elektronen in den Raumwinkelbereich der Detektoren gestreut wird, sind die gemessenen Zählraten sehr gering^f und lange Messzeiten unumgänglich.

^fUm Raumladungseffekte zu vermeiden, ist der Primärstrom auf maximal 2 nA begrenzt.

3.2 Zeitauflösung der Apparatur

Das Prinzip zeitaufgelöster Messungen beruht auf der Anregung von Elektronen mit einem (idealerweise deltaförmigen) Lichtblitz und der anschließenden Detektion der Pulsantwort des Kristalls. Verschiedene Faktoren begrenzen dabei die minimal und maximal messbaren Pulslängen an der PKAT.

Die Frequenz des Hochfrequenzresonators von 2,45 GHz begrenzt das längste, messbare Pulsprofil auf eine longitudinale Ausdehnung von 204 ps, was der halben Periodendauer entspricht. Bei Pulsen dieser Länge muss auf jeden Fall die Nichtlinearität der Ablenkung berücksichtigt werden, da es sonst zu massiven Verzerrungen des Pulsprofils kommt. Für einen 100 ps langen Puls beträgt diese Abweichung schon knapp 10%. Bei Pulsen, die länger als 204 ps sind, überlagern sich hin- und rücklaufende Signale und das wahre Signal kann aus dem gemessenen nicht mehr eindeutig extrahiert werden.

Die Länge der Lichtpulse des verwendeten Lasersystems wurde mit einem Autokorrektor der Firma *APE* (Modell $\tau 5050$) vermessen. Unter der Annahme eines Gauß'schen Pulsprofils kann die Halbwertsbreite der Pulslänge (τ_{Laser}) aus der gemessenen Autokorrelationsfunktion (τ_{ACF}) über

$$\tau_{Laser} = \frac{\tau_{ACF}}{\sqrt{2}} \quad (3.5)$$

berechnet werden [19]. Am Ausgang des *Mira900* beträgt τ_{Laser} 106 fs, durch den Strahltransport zur Kathode verdoppelt sich dieser Wert auf $\tau_{Laser} \approx 212$ fs. Dadurch ist eine erste Obergrenze für die Zeitauflösung festgelegt. Das Lasersystem erzeugt Pulse dieser Kürze durch Überlagerung von Licht verschiedener Wellenlänge. Damit kann jedem Puls nach

$$\Delta\nu_{Laser} = \frac{0,441}{\tau_{Laser}} \quad (3.6)$$

auch ein Frequenzspektrum zugeordnet werden. Dieser Umstand begrenzt die Genauigkeit, mit der einzelne Übergänge im Halbleiter getrennt voneinander angeregt werden können. Bei einer Zentralwellenlänge von 800 nm ergibt sich für die gemessenen Halbwertsbreiten eine Energiebreite von ca. 34 meV bzw. eine spektrale Breite von knapp 18 nm. Der Durchmesser des Laserspots auf der Kathode konnte zu $FWHM_x = 330 \mu m$ bzw. $FWHM_y = 254 \mu m$ bestimmt werden.

Die Höhe des Analyserspalt beträgt zur Zeit $100 \mu m$. Mit den Gleichungen aus Unterabschnitt 3.1.1 bedeutet das, dass selbst ein unendlich kurzer Elektronenpuls bei der Messung mit der Spaltmethode wie ein Pulsprofil mit einer longitudinalen Ausdehnung von $\tau_{Spalt} \approx 470$ fs FWHM erscheint. Eine Verkleinerung der Spalthöhe führt unter den derzeitigen Verhältnissen allerdings nur zu einer Verkleinerung des Signals und nicht zu einer Verbesserung der Zeitauflösung, da schon der Strahlfleck der Elektronen an Position 20 ca. $200 \mu m$ FWHM besitzt. Mit der Bedingung aus Unterabschnitt 3.1.2

können demnach unabhängig von Spaltgröße und Pulslänge keine kürzeren Signale als $\tau_{Strahl} \approx 930$ fs FWHM mit der Apparatur aufgelöst werden. Bisher ist es nicht gelungen, kleinere Strahldurchmesser als diese an Position 20 zu realisieren, womit dieser Faktor momentan den größten Beitrag zur Zeitauflösung liefert.

Der störende Einfluss unkontrollierbarer Drifts zwischen Lasersystem und Ablenkung durch den Resonator kann durch eine kürzere Messzeit erheblich verringert werden (siehe Abschnitt 3.3). Extrapoliert man die Daten zum Phasenjitter aus [84], erhält man als Abschätzung für eine minimale Zeitauflösung $\tau_{Jitter} \approx 500$ fs.

Da alle eben aufgeführten Faktoren unabhängig voneinander zur Verringerung der Zeitauflösung beitragen, erhält man die komplette Zeitauflösung der Apparatur schließlich aus der quadratischen Summe der einzelnen Komponenten zu:

$$\begin{aligned} \Delta t &= \sqrt{\tau_{Laser}^2 + \tau_{Spalt}^2 + \tau_{Strahl}^2 + \tau_{Jitter}^2} \\ &= \sqrt{0,21^2 + 0,47^2 + 0,93^2 + 0,50^2} \text{ ps} \\ &= 1,17 \text{ ps} \end{aligned} \tag{3.7}$$

Bei ihrem Austritt ins Vakuum zeigen die Elektronen eine Energieverteilung, die nach [50] bzw. [56] bis zu mehrere 100 meV betragen kann. Die maximale Energie entspricht dabei dem Wert von χ_{eff} , also der Differenz zwischen Leitungsbandminimum im Inneren des Kristalls und Vakuumniveau. In Abhängigkeit von dieser kinetischen Energie benötigen die Elektronen unterschiedliche Zeiten zum Durchfliegen der Strahlführung, was an Position 20 zu einer Verschmierung des longitudinalen Strahlprofils führt. Drei elektronenoptische Elemente können für diesen Effekt verantwortlich gemacht werden: Die Beschleunigungsstrecke, der α -Magnet und der Rest der Strahlführung, der als einfache Driftstrecke angesehen werden kann.

Die Flugzeit durch die Strahlführung lässt sich wegen der konstanten Geschwindigkeit sehr leicht für verschiedene Energien berechnen. Bezogen auf ein Sollteilchen mit einer Energie von 100 keV ergibt sich nach einer Drift von ca. 3,43 m eine Flugzeitdifferenz von ungefähr 80 fs pro eV Energiedifferenz. Die durch den α -Magneten verursachte Flugzeitdifferenz wurde mit dem Feldverlauf aus [71] für verschiedene Startenergien berechnet und beträgt ca. 8 fs pro eV Energiedifferenz. Es zeigt sich, dass der Magnet im Vergleich zu einer einfachen Drift gleicher Länge sogar eine leicht fokussierende Wirkung auf den longitudinalen Phasenraum hat. Die Flugzeit durch die Beschleunigungsstrecke lässt sich ausgehend von der Lorentzkraft ohne Magnetfelder

$$\dot{\vec{p}} = q\vec{\mathcal{E}} \tag{3.8}$$

und unter der Annahme, dass die Impulse und Felder senkrecht zu \vec{z} vernachlässigbar sind und \mathcal{E}_z homogen ist, vollständig relativistisch[§] und analytisch lösen. Die Zeit zum Durchfliegen einer Beschleunigungsstrecke mit Länge s (in m) und elektrischem Feld \mathcal{E} (in V/m) beträgt

$$t = \sqrt{\left(\frac{s}{c} + \mathcal{A}\gamma_0\right)^2 - \mathcal{A}^2} - \mathcal{A}\sqrt{\gamma_0^2 - 1} \quad (3.9)$$

mit $\mathcal{A} = m_0c/q\mathcal{E}$. Dabei ist c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum (in m/s), q die Ladung (in C) und m_0 die Elektronenruhemasse (in kg). $\gamma_0 = (T/E) + 1$ ist der Lorentzfaktor zum Zeitpunkt $t=0$ mit der kinetischen Energie T und der Ruheenergie E . In Abbildung 3.5 ist die Lösung von Gleichung 3.9 für verschiedene Startenergien und verschiedene Extraktionsfelder, bezogen auf ein Teilchen mit einer Startenergie von 0 eV zu sehen.

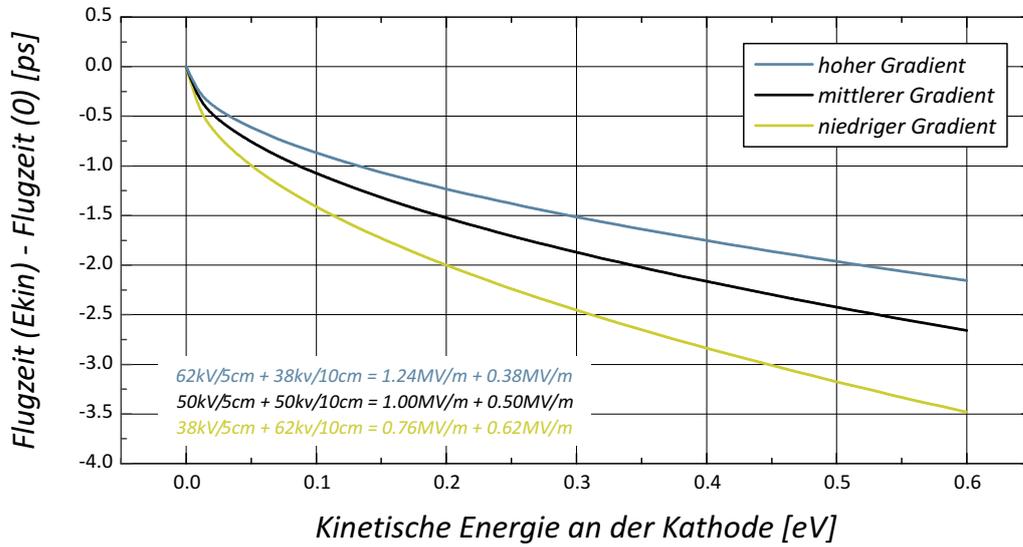


Abbildung 3.5: Differenz der Flugzeiten bis Position 20 für Elektronen verschiedener Energie bezogen auf ein Sollteilchen mit 0 eV Startenergie. In Blau (Hellgrün) sieht man die Werte für maximales (minimales) Extraktionsfeld; in Schwarz die der verwendeten Einstellung.

Für alle durchgeführten Versuche gilt: $s_1=0,05$ m, $\mathcal{E}_1=1 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$, $s_2=0,10$ m und $\mathcal{E}_2=0,5 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$ (schwarze Kurve). Nimmt man eine maximale Energiedifferenz von 0,3 eV an [56], erhält man an Position 20 allein durch die energieabhängige Laufzeitdispersion eine Ankunftszeitdifferenz von $\tau_{\text{Energie}} \approx 1,8$ ps. Auch durch diesen Effekt erscheinen ehemals kurze Pulse am Detektor als longitudinal ausgedehnt. Im Gegensatz zu Gleichung 3.7 handelt

[§]Ein fast identisches Ergebnis erhält man auch bei nicht-relativistischer Betrachtung, da die ersten μm hinter der Kathode den größten Anteil zur Laufzeitdispersion beitragen und die Elektronen hier noch keine hohen Geschwindigkeiten haben.

es sich hierbei aber um eine Eigenschaft der Kathode und nicht der Apparatur. Aus diesem Grund fließt $\tau_{Energie}$ nicht in Δt ein.

3.3 Verkürzung der Messzeit

Zur Verbesserung der Zeitaufösung wurden bereits vor dieser Arbeit vielfältige Versuche unternommen. In [84] wurde versucht den Durchmesser des Elektronenstrahls am Ort des Spalts zu verkleinern, in [61] hingegen eine Phasenstabilisierung zur Minimierung des phase noise aufgebaut. Beide Probleme können durch ein Verkürzen der Messzeit gleichzeitig angegangen werden. Ist die Einschwingzeit des Detektors, der das transmittierte Signal misst, schnell genug, hängt die Messzeit nur noch von der Geschwindigkeit ab, mit der der Wedlerstrom variiert werden und die Datenerfassung erfolgen kann. Moduliert man den Strom im Magneten mit einem Frequenzgenerator, kann die Messprozedur nicht nur automatisiert, sondern auch wesentlich verkürzt werden. Schon vor dieser Arbeit wurde deshalb der langsame Faraday-Cup an Position 21 durch ein Channeltron ersetzt, das Anstiegszeiten im Bereich von wenigen Nanosekunden bei einer Verstärkung von 10^4 hat. Die Messzeit ist allerdings durch die Bandbreite des Vorverstärkers bestimmt, die bei einer Verstärkung von $10^7 V/A$ 400 kHz beträgt. Der Faraday-Cup hatte zum Vergleich eine Bandbreite von ungefähr 1 Hz [66], womit sich eine Verbesserung von 400 ergibt. In [61] wurden verschiedene Erregerströme und Frequenzen für die Ablenkung getestet, doch die Ergebnisse waren nicht reproduzierbar und inkonsistent mit Resultaten der herkömmlichen Methode, da der Aufbau zwei Schwachstellen hatte. Zum einen war das Channeltron sehr weit hinter dem letzten Leuchtschirm montiert, was eine genaue Positionierung des Strahls auf der sensitiven Fläche schwer bis unmöglich machte, zum anderen war nicht bekannt, dass das space noise die Genauigkeit einer Messung entscheidend limitiert.

3.3.1 Position 20

Bereits zu Beginn dieser Arbeit wurde der Aufbau an Position 20 (siehe Abbildung 3.1) der Strahlführung komplett erneuert. Das war nötig, da dieser mechanisch nur sehr unzuverlässig arbeitete und ungünstig dimensioniert war. Der alte Spalt war aus Wolfram, hatte eine Höhe von $20 \mu\text{m}$ und konnte über einem Motor zwischen zwei Endschaltern auf und ab bewegt werden. Auf der oberen Spaltbacke war ein ca. $(5 \times 30) \text{mm}^2$ großer Leuchtschirm aus Zinksulfid (ZnS) befestigt, der allerdings im Verdacht stand, den darunter liegenden Spalt im Laufe der Zeit mehr und mehr durch abplatzende ZnS-Bröckchen zu verstopfen [61]. Daher wurde der Spalt ausgebaut und unter dem Mikroskop untersucht. Die vermuteten Verstopfungen waren sichtbar, stammten allerdings nicht wie erwartet von heruntergefallenem ZnS, sondern von verbranntem Wolfram, denn besonders im Pulsbetrieb können erhebliche Peak-Leistungen auf den Spaltbacken deponiert werden.

Als Grundlage für den neuen Aufbau diente ein Scannerschlitten, wie er bereits an vielen Stellen der Strahlführung eingesetzt wird und der verschiedene Positionen mit einer Genauigkeit von wenigen Zehntelmillimetern reproduzierbar anfahren kann. Durch seinen häufigen Einsatz existieren bereits Software-Routinen, die das Element in das MAMI-Kontrollsystem einbinden und automatisierte Messreihen möglich machen.

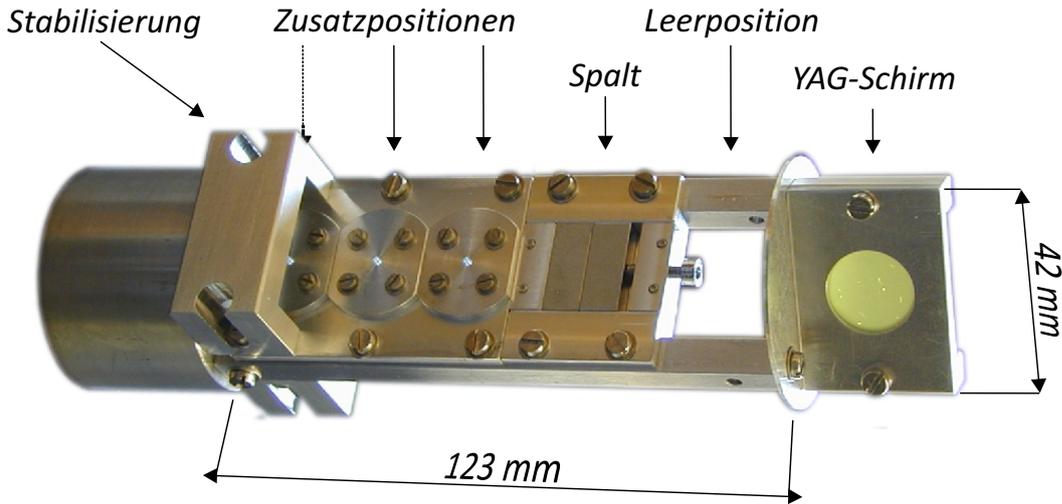


Abbildung 3.6: Fertig montierter Scannerschlitten mit $100\ \mu\text{m}$ -Spalt aus Edelstahl und aluminiumbedampftem YAG-Schirm.

Da an der Testquelle bisher keine kleineren Strahldurchmesser als $200\ \mu\text{m}$ FWHM gemessen wurden, wird die Auflösung durch einen größeren Spalt nicht merklich reduziert, solange die Spaltöffnung kleiner bleibt als der Strahldurchmesser. Dafür erhöht sich aber die transmittierte Intensität, was wiederum zur Verkürzung der Messzeit genutzt werden kann. Als neue Spalthöhe wurde ein Wert von $100\ \mu\text{m}$ gewählt, der aber durch den Austausch von zwei kleinen Blechen jederzeit vergrößert oder verkleinert werden kann. Des Weiteren ist der neue Spalt mit 5 mm erheblich tiefer, wodurch Elektronen, die an dessen Innenseiten gestreut werden, nur noch in sehr geringem Maße transmittiert werden können. Da nun mehrere definierte Positionen zur Verfügung stehen, konnten neben dem eigentlichen Spalt noch Halterungen für drei weitere Spalte der Firma Plano mit verschiedenen Größen untergebracht werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurden diese Halterungen jedoch nicht bestückt, da alle Messungen am $100\ \mu\text{m}$ -Spalt durchgeführt werden konnten. Durch den tieferen Spalt musste der komplette Aufbau allerdings zusätzlich stabilisiert werden, da die Transmission schon bei leichter Verkippung aus der Vertikalen verschwindet. Der unterste Zusatzspalt steht deshalb nicht mehr zur Verfügung, da er von der Stabilisierung verdeckt wird.

In [84] konnte gezeigt werden, dass eine Strahlfleckvermessung zwar mittels Leuchtschirm und CCD Kamera erfolgen kann, die minimale Auflösung aber vermutlich durch Aufstreuung der Photonen an den ZnS-Körnern begrenzt ist. Daher wurde als Material für den neuen Schirm Cer dotiertes Yttrium-Aluminium-Granat ($Y_3Al_5O_{12} : Ce^{3+}$, kurz YAG) gewählt^h. Da YAG als Einkristall keine Strukturen besitzt, wird diese Art der Strahlfleckverbreiterung vermieden. Allerdings werden die Elektronen während des Abbremsens aufgestreut und der Strahl vergrößert sich ebenfalls. Dieser Effekt liegt aber in der Größenordnung von nur ca. $50 \mu\text{m}$, stellt damit also immer noch eine Verbesserung dar [47]. Die Abklingzeit beträgt 50-60 ns und die Emission liegt mit 560 nm im sichtbaren Spektralbereichⁱ. Die Lichtausbeute ist zwar eine Größenordnung geringer als bei ZnS-Schirmen, aber selbst die kleinsten in dieser Arbeit verwendeten Strahlströme von 100 pA lassen sich in fokussiertem Zustand noch mühelos erkennen.

Da 100 keV-Elektronen ihre gesamte Energie in den ersten hundert Mikrometern des Materials abgeben, ist der Schirm mit einer Dicke von 1 mm deutlich überdimensioniert. Die Herstellung dünnerer Kristalle wäre allerdings mit deutlichen Mehrkosten verbunden (Ausschuss, Bruch, ...). Um ein Aufladen des Kristalls durch die absorbierten Elektronen zu vermeiden, wurde die Oberfläche auf Anraten des Herstellers mit einer dünnen Schicht Aluminium bedampft. Die Beobachtung des Strahls muss nun von der Rückseite des Schirms erfolgen, wo der Strahlfleck durch die Aufstreuereffekte dann allerdings vergrößert erscheint. Will man nur Position und Form überprüfen oder relative Angaben der Strahlbreiten machen, entstehen daraus keinerlei Nachteile. Ein großer Schirmdurchmesser von 20 mm macht es erheblich leichter, den Strahlfleck an dieser für alle Messungen wichtigen Position zu kontrollieren. Zudem hat man in jeder Richtung noch viele Strahlbreiten Platz, um z.B. den Zusammenhang zwischen dem Ablenkstrom eines Magneten und der Strahlposition zu ermitteln.

3.3.2 Position 21

In einem nächsten Schritt wurde der Aufbau bei Scanner 21 so verändert, dass das Channeltron wenige Zentimeter dahinter positioniert werden konnte. Damit ist der optimale Einschuss in den CEM einer definierten Position auf dem Leuchtschirm in Scanner 21 zuzuordnen. Da zudem die sensitive Fläche des CEM nur knapp $0,5 \text{ cm}^2$ beträgt, ist es notwendig, die Strahlgröße an dessen Eingang zu kennen.

Mit dem neuen Aufbau wurde dann das störende Wackeln des Strahls zum ersten Mal entdeckt und untersucht. Stellt man das Channeltronsignal auf einem Oszilloskop dar, erwartet man bei konstanten Magnetströmen ein konstantes Signal. In Abbildung 3.7 (a) ist die Situation gezeigt, bei der der Elektronenstrahl ungefähr mit einem halben Strahldurchmesser im Spalt liegt. Man erkennt eine periodische Signaländerung mit

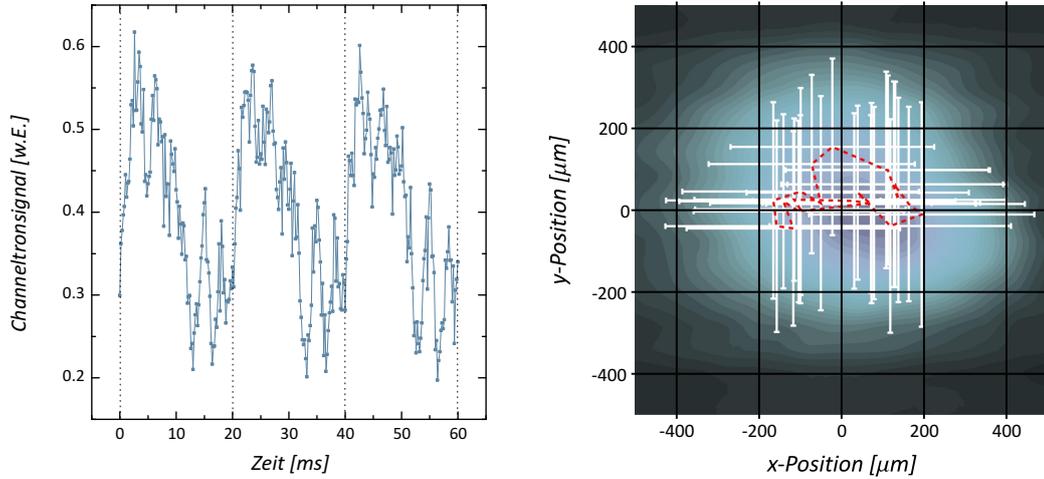
^hKorth Kristalle GmbH

ⁱAngabe des Herstellers Plano GmbH

einer Frequenz von ungefähr 50 Hz. In der Fourieranalyse sieht man zusätzlich noch weitere Frequenzen bei Vielfachen dieser Frequenz bis hin zu 300 Hz, die allerdings kleinere Amplituden (A) haben. Bei der langsamen Strahlbreitenmessung, bei der der Strahl per Hand über den Spalt geschoben wird, erhält man deshalb einen erheblich größeren Strahldurchmesser (d). Das gemessene Signal liegt jetzt nicht mehr nur zwischen $-\frac{d}{2} \rightarrow +\frac{d}{2}$, sondern zwischen $-(\frac{d}{2} + A) \rightarrow +(\frac{d}{2} + A)$. Um die Amplitude der Bewegung zu messen, wurde eine CCD-Kamera mit variabler Belichtungszeit τ_{CCD} verwendet. Das Strahlprofil wurde dazu auf dem YAG-Schirm abgebildet und die Kamera mit 50 Hz getriggert. Über einen Offset konnten nun zu verschiedenen Zeiten innerhalb einer Periode Bilder aufgenommen werden. Jedes Bild wurde offline ausgewertet und ein zweidimensionales Gaußprofil an die Daten gefittet. In Abbildung 3.7 (b) sieht man 24 Einzelmessungen bei einer Belichtungszeit von 1 ms über eine Periode, wobei die weißen Balken jeweils σ_x und σ_y des Fits entsprechen. In Blau ist zusätzlich noch das gemessene Strahlprofil bei 100 ms Belichtungszeit als Dichteplot dargestellt. Man sieht, dass das Profil für $\mathcal{O}(\tau_{\text{CCD}}) \simeq \mathcal{O}(T)$ der Einhüllenden aller Profile mit $\tau_{\text{CCD}} \ll T$ entspricht. In Rot sind zusätzlich die Schwerpunkte von zeitlich nacheinander aufgenommenen Messungen miteinander verbunden.

Die genaue Analyse der Daten zeigt, dass der Strahlmittelpunkt mit einer Frequenz, die der Netzfrequenz entspricht, in vertikaler Richtung eine sinusförmige Schwingung mit einer Amplitude von $\approx 100 \mu\text{m}$ beschreibt. Zusätzlich erkennt man eine Schwingung in horizontaler Richtung mit $\approx 150 \mu\text{m}$ Amplitude, die um eine Viertelperiode gegenüber der ersten verschoben ist. Die Fokussierung des Strahls ändert sich ebenfalls auf der Zeitskala von wenigen Millisekunden. Der horizontalen und vertikalen Bewegung des Strahlschwerpunktes ist eine Änderung des Strahldurchmessers um ca. 10% mit doppelter Frequenz überlagert.

Um auszuschließen, dass diese Effekte durch Stromschwankungen in den elektronenoptischen Elementen der PKAT-Strahlführung verursacht werden, wurden alle Stromkabel mit einer Stromzange auf ihre Stabilität überprüft. Da keine zeitabhängigen Signale gefunden wurden, muss davon ausgegangen werden, dass das space noise von externen Komponenten (Netzgeräteraum, 180°-Dipole von MAMI, ...) verursacht wird. Damit ist die Strahlbewegung abhängig vom jeweiligen Betriebszustand der Maschine und entzieht sich dem direkten Einfluss. Es zeigt sich aber, dass die Modulation über Minuten (und damit wesentlich länger als eine Messung) hinlänglich stabil ist. Die Auswirkungen dieser unkontrollierten Strahlbewegung lassen sich zudem fast gänzlich eliminieren, wenn man den Ablenkmagneten mit der Netzfrequenz betreibt und den verwendeten Pulsgenerator extern mit eben dieser Netzfrequenz triggert. Alle Messungen dieser Arbeit wurden mit einer Frequenz von $\nu_{\text{W19}}=50,10 \text{ Hz}$ durchgeführt aus der sich bei maximalem Wedlerstrom eine Amplitude am Spalt von $A_{\text{W19}}=17,9 \pm 0,1 \text{ mm}$ ergibt. Das gemessene Signal wurde dann auf einem Oszilloskop dargestellt, das auf den Ausgang des Pulsgenerators



(a) Zeitabhängigkeit des transmittierten Signals in vertikaler (y -) Richtung; aufgenommen mit Spalt und Channeltron.

(b) Gemessene Strahlbewegung am Ort des Spalts; aufgenommen mit YAG-Schirm und CCD-Kamera.

Abbildung 3.7: In (a) sieht man das transmittierte Signal durch den Spalt bei konstantem Spulenstrom des Ablenkmagneten. Man erkennt in der Fourieranalyse eine dominierende Frequenz von 50 Hz und, überlagert, Vielfache davon. In (b) wurden der Strahlfleck zu verschiedenen Phasenpunkten mit einer CCD-Kamera (Belichtungszeit: 1 ms) aufgenommen, wobei die weißen Balken jeweils σ_x und σ_y eines Gaußfits entsprechen. In Rot ist die Bewegung des Strahlschwerpunktes eingezeichnet und als blauer Dichteplot das Bild des Strahls bei einer Belichtungszeit von 100 ms.

getriggert wurde. Dabei ergibt sich der Umrechnungsfaktor zwischen angezeigter Zeit auf dem Oszilloskop (τ_{Osz}) und transversaler Ausdehnung (l_{trans}) zu

$$\begin{aligned} l_{\text{trans}} &= \tau_{\text{Osz}} \cdot \left. \frac{d}{dt} A_{\text{W19}} \cdot \sin(2\pi\nu_{\text{W19}}t) \right|_{t=0} \\ &= \tau_{\text{Osz}, \mu\text{s}} \cdot (5,635 \pm 0,031) \frac{\mu\text{m}}{\mu\text{s}}. \end{aligned} \quad (3.10)$$

Zusammen mit Gleichung 3.2 ergibt sich die Beziehung zwischen longitudinaler Pulslänge ($l_{\text{Puls, long}}$) in ps und Oszilloskopzeit (τ_{Osz}) in ms zu:

$$l_{\text{Puls, long, ps}} = \tau_{\text{Osz, ms}} \cdot (26,33 \pm 0,23) \frac{\text{ps}}{\text{ms}}. \quad (3.11)$$

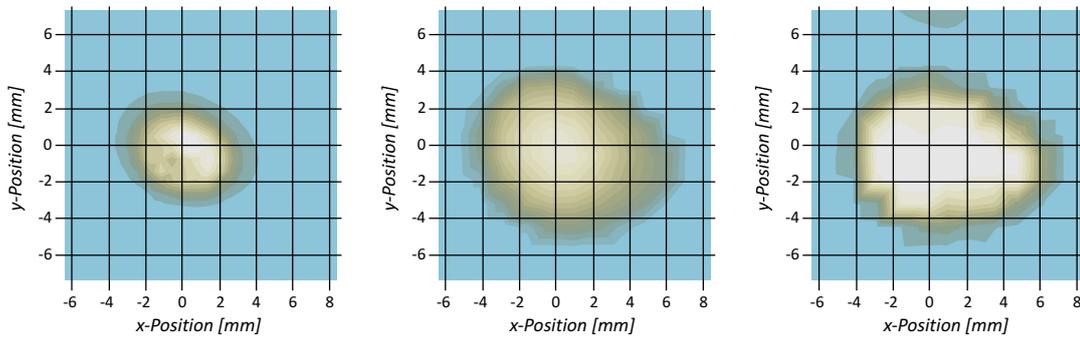
Eine zusätzliche Unsicherheit entsteht aus der Jitterrichtung, die in Phase oder Gegenphase zur eigentlichen Ablenkung sein kann. Der maximale Fehler, der sich aus der vorzeichenrichtigen Addition der beiden Geschwindigkeiten ergibt, liegt aber lediglich in der gleichen Größenordnung wie der in Gleichung 3.10 angegebene Fehler

aus der Bestimmung der Wedleramplitude. Der neue Aufbau ermöglicht eine Online-Strahlbreitenmessung während der Optimierung der Fokussierung, eine automatische Datenspeicherung und eine genauere Offline-Analyse durch 500 bis 10000 Datenpunkte pro Messung. Der Fehler aus der linearen Näherung der Ablenkgeschwindigkeiten im Nulldurchgang der Sinusschwingung beträgt dabei insgesamt weniger als 1%. Die Messzeit für eine Strahlbreitenmessung konnte gegenüber dem früheren Verfahren um den Faktor $1,5 \cdot 10^6$ verkürzt werden. Bei der Pulsmessung beträgt die Messzeit jetzt nur noch ca. $\frac{1}{150000}$ der ursprünglich benötigten Zeit. Das space-noise konnte zwar nicht eliminiert werden, sein Einfluss ist durch die Synchronisation mit der Netzfrequenz jedoch vernachlässigbar. Der Einfluss des phase-noise konnte ebenfalls erheblich verringert werden, da während einer Pulslängenmessung nur noch ca. 10^5 Pulse am Spalt eintreffen im Gegensatz zu ehemals $1,5 \cdot 10^{10}$.

3.3.3 Kontrolle der Strahlage

Wie am Ende von Unterabschnitt 3.1.3 beschrieben, kann die Geschwindigkeit einer Polarisationsmessung nicht erhöht werden. Deshalb wurde in [61] ein System zur Phasenstabilisierung aufgebaut und getestet. Es lassen sich damit jedoch nur langsame Phasenschwankungen und Drifts ausregeln, die vom Lasersystem verursacht werden. Obwohl diese dominieren, wurde in dieser Arbeit auf den Einsatz des Systems verzichtet, da die Inbetriebnahme umständlich und langwierig ist. Stattdessen wird im Folgenden ein neuer Ansatz diskutiert.

Im Pulsbetrieb sind sowohl Strom als auch Polarisation zeitabhängig und damit sensitiv auf Phasendrifts. Aus der Kenntnis des durch den Spalt transmittierten Primärstroms ist es damit möglich, Phasendrifts zu detektieren und bei zukünftigen Experimenten gegebenenfalls auszuregulieren. Bei der Mottstreuung werden die meisten Elektronen nur um sehr kleine Winkel gestreut und passieren die Goldfolie fast unbeeinflusst. Die Verteilung der transmittierten Elektronen kann in der Näherung von Lynch und Dahl als gaußförmig angesehen und durch einen Öffnungswinkel beschrieben werden, der der Standardabweichung σ dieser Verteilung entspricht [49]. Für die eingesetzten Goldfolien mit den Massenbelegungen $190 \frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$ ($\hat{=}$ 100 nm) und $415 \frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$ ($\hat{=}$ 215 nm) ergeben sich damit Öffnungswinkel von 11° bzw. 17° . Am Ort des Channeltrons in ca. fünf Zentimetern Entfernung führt dies zu einem Strahlfleck, der ungefähr doppelt so groß, wie dessen sensitive Fläche ist. Das kann man ausnutzen, um simultan zu den Zählraten in den Mottdetektoren die „ungestreuten“ Elektronen und damit den Primärstrom zu messen. Abbildung 3.8 (a) zeigt Ausdehnung und Position des Channeltrons hinter Position 21. Für die Messung wurde Wedler 19 in horizontaler und vertikaler Richtung variiert und der Strom im Channeltron detektiert. Das gemessene Signal ist die Faltung aus Strahldurchmesser (ca. 0,4 mm) und Channeltronöffnung (ca. 8,0 mm). In Abbildung 3.8 (b) wurde eine Goldfolie vor den Eingang des Channeltrons gefahren und die Messung aus (a) wiederholt. Man erkennt ein Signal an der gleichen Position, das aber durch die Auf-



(a) Signal auf dem Channeltron bei Variation von Wedler 19 in horizontaler und vertikaler Richtung.

(b) Transmittiertes Signal durch die Goldfolie auf dem Channeltron bei Variation von Wedler 19 in horizontaler und vertikaler Richtung.

(c) Peak-zu-Valley-Verhältnis der Mottdetektoren bei Variation von Wedler 19 in horizontaler und vertikaler Richtung.

Abbildung 3.8: In (a) ist das Signal des Channeltrons für verschiedene horizontale und vertikale Ablenkungen durch Wedler 19 gezeigt - je heller die Farbe, desto größer das Signal. Man sieht eine Faltung aus Strahldurchmesser (ca. 0,4 mm) und Channeltronöffnung (ca. 8,0 mm). In (b) ist ebenfalls das Channeltronsignal für verschiedene Wedler-Ablenkungen dargestellt; diesmal ist allerdings eine Goldfolie ($\text{Ø}10,0\text{ mm}$) in den Strahl gefahren. Das Peak-zu-Valley-Verhältnis der Mottdetektoren zeigt (c).

streuung des Elektronenstrahls in der Goldfolie wesentlich breiter ist als in (a). Elastisch gestreute Elektronen erzeugen in der Messelektronik der Mott-Detektoren ein Signal annähernd konstanter Höhe. Thermisches Untergrundrauschen, inelastisch und mehrfach gestreute Elektronen, Elektronen, die nicht ihre komplette Energie im Detektor deponieren, ... erzeugen dagegen ein kleineres Signal. Die Messelektronik erlaubt die Unterdrückung von Signalen, die außerhalb eines definierten Pulshöhenfensters liegen. Das Verhältnis aus dem Signal der elastisch gestreuten Elektronen und dem Untergrund nennt man Peak-zu-Valley-Verhältnis (PzV). Für die verwendeten Goldtargets beträgt es ca. 16:1, für die Aluminiumhalterung ungefähr 1:1. Aus dem PzV kann man also eine Information über die Position der Goldfolie ableiten. In Abbildung 3.8 (c) wurde das PzV für verschiedene Strahlpositionen auf der Goldfolie gemessen, wobei die Messung simultan zu der Messung in (b) durchgeführt wurde. Man erkennt, dass das PzV in dem Bereich maximal ist, der sowohl der Größe der Goldfolie entspricht als auch der Position des Channeltrons. Es ist also möglich, gleichzeitig das Signal der transmittierten und das der rückgestreuten Elektronen zu detektieren.

Abbildung 3.9 zeigt exemplarisch die zeitaufgelösten Messwerte von Strom (schwarz) und Asymmetrie (blau), wie sie mit den Verfahren aus Unterabschnitt 3.1.1 bzw. Unterabschnitt 3.1.3 bestimmt wurden^j.

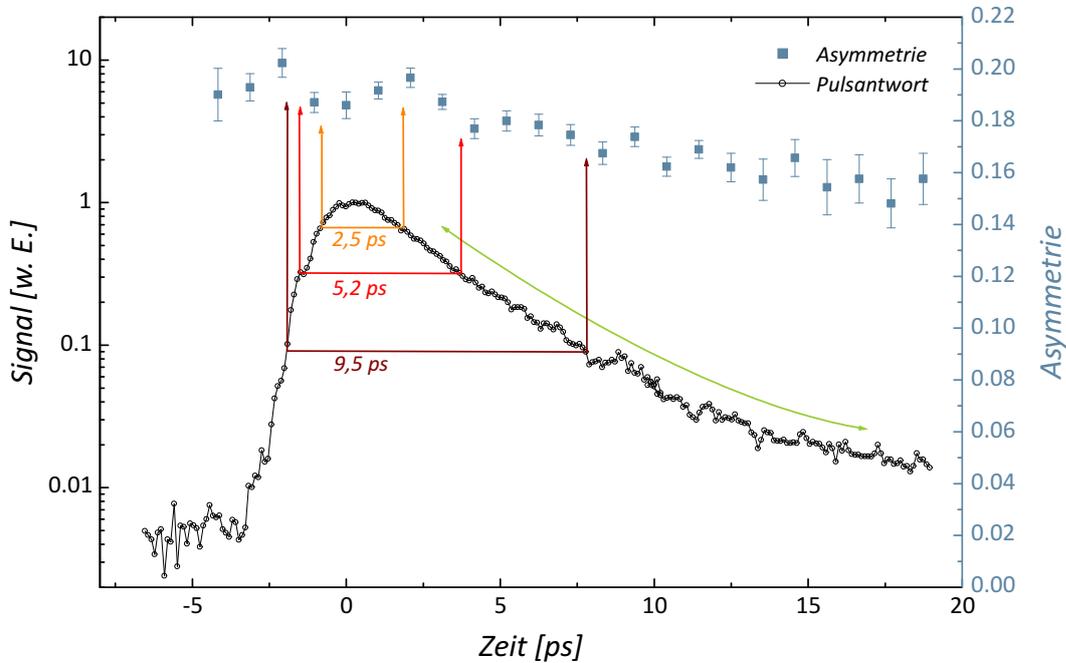


Abbildung 3.9: Zeitaufgelöste Asymmetrie- (blau) und Strommesswerte (schwarz) der Kathode SL 7-396. In Grün in ein langsamer Phasendrift eingezeichnet, in Braun, Rot und Orange dagegen Phasensprünge.

Wird der Primärstrom als konstant angenommen und kommt es während einer Messung zu Phasendriffs (grüner Pfeil), besteht ein Zusammenhang zwischen Stromänderung und Asymmetrieänderung. Durch die Detektion der Stromänderung können eventuelle Drifts während einer Messung bei der Offline-Analyse erkannt und die dazugehörigen Messwerte zu verworfen werden. Es besteht aber auch die Möglichkeit, das gemessene Stromsignal direkt in einem Regelkreis zu verarbeiten und die Phasendriffs mit einem Korrekturmagneten auszugleichen (Online-Analyse). Im Rahmen dieser Arbeit wurden erste Tests bzgl. der Erkennung von Drifts in der Offline-Analyse durchgeführt, jedoch keine Strahlgestabilisierung aufgebaut.

Neben Phasendriffs kann es während einer Messung allerdings auch zu Phasensprüngen kommen. Da die $I(t)$ -Kurve eine ansteigende und eine abfallende Flanke besitzt, existieren immer zwei Werte mit $I_{t_1} = I_{t_2}$, aber $P_{t_1} \neq P_{t_2}$ (z.B. braune, rote und orange

^jEine ausführliche Diskussion der zeitaufgelösten Messungen findet sich in Kapitel 5.

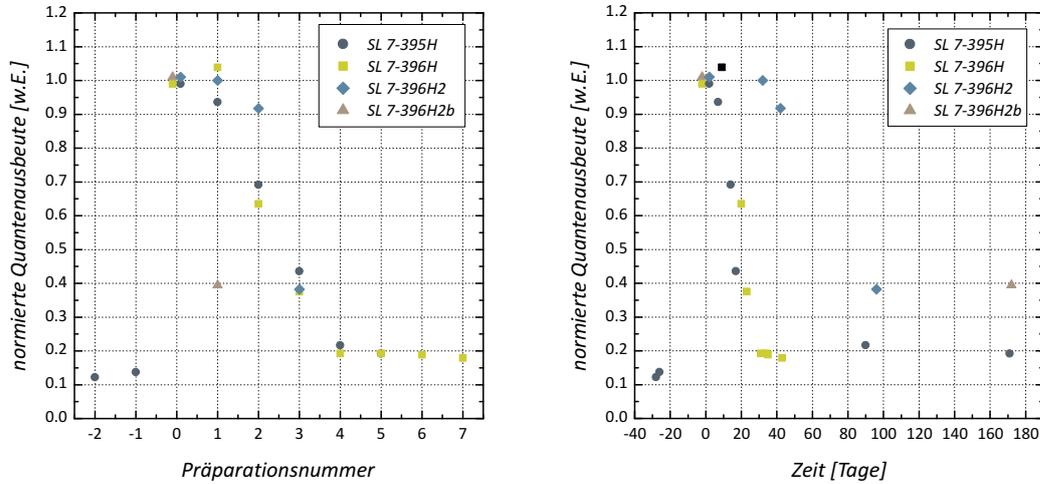
Pfeile). Während Phasensprünge von fast 10 ps eher unwahrscheinlich sind, ist es durchaus möglich, dass ein kurzer Hochspannungsabfall Phasensprünge von bis zu fünf Pikosekunden verursacht. Ein Hochspannungsabfall von einigen Elektronenvolt kann z.B. durch einen Sprühstrom an der Kathode verursacht werden, führt zu einer Änderung des Extraktionsgradienten und dadurch zu einer Flugzeitveränderung der Elektronen. Im ungünstigsten Fall kann es deshalb passieren, dass Phasensprünge nicht als solche detektiert werden, da sich der transmittierte Strom nicht ändert.

3.4 Wasserstoffreinigung der Kathodenoberfläche

Im Laufe der Zeit sinkt die Quantenausbeute (QE) einer Kathode kontinuierlich ab. Dabei ist es egal, ob während dieser Zeit Strom produziert wird oder nicht. Ist die Quantenausbeute so weit abgefallen, dass der für das Experiment erforderliche Strom nicht mehr erzeugt werden kann, muss die Kathode wieder präpariert werden. Dazu heizt man die Oberfläche zuerst für 30 Minuten auf ca. 550 °C auf, wodurch Verschmutzungen und die alte (Cs, O₂)-Schicht abgedampft werden. Nach einer 45-minütigen Ruhezeit, in der der Kristall wieder auf Zimmertemperatur abkühlen kann, bedampft man ihn mit Cäsium und Sauerstoff, wodurch sich die für die Photoproduktion wichtige Dipolschicht ausbildet (siehe Abschnitt 2.3).

Langzeitstudien an der PKAT haben allerdings gezeigt, dass die maximal erreichbare QE mit jeder Präparation abnimmt und nach fünf Zyklen bei einem Wert von ca. 20% des Ausgangswertes konstant bleibt. Mit Kathoden, bei denen zwischen Herstellung und erster Präparation einige Monate liegen, konnten bereits mit der ersten Präparation nur 20% des vom Hersteller spezifizierten QE-Wertes erreicht werden.

Zurückzuführen ist dieser Effekt auf zwei Ursachen: Zum einen lagern sich aus dem Restgas der Apparatur Verschmutzungen wie Chlor, Schwefel, Sauerstoff und Kohlenstoff auf der Oberfläche der Kathode ab. Während die Chlor-, Schwefel- und Sauerstoffatome durch Ausheizen mit verhältnismäßig niedrigen Temperaturen wieder entfernt werden können, bildet der Kohlenstoff eine GaAs-C-Cs₂O - Zwischenschicht aus, die es den niederenergetischen Elektronen nicht mehr erlaubt, den Kristall zu verlassen [20]. Zum anderen reagiert die Kristalloberfläche selber mit Sauerstoff und es bilden sich auf einer Zeitskala von wenigen Tagen Oxide der Form As₂O_x. Diese verdampfen zwar bereits bei Temperaturen von unter 450 °C, reagieren aber zum Teil mit dem Kristall weiter. Innerhalb mehrerer Monate entsteht so aus Galliumarsenid und Arsen(III)-oxid die Verbindung Ga₂O₃ [4], ein Oxid, das erst bei wesentlich höheren Temperaturen verdampft. Das Ausheizen mit Temperaturen > 600 °C bringt jedoch diverse Nachteile mit sich. Da Arsen schneller verdampft als Gallium, bildet sich im Laufe der Zeit eine galliumreiche Oberfläche, die einen negativen Effekt auf die Photoproduktion hat [2]. Bei gradient-dotierten Materialien beobachtet man zusätzlich eine Diffusion der Dotieratome ins Kristallinnere, wodurch der Effekt der Bandbiegungszone erheblich abgeschwächt



(a) Entwicklung der maximal erreichbaren QE in Abhängigkeit von der Anzahl der durchgeführten Präparationen.

(b) Entwicklung der maximal erreichbaren QE in Abhängigkeit von der Zeit.

Abbildung 3.10: Entwicklung der maximal erreichbaren Quantenausbeute bei der Präparation verschiedener Kathoden. Zur besseren Übersichtlichkeit sind alle QE-Werte der ersten Präparation auf 1 normiert. Man erkennt sowohl die Abhängigkeit der QE von der Anzahl der durchgeführten Präparationen (links) als auch den Abfall über die Zeit der Nutzung (rechts). Auf die Angabe von Fehlern wurde verzichtet, da die Kathodenpräparation ein sehr komplexer Vorgang ist und Fehler – wenn überhaupt – nur unbefriedigend abgeschätzt werden könnten. Für Kristall SL 7-395H wurden zusätzlich noch die maximal erreichbaren QE-Werte vor der ersten Wasserstoffreinigung in beide Diagramme eingezeichnet. Die Position der Messwerte am Punkt 0 wurden von Hand etwas verändert, um sie besser sichtbar zu machen.

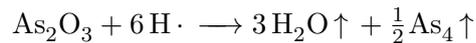
wird [52]. Kathoden mit 'strain' verlieren diesen bei zunehmender Hitze, was zu einem Absinken der Polarisation führt [20].

Während die Ausbildung der Kohlenstoffschicht prinzipiell durch besseres Vakuum minimiert werden kann, ist der zweite Effekt auch unter optimalen Bedingungen immer präsent, da bei jeder Präparation Sauerstoff in die Kammer eingelassen werden muss, der dann die Oxidation in Gang setzt^k. Durch chemisches Reinigen mit z.B. $\text{H}_2\text{SO}_4/\text{H}_2\text{O}_2/\text{H}_2\text{O}$ [39] können Verschmutzungen zwar abgelöst werden, doch selbst bei Kenntnis der Ätzgeschwindigkeit besteht immer die Gefahr, die Kathodenoberfläche anzugreifen.

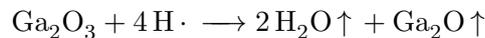
^kPrinzipiell könnte der Sauerstoff bei der Präparation auch durch ein anderes Gas ersetzt werden, das die Rolle des Oxidationsmittels übernimmt. So wird z.B. an der Photoquelle des JLab's (CEBAF) anstelle von Sauerstoff Stickstofftrifluorid (NF_3) verwendet.

Während Bulk-GaAs-Kathoden weitestgehend unempfindlich auf diese Form der Behandlung reagieren, können Superlattice-Photokathoden auf Grund ihrer vielen dünnen Schichten mit dieser Methode leicht zerstört werden.

Eine schonende und zugleich effektive Reinigung der Kathodenoberfläche erreicht man durch Behandlung mit atomarem Wasserstoff. Wasserstoffradikale sind äußerst reaktiv und können nicht nur den Kohlenstoff binden und damit die Zwischenschicht abbauen; auch auf Arsen- und Galliumoxide haben sie einen positiven Einfluss. Arsenoxide werden über die Reaktion



in Wasserdampf und Arsendampf ($2 \cdot \frac{1}{2} \text{As}_4$) überführt. Das hitzeresistentere Gallium(III)-oxid wird über den Prozess



in Wasserdampf und das flüchtige Gallium(I)oxid umgewandelt, welches bei Temperaturen um 200 °C verdampft. Keinesfalls jedoch sollte die Ausheiztemperatur kleiner als 200 °C sein, da Ga_2O mit Wasserstoff weiter zu $\text{H}_2\text{O}\uparrow$ und Gallium reagiert [2]. Wie im Falle des Ausheizens bei Temperaturen über 600 °C würde sich auch hier eine galliumreiche Schicht auf der Kristalloberfläche bilden, die die Photoproduktion behindert.

Der atomare Wasserstoff wird an MAMI aus einer Hydrogen Atom Beam Source¹ (HABS) gewonnen, die von Dr. K. G. Tschersich am Forschungszentrum Jülich entwickelt wurde [79, 80]. Abbildung 3.11 zeigt sowohl ein Foto der HABS (links) als auch eine schematische Zeichnung, an der die Funktionsweise ersichtlich wird.

Luftseitig besitzt die HABS zwei Vakuumdurchführungen zur Stromversorgung bzw. Temperaturmessung, ein Dosierventil zum Einlassen des Wasserstoffs sowie je einen Anschluss für den Kühlwassereinlass bzw. -auslass. Über die Stromdurchführung kann ein Wolframdraht (rot) aufgeheizt werden, der um eine dünne Wolframkapillare (grau) gewickelt ist. Diese Kapillare kann über das Dosierventil mit H_2 durchflutet werden, der bei 2050 °C in $2 \text{H}\cdot$ aufspaltet. Da der Wasserstoff nicht mit dem Heizdraht selber in Berührung kommt, entstehen keine H^+ -Ionen, die den zu bedampfenden Kristall beschädigen könnten. Der kleine Innendurchmesser der Wolframkapillare emittiert einen $\text{H}\cdot$ -Strahl mit einem Öffnungswinkel von ca. 15° (FWHM) bei typischen Teilchenströmen von 10^{17} Atomen pro Sekunde. Das reduziert den Wasserstoffhintergrund in der Präparationskammer erheblich. Über ein Thermoelement (grün) kann die Temperatur während des kompletten Reinigungsprozesses überwacht werden. Tantalbleche (orange) und eine wassergekühlte Kupferabschirmung (braun) sorgen für eine gute Wärmeisolation zwischen Heizdraht und Kammer.

Da an MAMI drei polarisierte Quellen mit Kathoden bedient werden müssen, wurde die Apparatur nicht in eine Quelle integriert, sondern als selbständiger Aufbau in einem separaten Labor untergebracht (siehe Abbildung 3.12). Über ein UHV-Transportsystem mit

¹Hersteller: MBE-Komponenten; Modell: HABS-40-2000826

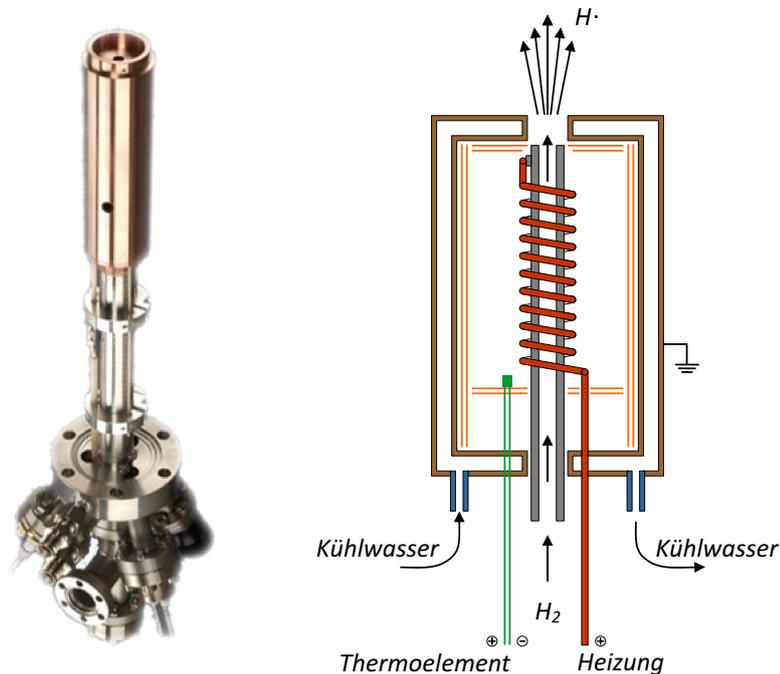


Abbildung 3.11: Foto (links) und schematischer Aufbau (rechts) der an MAMI benutzten Hydrogen Atom Beam Source (HABS). Die komplette Kanone ist 410 mm lang, von denen sich 190 mm im Vakuum befinden. Ein Wolframdraht (rot) heizt eine Wolframkapillare (grau) auf ca. 2050 °C auf und spaltet molekularen Wasserstoff, der von unten in die Kapillare einströmt, in atomaren Wasserstoff auf. Über einen Thermofühler (grün) kann die Temperatur überwacht werden. Tantalbleche (orange) und die wassergekühlte Kupferabschirmung (braun) sorgen für eine gute Wärmeisolation.

eigener Ionen-Getter-Pumpe ist es möglich, die gereinigten Kathoden zu den einzelnen Quellen zu bringen [76]. Inklusiv Transport, Ausheizen der Apparatur und Kathodentransfer benötigt ein Reinigungsvorgang zwei Tage und kann von einem sachkundigen und eingespielten Team ohne Probleme zu zweit durchgeführt werden.

Abbildung 3.12 zeigt das Transportgefäß kurz vor dem Anflanschen an die Reinigungsanlage. Das Gefäß besteht aus einer Getter-Pumpe, einem Manipulator zum Kathodentransfer und einem Schieberventil (rote Beschriftung). Der Wasserstoff aus der Gasflasche wird gefiltert und dann von unten in die Wasserstoffkanone eingelassen (blaue Beschriftung). Diese ist direkt mit der Präparationskammer verbunden und wassergekühlt. Die Präparationskammer ist ebenfalls mit einem Schieberventil abgeschlossen, sodass einzig und allein das Doppelkreuz-Verbindungsstück vor dem Transfer ausgeheizt und evakuiert werden muss. In Abbildung 3.13 ist das Transportgefäß während eines Einsatzes an

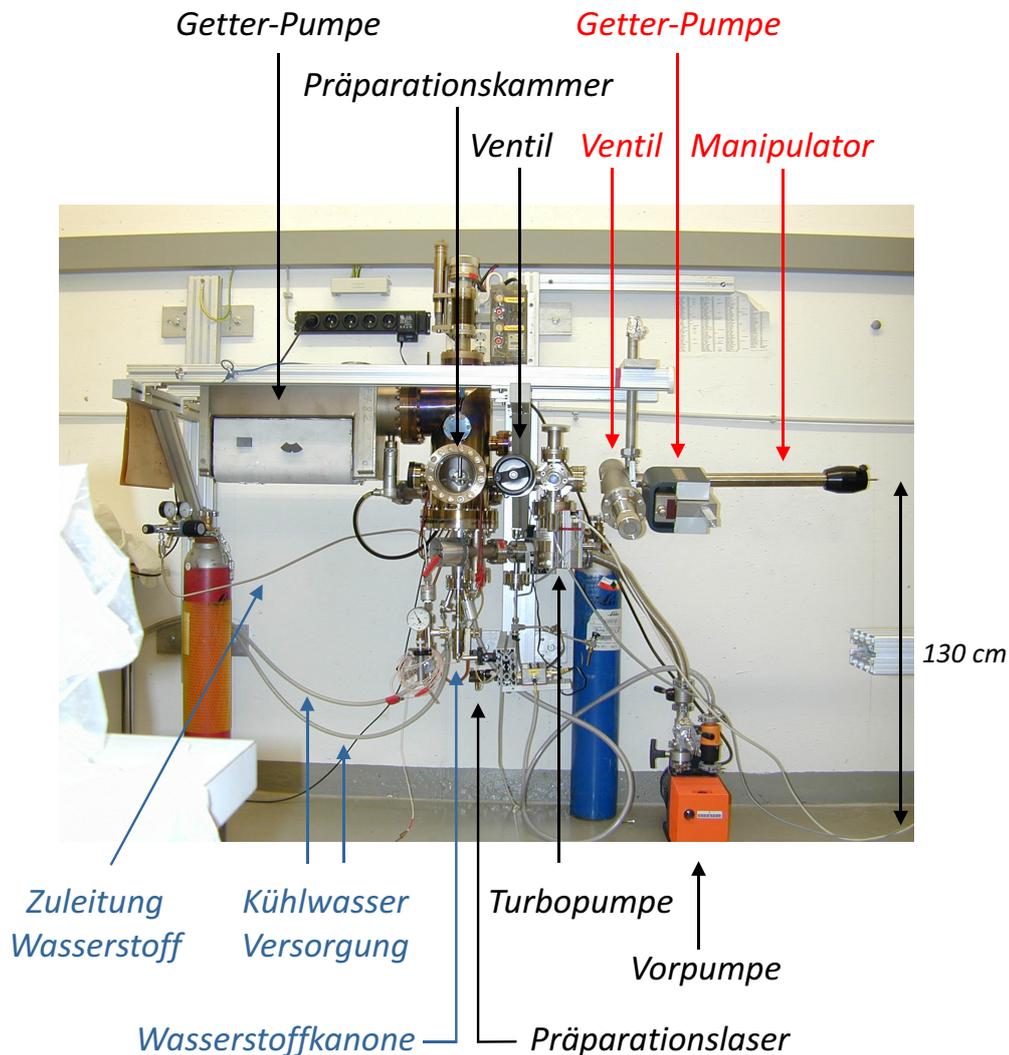


Abbildung 3.12: Seitenansicht der Apparatur zur Oberflächenreinigung verschiedener Kristalle (schwarze Beschriftung) und das UHV-Transportgefäß (rote Beschriftung) kurz vor dem Anflanschen. Die Kammer dient nicht nur der Behandlung mit Wasserstoff, sondern kann auch direkt zum Präparieren verwendet werden.

der Testquelle gezeigt. Auch hier ist die Präparationskammer mit einem eigenen Ventil ausgestattet und der belüftete Teil beschränkt sich wieder nur auf ein Doppelkreuz.

Vom zeitlichen Aufwand her gesehen, unterscheidet sich eine Kathodenreinigung mit Wasserstoff nicht von einer üblichen Präparation ohne Wasserstoff. Zunächst wird der Kristall wie üblich auf 550 °C aufgeheizt. Während der nun folgenden 30-minütigen Heiz-

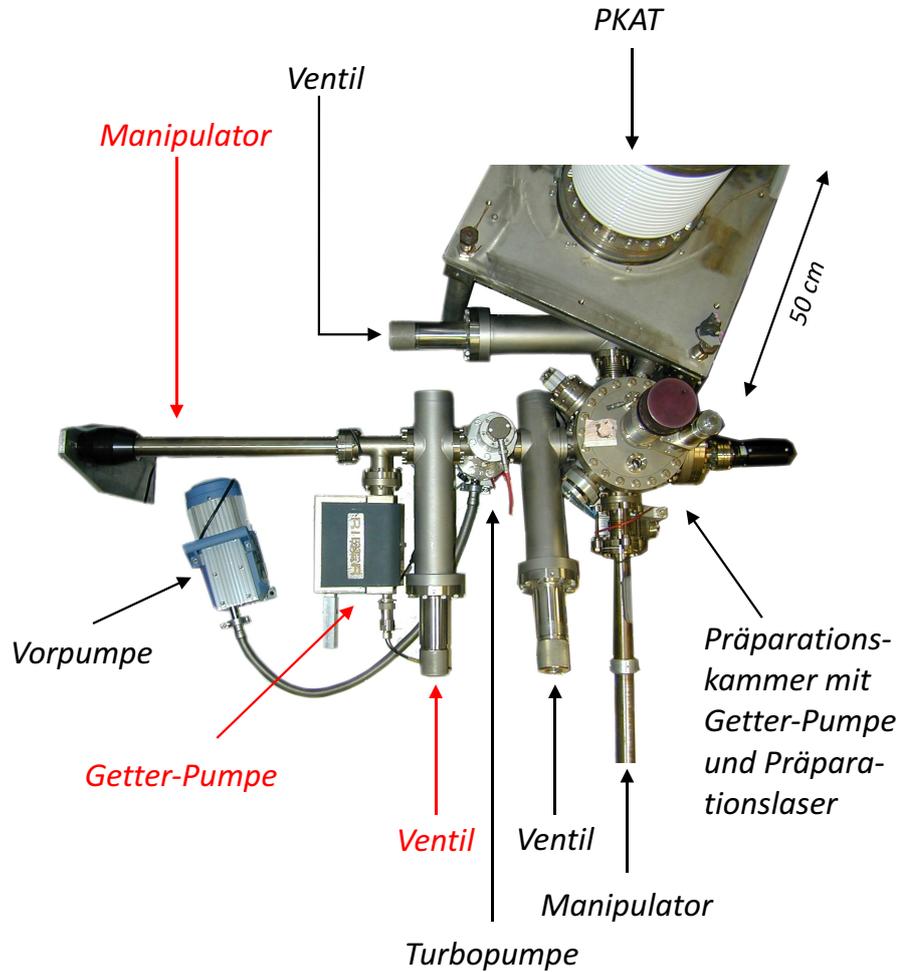


Abbildung 3.13: Schleusenkammer der Testquelle PKAT (schwarze Beschriftung) mit angeschlossenem Transportgefäß bestehend aus Manipulator, Getter-Pumpe und Ventil (rote Beschriftung; vgl. Abbildung 3.12 (rechts)) in der Aufsicht. Die Komplexität der Anlage ist in der Realität bedeutend höher. Im Sinne einer übersichtlichen Darstellung wurden die Teile des Bildes, die nicht direkt mit der Wasserstoffreinigung zu tun haben mit einem Bildbearbeitungsprogramm entfernt. Vom Transportgefäß aus kann die gereinigte Kathode zuerst in die Präparationskammer und anschließend mit einem weiteren Manipulator in die Kanone transferiert werden.

periode wird zusätzlich für fünf Minuten der Wasserstoff bei einem Druck von 10^{-6} mbar in die Apparatur eingelassen. Nach dem Ausheizen muss die Kathode wie immer für 45 Minuten abkühlen und kann dann mit Cäsium und Sauerstoff aktiviert werden.

Um zu überprüfen, welchen Einfluss die Wasserstoffreinigung auf die an MAMI eingesetzten Kathoden hat, wurden in einem ersten Schritt die spektralen Abhängigkeiten von Quantenausbeute und Asymmetrie eines lange in Betrieb gewesenen Kristalls um den Arbeitspunkt (≈ 800 nm) untersucht. Dann wurde dieser Kristall unter UHV-Bedingungen zur HABS-Anlage transportiert und wasserstoffgereinigt. Der gesäuberte Kristall konnte danach wieder in die Testquelle überführt und erneut vermessen werden. Die Ergebnisse beider Messungen sind in Abbildung 3.14 zu sehen. Zur Vollständigkeit sind zusätzlich noch die Resultate einer Kathode zu sehen, die direkt nach ihrer Herstellung am Ioffe Institut in St. Petersburg vermessen wurde.

Man erkennt über den kompletten Wellenlängenbereich eine Erhöhung der QE um ungefähr den Faktor fünf^m. Auf die Polarisierung hat die Behandlung mit Wasserstoff keinen Einfluss, wenn man von den Messwerten oberhalb 830 nm absieht. Bei alten Kathoden (schwarz) befindet sich die Oberfläche in einem undefinierten Zustand und da Elektronen unterhalb der Bandkante ($\lambda > 810$ nm) vorwiegend aus Oberflächenzuständen emittiert werden, hat die Beschaffenheit der Oberfläche in diesem Bereich einen sehr großen Einfluss auf die Asymmetrie. Das Absinken der Asymmetrie von $\approx 3\%$ -Punkten oberhalb der Bandkante ($\lambda \leq 810$ nm) wird bei frisch präparierten Kathoden häufig beobachtet und verschwindet mit sinkender QE. Die Wiederherstellung der ursprünglichen Quantenausbeute bei unveränderter Asymmetrie ist für den Einsatz an MAMI überaus wichtig, da der für viele Experimente benötigte Strahlstrom mit der verfügbaren Laserleistung und gealterten Kristallen gar nicht erst erzeugt werden kann.

Des Weiteren beobachtet man bei älteren Kathoden eine zunehmende Nichtlinearität der Quantenausbeute mit der Laserleistung (siehe rote Punkte in Abbildung 3.15). Dieser Effekt hat weit reichende Folgen für den Strahlbetrieb an MAMI. Die Quantenausbeute einer Kathode fällt im Laufe der Zeit kontinuierlich ab, weshalb bei fast allen Experimenten an MAMI die sinkende QE von einem Computerprogramm durch eine Erhöhung der Laserleistung kompensiert wird. Durch das nichtlineare Verhalten der Kathoden muss die Laserleistung aber in viel stärkerem Maße angehoben werden und es entsteht eine „Abwärtsspirale“. In Kapitel 4 wird gezeigt, dass sich die Lebensdauer mit steigender Laserleistung verkürzt, womit der $1/e$ -Abfall im Vergleich zu vorher wesentlich schneller erreicht wird. Die Laserleistung muss also in immer kürzeren Abständen erhöht werden, um einen konstanten Strahlstrom zu liefern.

Führt man zusätzlich zur rein thermischen Reinigung noch eine Behandlung der Oberfläche mit Wasserstoff durch, werden die nichtlinearen Effekte der QE deutlich verringert und scheinen innerhalb des Fehlers sogar mit $QE = const$ vereinbar zu sein. In Abbildung 3.15 sind die Ergebnisse von QE-Messungen verschiedener Kathoden für verschiedenen Laserleistungen dargestellt. Zur besseren Vergleichbarkeit wurden alle Kurven bei kleinen Leistungen auf „1“ normiert.

^mMessungen an weiteren Kathoden, die nach längerer Benutzung wasserstoffgereinigt wurden, bestätigen diesen Faktor.

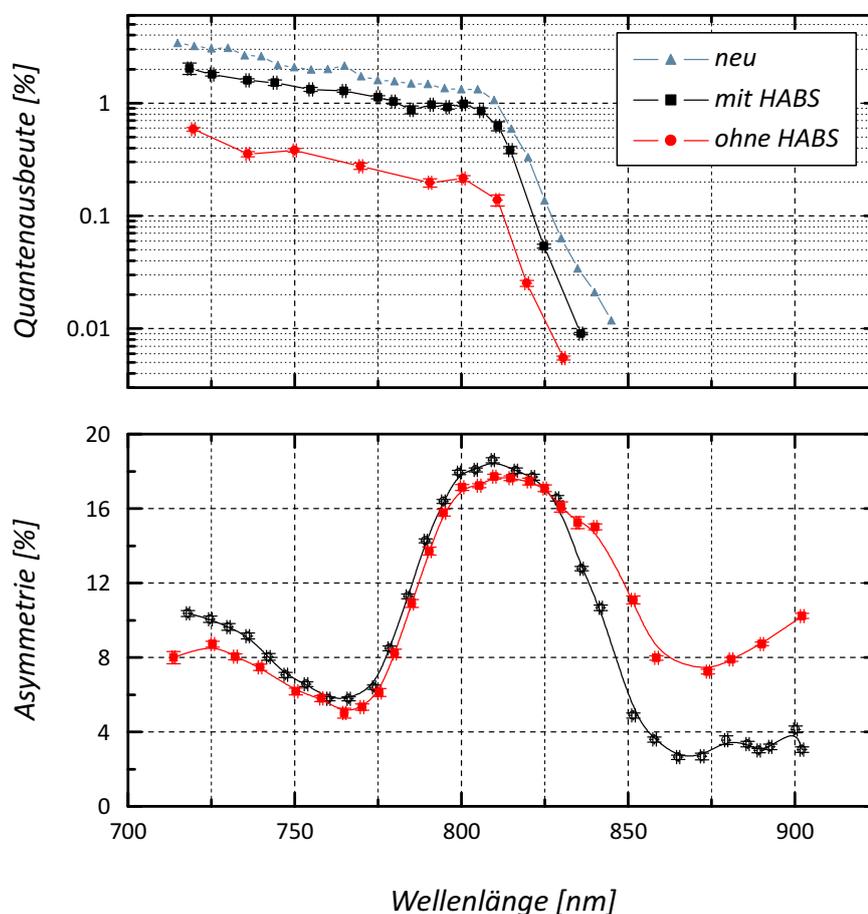


Abbildung 3.14: Spektrale Verteilung der Quantenausbeute (oben) und der Polarisation (unten) der Kathode SL 7-395. Die roten Kreise zeigen die Messwerte vor der Wasserstoffreinigung, schwarze Quadrate die danach. Zum Vergleich sind im oberen Plot mit blauen Dreiecken die Werte direkt nach der Kathodenherstellung zu sehen (gemessen am Ioffe Institut in St. Petersburg).

Man kann die Kristalle in zwei Gruppen unterteilen: Ausschließlich thermisch gereinigte Kathoden (rote Punkte) und zusätzlich wasserstoffgereinigte (schwarze Punkte). Während beide Reinigungsverfahren bei kleinen Laserleistungen zu vergleichbaren Ergebnissen führen, erkennt man ab ca. $100 \mu\text{W}$ einen stetigen Abfall der roten Datenpunkte. MAMI arbeitet typischerweise bei einer Laserleistung von 10 mW. Dort ist die QE bei den thermisch gereinigten Kathoden bereits auf die Hälfte des Ausgangswertes

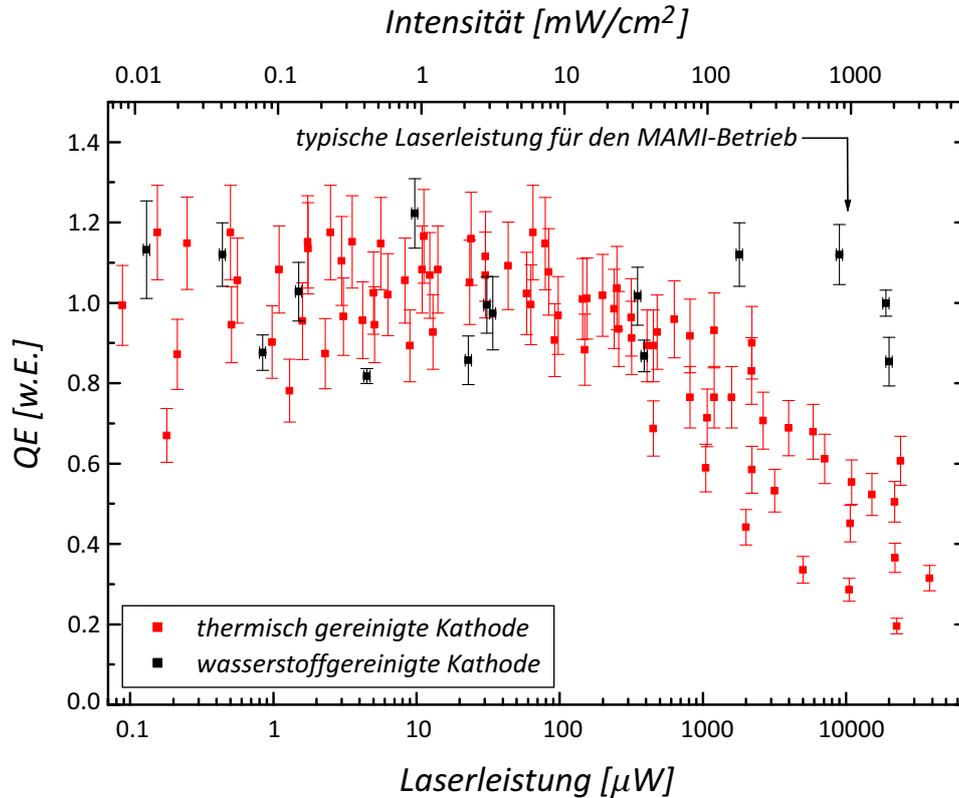


Abbildung 3.15: Findet eine ausschließlich thermische Reinigung der Kathodenoberfläche statt (rote Punkte), sinkt die Quantenausbeute ab einer Laserleistung von ca. $100 \mu\text{W}$ kontinuierlich ab. Wasserstoffgereinigte Kristalle (schwarze Punkte) zeigen sich hingegen deutlich stabiler. Zur besseren Vergleichbarkeit wurden beide Kurven auf ihren Wert bei kleinen Leistungen normiert.

abgefallen, während sie bei den wasserstoffgereinigten innerhalb des Fehlers weiterhin als konstant angesehen werden darf.

Das unterschiedliche Verhalten kann aus folgender Überlegung verstanden werden. Erreicht ein angeregtes Elektron die Oberfläche, wird es nicht mit 100%iger Wahrscheinlichkeit emittiert. Aus Kenntnis der Quantenausbeute sowie der Absorption in der aktiven Zone und der Rekombinationszeit kann man die Austrittswahrscheinlichkeit auf einen Wert von ungefähr 15–20% abschätzen. Nicht emittierte Elektronen rekombinie-

ren im weiteren Verlauf mit Löchern im Valenzband oder fließen aus dem Gebiet abⁿ. Ist die Elektronenstromdichte in Richtung Oberfläche nun aber größer als die Summe aus Emissions-, Rekombinations- und Abwanderungsrate der Elektronen, sammeln sich nahe der Oberfläche Ladungen an und erzeugen eine Spannung. Sie ist der Spannung entgegengerichtet, die von der Dipolschicht aus Cäsium und Sauerstoff erzeugt wird. Dieser Effekt trägt den Namen *surface photo voltage (SPV)*^o und wurde ausgiebig an der Elektronenquelle des Stanford Linear Accelerator (SLAC) untersucht [3]. Neben der eingestrahelten Leistung ist die SPV auch vom Durchmesser des anregenden Laserstrahls abhängig, denn nur in der Fläche des Spots werden die Elektronen erzeugt. Deshalb ist die eingestrahelte Intensität, also die Leistung pro Fläche in Abbildung 3.15 zusätzlich auf der oberen x-Achse angegeben. Bei gegebener Intensität ist die SPV ein Maß für die Verweildauer der Elektronen in der Bandbiegungszone. Diese wiederum hängt sowohl vom Design des Kristalls als auch von der Beschaffenheit seiner Oberfläche ab. Je unsauberer die Oberfläche ist, desto mehr Zustände gibt es vermutlich in der BBR, in denen die Elektronen ihre Energie verlieren können. Haben diese Zustände eine große Lebensdauer, sind die Elektronen lange in der Oberflächenzone gefangen, die SPV wächst an und verhindert nach und nach die Emission der Elektronen.

Die Ergebnisse aus Abbildung 3.15 sind neben der Erhöhung der Quantenausbeute ein starkes Indiz, dass die Behandlung mit atomarem Wasserstoff einen positiven Einfluss auf die Reinheit der Kathodenoberfläche und damit die Austrittswahrscheinlichkeit hat. Durch die Kathodenreinigung mit Wasserstoff lassen sich benutzte Kristalle nicht nur wieder fast vollständig regenerieren; die Methode bietet auch die Möglichkeit, QE- und Asymmetriemessungen unter definierten Bedingungen durchzuführen, was zur besseren Vergleichbarkeit und Reproduzierbarkeit der Ergebnisse führt. Bei kleinen Intensitäten beträgt der Gewinnfaktor ca. 500%, der aus der generellen Verbesserung der QE kommt. In Abbildung 3.15 ist dieser Faktor nicht zu sehen, da die beiden Kurven zur besseren Vergleichbarkeit auf ihren Wert bei kleinen Leistungen normiert wurden, wohl aber in Abbildung 3.10 bzw. Abbildung 3.14 (a). Bei großen Intensitäten erhöht sich der Gewinnfaktor wegen dem Wegfall der Nichtlinearität zusätzlich noch einmal um 300–500% (siehe Abbildung 3.15). Durch diese Steigerung der Quantenausbeute um einen Faktor von nun insgesamt 20 werden die Hochintensitätsexperimente an MAMI mit den Kathoden aus St. Petersburg überhaupt erst möglich.

ⁿAuf Grund der energetischen Verhältnisse (siehe Abbildung 2.6 (b)) können die Elektronen nicht mehr ins Kristallinnere (z-Richtung) zurückfließen. Es besteht aber durchaus die Möglichkeit einer Bewegung in x- bzw. y-Richtung. Nimmt man eine Rekombinationszeit von 1 ns [44] und eine Elektronengeschwindigkeit von $100 \frac{nm}{ps}$ an (abgeschätzt nach [8] aus der Geschwindigkeit der Elektronen im Leitungsband), könnten sich die Elektronen ca. $100 \mu m$ und damit einen halben Laserspotdurchmesser von ihrem Entstehungsort entfernen.

^oDie SPV ist eine intrinsische Eigenschaft des Kristalls und darf nicht mit der Raumladungsbegrenzung (*space charge limit*) verwechselt werden, die eine Eigenschaft der Beschleunigungsspannung ist.

Der zusätzliche Reinigungsschritt ist in den Ablauf der „normalen“ Prozedur integriert und führt zu keinerlei größerem Zeitaufwand. Durch ihre kompakte Bauweise könnte die Wasserstoffkanone zudem ohne Probleme an jeder der bestehenden Präparationskammern (PKA1, PKA2 und PKAT) verbaut werden. In [55] wird die Entwicklung der maximal erreichbare Quantenausbeute über einen Zeitraum von einem Jahr beschrieben. Nach ca. 100 Präparationen und 20 Wasserstoffreinigungen beträgt QE_{\max} nur noch knapp die Hälfte des Anfangswertes. Als Ursache werden die unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten der einzelnen Schichten der Kathode angeführt. Diese erzeugen bei der thermischen Reinigung eine Verspannung des Kristalls was letztendlich zur Ausbildung von Fehlstellen in der Struktur führt.

Die hier untersuchten Kristalle besitzen an der Grenzfläche zum Vakuum eine nur ca. zehn Atomlagen dünne Schicht aus Be-dotiertem GaAs, die für die Elektronenemission besonders wichtig ist. Bei jedem Reinigungsschritt werden mit den Oxiden aber auch Gallium- und Arsenatome von der Kathodenoberfläche entfernt. Zusätzlich zu den Schäden durch die thermischen Effekte muss das kontinuierliche Abgetragen dieser Schicht im Verlauf der Oberflächenreinigungen deshalb zwangsweise zu einer Zerstörung der Kathode nach mehreren Wasserstoffreinigungen führen.

Until you spread your wings, you'll
have no idea how far you can walk.

(despair.com)

4 Heizexperimente

Ein Hauptproblem bei der Erzeugung von spinpolarisierten Elektronen aus Galliumarsenid-Kristallen ist die geringe Quantenausbeute (QE) am Arbeitspunkt (siehe Abbildung 2.4). Zum einen rekombinieren angeregte Elektronen aus dem Leitungsband auf ihrem Weg zur Oberfläche teilweise wieder mit Defektelektronen im Valenzband und tragen nicht zur Photoproduktion bei; zum anderen wird ein Großteil des eingestrahelten Lichts gar nicht in der aktiven Zone (active layer = AL) absorbiert, sondern erst im darunter liegenden Substrat. Durch seine Dicke und seine vergleichsweise vielen Fehlstellen bietet es selbst Photonen, deren Energie unterhalb der Bandkante liegt, vielfältige Möglichkeiten, Elektronen anzuregen. Diese Elektronen werden dann im weiteren Verlauf auch wieder mit Defektelektronen rekombinieren, wobei der Übergang in den Grundzustand unter Abgabe von Photonen (elektromagnetische Strahlung) und / oder Phononen (Gitterschwingungen) erfolgen kann. Während die Photonen den Kristall wieder verlassen können, regen Phononen das Kristallgitter zu Schwingungen an und führen ihm somit Energie zu. Wird die deponierte Energie nicht wieder abgeleitet, heizt sich der Kristall im Laufe der Zeit unweigerlich auf. In [85] wurde dieser Temperaturanstieg mittels Lumineszenzspektroskopie gemessen und zu etwa $0,36 \frac{^{\circ}\text{C}}{\text{mW}}$ bestimmt. Es gibt mehrere Ansätze, den unterschiedlichen Ursachen der Erwärmung entgegenzuwirken:

Der Wärmewiderstand zwischen Kristall und Halterung ist auf Grund der Art der Montage der Photokathode sehr groß. Lötet man den Kristall allerdings beispielsweise mit Indium auf seiner Unterlage fest, kann die Wärme wesentlich besser abgeführt werden. Zusätzlich hat man die Möglichkeit, die Halterung aktiv zu kühlen und damit den Wärmefluss noch weiter zu erhöhen. Eine aktive Kühlung ist allerdings mit großem Aufwand verbunden, da alle Komponenten im Vakuum verbaut werden müssen; erste Lötversuche waren in unserer Kollaboration bisher nicht erfolgreich.

Durch eine größere Absorption des Laserlichts in der aktiven Zone kann eine Steigerung der QE erreicht und damit der Einsatz hoher Laserleistungen vermieden werden. Zurzeit werden vielfältige Versuche unternommen, die QE durch den Einsatz neuer GaAs-Verbindungen sowie optimierter Schichtdicken innerhalb des AL zu erhöhen. Doch selbst wenn es möglich wäre, das eingestrahelte Licht vollständig im AL zu absorbieren, ist nicht gewährleistet, dass auch alle angeregten Elektronen ins Vakuum emittiert werden und nicht durch Rekombination zur Aufheizung des Kristalls beitragen. Solange also

die Transportmechanismen im Inneren des AL nicht vollständig verstanden sind, ist es schwer, in diesem Punkt signifikante Verbesserungen zu erzielen. Diese Transportmechanismen werden in Kapitel 5 ausgiebig untersucht.

Die in dieser Arbeit untersuchten DBR-Photokathoden verhindern bzw. unterdrücken ein Eindringen der Photonen in das Substrat. Erreicht wird dies durch eine periodische Anordnung vieler $\lambda/4$ -Schichten mit unterschiedlichen Brechungsindices. Auf die GaAs-Unterlage aufgebracht wirken diese über einen großen Wellenlängenbereich wie ein Spiegel mit nahezu perfekter Reflektivität (siehe Abbildung 2.11). Dadurch wird ungenutztes Licht nicht mehr in Wärme umgewandelt, sondern aus dem Kristall herausreflektiert.

Dieses Kapitel dient dazu, grundsätzlich die negativen Folgen von Erwärmung durch Laserleistung zu studieren und speziell die Unterschiede zwischen DBR und nonDBR herauszuarbeiten, wie sie in Abschnitt 2.6 theoretisch abgeleitet wurden. Kristall *SL 7-395* hat einen Aufbau, der den bisher verwendeten Kristallen entspricht und wird im weiteren Verlauf als „nonDBR“ bezeichnet. Kristall *SL 7-396* besitzt bei ansonsten gleicher Schichtanordnung noch den oben erwähnten Spiegel zwischen aktiver Zone und Substrat. Dieser Kristall wird im Folgenden als „DBR“ bezeichnet.

4.1 Temperaturmessung durch Bestimmung der Lebensdauer

Aus der physikalischen Chemie ist bekannt, dass die Geschwindigkeit einer chemischen Reaktion exponentiell mit der Temperatur ansteigt (Arrhenius-Gleichung) und demzufolge die in Abschnitt 3.4 beschriebenen Prozesse auf kürzeren Zeitskalen ablaufen. Dabei kann es sich um eine Oxidation oder eine generelle Zersetzung der Oberfläche handeln. Eine mögliche Desorption von Cäsiums, wie sie bei noch höheren Temperaturen (vgl. Ausheizvorgang bei der Präparation) stattfindet, sollte laut [22] bei $T < 200^\circ\text{C}$ noch nicht relevant sein. Durch diese Prozesse sinkt die QE in Abhängigkeit von der eingestrahnten Laserleistung und man erwartet einen exponentiellen Zusammenhang zwischen Heizleistung^a und Lebensdauer. Die Lebensdauer (τ) eines Kristalls ist dabei definiert als die Zeitspanne, in der die QE auf den $1/e$ -ten Teil ihres Ausgangswertes abfällt. Im Allgemeinen hängt die Lebensdauer von vielen verschiedenen Faktoren wie dem Restgasdruck, dem extrahierten Strom, der Hochspannung, . . . ab, wobei der produzierte Strom den Lebensdauerabfall durch sog. Ion-Back-Bombardement in vielen Anwendungen dominiert [5, 67]. In [32] wird zudem beschrieben, wie während des Betriebs metastabile Moleküle in der Nähe der Kathode entstehen können. Diese werden durch Transmissionsverluste an den Kammer- bzw. Strahlrohrwänden erzeugt und haben durch ihre vergleichsweise lange Lebensdauer von einigen Stunden auch nach Abschalten des Strahls noch einen negativen Einfluss auf die Lebensdauer der Kathode. Extrahiert man allerdings nur einen vernachlässigbar kleinen Strom, können diese Anteile unberücksichtigt bleiben und man erhält die Vakuumlebensdauer (τ_{vac}) des Kristalls. Aus ihrem Verhalten

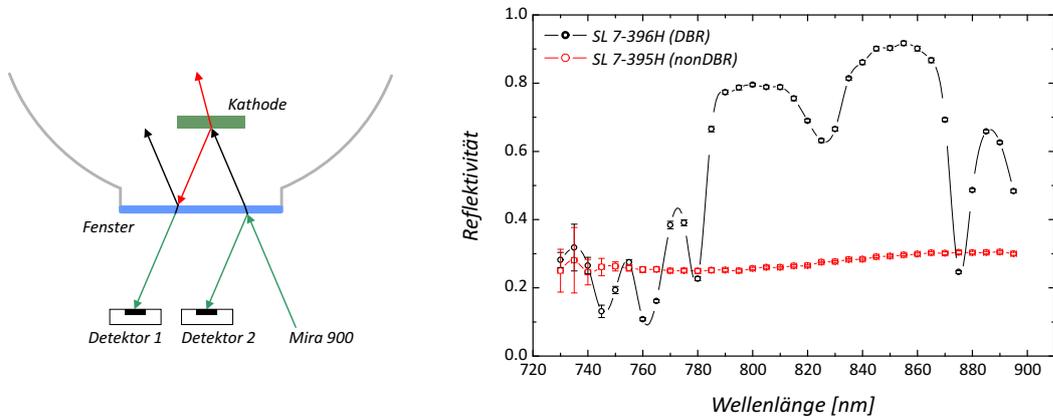
^aIn diesem Abschnitt werden die Begriffe „Heizleistung“ und „Laserleistung“ als Synonyme verwendet.

können Rückschlüsse über die relative Erwärmung der untersuchten Kathoden gezogen werden.

Um zu untersuchen, wie nonDBR- und DBR-Kristalle auf unterschiedliche Laserleistungen reagieren, wurden Lebensdauermessungen an beiden Kristalltypen durchgeführt. Dabei ist der Wellenlängenbereich besonders interessant, in dem die $\lambda/4$ -Bedingung des Distributed Bragg Reflectors erfüllt ist. Die Berechnung der spektralen Reflexionskurve zeigt, dass der zu erwartende Funktionsbereich für die hier untersuchten Kathoden mit $\Delta\lambda \approx 100$ nm recht groß ist (siehe Abschnitt 2.6). Man erwartet, dass der DBR sich im Bereich hoher Reflexion weniger stark aufheizt als der nonDBR und deshalb bei gleicher Leistung eine wesentlich höhere Lebensdauer hat. Durch eine spektrale Reflexionsmessung muss sichergestellt werden, dass die Experimente bei der richtigen Wellenlänge durchgeführt werden. Abbildung 4.1 (a) zeigt den Aufbau zur Messung der spektralen Reflexion im Vakuum. Über die zwei Detektoren D1 bzw. D2 lässt sich simultan die reflektierte bzw. einfallende Leistung messen. Die Reflektivität der Kathode r_K ergibt sich dann zu

$$r_K = \frac{P_{D1}}{P_{D2}} \frac{r_F}{(1 - r_F)^2} \quad , \quad (4.1)$$

wobei die Reflektivität des Vakuumfensters r_F in einer separaten Messung aus $r_F = \frac{P_{D2}}{P_0}$ bestimmt werden kann. Abbildung 4.1 (b) zeigt die Ergebnisse der Reflexionsmessung sowohl für den DBR als auch für den nonDBR.



(a) Aufbau zur Messung der spektralen Reflexion verschiedener Kristalle im Vakuum.

(b) Reflexionsgrad für nonDBR (rot) und DBR (schwarz).

Abbildung 4.1: Experimenteller Aufbau zur *in vacuo*-Messung der wellenlängenabhängigen Reflektivität (links) und die Ergebnisse dieser Messung (rechts) für einen Kristall mit und ohne Distributed Bragg Reflector.

Wie nach der Rechnung (siehe Abbildung 2.14) zu erwarten, zeigt der nonDBR einen konstanten Verlauf des Reflexionsvermögens über den gesamten vermessenen Bereich. Der DBR hingegen hat eine viel auffälligere Struktur: Im Bereich von 780 nm bis 860 nm erkennt man das Plateau mit einer Reflektivität von 80% bis 90%, links und rechts davon weniger stark ausgeprägte Nebenmaxima und -minima. In der Mitte des Plateaus ist die Resonatorbedingung für konstruktive Interferenz erfüllt, es kommt zu einer verstärkten Absorption im AL und damit zu einer verringerten Reflektivität.

Da die maximal erreichbare QE eines Kristalls mit jeder Präparation abnimmt, wurde die Heizmessung für eine bestimmte Heizleistung beendet, wenn ungefähr eine Lebensdauer verstrichen war. Dadurch konnten verschiedene Heizexperimente mit einer einzigen Präparation durchgeführt werden. Der verwendete Messablauf sah wie folgt aus:

QE-Messung Zur Bestimmung der Lebensdauer wurde in regelmäßigen Abständen die Quantenausbeute gemessen. Dabei ist darauf zu achten, dass die verwendeten Laserleistungen klein genug sind, um Ion-Back-Bombardement zu verhindern, aber groß genug, um verlässliche Werte zu erhalten. Zudem sollte jede Messung bei gleicher Leistung durchgeführt werden, da die QE bei älteren Kristallen auch von der verwendeten Laserleistung abhängt (siehe Abbildung 3.15).

- Ausschalten der Heizlasers
- Hochfahren der Kanonenhochspannung auf 100 kV
- Einstellen des Messlasers auf ca. $30 \mu\text{W}$
- Messen und protokollieren der Quantenausbeute bei 800 nm

Heizprozess Die Heizzeit wurde der Heizlaserleistung angepasst, um pro Lebensdauer ungefähr zehn QE-Werte aufnehmen zu können. Es ist essentiell, dass Heizlaser und Hochspannung nie gleichzeitig eingeschaltet sind, da sonst das Ion-Back-Bombardement – zumindest bei hohen Heizleistungen^b – die Lebensdauer absolut dominieren und den Kristall in kürzester Zeit zerstören würde.

- Ausschalten des Messlasers
- Ausschalten der Kanonenhochspannung
- Einschalten des Heizlasers bei 800 nm
- Stabilisieren des Heizlasers auf der gewünschten Leistung
- Protokollieren der Heizlaserleistung

In Abbildung 4.2 ist ein Blockschaltbild dieses Messzyklus gezeigt.

^bBei einer Quantenausbeute am Arbeitspunkt von ca. 1% würde man bei einer Laserleistung von 800 mW einen Strom von mehr als 5 mA erwarten.

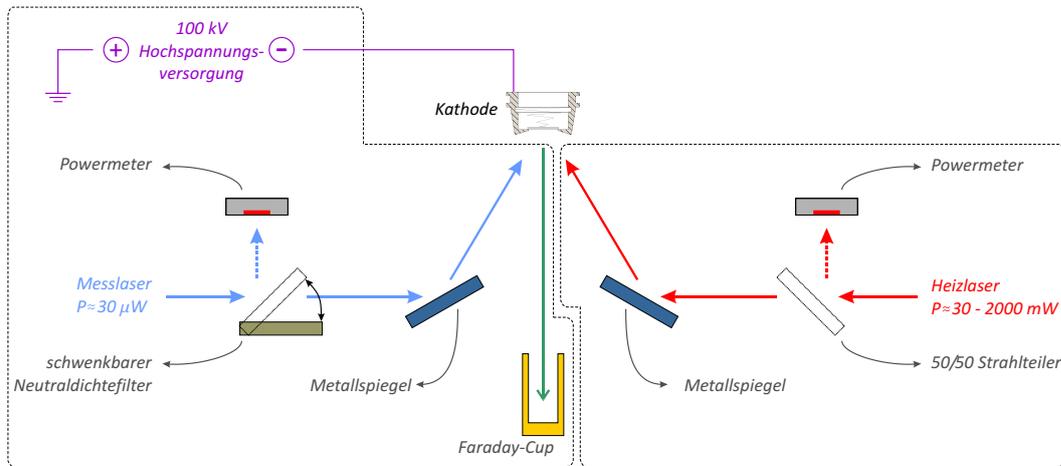


Abbildung 4.2: Blockschaltbild des Aufbaus und Ablaufs einer Lebensdauermessung. Rechts ist der Heizarm dargestellt, links der Messarm. Ein Computer überwacht, dass beide Arme niemals gleichzeitig eingeschaltet sind.

Auf der rechten Seite ist der „Heizarm“ dargestellt, der den Heizlaser (rot) und einen Detektor zur Überprüfung der Laserleistung beinhaltet. Links ist der „Messarm“ eingezeichnet, der aus dem wesentlich schwächeren Messlaser (blau) und einem weiteren Powermeter zum Einstellen der Leistung besteht. Zusätzlich gehört zu diesem Arm noch der Faraday-Cup an Position 15 (siehe Abbildung 3.1) zur Messung des Photostroms (grün) und die Hochspannungsversorgung zum Beschleunigen der Elektronen (violett). Da die Messung einer Lebensdauer in Abhängigkeit von der Heizleistung bis zu einer Woche dauern kann, wurde ein Computerprogramm für das MAMI-Kontrollsystem geschrieben, das den Messablauf überwacht und auch selbständig durchführt. Das hat den Vorteil, dass so sichergestellt ist, dass Heizarm und Messarm zu keinem Zeitpunkt gleichzeitig eingeschaltet sind und eröffnet die Möglichkeit, über einen langen Zeitraum in definierten Zeitintervallen Daten zu nehmen.

In Abbildung 4.3 ist exemplarisch der Verlauf der Quantenausbeute für einen DBR-Kristall und eine Laserleistung von 600 mW dargestellt. Man sieht, von oben nach unten, die angelegte Beschleunigungsspannung (grün), die Leistung des Heizlasers (blau) und die gemessene Quantenausbeute (grau) sowie das Ergebnis eines exponentiellen Fits an die Daten (rot). Die eingezeichneten Fehler an den QE-Daten sind ausschließlich statistischer Natur. Über die Einflüsse von systematischen Fehlerquellen wie z.B. dem Driften der Raumtemperatur und der Bewegung des Messlasers auf der Kathode können keine Aussagen getroffen werden. Das Verhältnis von Messzeit zu Heizzeit beträgt im gezeigten Fall 1 : 20 und war in keinem Fall schlechter als 1 : 10.

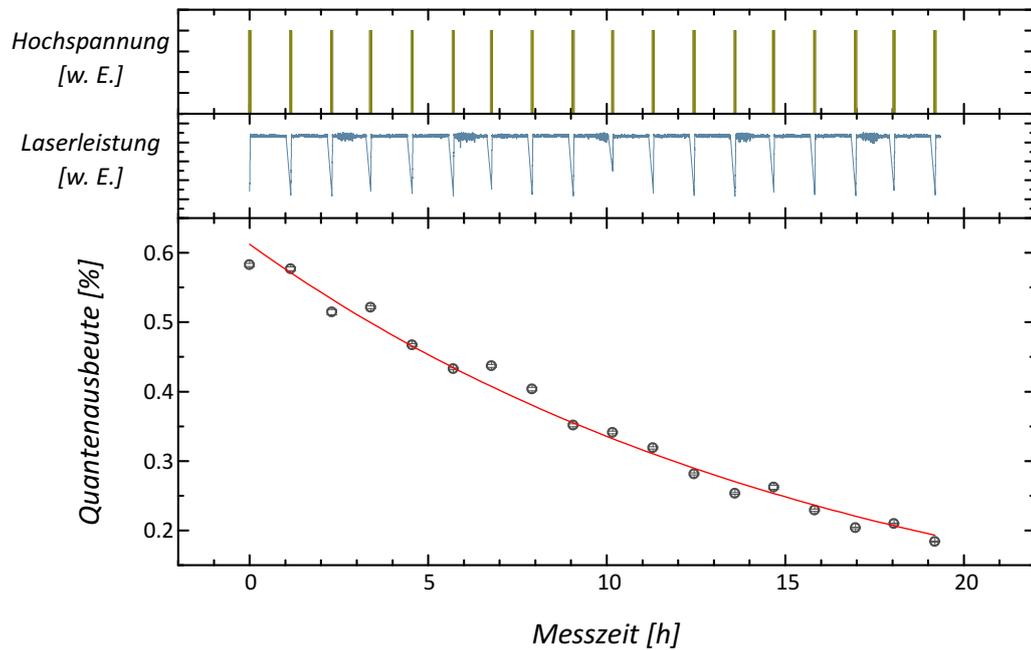


Abbildung 4.3: Abfall der Quantenausbeute für einen DBR-Kristall und eine Laserleistung von 600 mW. Oben ist die angelegte Hochspannung zu sehen, in der Mitte die Leistung des Heizlasers. Unten sieht man die gemessene QE (grau) und einen exponentiellen Fit an die Daten (rot).

An die so erhaltenen Daten wird eine Exponentialfunktion angepasst und die Lebensdauer extrahiert. Dabei sind allerdings verschiedene Phänomene zu beachten, die zu einer Verfälschung der Ergebnisse führen können. Diese sind in Abbildung 4.4 (a)–(c) zusammengefasst.

In den ersten Stunden bis Tagen nach der Präparation kommt es zu keinem Abfall der Quantenausbeute (a). Dieser Bereich darf für den Fit nicht berücksichtigt werden, da er die Lebensdauer künstlich verlängert. Besonders bei kleinen Heizleistungen kann es sehr lange dauern, bis das Ende des Plateaus erreicht ist und der exponentielle Abfall beginnt. Wird die Heizleistung zwischen zwei Messungen erhöht, kommt es zu einem kurzzeitigen Anstieg der QE. In (b) wurde die Leistung des Heizlasers zuerst von 300 mW auf 400 mW erhöht (blaue Punkte) und nach ca. einer Lebensdauer von 400 mW auf 500 mW (grüne Punkte). Es kommt in beiden Fällen zu einer kurzzeitigen Verbesserung der QE, weshalb auch hier lediglich die Bereiche für den Fit verwendet wurden, in denen der exponentielle Abfall eindeutig eingesetzt hat. Über die Ursache dieser beiden Phänomene kann

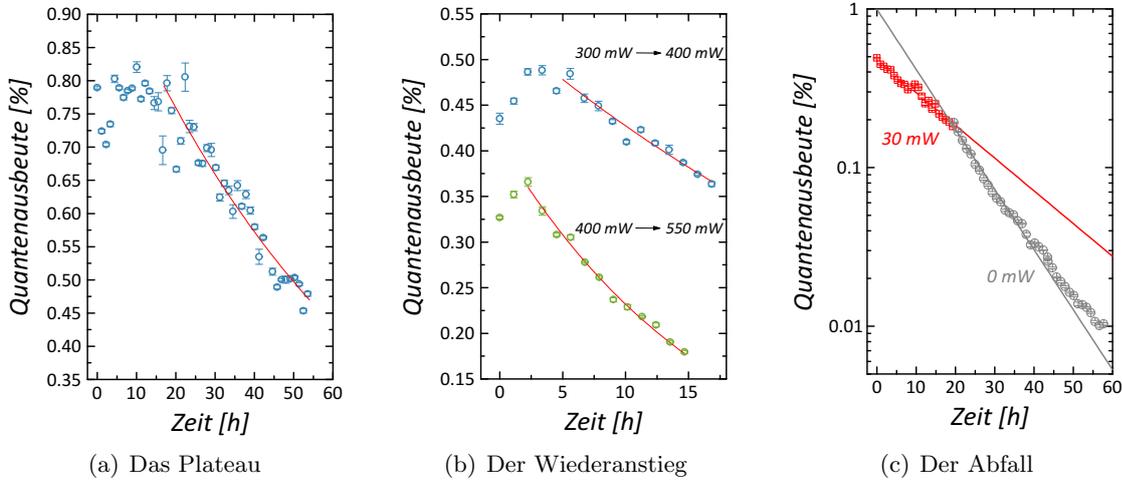


Abbildung 4.4: Faktoren, die die Messgeschwindigkeit begrenzen und zu einer Verfälschung der extrahierten Lebensdauer führen.

nur spekuliert werden. Es wäre möglich, dass sie auf eine Erhöhung der Kristalltemperatur und die daraus resultierende Verkleinerung der Bandlücke zurückgeführt werden können [82]. Es zeigt sich außerdem, dass die Länge des Plateaus bzw. des Anstiegs proportional zur darauf folgenden Lebensdauer ist. Verringert man hingegen die Heizleistung zwischen zwei Messungen, sinkt die QE mit unveränderter (in einigen Fällen sogar kleinerer) Zeitkonstante weiter ab. In (c) wurde der Heizlaser nach einer Bestrahlung mit 30 mW ausgeschaltet, doch die Lebensdauer verkürzte sich sogar noch. Zur besseren Übersicht sind die Daten im letzten Graphen logarithmisch aufgetragen. Dieser Effekt kann vielleicht durch das Einsetzen eines chemischen Prozesses erklärt werden, der – erst einmal in Gang gesetzt – unabhängig von der eingestrahlt Laserleistung zu einer Veränderung der Kristalloberfläche führt. Das ist allerdings reine Spekulation, da zur Untersuchung dieses Effekts der Einsatz strukturempfindlicher Messmethoden erforderlich wäre.

Die Resultate der Lebensdauermessungen für DBR und nonDBR sind in Abbildung 4.5 zusammengefasst. Um die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse zu zeigen, wurden zwei verschiedene nonDBR-Kathoden benutzt. Die Kathode *SL 7-395* war vor diesem Experiment schon sehr lange in Betrieb und hatte demzufolge eine sehr geringe Ausgangsquantenausbeute, die Kathode *SL 7-395H* wurde vor dem Heizexperiment in der HABS-Apparatur wasserstoffgereinigt und hatte eine QE, die vergleichbar mit der des DBR-Kristall war.

Die Lebensdauermessungen unterstützen die Vermutung, dass nonDBR-Kathoden bei vergleichbarer Laserleistung eine wesentlich höhere Temperatur haben als DBR-Katho-

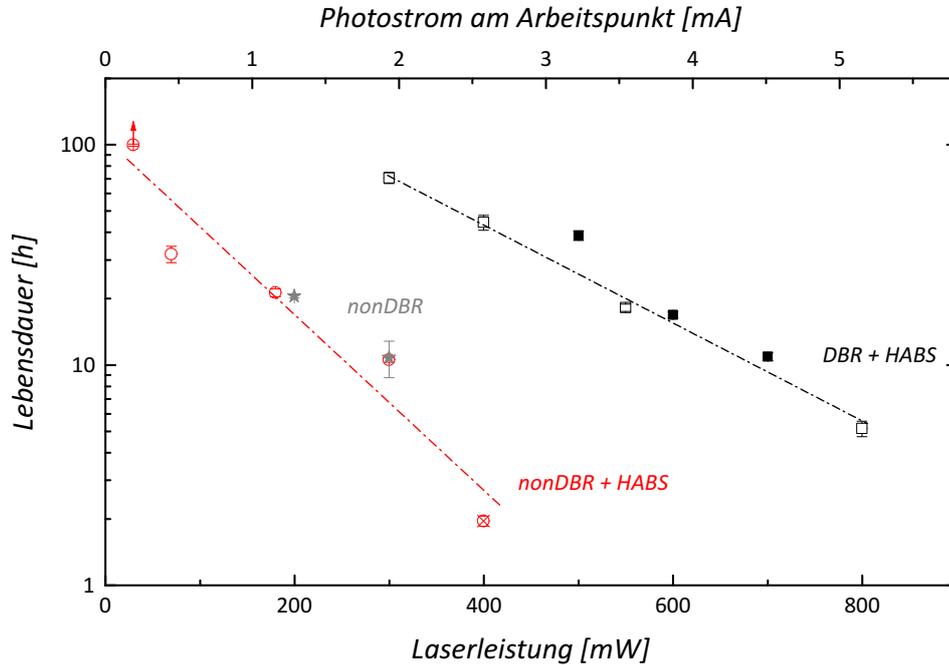


Abbildung 4.5: Abhängigkeit der Lebensdauer von der eingestrahlichten Laserleistung für DBR (schwarz) und nonDBR (rot, grau) bei $\lambda_{Heiz} = \lambda_{Mess} = 800$ nm. Verschiedene Präparationen sind mit verschiedenen Symbolen dargestellt. Die Fehlerbalken entsprechen den Fehlern aus dem exponentiellen Fit. Der Pfeil bei 30 mW bedeutet, dass das Ende des in Abbildung 4.4 (a) beschriebenen Plateaus nicht erreicht wurde und der angegebene Wert nur die Länge der Messung repräsentiert. Als zweite x-Achse ist zusätzlich der zu erwartende Photostrom bei einer typischen Quantenausbeute von 1% am Arbeitspunkt (800 nm) gezeigt. Im vorliegenden Experiment wurde allerdings kein Strom produziert.

den. Die typische Zeit zum Präparieren einer Kathode beträgt ungefähr drei Stunden, wodurch die Wartungszeit die Experimentierzeit bei nonDBR-Kathoden bereits ab einer Laserleistung von 400 mW übersteigt und einen sinnvollen Betrieb unmöglich macht. Zukünftige Experimente, wie sie z.B. an eRHIC, dem Elektron-Nukleon-Speicherring des BNL geplant sind, benötigen hingegen sogar Ströme im Bereich vieler Milliampere, zu deren Erzeugung bei typischen Quantenausbeuten von $QE = 1\%$ im Bereich maximaler Polarisierung eine Laserleistung von mehreren Watt benötigt wird. Durch den Einsatz der verspiegelten DBR-Kristalle bieten sich dem Anwender nun zwei Möglichkeiten: Zum einen kann die Lebensdauer bei gegebener Laserleistung erhöht werden. Dadurch werden die Ausfallzeiten wesentlich geringer und die Kathoden müssen zudem weniger oft präpariert werden. Zum anderen ist es möglich, bei fester Lebensdauer einen höheren

Strom zu produzieren. Damit lassen sich Experimente in ihrer Dauer verkürzen oder Statistik verbessern.

Man sieht in Abbildung 4.5, dass die Verbesserung von Lebensdauer bzw. maximalem Strom nicht konstant ist, sondern von der eingestrahlten Leistung abhängt. Das ist auch zu erwarten, da bei vernachlässigbar kleiner Leistung ($P \rightarrow 0$) die Kathodenlebensdauer nur von der Vakuumlebensdauer abhängen sollte, die wiederum keine Eigenschaft des DBR-Spiegels ist. Mit steigender Leistung wird der Einfluss des Spiegels jedoch immer wichtiger und damit die unterschiedliche Entwicklung beider Kathoden immer deutlicher. Dass die Extrapolation beider Datensätze zu 0 W nicht den gleichen Wert liefert, zeigt, dass entweder die Vakuumlebensdauern der beiden Kristalle unterschiedlich sein müssen oder sich die chemische Veränderung der Oberfläche nicht mit dem angenommenen Modell einer Reaktion erster Ordnung beschreiben lässt.

Mit den in diesem Kapitel durchgeführten Messungen konnte jedoch gezeigt werden, dass die Lebensdauer einer Kathode von der verwendeten Laserleistung abhängt. Die Ergebnisse sind ein Indiz, dass die Rekombination der Elektronen nicht ausschließlich strahlend, sondern zumindest teilweise auch strahlungslos stattfinden muss. Um jeder Laserleistung aber eine eindeutige Temperatur zuzuordnen zu können, bedarf es einer direkten Messung der Kristalltemperatur. Da die Messung der Lumineszenzspektren aus [85] einen recht aufwendigen Aufbau erfordert, wurde in dieser Arbeit ein anderer Weg zur Temperaturmessung gewählt.

4.2 Temperaturmessung mit der Wärmebildkamera

Mit einer Wärmebildkamera ist die berührungslose Temperaturmessung im Vakuum verhältnismäßig einfach möglich. Für die Messreihe wurde das Modell *IC080 V* der Firma *Trotec* gekauft, das die Temperatur mit einem Array aus (160×120) Mikrobolometern misst. Nachteil dieser Messmethode ist allerdings, dass die standardmäßig verwendeten Vakuumfenster aus Borsilikat nur im Wellenlängenbereich zwischen $0,4 \mu\text{m}$ und $2,0 \mu\text{m}$ transparent sind. Das Maximum der abgestrahlten Wellenlänge liegt für Temperaturen zwischen 0°C und 300°C jedoch zwischen $18 \mu\text{m}$ und $8 \mu\text{m}$. Zinkselenid (ZnSe) transmittiert Licht bis zu einer Wellenlänge von $20 \mu\text{m}$ und ist daher sehr gut für Thermogrammessungen in diesem Temperaturbereich geeignet. Der verwendete Kristall stammt von der Firma *Korth*, hat einen Durchmesser von 33 mm und eine Dicke von 5 mm. Mit vakuumtauglichem Klebstoff^c wurde er auf einen entsprechend vorbereiteten Flansch geklebt. In Abbildung 4.6 ist die verwendete Messapparatur zu sehen.

Die Vakuumkammer besteht aus einem Doppelkreuzstück, wobei in Abbildung 4.6 nur vier der sechs Anschlüsse gezeigt sind. Nicht eingezeichnet sind ein Fenster zur optischen Kontrolle (vorne) und ein Blindflansch (hinten). Über einen Metallspiegel wird der Heizlaser von unten auf die Kathode gebracht. Die Temperaturmessung muss dann auf der

^cUHU endfest 300 im Vakuumofen leicht erwärmen und gleichzeitig Luftblasen entziehen.

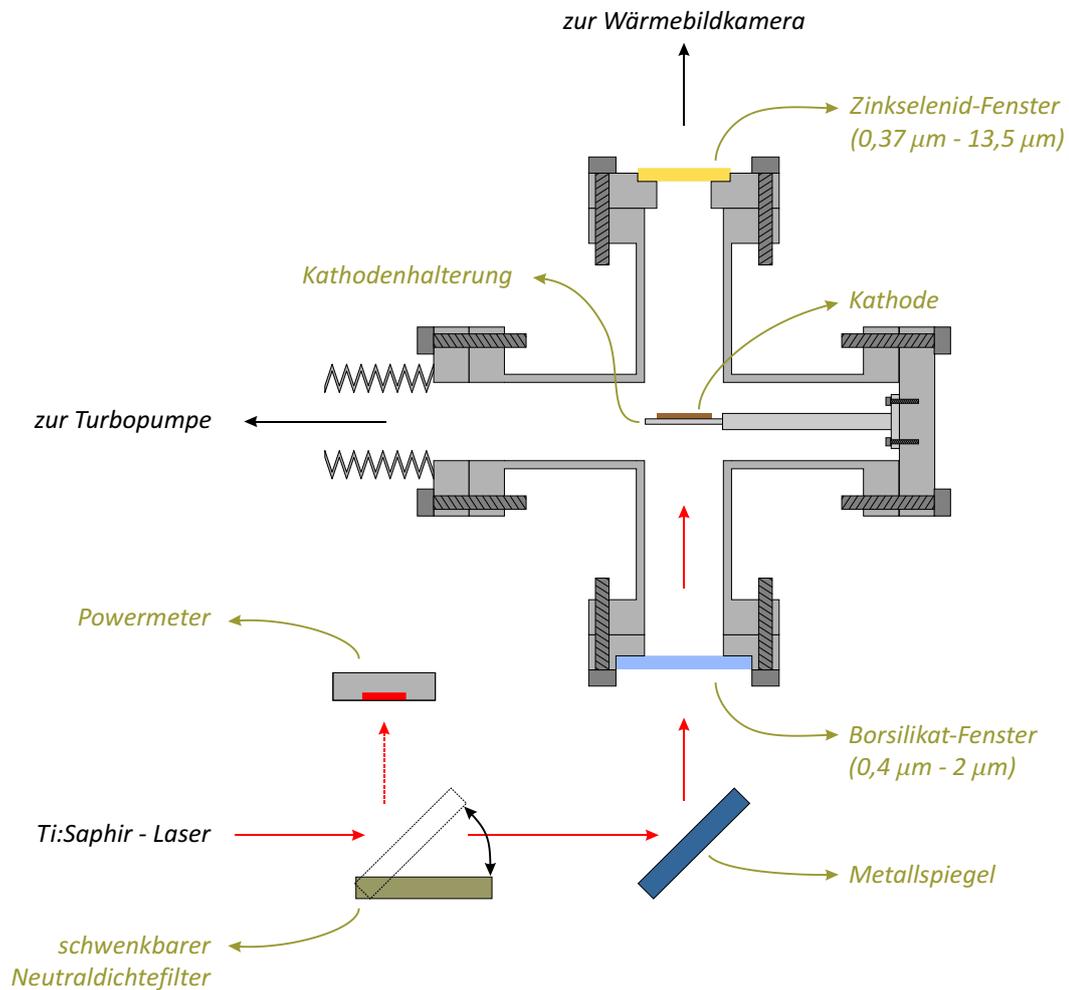
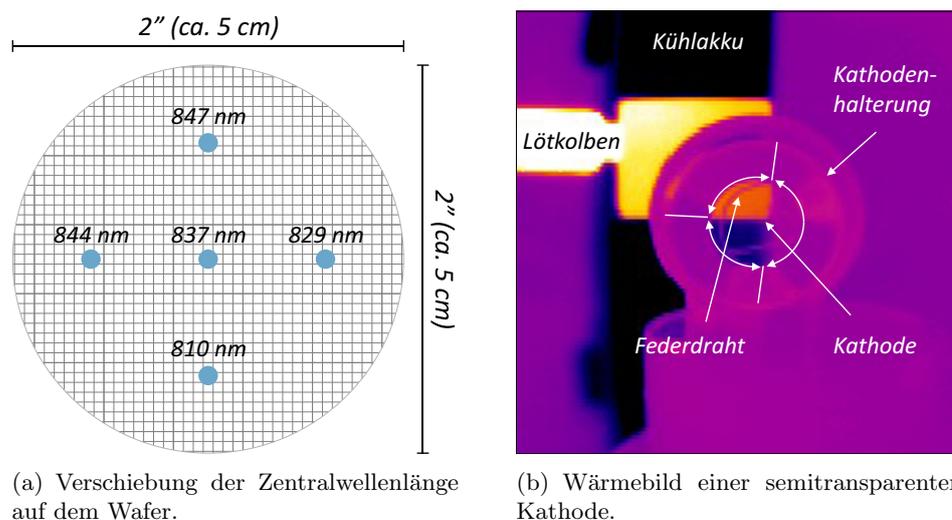


Abbildung 4.6: Aufbau zur Temperaturmessung verschiedener Kathoden mit der Wärmebildkamera.

Rückseite des Kristalls erfolgen, was aber auf Grund der guten Wärmeleitfähigkeit von GaAs zu keinen negativen Einflüssen führen sollte. Zur Messung der Laserleistung (bzw. Wellenlänge) fährt ein Servomotor einen Neutraldichtfilter in den Strahl und lenkt diesen auf ein Powermeter (bzw. λ -Meter). Die wiederholte Überprüfung der Laserleistung ist nötig, um mögliche Schwankungen zu detektieren. Das kontinuierliche Auspiegeln mittels einer Glasplatte ist nicht sinnvoll, da wellenlängen- und temperaturabhängige Kohärenzeffekte zu einer sehr starken Variation der ausgespiegelten Laserleistung führen. Für erste Tests wurde diese Kammer mit dem rechten Flansch direkt an die Präparationskammer der Testquelle angeschlossen. Anstelle der starren Kathodenhalterung war

es in diesem Aufbau möglich, verschiedene Kristalle aus der Präparationskammer mit einem Manipulator vor dem ZnSe-Fenster zu positionieren. Wie schon bei der Lebensdauerermessung treten auch bei dieser Messung mehrere Effekten auf, deren Kontrolle von entscheidender Bedeutung für die Bestimmung der Temperatur ist.

Der tatsächliche Bereich maximaler Reflexion sowie die Wellenlänge der Resonanz können bei verschiedenen Kathoden um bis zu ± 20 Nanometer verschoben sein, da er herstellungsbedingt von der Position auf dem ursprünglichen Wafer abhängt. In Abbildung 4.7 ist links die Verteilung der Mitte dieses Plateaus über einen Wafer gezeigt [62].



(a) Verschiebung der Zentralwellenlänge auf dem Wafer.

(b) Wärmebild einer semitransparenten Kathode.

Abbildung 4.7: Links sieht man die Position der Mitte des Bereichs maximaler Reflektivität für verschiedene Positionen auf dem Wafer (gemessen an der Universität von Sheffield [62]). Rechts ist das Wärmebild einer Kathode gezeigt, die semitransparent für Wärmestrahlung ist. Man erkennt den heißen LötKolben und den gefrorenen Kühlakku, sowie die Kathodenhalterung samt Kathode. Auf der 6–9-Uhr-Position sieht man deutlich den LötKolben durch die Kathode, auf der 9–12-Uhr-Position den Kühlakku. Auf der rechten Hälfte der Kathode ist die Raumtemperatur zu sehen.

Auch von Wafer zu Wafer gibt es Unterschiede in ähnlicher Größenordnung: Der DBR wird in Sheffield hergestellt und dann nach Russland gebracht, wo die aktive Zone aufgebracht wird. Für den Transport wird der DBR allerdings mit einer Schutzschicht versehen, die vor der Weiterverarbeitung abgeätzt werden muss. Dadurch kommt es zu unkontrollierbaren Dickefluktuationen der Grenzschicht zwischen AL und DBR. Das macht es nötig, die spektrale Reflektivität für jeden DBR-Kristall einzeln zu bestimmen.

Zudem sind einige Kathoden (semi-)transparent für Wärmestrahlung (Abbildung 4.7, rechts). Abbildung 4.8 zeigt die thermographischen Aufnahmen verschiedener Kristalle,

wobei dunkle Farben niedrigen Temperaturen entsprechen. Die eingestrahelte Leistung betrug in allen Fällen 400 mW bei einer Wellenlänge von 800 nm.

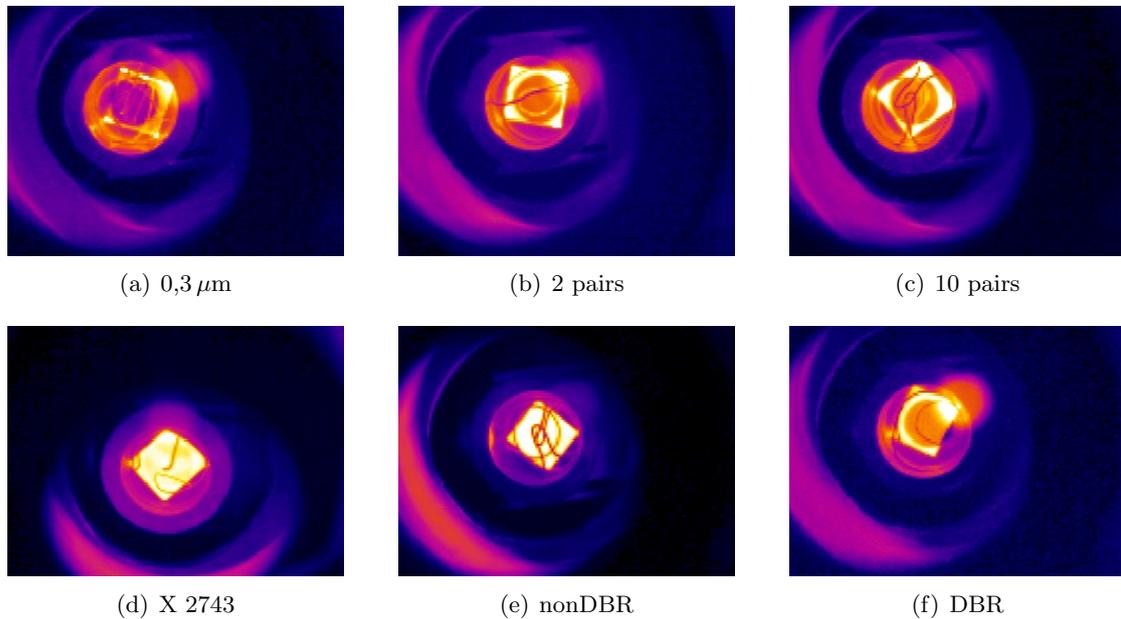


Abbildung 4.8: Wärmebilder verschiedener Kathoden.

Man erkennt jeweils die Kathode (gelb), deren Halterung (blau bis violett) und die Feder, die die Kathode in ihre Befestigung drückt (ebenfalls dunkel). Die Struktur in den Bildern (a)–(c) und (e) entspricht genau der Öffnung im Boden der Halterung und lässt sich wie folgt erklären: Je nachdem, auf welches Substrat die Kristalle aufgewachsen sind, sind sie mehr oder weniger transparent für Wärmestrahlung. Damit dürfen sie nicht mehr als schwarzer Körper angesehen werden und die Kamera berechnet aus der gemessenen Energie eine falsche Temperatur. Zusätzlich „sieht“ man an dieser Stelle auch Gegenstände, die sich hinter der Kathode befinden und wärmer oder kälter sein können. Die wahre bzw. korrekt von der Kamera wiedergegebene Temperatur des Kristalls entspricht der Temperatur in den Randbereichen, mit denen der Kristall in der Halterung aufliegt.

Bei der Bestimmung der Temperatur verschiedener Kathoden muss sichergestellt sein, dass die Messungen unter vergleichbaren Bedingungen durchgeführt werden. Das war bei den Experimenten zur Bestimmung der Lebensdauer sicher nicht gewährleistet, da sowohl die Kontaktfläche zwischen Puck und Kristall als auch der Anpressdruck durch die Feder bei jedem Sample unterschiedlich sind. Der resultierende thermische Widerstand variiert dadurch sehr stark von Probe zu Probe und kann auch nicht ohne weiteres

berechnet werden. In Abbildung 4.9 ist das Temperaturverhalten für verschiedene Kristalltypen gezeigt.

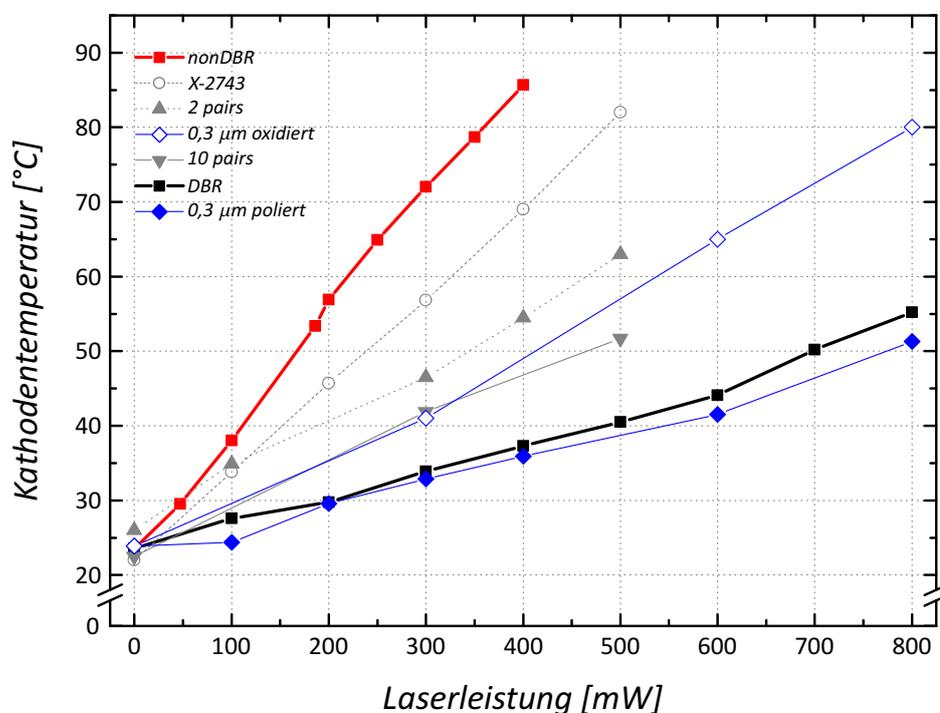


Abbildung 4.9: Temperaturanstiege verschiedener Kathoden bei einer Heizwellenlänge von 800 nm. Es lässt sich erkennen, dass der nonDBR (rot) bei gleicher Laserleistung eine höhere Temperatur, verglichen mit dem DBR (schwarz) hat, wie es auch nach der Lebendauermessung zu erwarten war. Der 0,3 μm-Kristall (blau) zeigt jedoch deutlich, dass der Temperaturanstieg von der Art der Halterung und weniger von der Kristallstruktur dominiert wird.

Die Messungen mit der Wärmebildkamera bestätigen den stärkeren Temperaturanstieg des nonDBR (rot) im Vergleich zum DBR (schwarz), wie er sich bereits in Abschnitt 4.1 angedeutet hat. Man erkennt aber auch, dass sich jede Kathode unterschiedlich verhält und insgesamt ein Bereich von $\Delta T = 0,16 \frac{^{\circ}\text{C}}{\text{mW}}$ bis $\Delta T = 0,03 \frac{^{\circ}\text{C}}{\text{mW}}$ abgedeckt wird (grau). Das 0,3 μm-Sample (blau, gefüllte Symbole) hat sogar eine mit dem DBR vergleichbare Endtemperatur, obwohl es keinen Spiegel besitzt. Das liegt daran, dass der Kathodenhalter in diesem Fall besonders gut poliert war. Dieselbe Kathode führt in einem oxidierten und schlecht polierten Puck zu einem doppelt so großen Temperaturanstieg (blau, offene Symbole).

Bei allen folgenden Messungen wurde deshalb versucht, den thermischen Kontakt (Konduktion) so weit wie möglich zu unterbinden. Anstelle der normalen Halterung wurde der

Kristall auf vier dünne Drähte mit einem Durchmesser von jeweils 0,25 mm gelegt (siehe Abbildung 4.11). Damit entsprechen die gemessenen Temperaturen natürlich nicht mehr den, bei vergleichbarer Laserleistung im normalen Strahlbetrieb erreichten; der Vergleich verschiedener Kristalle wird allerdings erheblich vereinfacht. Des Weiteren müssen alle Temperaturmessungen weiterhin im Vakuum durchgeführt werden, um eine Kühlung der Kathode durch die Umgebung zu verhindern (Konvektion). Die hier erreichten Drücke lagen im Bereich von wenigen $10^{-7} - 10^{-8}$ mbar. Durch diese beiden Maßnahmen ist der Wärmetransport durch Konduktion und Konvektion weitestgehend eliminiert und die Energie kann nur noch über Wärmestrahlung abgegeben werden.

Um DBR- und nonDBR-Kathoden besser vergleichen zu können, wurde ihre Rückseite mit Aquadag bestrichen. Aquadag ist eine wässrige Substanz, die je nach Hersteller zwischen 18% und 22% Graphit enthält und nach dem Trocknen einen matten, schwarzen Film ausbildet. Dieser hat eine Emissivität von nahezu 1, wodurch die behandelten Kristalle auf jeden Fall undurchsichtig für Wärmestrahlung werden. Damit es nicht zu einer Verunreinigung der Präparationskammer kommt, wurde die in Abbildung 4.6 gezeigte Apparatur ab diesem Zeitpunkt als eigenständiger Aufbau verwendet.

Die mit dem neuen Aufbau vermessenen Kathoden wurden mit einem Monochromator und an Luft hinsichtlich ihres Reflexionsverhaltens untersucht. Abbildung 4.10 zeigt links den verwendeten Aufbau und rechts die Ergebnisse.

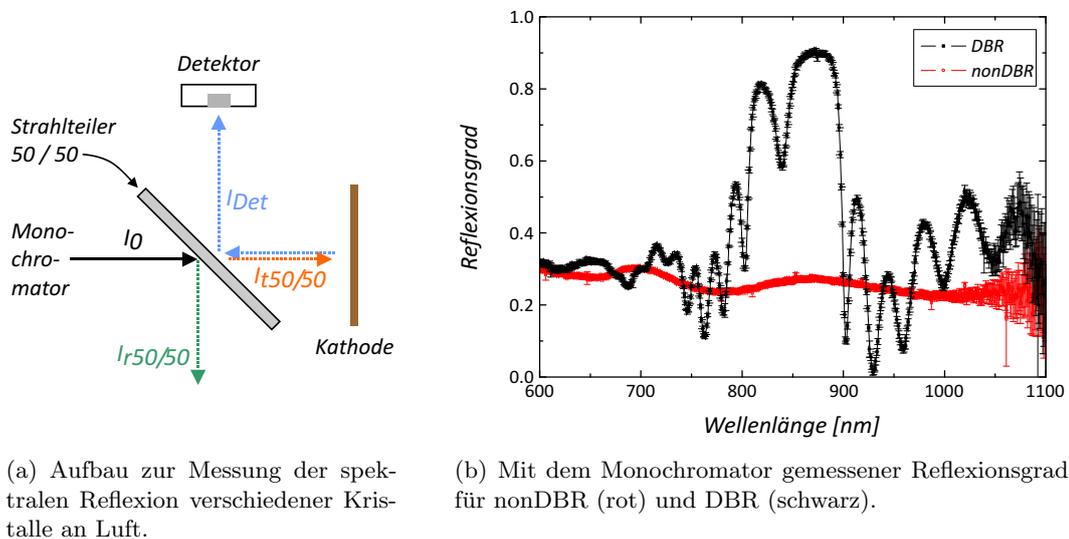


Abbildung 4.10: Experimenteller Aufbau zur Messung der wellenlängenabhängigen Reflektivität an Luft und die Ergebnisse dieser Messung für einen Kristall mit und ohne Distributed Bragg Reflector.

Zur Bestimmung des Reflexionsgrades muss in gesonderten Messungen sowohl das Transmissions- und Reflexionsverhalten des 50/50-Strahlteilers vermessen werden als auch die Ausgangsleistung des Monochromators. Sind diese drei Größen bekannt, kann über

$$R_{Kathode} = \frac{I_{Det} \cdot I_{r50/50}}{I_0 \cdot I_{t50/50}} \quad (4.2)$$

der Reflexionsgrad der Kathode aus I_{Det} bestimmt werden. I_{Det} , $I_{r50/50}$, I_0 und $I_{t50/50}$ sind die bereits untergrundkorrigierten Intensitäten, wie sie in der Zeichnung angegeben sind. Es zeigt sich, dass der Bereich maximaler Reflektivität bei diesem Kristall ca. 20 nm hin zu größeren Wellenlängen verschoben ist. Damit kann der, bei allen vorangegangenen Messungen verwendete Heizlaser nicht mehr eingesetzt werden, da dieser bei einer festen Wellenlänge von $\lambda = 800$ nm arbeitet. Mit dem durchstimmbaren Mira900 Ti:Saphir Laser können zwar nur Leistungen bis 200 mW erreicht werden, diese dafür aber in einem Wellenlängenbereich von 770 nm bis 920 nm. Da der lineare Zusammenhang von T und P_{Heiz} bereits bis 800 mW demonstriert wurde und die Temperaturauflösung der Wärmebildkamera mit $\Delta T = \pm 0,1^\circ\text{C}$ genügend gut ist, kann der Temperaturanstieg einer Kathode auch bei geringeren Leistungen bestimmt und dann extrapoliert werden.

Abbildung 4.11 (a) zeigt exemplarisch das Wärmebild eines aufgeheizten Kristalls in der Vakuumkammer. Zum besseren Verständnis ist in Abbildung 4.11 (b) eine schematische Zeichnung desselben Bildausschnitts dargestellt. In der Mitte sieht man den Kristall, der auf einem Gitter aus vier Drähten liegt. Die Inhomogenität der Kristalltemperatur über die komplette Fläche wird durch das ZnSe-Fenster verursacht, dass seit dem Klebevorgang auf dem unteren Viertel blind ist und die Messung in diesem Bereich verfälscht. Der runde Fleck auf der „Zwei-Uhr-Position“ stammt von der Kamera selbst. Die Bolometer, die die Temperatur messen, sind wärmer als die Umgebungstemperatur und geben ihrerseits Strahlung ab. Diese wird am Kammerfenster teilweise reflektiert und wieder detektiert, was an dieser Stelle ebenfalls zu einer Verfälschung der Ergebnisse führt.

Als erstes wurde die Zeit bestimmt, die der Kristall zum Erreichen des thermischen Gleichgewichts benötigt. Dazu wurde die Temperatur in Abständen von 30 Sekunden während der Aufheizung bzw. der Abkühlung gemessen. In Abbildung 4.12 (a) sind sowohl die Aufheizung (rot) als auch die Abkühlung (blau) eines Kristalls gezeigt. An die Datenpunkte wurde ein exponentieller Anstieg bzw. Abfall gefittet, aus dem sich die Zeitkonstanten für beide Prozesse bestimmen lassen. Danach wurde der Kalibrationsfaktor zwischen der gemessenen Laserleistung im Detektor und der tatsächlichen Leistung am Kristallort bestimmt. Abbildung 4.12 (b) zeigt das Resultat der Messung (schwarze Messpunkte). Um auch Umrechnungsfaktoren zwischen den gemessenen Werten zu erhalten wurde ein sinusförmiger Kurvenverlauf an die Daten gefittet (blau), mit dem sich bis auf den linken Rand des Spektrums alle Werte beschreiben lassen. Der steile Anstieg zu kleinen Wellenlängen hin lässt sich hingegen wesentlich besser durch eine Exponentialfunktion beschreiben (rot).

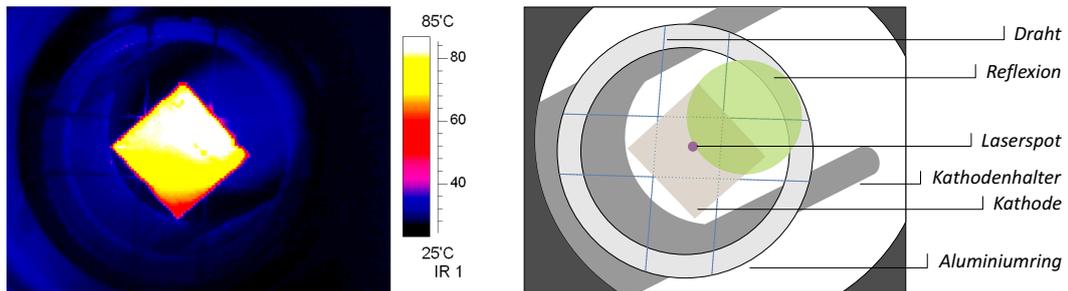


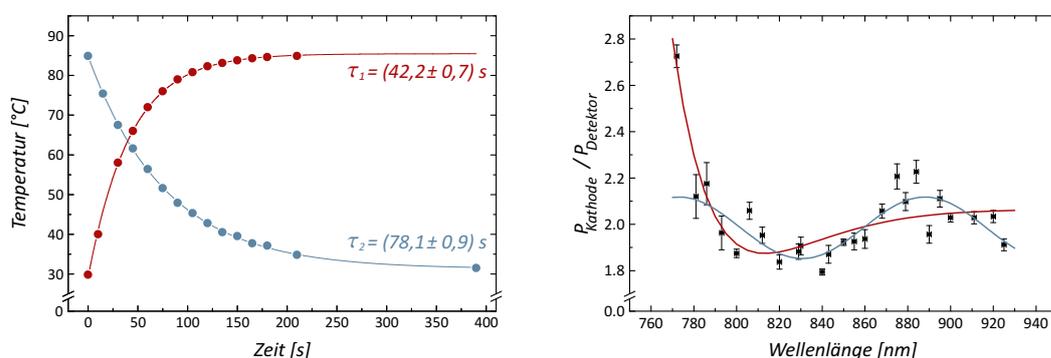
Abbildung 4.11: Typisches Bild der Wärmebildkamera während des Heizvorgangs (links) und entsprechende Skizze des Aufbaus (rechts). Zusätzlich wurden in der Skizze noch Position und Größe des Laserflecks eingezeichnet (violett). Da die Wärmebildkamera allerdings die Substratseite des Kristalls filmt, ist der Laserfleck im Foto nicht zu sehen. Man erkennt die vier dünnen Kupferdrähte, auf denen der Kristall aufliegt (in der Skizze blau) und den Kristall, sowie die Kristallhalterung. Der Reflex auf zwei Uhr (in der Skizze grün) stammt von der Kamera selbst. Das eingebaute Mikrobolometer zur Temperaturmessung ist wärmer als seine Umgebung und die abgegebene Strahlung wird am Vakuumfenster reflektiert.

Für den Heizvorgang ergibt sich eine Zeitkonstante von $\tau_1 = (42,2 \pm 0,7) \text{ s}$ und für die Abkühlung der etwas größere Wert $\tau_2 = (78,1 \pm 0,9) \text{ s}$. Nach fünf Zeitkonstanten beträgt die Abweichung von der Endtemperatur bereits nur noch 7‰ und ist damit kleiner als der Fehler der Temperaturmessung. Dieser stammt aus der ungenügenden Kenntnis des Emissionsfaktors der zu untersuchenden Proben sowie dem ebenfalls schwer zu bestimmenden Einfluss des ZnSe-Fensters und wird auf $\pm 1 \text{ °C}$ abgeschätzt. Die eigentliche Messprozedur sah wie folgt aus:

Vorbereitung Vor Beginn jeder Messung wurde die Wellenlänge des Ti:Saphir-Lasers eingestellt und gegebenenfalls die Position des Laserflecks auf der Kathode angepasst. Zusätzlich wurde die Ausgangsleistung optimiert, damit für jede Messung mindestens 100 mW zur Verfügung standen.

Heizzyklus Durch die gemessenen Zeitkonstanten für Heizung und Abkühlung konnte die Dauer einer Messung auf fünf bis sechs Minuten beschränkt werden. Alle 30 Sekunden wurde der Strahl mit dem Neutraldichtefilter für drei Sekunden auf den Eingang eines Powermeters abgelenkt und die detektierte Leistung protokolliert. Die Zeit zwischen zwei Leistungsmessungen sollte dabei so groß sein, dass der Aufheizvorgang nur unwesentlich gestört wird. Zugleich muss sie kurz genug sein, um Drifts oder Schwankungen in der Laserleistung zuverlässig zu detektieren.

Temperaturmessung Nach Beendigung des Heizzyklus wurde die Kamera automatisch kalibriert, nahm ein Wärmebild der Kathode auf und zeigte die Temperatur an



(a) Temperatureentwicklung einer Kathode für die Aufheizung (rot) und Abkühlung (blau) bei stark unterdrückter Wärmeableitung. Die durchgezogenen Linien zeigen jeweils einen exponentiellen Fit an die Daten mit $\tau_1 = (42,2 \pm 0,7) \text{ s}$ und $\tau_2 = (78,1 \pm 0,9) \text{ s}$.

(b) Zusammenhang zwischen gemessener Laserleistung (P_{Detektor}) und tatsächlicher Leistung in der Vakuumkammer (P_{Kristall}). Zusätzlich sind zwei Funktionen an die Daten gefittet, um Zwischenwerte zu erhalten.

Abbildung 4.12: Zur zeitlichen Optimierung der Versuche wurde die Zeit bestimmt, in der der Kristall unter Aufheizung durch den Laser bzw. Abkühlung seine Endtemperatur erreicht (a). Die gemessenen Temperaturen zeigen eine exponentielle Abnahme bzw. Zunahme. Um eine stetige Kontrolle der Laserleistung zu gewährleisten, wurde ein Teil des Lichts in regelmäßigen Abständen auf ein Powermeter ausgespiegelt. Durch eine zusätzliche Kalibrationsmessung (b) konnte aus der gemessenen Leistung dann auf die wahre Leistung an der Kathode geschlossen werden.

einer zuvor definierten Position auf der Kathode an. Die Raumtemperatur wird während der gesamten Messung durch eine Klimaanlage konstant auf 25°C gehalten.

Durch diesen fast vollständig automatisierten Ablauf war es möglich, eine Vielzahl von Messpunkten zu nehmen, was bei der zu erwartenden, komplexen Struktur des DBR unverzichtbar ist. Aus ihnen kann der Temperaturanstieg (ΔT) in Abhängigkeit von Wellenlänge und eingestrahelter Laserleistung bestimmt werden.

4.3 Vergleich der untersuchten Kristalle

Nach Abschluss der Messungen liegen für jede Wellenlänge ca. 10-15 Leistungsmessungen in Abständen von jeweils 30 Sekunden sowie eine Temperaturmessung am Ende vor. Der Fehler der Temperaturmessung wird aus oben genannten Gründen pauschal auf $\pm 1^\circ\text{C}$ abgeschätzt. In der Analyse der Laserleistungen sieht man nicht nur Schwankungen um mehrere Milliwatt; einige Datensätze weisen auch Drifts von bis zu 10 mW

zwischen Beginn und Ende einer Messreihe auf. Durch die kurzen Zeitkonstanten (vgl. Abbildung 4.12 (a)) und die kleinen Drifts ist eine Gewichtung der Messwerte mit dem Zeitpunkt der Messung allerdings nicht nötig und die angegebene Leistung entspricht einfach dem Mittelwert aller gemessenen Leistungen mit der Standardabweichung als Fehler. Die Ergebnisse der Heizmessung sind in Abbildung 4.13 dargestellt.

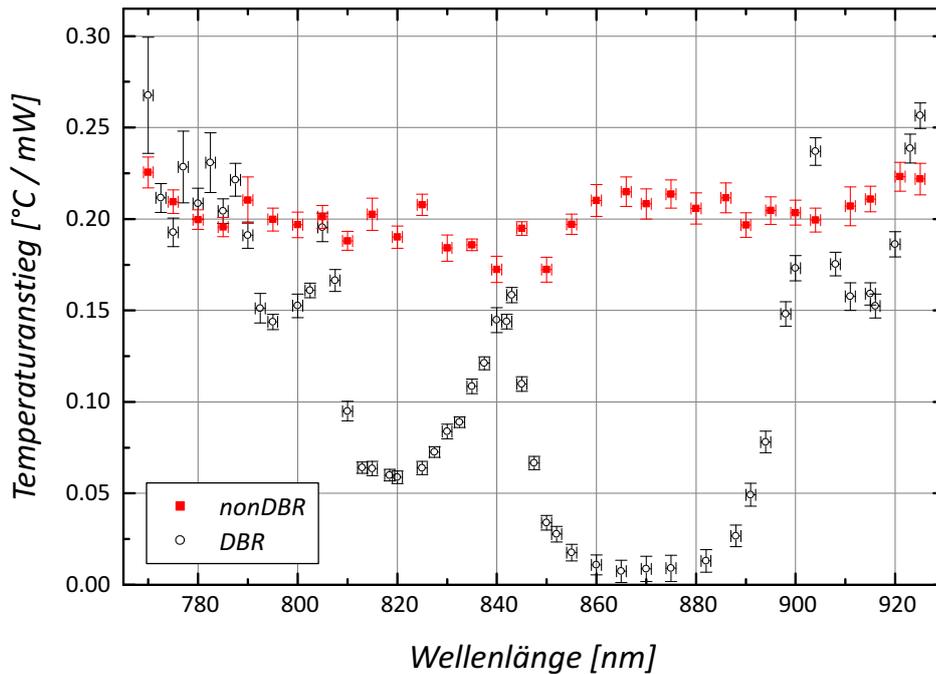


Abbildung 4.13: Temperaturanstieg in Abhängigkeit von Laserleistung und Wellenlänge für die beiden untersuchten Kristalltypen nonDBR (rot) und DBR (schwarz). Wie zu erwarten zeigt der nonDBR einen annähernd konstanten Verlauf über den gesamten vermessenen Bereich, der DBR hingegen ein wesentlich komplexeres Verhalten. Beide Kristalle verhalten sich so, wie es aus den Reflexionsspektren zu erwarten ist.

Der nonDBR-Kristall (rot) hat im untersuchten Wellenlängenbereich einen größtenteils konstanten Temperaturanstieg. Der Anteil des Lichts, der nicht bereits an der Oberfläche reflektiert wird, wird im AL oder im Substrat absorbiert und führt zur Erwärmung des Kristalls. Ganz anders verhält es sich beim DBR-Kristall (schwarz):

Im Bereich zwischen 800 nm und 900 nm ist die $\lambda/4$ -Bedingung des Spiegels erfüllt und verhindert ein Eindringen des Lichts in das Substrat. Dadurch bleibt die Kathode wesentlich kühler als im nonDBR-Fall. Bei ca. 840 nm bildet der DBR-Spiegel zusammen mit der Kristall-Vakuum-Grenzfläche allerdings einen Resonator aus und es werden vermehrt Elektronen ins Leitungsband angehoben. Bei Wellenlängen im Bereich von 800 nm

bis 840 nm ist zwar die Bedingung für konstruktive Interferenz im Resonator nicht erfüllt, es werden aber trotzdem einige Photonen absorbiert. Zwischen 840 nm und 900 nm liegt die Photonenenergie schon weit unterhalb der Bandkante und die Absorption im AL ist vernachlässigbar. Dadurch heizt sich der Kristall nur in sehr geringem Maße auf. Für $\lambda < 800$ nm und $\lambda > 900$ nm erkennt man die Nebenmaxima (–minima), die mit den Nebenminima (–maxima) des Reflexionsspektrums korrespondieren. Man beachte, dass die Absorption im AL für $\lambda > 900$ nm zwar verschwindet, die Photonen aber wieder das Substrat erreichen und dort absorbiert werden können.

Am Ende von Abschnitt 2.6 wurde der Qualitätsfaktor $\zeta = \frac{P_{abs}}{P_G}$ als Quotient aus absorbierter Leistung in der aktiven Zone (P_{abs}) und absorbierter Leistung im gesamten Kristall (P_G) eingeführt und auch eine Vorhersage in der Nähe des Arbeitspunktes gemacht. Da die Absorption außerhalb der aktiven Zone nicht zum Photoemissionsprozess beitragen kann, ist ζ ein Maß dafür wie effizient die Kathode das absorbierte Licht zur Photoproduktion verwenden kann. Tatsächlich findet sich der erwartete Faktor $\zeta_{DBR} \approx 3,5 \cdot \zeta_{nonDBR}$ auch in den Temperaturanstiegen wieder. Im Bereich maximaler Reflektivität ($\lambda \approx 820$ nm) beträgt der Temperaturanstieg pro eingestrahelter Leistung für den nonDBR ca. $0,2 \frac{^\circ\text{C}}{\text{mW}}$, während er im Falle des DBR nur knapp $0,06 \frac{^\circ\text{C}}{\text{mW}}$ beträgt. Das ist zusätzlich in sehr guter Übereinstimmung zu Abbildung 4.10 (b), wo sich dieser Faktor zwischen den beiden gemessenen Reflexionsgraden ebenfalls finden lässt.

Neben dem Temperaturanstieg pro eingestrahelter Leistung (gezeigt in Abbildung 4.13) kann man zusätzlich noch den Temperaturanstieg pro absorbierter Leistung bestimmen. Geht man davon aus, dass an der Kristalloberfläche 30% des eingestrahelten Lichts reflektiert werden und die absorbierte Leistung (P_G) der Summe aus Absorption (in der aktiven Zone) und Transmission (ins Substrat) entspricht (vgl. Abbildung 2.14), errechnet sich für die beiden untersuchten Kathoden unabhängig von der Wellenlänge ein Temperaturanstieg von ungefähr $0,3^\circ\text{C}$ pro absorbiertem Milliwatt. Die Anteile P_{Sub} und P_{AL} hängen jedoch sowohl von der Wellenlänge als auch vom Kristall ab. Aus der Konstanz des Temperaturanstiegs folgt, dass die Anteile für strahlungslose Rekombination in Substrat und aktiver Zone vergleichbar sein müssen.

In Abbildung 4.14 sind die Ergebnisse von Reflexions-, QE- und Temperaturmessung für den DBR- bzw. den nonDBR-Kristall zusammengestellt. Die verschiedenen Messungen wurden an zum Teil unterschiedlichen Kristallen durchgeführt, da mehrere Kristalle im Verlauf dieser Arbeit unwiederbringlich zerstört wurden. Ein DBR-Kristall z.B. wurde während einer Messung durch einen Computerausfall kurzzeitig mit einer Leistung von 40 W bestrahlt. Eine optische Begutachtung zeigte eine dunkle Verfärbung, die von Position und Größe dem Laserfleck des Heizlasers entsprach. Ein zweiter DBR-Kristall rutschte während der Feinjustage vor einer der Heizmessungen von den dünnen Drähten (vgl. Abbildung 4.11) und zerbrach, ein nonDBR-Kristall wurde beim Transport zur HABS-Anlage irreparabel beschädigt. Es zeigt sich, dass alle DBR-Kristalle, abgesehen von der herstellungsbedingten Verschiebung der Wellenlänge (siehe Abbildung 4.7), einem ähnlichen Verlauf folgen. Um die prominenten Merkmale aller Kurven auf die gleiche

Wellenlänge zu setzen, genügte eine Verschiebung der Messdaten von maximal ± 5 nm, was angesichts der Messungen von [62] nicht unphysikalisch erscheint. Im nonDBR-Fall sind die Messwerte, außer bei der Quantenausbeutemessung, weitestgehend konstant, weshalb eine genaue Positionierung schwer aber auch nicht zwingend notwendig ist. Um die QE-Kurven von DBR und nonDBR vergleichen zu können, wurde die Bandkante (d.h. der steile Abfall bei ca. 803 nm) des nonDBR an den Verlauf des DBR angepasst, wobei auch hier nur eine Verschiebung um ca. 5 nm nötig war. Bei Wellenlängen < 600 nm zeigt der DBR-Spiegel keine auffällige Struktur mehr und auch die Absorption ist so hoch, dass fast kein Licht das Substrat erreicht. Daher sollten die Quantenausbeuten für beide Kristalle (bei vergleichbarer Reinheit der Oberfläche) identisch sein. Die beiden Kurven wurden daher auf ihren Wert bei $\lambda = 600$ nm normiert.

Aus Abbildung 4.14 kann man entnehmen, dass die Bandkante für den untersuchten Kristall bei ungefähr 810 nm und damit nicht im Bereich hoher Reflektivität liegt. Der Betrieb einer Photokathode bei Wellenlängen oberhalb der Bandkante ist für die praktische Anwendung wegen der geringen QE aber unattraktiv. Der Bereich zwischen 810 nm und 850 nm macht deutlich, dass es auch bei vollständiger Unterdrückung der Absorption im Substrat zu einem Temperaturanstieg kommen kann. Das ist verständlich, denn nicht alle Elektronen, die in der aktiven Zone angeregt werden, erreichen die Kristalloberfläche und werden ins Vakuum emittiert. Dabei kann es zu strahlungslosen Übergängen in den Grundzustand kommen, die dem Kristall Energie zuführen. Die Kathoden wurden für die Heizmessungen nicht mit Cäsium und Sauerstoff bedampft, hatten also keine Oberfläche mit negativer Elektronenaffinität (NEA), wodurch es auch nicht zur Emission von Elektronen kommen konnte. Da die QE am Arbeitspunkt aber sowieso nur 1% beträgt, sollte sich das Temperaturverhalten auch im aktivierten Zustand nicht wesentlich von der gemessenen Situation unterscheiden.

DBR-Photokathoden haben in einem Wellenlängenbereich von ungefähr 100 nm nahezu perfekte Reflektivität. Durch geeignete Wahl der Schichtdicken im Spiegel lässt sich dieser Bereich ohne Probleme an die Position des Arbeitspunkts (vgl. Abbildung 2.4) anpassen. Zudem machen die großen Fortschritte in der Lasertechnik Leistungen von vielen Watt kostengünstig verfügbar. Dadurch eröffnen sich dem Benutzer zwei Möglichkeiten: Bei gegebener Laserleistung erhöht sich die Lebensdauer, da der Kristall nicht so heiß wird (siehe Abbildung 4.5). Das verlängert die Wartungsintervalle und ermöglicht einen stabileren Strahlbetrieb. Andererseits kann der extrahierte Strom bei konstanter Lebensdauer gesteigert werden. Das erhöht die Statistik der Experimente und verkürzt somit die Messzeit.

Das Ausbilden der Resonanz bringt hingegen keine merkliche Verbesserung zu eben Genanntem. Im Bereich großer Absorption wird das meiste Licht schon nach wenigen Umläufen absorbiert worden sein und die Überhöhung der Quantenausbeute wird zwar vorhanden, aber gering sein. Bei Energien unterhalb der Bandkante überlagern sich hingegen viele Wellenzüge und können die QE signifikant erhöhen, durch eine Steigerung

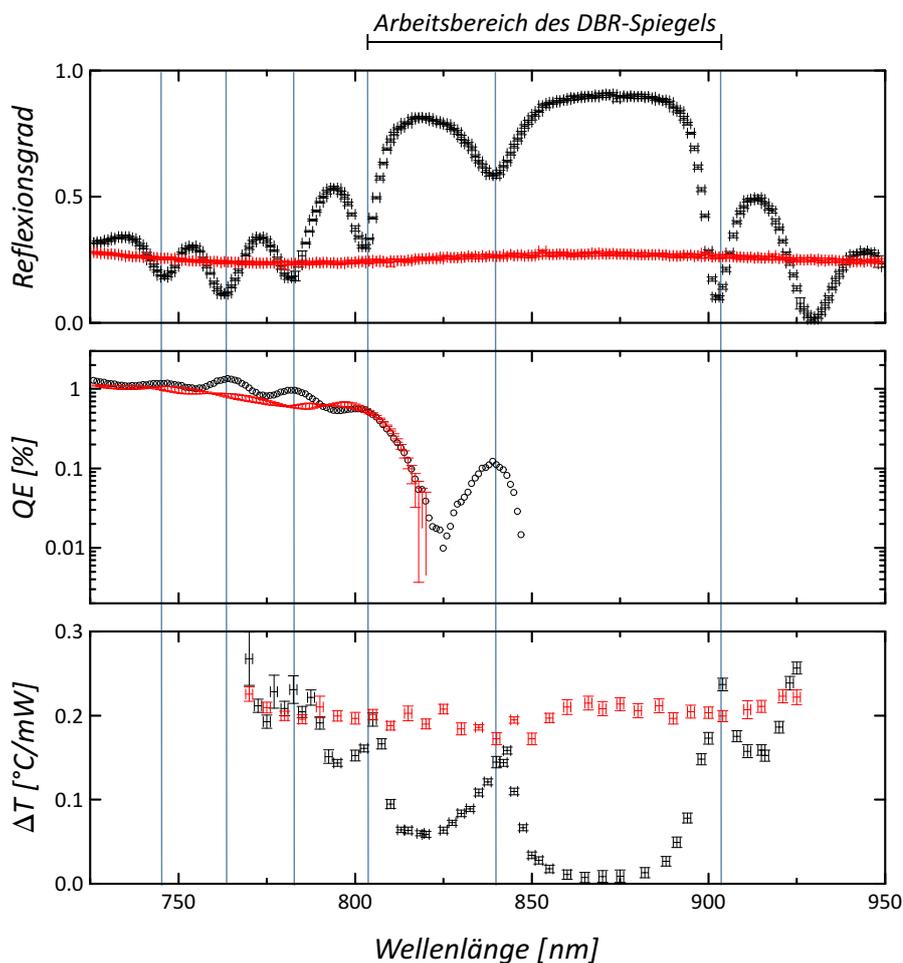


Abbildung 4.14: Reflexionsgrad, Quantenausbeute und Temperaturanstieg des DBR-Kristalls SL 7-396 (schwarz) und des nonDBR-Kristalls SL 7-395 (rot). Die blauen Striche markieren Stellen, an denen entweder die Reflektivität des Spiegels verringert (und damit die Absorption im Substrat erhöht) oder die Resonanzbedingung erfüllt ist. Da die Messungen an unterschiedlichen Kristallen durchgeführt wurden, wurden die Kurven um bis zu ± 5 nm verschoben, um die Position der Resonanz (840 nm) für jeden Datensatz auf den gleichen Wert zu setzen. Zusätzlich sind die Quantenausbeutekurven von nonDBR und DBR bei 600 nm aufeinander normiert. Bei dieser Wellenlänge hat der DBR-Spiegel keinen Einfluss mehr auf die Reflektivität und die Kristalle sollten sich beide gleich verhalten. Da die QE mit der Anzahl der Präparationen abnimmt (vgl. Abschnitt 3.4) und damit vom Alter des untersuchten Kristalls abhängt, ist dieses Vorgehen gerechtfertigt.

von 0,001‰ auf 0,1‰ werden sich aber dennoch keine Ströme im mA-Bereich realisieren lassen.

Neben allen positiven Eigenschaften haben die Heizexperimente allerdings auch gezeigt, dass die Erwärmung einer Kathode nicht ausschließlich durch die strahlungslose Rekombination im Substrat verursacht wird. Die Erhöhung der Temperatur in der Resonanz macht deutlich, dass auch in der aktiven Zone Phononen entstehen, die dem Kristall Energie zuführen. Das ist in erster Näherung auch plausibel, denn die eingestrahlte Laserenergie kann dem Kristall nur durch Emission von Elektronen oder Photonen entzogen werden. Zur Produktion hoher Ströme ist also neben einer hohen Absorption auch eine Kristallstruktur notwendig, die es den Elektronen erlaubt, sich in kürzester Zeit zur Oberfläche zu bewegen und ins Vakuum zu emittieren.

Im folgenden Kapitel werden zeitaufgelöste Messungen der Ladungsverteilung und Polarisation vorgestellt, aus denen sich Rückschlüsse über die Transportmechanismen im Inneren des AL und auf seine Oberflächenbeschaffenheit ziehen lassen.

Und ich hoffe einfach mal ihr sitzt
bequem...

(Farin Urlaub – Intro)

5 Zeitauflösung

Bei der Beschleunigung von Elektronen mittels Hochfrequenz ist die longitudinale Ausdehnung der Elektronenpulse von entscheidender Bedeutung. Am Mainzer Mikrotron (MAMI) beträgt die vom Beschleuniger maximal akzeptierte Pulslänge beispielsweise nur knapp 40 ps. Alle Elektronen, die zu einem späteren Zeitpunkt von der Kathode emittiert werden, treffen irgendwann auf die Strahlführung und können dort Ionen erzeugen. Aufgrund ihrer positiven Ladung werden diese Ionen dann in Richtung Kathode beschleunigt wo sie den Kristall durch Ion-Back-Bombardment (IBB) zerstören können. Ist der von der Kathode emittierte Puls länger als die Akzeptanz des Beschleunigers, muss er entweder durch ein Choppersystem beschnitten oder durch ein aufwendiges Bunchersystem gestaucht werden.

Das Berlin Energy Recovery Linac Project (BERLinPro) soll nach seiner Fertigstellung in den nächsten Jahren eine Synchrotronstrahlungsquelle betreiben und dafür einen hochbrillianten Elektronenstrahl von 100 mA beschleunigen. Auch in der zurzeit diskutierten Mainzer Energieeffizienten Supraleitenden Anlage (MESA) sind Ströme in dieser Größenordnung und Brillanz geplant^a. Um den Einfluss des IBB gering zu halten und einen zuverlässigen Betrieb zu gewährleisten, dürfen Beschleuniger dieser Art maximale Verluste im Bereich weniger 100 Nanoampere nicht überschreiten. Sowohl Chopper- als auch Buncher-Systeme können daher nicht uneingeschränkt eingesetzt werden, da ein Chopper immer Strahlverluste produziert und ein Buncher den Phasenraum des Teilchenensembles erhöht und damit die Brillanz verschlechtert. Die Erzeugung von kurzen Elektronenpulsen bringt also nicht nur in vielerlei Hinsicht Vorteile mit sich, sondern ist für manche Experimente sogar zwingend notwendig.

Neben dieser beschleunigertechnischen Anforderung gibt es aber auch physikalische Gründe, die Pulslänge möglichst klein zu halten. Je länger sich die Elektronen im Festkörper aufhalten, desto mehr Zeit haben sie, mit diesem zu wechselwirken. Auf ihrem Weg zur Oberfläche können sie dabei zum einen durch Rekombination für den Emissionsprozess verloren gehen, zum anderen gibt es eine Vielzahl an Streuprozessen, die die Ausrichtung des Elektronenspins ändern [23]. In beiden Fällen wird der Qualitätsfaktor $I \cdot P^2$ (siehe Gleichung 2.3) verringert. Der Verlust durch Rekombination kann prinzipiell durch eine

^aIn beiden Beschleunigern kommen zwar keine GaAs-basierten Kathoden zum Einsatz, dafür aber Kathoden aus CsK₂Sb. Die folgenden Überlegungen gelten jedoch analog.

höhere Laserleistung kompensiert werden, wohingegen die Polarisation nach der Anregung eine Eigenschaft des Kristalls ist und bereits nahe an 1 liegt. Die Ergebnisse aus Kapitel 4 belegen allerdings, dass ähnlich zur Absorption im Substrat auch eine Absorption mit anschließender Rekombination im AL zu einer Temperaturerhöhung des Kristalls führt. Damit verringert sich sowohl der maximal extrahierbare Strom bei gegebener Laserleistung als auch die maximal mögliche Laserleistung bei gegebener Lebensdauer. In dieser Arbeitsgruppe wurde in den letzten Jahren bereits eine Vielzahl von zeitaufgelösten Messungen durchgeführt, diese allerdings überwiegend an Bulk-GaAs. Wegen ihrer hohen Polarisation werden in den letzten Jahren aber zunehmend sog. Superlattice-Photokathoden an Beschleunigern eingesetzt. Diese haben eine wesentlich komplexere Struktur und es kann nicht unbedingt davon ausgegangen werden, dass sich Bulk-Kristalle und SL-Kristalle gleich verhalten. Im folgenden Kapitel werden zeitaufgelöste Messungen von Ladungsverteilung und Polarisation für verschiedene Kristalltypen vorgestellt. Alle Messungen wurden dabei mit dem in Unterabschnitt 3.1.1 bzw. Unterabschnitt 3.3.2 beschriebenen Verfahren durchgeführt.

5.1 Ladungstransport in Halbleitern

Die Entfernung zur Oberfläche, in der die Elektronen erzeugt werden, ist ein wichtiger Faktor, der die minimale Emissionszeit begrenzt. In GaAs beträgt der Absorptionskoeffizient α bei einer Wellenlänge von 800 nm ungefähr $1,4 \frac{1}{\mu\text{m}}$, weshalb das Licht nach wenigen Mikrometern bereits „vollständig“ absorbiert ist. Solche Schichtdicken der aktiven Zone (AL) lassen sich jedoch nur bei Bulk-Kristallen erzeugen. Bei Kristallen mit Strain begrenzt die kritische Dicke (siehe Abschnitt 2.4) die Ausdehnung des AL auf Werte in der Größenordnung von 100 Nanometern. Die Dicke der aktiven Zone liegt bei allen in dieser Arbeit untersuchten Kathoden im Bereich zwischen 17 nm und 115 nm, was bedeutet, dass nur 2% – 14% des Lichtes überhaupt im AL absorbiert werden. Eine Erhöhung des Absorptionskoeffizienten stellt eine große Herausforderung bei der Entwicklung neuer Kathoden dar, da alle anderen Materialeigenschaften wie z.B. Gitterkonstante, Bandstruktur, . . . natürlich ebenfalls optimiert bleiben müssen. Der hinter der aktiven Zone befindliche Buffer-Layer ist transparent für das eingestrahlte Laserlicht und damit ist es auch für Elektronen, die im noch weiter entfernt liegenden Substrat erzeugt werden, energetisch unmöglich in Richtung Oberfläche zu wandern und so zum Photostrom beizutragen. Damit ist die maximale Entfernung der Elektronen zur Oberfläche hier in jedem Fall durch die Dicke der aktiven Zone gegeben.

Zusätzlich zur Entfernung hat aber natürlich auch die Geschwindigkeit der Elektronen im Festkörper Einfluss auf die Zeitspanne zwischen Erzeugung und Emission. Durch die hohe Dotierung können die Elektronen im Kristallinneren nicht durch Anlegen einer äußeren Spannung beschleunigt werden, da die vielen Ladungen das Feld direkt wie-

der kompensieren würden^b. Die Bewegung der Elektronen im Leitungsband ist daher ungerichtet und man unterscheidet zwischen diffusivem und ballistischem Transport, je nachdem, ob während des Transports eine Wechselwirkung mit dem Kristall stattgefunden hat oder nicht. Die Strecke, die ein Teilchen zwischen zwei Stößen zurücklegt, wird als „mittlere freie Weglänge“ bezeichnet. In GaAs beträgt diese abhängig von der Dotierung zwischen 30 und 55 nm [8], weshalb sich bei den oben angeführten Schichtdicken daher sowohl ballistische als auch diffusive Anteile erwarten lassen. Die Geschwindigkeit der Elektronen beträgt in GaAs mehrere 100 $\frac{nm}{ps}$ [8], womit die Zeit zwischen zwei Wechselwirkungen in der Größenordnung von ca. 100 fs liegt. Bei jedem Stoß kann sich sowohl der Impuls als auch die Energie des Elektrons ändern. Da die Energie der Photonen (E_γ) für die Anregung größer als die Bandlücke (E_{Gap}) sein muss, haben die Elektronen im Leitungsband zunächst eine kontinuierliche Energieverteilung mit $E_{max} = E_\gamma - E_{LBmin}$. Durch inelastische Stöße mit dem Kristallgitter „thermalisieren“ die Elektronen, was bedeutet, dass sich ein Gleichgewicht zwischen Kristall und Elektronenensemble einstellt. Nach der sog. Impuls-Relaxationszeit τ_p haben sie daher alle Informationen über ihr E_{max} und damit auch das ursprüngliche E_γ verloren. Ist der Prozess der Thermalisation abgeschlossen, entspricht die Geschwindigkeit der Elektronen einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung. Für reines GaAs liegt τ_p in der Größenordnung von einer Pikosekunde [16]. Bei dünnen Kathoden, wie sie in dieser Arbeit untersucht werden, sind die Impulsantworten jedoch so kurz, dass man im Allgemeinen nicht davon ausgehen kann, dass die Thermalisation vollständig abgeschlossen ist und die Energien der Elektronen demnach auch nicht Maxwell-Boltzmann verteilt sind.

Die Thermalisation ist ein sog. Intrabandübergang, bei dem die Teilchenzahl im Band erhalten bleibt und sich nur Richtung und Betrag der Geschwindigkeit ändern. Als Interbandübergang bezeichnet man hingegen den Übergang zwischen zwei verschiedenen Bändern wie z.B. dem Leitungsband und dem Valenzband. Während für die Anregung natürlich eine hohe Übergangsrate zwischen den Bändern wünschenswert ist, führt die Rekombination von Leitungsbandelektronen mit Löchern im Valenzband zu einem Absinken der Teilchenzahl und damit der Quantenausbeute. Typische Zeiten für die Rekombination liegen im Bereich von 1 ns [44] und sind damit wesentlich länger als die Antwortzeit der Kathode. Dennoch wird nicht jedes angeregte Elektron die Oberfläche erreichen. Ähnlich wie bei der Rekombination im Substrat können auch diese Elektronen die komplette Energie E_{Gap} an den Kristall abgeben und ihn dadurch aufheizen (siehe Kapitel 4). Kurze Aufenthaltszeiten vermindern also den Verlust an Polarisation und Elektronen und führen zu einer geringeren Energiedeposition im Kristall. Dem gegenüber steht jedoch die Forderung nach hoher Quantenausbeute und einem brillanten Strahl.

^bIn der Bandbiegungszone herrscht allerdings ein sehr starkes elektrisches Feld von vielen Megavolt pro Meter.

Die Quantenausbeute (und damit der extrahierte Strom) einer Photokathode lässt sich nach [70] als Produkt der Wahrscheinlichkeiten P_α , P_T und P_E darstellen. P_α ist die Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron nach der Anregung genügend Energie besitzt, um ins Vakuum emittiert werden zu können. Da die hier untersuchten Photokathoden eine negative Elektronenaffinität (NEA) haben, haben die angeregten Elektronen per definitionem eine ausreichende Energie, um den Kristall zu verlassen. Daher ist P_α im Folgenden einfach die Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron in der aktiven Zone angeregt wird. P_T ist die Wahrscheinlichkeit, dass das angeregte Elektron die Oberfläche erreicht und P_E die Wahrscheinlichkeit, dass dieses Elektron emittiert wird. Der erste Term P_α hängt von dem Anteil $(1 - R)$ ab, der ins Kathodeninnere transmittiert wird. In einem dünnen Bereich zwischen x und $x + dx$ gilt für die Wahrscheinlichkeit einer Anregung:

$$P_\alpha = (1 - R) e^{-\alpha x} dx \quad . \quad (5.1)$$

Es ist α der Absorptionskoeffizient. Der Transportterm P_T ist im Wesentlichen abhängig von der Anzahl der Streuungen, die ein Elektron auf seinem Weg erleidet und damit von der Entfernung und der mittleren freien Weglänge. Die Emissionswahrscheinlichkeit P_E kann dann bei bekanntem P_α und P_T aus der gemessenen QE bestimmt werden und liegt bei 800 nm in der Größenordnung von etwa 15–20%.

Die Energieverteilung der Elektronen nach dem Austritt ins Vakuum ist bei Kathoden mit dickem AL nur von der Differenz zwischen Leitungsbandminimum und Vakuumniveau abhängig. Da die Elektronen ausreichend Zeit hatten zu thermalisieren, haben sie jegliche Information über die Laserwellenlänge verloren, die zum Anregen benutzt wurde. Bei sehr dünnen Kathoden kann die Transportzeit aber mitunter so klein sein, dass die Elektronen noch „heiß“ sind und daher eine viel breitere Energieverteilung haben. Das wiederum vermindert die Strahlqualität.

Bei Kristallen mit Superlattice stellt sich zudem das Problem, ab welcher Anzahl an Quantentöpfen und Barrieren man überhaupt von einer periodischen Struktur sprechen kann. In Abbildung 5.1 sind die Ergebnisse von Messungen aus St. Petersburg dargestellt, bei denen die Anzahl der SL-Perioden bei ansonsten gleichem Kristallaufbau variiert wurde.

Während die Polarisation bereits für den dünnsten Kristall ihren Maximalwert erreicht, ist die Quantenausbeute wie zu erwarten sehr schlecht. Ebenfalls zu erwarten ist das Abfallen der Polarisation für dicker werdende Strukturen. Durch die lange Aufenthaltsdauer im Kristall und die vielen Stöße mit dem Gitter geht die Polarisation langsam verloren. Erstaunlich ist allerdings, dass die QE nur bis zu einer Schichtdicke von ungefähr 10 Lagen zunimmt und dann wieder abfällt. Dieses Verhalten lässt sich mit den bisherigen Modellen und Beobachtungen an Bulk-GaAs nicht erklären und scheint Hinweise auf möglicherweise neue Transportmechanismen zu geben. Der Transport von Elektronen in Superlattice-Kristallen wird im Folgenden untersucht.

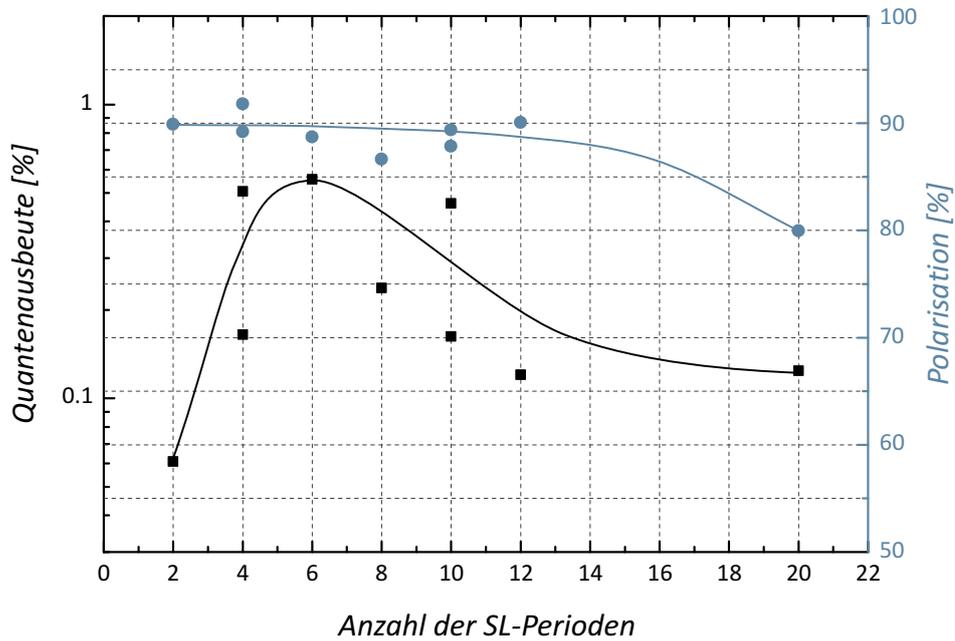


Abbildung 5.1: Messung der Quantenausbeute (schwarz) und der Polarisation (blau) für SL-Kathoden mit einer unterschiedlichen Anzahl an Barrieren und Quantentöpfen (gemessen am Ioffe Institut in St. Petersburg [26]). In dieser Arbeit standen Kathoden mit zwei, sechs und zehn Superlattice-Perioden für zeitaufgelöste Messungen zur Verfügung. Die eingezeichneten Linien durch die Datenpunkte dienen der optischen Führung.

5.1.1 Ballistischer Transport

Wie eingangs erwähnt, versteht man unter ballistischem Transport jede Form der wechselwirkungsfreien Bewegung. In einem Superlattice ist die Bewegung eines Elektrons durch die Quantenmechanik allerdings an bestimmte Bedingungen geknüpft. In diesem Abschnitt soll diskutiert werden, in wieweit die Voraussetzungen für einen ballistischen Transport der Elektronen in den untersuchten Kristallstrukturen erfüllt sind. Die folgenden Rechnungen beziehen sich auf einen Kristall, der die Zusammensetzung des Sample *SL 7-396* hat, können aber ohne Probleme auf jedes andere Superlattice übertragen werden.

Analog zu der Energie-Impuls-Beziehung in einem Festkörper gibt es auch in einem Superlattice (SL) einen Zusammenhang zwischen Wellenvektor (\vec{k}) und Energie (E). Es gibt nun zwei mögliche Ansätze für die Berechnung des $E(\vec{k})$ -Diagramms: Das Kronig Penney Modell (KPM) geht von einer Anordnung von Rechteckpotenzialen aus und berechnet aus den Stetigkeitsbedingungen der Wellenfunktion und ihrer Ableitung an den

Grenzflächen die erlaubten Energien und die dazugehörigen Wellenvektoren. Der wahre Potenzialverlauf kann hierbei durch die Verwendung von Rechteckpotenziale natürlich nur angenähert werden. Insbesondere der in Abschnitt 2.5 beschriebenen Aufweichung der Potenziale kann in diesem Modell nicht Rechnung getragen werden. In der Tight Binding Approximation (TBA) wird das periodische Potential ($V(\vec{r})$) als Störung (\hat{H}_1) des Hamiltonoperators ($\hat{H}_0 = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + V_0$) betrachtet, sodass $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_1$ gilt. Im Gegensatz zum KPM kann das Potential dem wahren Verlauf nun zwar sehr gut angepasst werden, die Wellenfunktionen (Ψ) gelten aber als räumlich sehr stark lokalisiert. Damit kommt es nur zwischen den nächsten Nachbarn zu einem Überlapp von Ψ . Im Falle eines SL, das als eindimensionale Struktur angesehen werden kann, vereinfacht sich das Problem sogar auf nur noch insgesamt zwei Nachbarn. Da beide Ansätze vergleichbare Ergebnisse liefern, beziehen sich die folgenden Ausführungen auf das KPM.

Für ein Teilchen, das sich in einem räumlich begrenzten Potential aufhält, liefert die Schrödinger-Gleichung (SG) nur für diskrete Energien (E_n) eine Lösung. Alle anderen Energien sind „verboten“. Für M Potentiale, die durch $(M - 1)$ Barrieren voneinander getrennt sind, spaltet jedes Energieniveau E_n in M Unterzustände auf. In Abbildung 5.2 ist die Ausbildung der sog. Minibänder gezeigt, die in Abschnitt 2.5 schon angesprochen und hier explizit für den Kristall SL 7-396 berechnet wurde.

Die Tiefe der Potenzialtöpfe beträgt 0,3315 eV, die Breite 5,4 nm und die Breite der Barrieren zwischen den Töpfen 2,1 nm. Man erkennt deutlich zwei von einander getrennte Bereiche mit erlaubten Energien. Die Breite eines Minibandes ergibt sich durch Lösen der Gleichung

$$\cos(Kl) = \cos(ak) \cosh(b\kappa) - \frac{k^2 - \kappa^2}{2k\kappa} \sin(ak) \sinh(b\kappa) \quad (5.2)$$

für ein unendlich ausgedehntes SL, die Mitte des Bandes aus der Lösung der SG für einen einzelnen Quantentopf. Jedes Energieniveau $E_{n,m}$ innerhalb eines Minibandes verschmiert zudem zu einem sog. Subband, da die Lokalisation ja nur in einer Dimension stattfindet und zur Berechnung der Gesamtenergie noch die Impulse in den anderen beiden Raumrichtungen betrachtet werden müssen. Diese Subbänder sind aber so dünn, dass sie im Folgenden vernachlässigt werden. In Abbildung 5.3 ist die Dispersionsrelation des ersten Minibandes für SL 7-396 dargestellt, wie man sie nach Rechnung aus dem KPM (schwarz) bzw. der TBA (blau) erwartet.

Ein Superlattice mit nur zwölf QW's darf natürlich keinesfalls als unendlich ausgedehnt angesehen werden. Die schwarzen Punkte markieren daher die Energien, die in dieser Struktur überhaupt nur möglich sind. Wie zu erwarten, gibt es genau zwölf Lösungen, die die SG erfüllen. Ist das Superlattice (SL) durch unendlich hohe oder unendlich breite Wände begrenzt, kann man diese zwölf Energien gebundenen Zuständen zuordnen. Für die Barriere zwischen aktiver Zone und Bufferlayer ist diese Voraussetzung ziemlich sicher erfüllt, nicht jedoch für die Barriere zwischen aktiver Zone und Band-Bending-

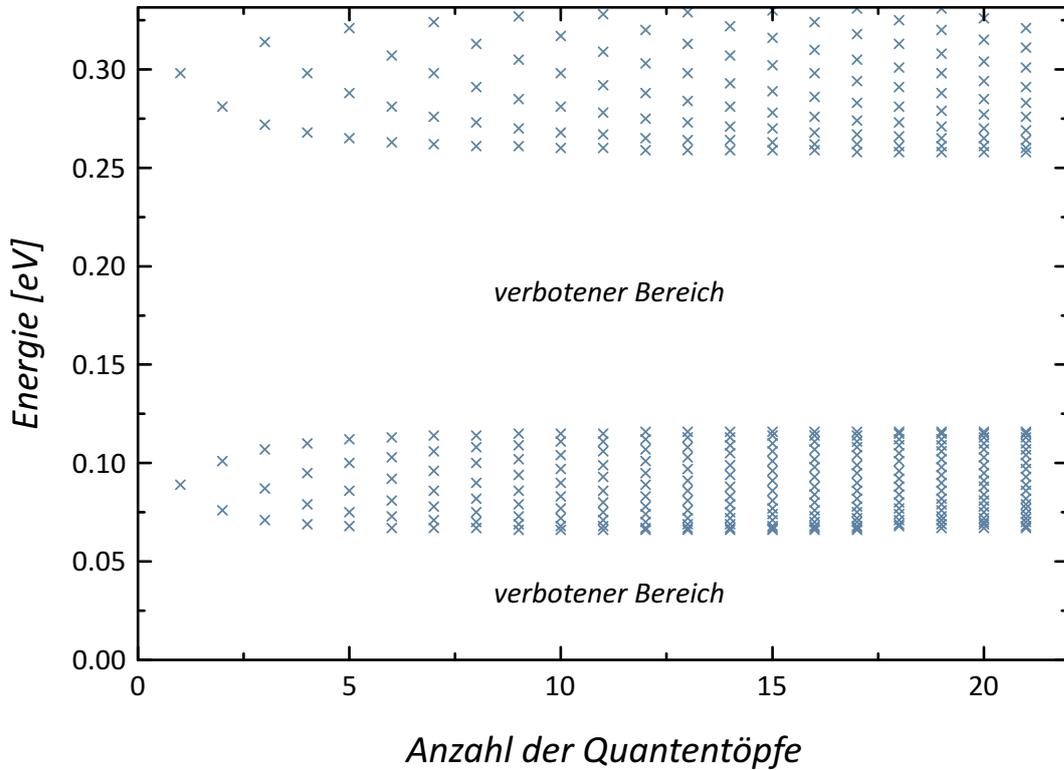


Abbildung 5.2: Entstehung von Minibändern in einem Kristall, dessen Struktur SL 7-396 (DBR) bzw. SL 7-395 (nonDBR) entspricht. Potenzialtiefe: 331,5 meV; Topfbreite: 5,4 nm; Wallbreite: 2,1 nm; Anzahl der Töpfe: 12; effektive Elektronenmasse: $0,65 m_0$.

Region (BBR)^c. Damit sind die Zustände nicht mehr gebunden, sondern haben eher den Charakter einer Resonanz, die eine bestimmte Lebensdauer hat, bevor sie zerfällt. Die Energiebreite des anregenden Lasers ist in der selben Größenordnung wie die Breite des ersten Minibandes (siehe Abschnitt 3.2), weshalb man annehmen darf, dass alle „Zustände“ gleichermaßen besetzt sein werden.

Die Zeit, die ein Elektron von der einen Seite des SL zur anderen benötigt, kann mit dem Modell der „Quantenuhr“ berechnet werden. Mathematisch kann man sich diese Uhr als Operator vorstellen, dessen Eigenwert zu einem bestimmten Zeitpunkt gemessen wird und der als Störung des reinen Hamiltonoperators zu verstehen ist. Praktisch könnte die Messung des Elektronenspins Aufschluss über die benötigte Zeit geben. Nur während des Tunnelprozesses wirke ein magnetisches Feld auf das Elektron, das dessen

^cDie Zeit, die die Elektronen zum Durchqueren der BBR benötigen, ist vernachlässigbar klein und wird im Folgenden nicht mehr beachtet.

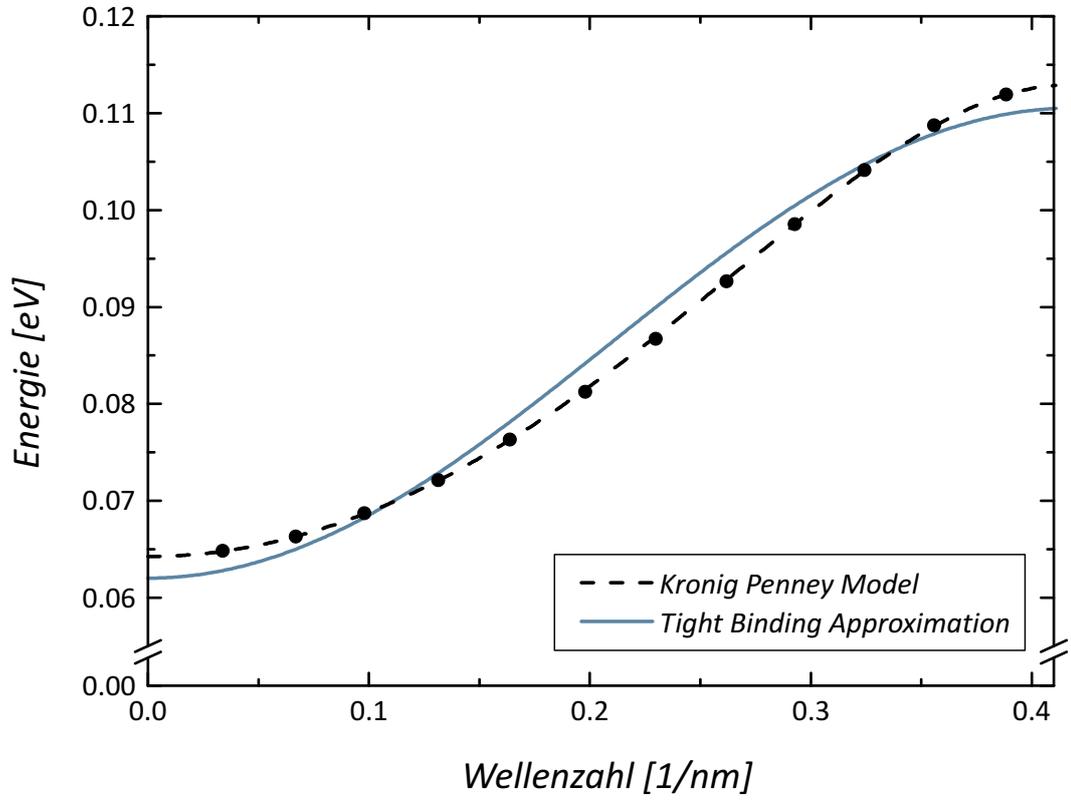


Abbildung 5.3: Berechnete Dispersionsrelation für Elektronen im ersten Miniband eines Superlattice, das der Spezifikation von SL 7-396 (DBR) bzw. SL 7-395 (nonDBR) entspricht. Potenzialtiefe: 331,5 meV; Topfbreite: 5,4 nm; Wallbreite: 2,1 nm; Anzahl der Töpfe: 12; effektive Elektronenmasse: $0,65 m_0$. Zusätzlich sind die diskreten Lösungen eingezeichnet, die die Schrödinger-Gleichung für ein endlich ausgedehntes Superlattice liefert.

Spin mit einer definierten Winkelgeschwindigkeit dreht. Ist die Spinausrichtung beim Eintritt in die Barriere bekannt, kann eine Messung am Ende der Barriere Auskunft über die benötigte Tunnelzeit geben. Es gibt verschiedene Modelle für Quantenuhren [13, 17, 54], die mit ihren Ergebnissen zwar alle in der gleichen Größenordnung liegen, aber doch Unterschiede aufweisen. Für die folgenden Überlegungen wird der Ansatz von [13] verwendet, da dieser auch in [28] verwendet wird.

Dort wird die Transportzeit durch eine Barriere τ_t als Verhältnis der Anzahl der Teilchen in der Struktur (\mathcal{N}) zum Strom hinter der Struktur (j_T) angegeben. Die Anzahl der Teilchen in der Struktur berechnet sich zu:

$$\mathcal{N} = \sum_i \int_{-a/2}^{a/2} |\Psi_{QW,i}(x)|^2 + \sum_j \int_{-b/2}^{b/2} |\Psi_{B,j}(x)|^2 \quad (5.3)$$

Darin ist $\Psi_{QW,i}(x)$ die Wellenfunktionen im i -ten Quantentopf, der die Breite a hat und $\Psi_{B,j}(x)$ die Wellenfunktion in der j -ten Barriere der Breite b . Den Strom durch die Struktur erhält man aus:

$$j_T = \frac{\hbar}{2mi} (\Psi^* \nabla \Psi - \Psi \nabla \Psi^*) \quad (5.4)$$

Es ist Ψ die Wellenfunktion vor der Struktur. Der Transmissionskoeffizient $T = \frac{j_T}{j_0}$ des Superlattice kann analog zu den Überlegungen aus Abschnitt 2.6 berechnet werden, mit $E_{+(-)} \rightarrow \Psi_{\text{vorne(hinten)}}$ und $H_{+(-)} \rightarrow \Psi'_{\text{vorne(hinten)}}$. Für die Transfermatrizen \mathcal{M}_{QW} und \mathcal{M}_B gilt:

$$\mathcal{M}_{QW} = \begin{pmatrix} \cosh(\imath k a) & -\frac{\sinh(\imath k a)}{\imath k} \\ -\sinh(\imath k a) \imath k & \cosh(\imath k a) \end{pmatrix} \quad (5.5)$$

und

$$\mathcal{M}_B = \begin{pmatrix} \cosh(\kappa b) & -\frac{\sinh(\kappa b)}{\kappa} \\ -\sinh(\kappa b) \kappa & \cosh(\kappa b) \end{pmatrix} \quad (5.6)$$

mit den entsprechenden Wellenzahlen k und κ . In Abbildung 5.4 ist die Tunnelzeit τ_{SL} sowie der Transmissionkoeffizient $\frac{j_T}{j_0}$ für SL 7-396 berechnet worden.

Die Transmissionswahrscheinlichkeit ist bei einigen Energien gleich 1. Diesen Energien können die „gebundenen“ Zustände im Superlattice zugeordnet werden, wobei die Resonanzbreite Γ über $\Gamma = \frac{\hbar}{\tau}$ mit der inversen Tunnelzeit verbunden ist. Diese ist hauptsächlich durch die Zeit bestimmt, die zum Durchtunneln der letzten Barriere benötigt wird. Das ist verständlich, da das Tunneln zwischen zwei benachbarten QW's ein resonanter Prozess ist, das Tunneln durch die letzte Barriere jedoch nicht. Durch Halbieren der Dicke der letzten Barriere ($b \rightarrow \frac{b}{2}$) lässt sich die Tunnelzeit noch einmal um fast eine Größenordnung verringern. Es zeigt sich anhand einer analogen Rechnung, dass die Tunnelzeit für ein SL mit acht Barrieren und sieben QW's ungefähr 100 fs beträgt und damit in etwa der Zeit zwischen zwei Stößen in GaAs entspricht (siehe Abschnitt 5.1). Das bedeutet, dass die mittlere freie Weglänge in einem Superlattice nicht länger als sieben Perioden ist und für die Beschreibung von SL's mit mehr als sieben Perioden folglich auch Stöße mit Phononen und Verunreinigungen in Betracht gezogen werden müssen, wodurch die Bewegung einen diffusiven Charakter bekommt [26].

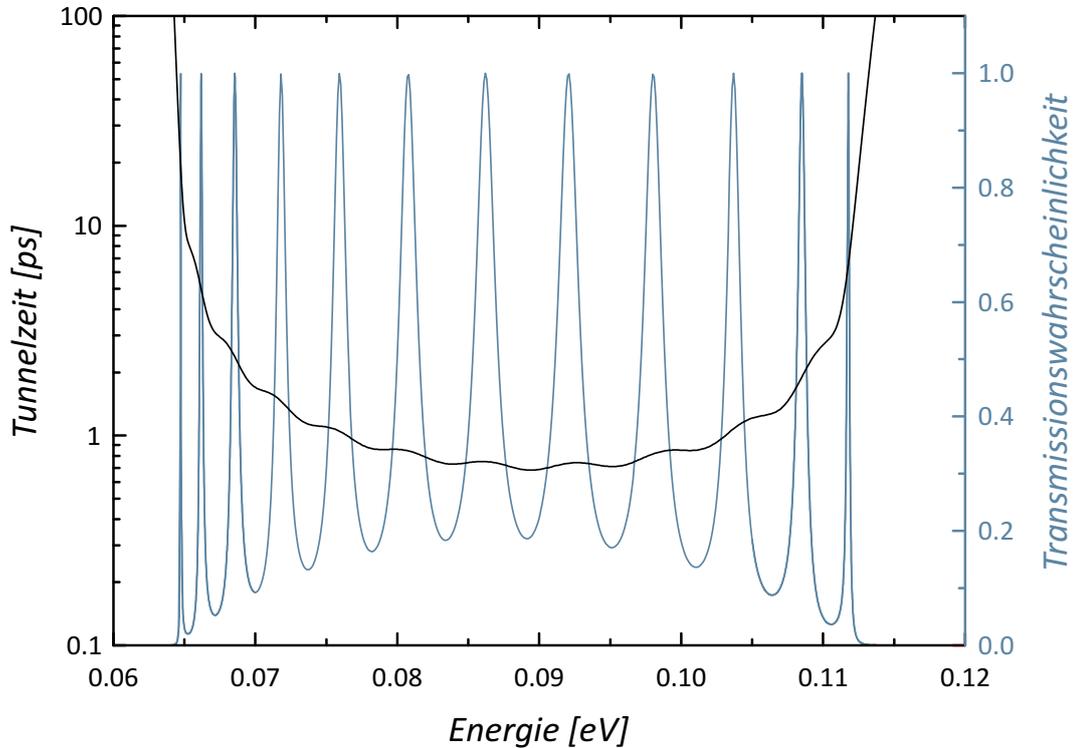


Abbildung 5.4: Berechnete Tunnelzeit (schwarz) und Transmissionswahrscheinlichkeit (blau) durch ein Superlattice, das vom Aufbau her SL 7-396 entspricht. Die Punkte maximaler Transmissivität entsprechen den „gebundenen“ Zuständen im Superlattice.

5.1.2 Diffusion

Der Transport durch Diffusion lässt sich mit der folgenden Bewegungsgleichung beschreiben:

$$\frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{\rho}] + \mathcal{C}(\hat{\rho}) \quad (5.7)$$

Darin ist \hat{H} der Hamiltonoperator, $\hat{\rho} = \sum_i p_i |\Psi_i\rangle \langle \Psi_i|$ der Dichteoperator und $\mathcal{C}(\hat{\rho})$ der Stoßterm (engl. *Collision*). Der erste Term auf der rechten Seite von Gleichung 5.7 beschreibt die Veränderung der Dichte innerhalb eines von x , y , z , v_x , v_y und v_z aufgespannten Volumens mit der Zeit. Der Stoßterm berücksichtigt die Zu- bzw. Abnahme der Teilchenzahl in diesem Volumen durch Stöße, den Pumpvorgang oder Rekombination. Den ersten Beitrag zu $\mathcal{C}(\hat{\rho})$ liefert die Intradbandübergangsrate bzw. die Impulsrelaxationszeit τ_p .

$$\mathcal{C}(\hat{\rho}) = -\frac{\hat{\rho}}{\tau_p} \quad (5.8)$$

Die Impulsrelaxationszeit liegt in der Größenordnung von 75 fs [28] und ist damit vergleichbar mit der Zeit, die der Tunnelvorgang zwischen zwei benachbarten QW's benötigt ($\tau_{QW} = \tau_{SL}/N$). Ein weiterer Beitrag kommt durch die Anregung vom Valenzband ins Leitungsband durch Photoanregung und wird ausführlich in [74] behandelt. Den dritten und letzten Beitrag liefert der Strom von der letzten QW in die Bandbiegungszone:

$$\mathcal{C}(\hat{\rho}) = -\frac{\rho_f}{\tau_f} \quad (5.9)$$

Es ist ρ_f die Anzahl der Elektronen in der letzten QW und $\tau_f = 250$ fs die Zeit, die für den letzten Tunnelvorgang benötigt wird. Wie am Ende von Unterabschnitt 5.1.1 schon angedeutet, gilt $\tau_f > \tau_{QW}$. Unter der Annahme konstanter Pumpbedingungen, d.h. einer konstanten Elektronengenerationsrate, wird in [28] eine analytische Form der Transportzeit aus Gleichung 5.7 abgeleitet. Sie ist definiert als der Quotient aus der Anzahl der Elektronen im Superlattice zur Generationsrate.

$$\tau_t = \frac{\hbar^2(N - \frac{1}{2})(N - 1)}{6|V|^2\tau_p} + N\tau_f \quad (5.10)$$

$V = \frac{\Delta E}{4}$ beschreibt die Kopplung zwischen zwei benachbarten QW's mit der Breite des ersten Minibandes ΔE , N die Anzahl der SL Perioden. Für eine große Anzahl an SL-Schichten wird Gleichung 5.10 zu

$$\tau_t = \frac{L^2}{3D} + \frac{L}{S} \quad , \quad (5.11)$$

dem entsprechend klassischen Ausdruck des Diffusionsmodells. Es ist $L = N(a + b)$ die Länge des Superlattice, $D = \frac{2|V|^2(a+b)^2\tau_p}{\hbar^2}$ die Diffusionskonstante und $S = \frac{a+b}{\tau_f}$ die Oberflächenrekombinationsgeschwindigkeit. a und b sind die Ausdehnungen von QW bzw. Barriere. Sind die Bedingungen für Diffusion erfüllt, lässt sich der emittierte Photostrom $j(t)$ nach [10] aus:

$$j(t) \propto \sum_{k=1}^{\infty} \frac{k^2\pi [1 - (-1)^k \exp^{-\alpha d}]}{(\alpha d)^2 + (k\pi)^2} \exp \left[- \left(\frac{k\pi}{d} \right)^2 D t \right] \quad (5.12)$$

berechnen. In Gleichung 5.12 bezeichnet D die Diffusionskonstante, α die Absorptionskonstante der aktiven Zone und t die Emissionszeit. Typische Diffusionskonstanten von GaAs liegen im Bereich zwischen $20 \frac{\text{cm}^2}{\text{s}}$ und $40 \frac{\text{cm}^2}{\text{s}}$ [10], der Absorptionskoeffizienten für die verwendeten 800 nm bei ungefähr $1,4 \frac{1}{\mu\text{m}}$. Bei einer Schichtdicke von maximal 115 nm zeigt sich, dass praktisch nur der erste Summand in Gleichung 5.12 einen nennenswerten

Beitrag zu $j(t)$ liefert. Wenn also das Diffusionsmodell den Transport von Elektronen in einem Superlattice korrekt beschreibt und die Diffusionskonstanten für ein Superlattice in der gleichen Größenordnung wie die von Bulk-GaAs liegen, dann sollten die Pulsantworten der vermessenen Kristalle einen exponentiellen Verlauf zeigen. Abbildung 5.5 zeigt exemplarisch das Ergebnis einer zeitaufgelösten Messung, die mit dem in Unterabschnitt 3.1.1 beschriebenen Verfahren durchgeführt wurde.

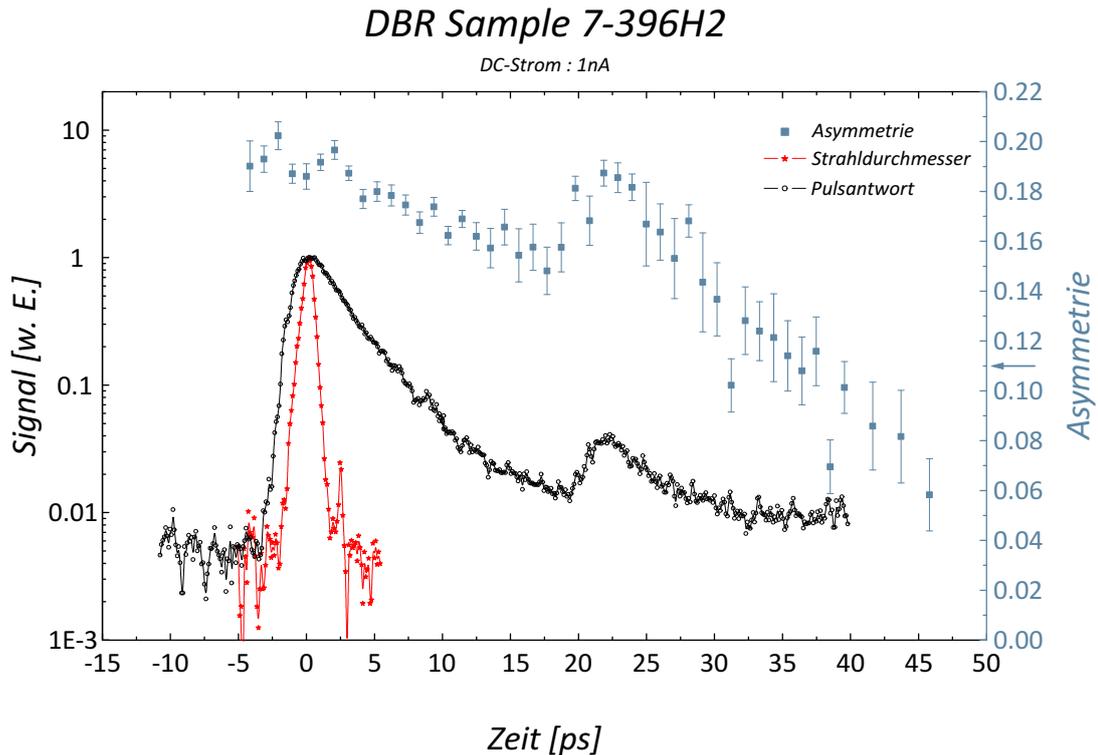


Abbildung 5.5: Pulsantwort (schwarz) und Asymmetrie (blau) des DBR Sample SL 7-396. Die Asymmetrie wurde an der $190 \frac{\mu\text{g}}{\text{cm}^2}$ -Folie gemessen. Zusätzlich ist die Limitierung der Zeitauflösung durch den Strahldurchmesser eingezeichnet (rot). Der Wiederanstieg nach ca. 20 ps stammt vermutlich von einem Reflex des Lasers während Strahltransportes, da er unabhängig von der verwendeten Kathode und Wellenlänge immer zur gleichen Zeit auftaucht.

Die schwarzen Punkte zeigen den Antwortstrom der DBR-Kathode SL 7-396, die blauen Punkte den ebenfalls zeitaufgelösten Verlauf der Mott-Streuratenasymmetrie, die proportional zur Strahlpolarisation ist. Der Wiederanstieg beider Kurven nach einer Zeit von ungefähr 20 ps ist vermutlich einem Reflex des Lasers beim Strahltransport zuzuschreiben. Er taucht unabhängig von der verwendeten Kathode immer zur gleichen Zeit auf und verändert seine Position auch bei einer Änderung der Laserwellenlänge nicht

[61]. Die rote Kurve entspricht dem Durchmesser des Elektronenstrahls am Analysier-spalt und wurde über Gleichung 3.2 aus der tatsächlichen Breite berechnet. Im Vergleich dazu zeigt Abbildung 5.6 die Genauigkeit einer zeitaufgelösten Polarisations- und Strommessung, wie sie vor Beginn dieser Arbeit vorgelegen hat.

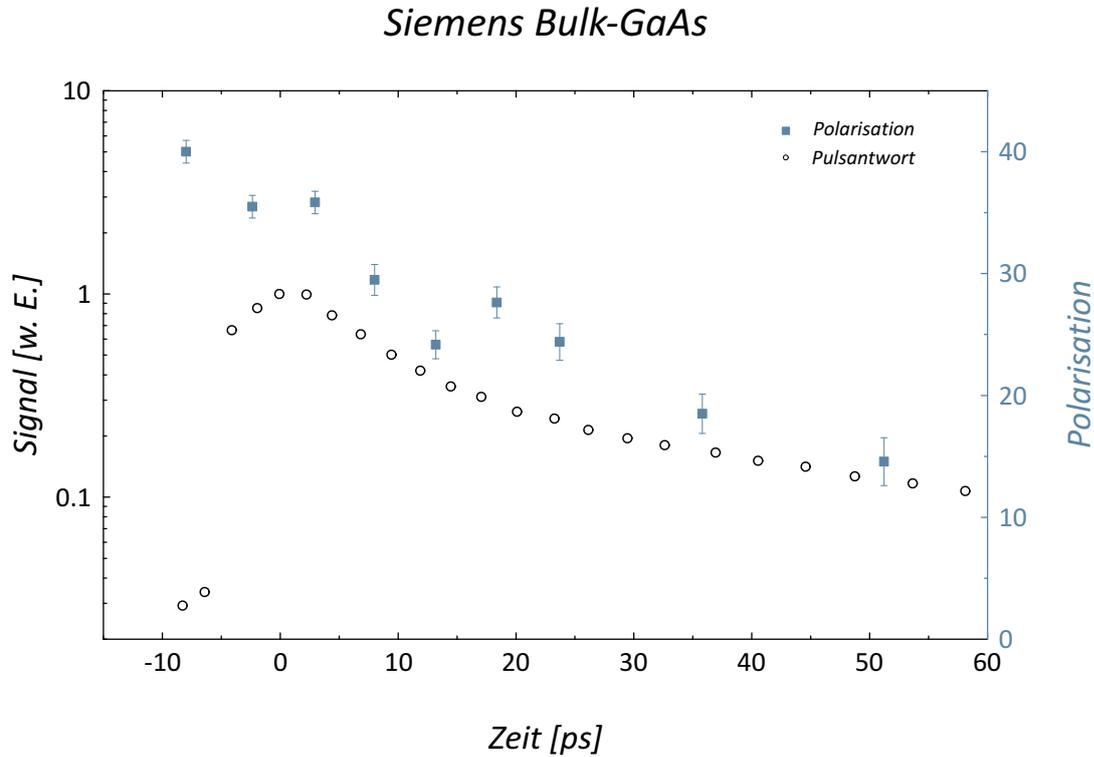


Abbildung 5.6: Pulsantwort (schwarz) und Polarisation (blau) des Siemens Bulk-GaAs aus [66]. Da es sich bei diesem Kristall um reines Galliumarsenid handelt, beträgt die maximal erreichbare Polarisation 50%.

Während die Messung der Stromantwort in Abbildung 5.6 ungefähr fünf Minuten dauerte, wurden die Daten in Abbildung 5.5 in einer Zeit von nur knapp $200 \mu\text{s}$ aufgenommen. Zudem ist der Dynamikbereich um einen Faktor zehn vergrößert worden.

Unter der Annahme eines unendlich kurzen Laserpulses, eines vernachlässigbar schmalen Spaltes und ohne Berücksichtigung des Phasenjitters, ist das gemessene Signal nur noch von der Strahlbreite $\beta(t)$, der Breite durch die energiebedingte Laufzeitdispersion $\varepsilon(t)$ und der eigentlich interessanten Antwortfunktion $\rho(t)$ abhängig und man erwartet folgenden Zusammenhang:

$$j(t) = \rho(t) * \beta(t) * \varepsilon(t) \quad (* : \text{Faltung}) \quad (5.13)$$

Für $\beta(t)$ kann in guter Näherung eine Gaußfunktion verwendet werden (rote Kurve in Abbildung 5.5) und für $\rho(t)$ sagt das Diffusionsmodell eine einfache Exponentialfunktion voraus. Über die Energieverteilung der untersuchten Kathoden gibt es keine Information, aber in [51, 56] sind ähnliche Kristalle untersucht und beschrieben worden. Für die maximale Energie der Elektronen muss, wie schon mehrfach erwähnt, ein Wert in der Gegend von 300 meV angenommen werden^d. Der Versuch, die Messergebnisse ohne eine Energieverteilung zu beschreiben, muss scheitern, da $\rho(t)$ für negative Zeiten verschwindet und damit auch keinen Beitrag zum gemessenen Signal im Bereich $t < 0$ leisten kann. Die Verbreiterung durch den endlichen Strahldurchmesser reicht, wie man sieht, ebenfalls nicht aus, um den Verlauf der Schulter links des Maximums zu erklären. Da das Maximum des Signals zum Zeitpunkt $t_{Det} = 0$ von Elektronen stammt, die zum Zeitpunkt $t_{Kathode} = 0$ emittiert wurden, müssen Teilchen, die den Detektor früher erreichen ($t_{Det} < 0$) demzufolge eine höhere Startenergie haben, die sich in einer kürzeren Flugzeit bemerkbar macht.

Der Fit mit der Funktion aus Gleichung 5.13 und einer Exponentialfunktion an die Daten aus Abbildung 5.5 ist in folgendem Graphen dargestellt. Dabei wurde zur Funktion $j(t)$ noch eine weitere Funktion $A \cdot j(t - \delta)$ addiert, um auch den zweiten Puls beschreiben zu können.

Während der Fit die ersten sieben Pikosekunden verhältnismäßig gut beschreibt, kann das Diffusionsmodell den Puls bei größeren Zeiten (zumindest mit den typischen Diffusionskonstanten für Bulk-GaAs) nicht reproduzieren. Dass das Signal gegen Ende des Pulses nicht durch Restlicht oder das Rauschen der Elektronik verursacht wird, sieht man anhand der zeitaufgelösten Asymmetriedaten in Abbildung 5.5. Die maximale Asymmetrie von 0,22 entspricht ca. 85% – 90% Polarisation. Nur Elektronen aus der aktiven Zone können aber eine Polarisation von $P > 50\%$ besitzen, was einer Asymmetrie von ca. 0,1 entspricht. Für alle Elektronen bis zum Zeitpunkt $t \leq 35$ ps ist diese Bedingung sicherlich erfüllt. In Abbildung 5.7 fallen die hinteren Datenpunkte viel langsamer ab, als nach dem Diffusionsmodell zu erwarten wäre bzw. die vorderen Punkte fallen wesentlich schneller ab, als es das Modell voraussagt. Eine Verkleinerung von D würde dieses Problem lösen und stände sogar noch nicht einmal im direkten Widerspruch zu [10]. Dort werden zeitaufgelöste Messungen an Bulk-GaAs beschrieben, das sich durchaus anders verhalten kann als eine Superlattice-Struktur. In Abschnitt 5.2 werden jedoch die Resultate einer weiteren Messreihe vorgestellt, die sich auch bei einer Anpassung der Diffusionskonstante nicht mit dem Diffusionsmodell vereinen lassen. Besser beschreiben lässt sich das Verhalten von SL 7-396 durch eine temporäre Lokalisierung [59] der Elektronen während des Transports.

^dIn dieser Arbeit wurden mehrere Modelle für eine Energieverteilung in Gleichung 5.13 eingesetzt, aber solange die Energiebreite der Funktion ungefähr die o. g. 300 meV beträgt, führen die Rechnungen innerhalb der Fehler zu identischen Ergebnissen.

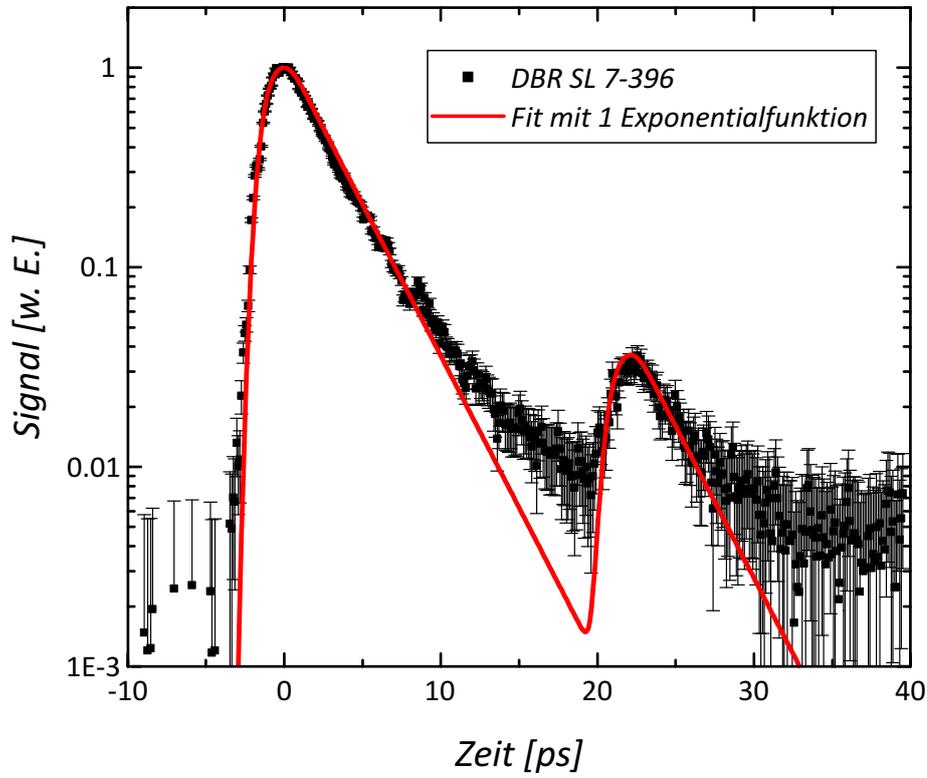


Abbildung 5.7: Pulsantwort des DBR SL 7-396 (schwarz) und Fit nach Gleichung 5.13 (rot), wie er aus dem Diffusionsmodell unter Verwendung typischer Diffusionskonstanten folgt.

5.1.3 Modell der Diffusion mit teilweiser Lokalisation

Durch Zustände in der Nähe des Leitungsbandes, die die Elektronen kurzzeitig einfangen können, kommt es zu einer schnelleren Entvölkerung des Leitungsbandes, als sie durch den Stoßterm $\mathcal{C}(\hat{\rho})$ vorhergesagt wird. Diese Zustände sind allerdings so schwach gebunden, dass sie die eingefangenen Elektronen leicht wieder ins Leitungsband zurückgeben können. Dadurch wird das Leitungsband zusätzlich zur Anregung durch den Laser noch auf eine zweite Weise bevölkert. In [28] wird von einer Sorte an Zuständen ausgegangen, die Elektronen mit der Rate $1/\tau_c$ ($c = \text{capture}$) einfangen und mit der Rate $1/\tau_d$ ($d = \text{detach}$) dem Leitungsband wieder zuführen. Beschreibt $1/\tau_t$ ($t = \text{transport}$) die Rate, mit der Elektronen aus dem Superlattice in die Bandbiegungszone abwandern, lässt sich die Population der lokalisierten und der delokalisierten Elektronen mit dem folgenden Gleichungssystem beschreiben:

$$\frac{dn_1}{dt} = \frac{n_2}{\tau_d} - \frac{n_1}{\tau_t} - \frac{n_1}{\tau_c} \quad (5.14)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = \frac{n_1}{\tau_c} - \frac{n_2}{\tau_d} \quad (5.15)$$

Darin wird die Anzahl der Teilchen im Leitungsband mit n_1 und die Anzahl der eingefangenen Elektronen mit n_2 bezeichnet. Nimmt man an, dass sich zu Beginn nur Elektronen im Leitungsband befinden ($n_1(0) = 1$) und die lokalisierten Zustände vollständig unbesetzt sind ($n_2(0) = 0$), ist die Lösung obiger Gleichung durch

$$n_1(t) = \frac{\tau_2 - \tau_t}{\tau_2 - \tau_1} \exp\left(\frac{t}{\tau_1}\right) + \frac{\tau_t - \tau_1}{\tau_2 - \tau_1} \exp\left(\frac{t}{\tau_2}\right) \quad (5.16)$$

bestimmt. τ_1 und τ_2 sind Fitparameter und mit τ_c , τ_d und τ_t über

$$\frac{1}{\tau_{1,2}} = \frac{1}{2} \left[\sum_i \left(\frac{1}{\tau_i}\right) \pm \sqrt{\sum_i \left(\frac{1}{\tau_i^2}\right) + \sum_{\substack{i,j \\ i \neq j}} \left(\frac{2}{\tau_i \tau_j}\right) - \frac{4}{\tau_d \tau_t}} \right] \quad i = c, d, t \quad (5.17)$$

verbunden, wobei jeweils über alle drei Zeitindices (c, d, t) summiert wird. In Abbildung 5.8 sind die Daten aus Abbildung 5.7 noch einmal gefittet, diesmal mit zwei Exponentialfunktionen, wie sie aus Gleichung 5.16 folgen.

Man erkennt, dass sich die gemessenen Daten mit dem erweiterten Modell lokalisierter Zustände wesentlich besser beschreiben lassen. Durch diese zusätzlichen Zustände verlängert sich die Transportzeit und das macht sich in dem Verlust von Quantenausbeute und Polarisation bemerkbar. Sowohl die Einfangzeit τ_c als auch die Zeit der Lokalisation τ_d variiert sehr stark von Kathode zu Kathode. In Tabelle 5.1 sind die Ergebnisse aller zeitaufgelösten Messungen zusammengestellt.

Name	Perioden	τ_t [ps]	τ_c [ps]	τ_d [ps]	Anteil an lokalisierten e^- [%]	Mittlere Transportzeit $\bar{\tau}$ [ps]	e^- - Verluste [%]	Polarisations- verluste [%]
SL 5-998	15	6,0	5,6	4,3	52	11	17	9
SL 7-396	12	4,5	9,4	66	32	36	19	11
SL 6-905	10	2,5	1,7	27	60	45	37	11
SL 6-908	6	1,3	4,8	7,6	21	3,4	6	3

Tabelle 5.1: Parameter zur Beschreibung des vertikalen Transports in SL-Kristallen (aus [28]).

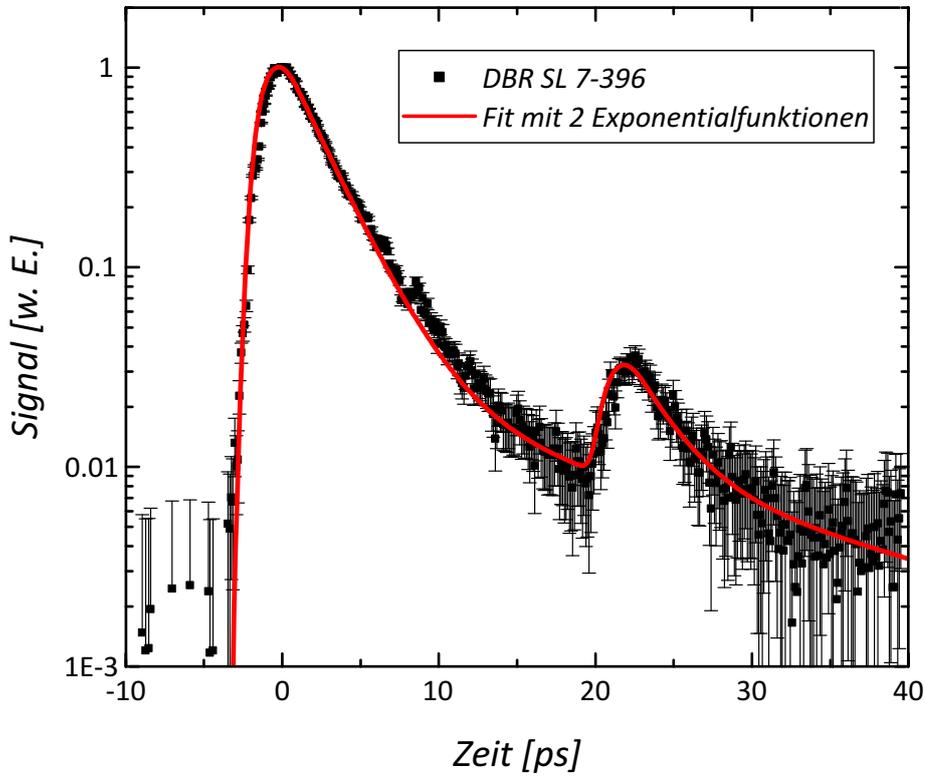


Abbildung 5.8: Pulsantwort des DBR SL 7-396 (schwarz) und Fit nach Gleichung 5.13 (rot) der aus dem erweiterten Diffusionsmodell mit lokalisierten Zuständen folgt. Die kürzere der beiden Zeitkonstanten (τ_1) beträgt für diese Kathode 2,6 ps, die längere (τ_2) hingegen 26,8 ps. Aus diesen lassen sich dann über Gleichung 5.17 die Zeiten τ_c und τ_d berechnen. Im Gegensatz zu [28] wurde die Transportzeit (τ_t) in diesem Fit ebenfalls als freier Parameter zugelassen und zu 2,9 ps bestimmt.

Dabei ist τ_c (τ_d) die Capture-Zeit (Detachment-Zeit) und τ_t die Transportzeit vom letzten Quantentopf in die Bandbiegungszone (=BBR). Während τ_c und τ_d über Gleichung 5.17 aus den beiden Fitparametern τ_1 und τ_2 stammen, wurde τ_t aus Gleichung 5.10 berechnet. Der Anteil an lokalisierten Elektronen $\left(\frac{\tau_t}{\tau_t + \tau_c}\right)$ gibt an, wie viele Elektronen in der SL-Struktur gefangen sind. Die mittlere Transportzeit ($\bar{\tau}$) ist die Zeitspanne, die ein Elektron durchschnittlich im Superlattice verbringt, bevor es in die BBR extrahiert wird, und berechnet sich aus Gleichung 5.17. Schließlich lassen sich noch die Elektronen- und Polarisationsverluste angeben, die durch die längere Aufenthaltszeit

verursacht werden. Dafür wurde eine Rekombinationszeit von 50 ps [53] und eine Spinrelaxationszeit von 81 ps angenommen, wie sie aus Abbildung 5.5 folgt.

Besonders auffällig ist der Verlauf der Asymmetriewerte für Zeiten größer 25 ps. Nach dem zweiten Puls durch den Reflex des Lasers fällt die Kurve wesentlich steiler ab, als dies bei Betrachtung der ersten 20 ps zu erwarten wäre. Es wäre möglich, dass die lokalisierten Elektronen in den Fallen ihren Spin schneller verlieren, als sie das beim reinen Transport durch Diffusion tun würden.

Tabelle 5.1 zeigt deutlich, dass es sehr vom untersuchten Kristall abzuhängen scheint, wie viele lokalisierte Zustände es gibt und wie stark sie die Bewegung der Elektronen beeinflussen. Obwohl über die Ursache dieser Zustände nur spekuliert werden kann, scheint es doch einen Zusammenhang mit der Kristallherstellung zu geben. Sonst ist schwer zu erklären, warum Kristalle, die sich nur in der Anzahl ihrer Schichtdicke unterscheiden zu so unterschiedlichen Ergebnissen führen. Trotz aller Unsicherheiten sind die Ergebnisse dennoch konsistent mit Abbildung 5.1. Bildet man das Verhältnis aus τ_c und τ_d , so erhält man eine Größe, die dem Verhältnis aus delokalisierten (also beweglichen) und lokalisierten (also gefangenen) Elektronen entspricht. Für Kristall SL 6-905 ist dieser Parameter um eine Größenordnung kleiner als für Kristall SL 6-908. Diese Differenz erklärt, zusammen mit den Elektronenverlusten, warum beide Kristalle trotz unterschiedlicher Schichtdicken eine ähnliche Quantenausbeute haben.

5.2 Messung der Pulslänge für verschiedenen Dicken der aktiven Zone

Ein weiteres Indiz, dass der Transport in SL-Kristallen nicht ausschließlich durch Diffusion zu erklären ist, findet sich, wenn man die Antwortzeit der Kathode für verschiedene Dicken der aktiven Zone betrachtet. Aus dem Diffusionsmodell würde man erwarten, dass die Zeit quadratisch mit der Schichtdicke ansteigt. Im Ioffe Institut von St. Petersburg wurden mehrere Kristalle gleicher Zusammensetzung hergestellt, die sich einzig in der Anzahl ihrer Superlattice-Perioden unterscheiden. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die in Tabelle 5.2 aufgeführten Kathoden untersucht^e:

Die Verlängerung der Antwortzeit mit zunehmender Schichtdicke zeigt Abbildung 5.9, wobei im Falle von zwei Exponentialfunktionen mit Antwortzeit die kleinere der beiden Zeitkonstanten (τ_1) gemeint ist.

Im Gegensatz zu dem zu erwartenden quadratischen Verhalten nach Gleichung 5.12 zeigt sich, dass die Antwortzeit linear mit der Anzahl der Superlattice-Perioden anwächst. Dies bestärkt die Hypothese der lokalisierten Zustände einmal mehr. In allen Fällen lag die Strahlbreite zwischen 200 μm und 300 μm (FWHM), wodurch eine längere Pulsantwort

^eDie Kathoden SL 6-906, SL 6-908 und SL 6-905 haben die identische Zusammensetzung; SL 7-395 und SL 7-396 unterscheiden sich durch den DBR-Spiegel; SL 5-998 wurde bereits in [61] vermessen.

Name	Barrieren	QW's	interne Bezeichnung
SL 6-906	3 · 2,3 nm	2 · 5,1 nm	2 pairs
SL 6-908	7 · 2,3 nm	6 · 5,1 nm	6 pairs
SL 6-905	11 · 2,3 nm	10 · 5,1 nm	10 pairs
SL 7-395	13 · 2,1 nm	12 · 5,4 nm	nonDBR
SL 7-396	13 · 2,1 nm	12 · 5,4 nm	DBR
SL 5-998	16 · 4,0 nm	15 · 3,5 nm	

Tabelle 5.2: Name und interne Bezeichnung der untersuchten Kathoden, geordnet nach der Dicke ihrer aktiven Zone.

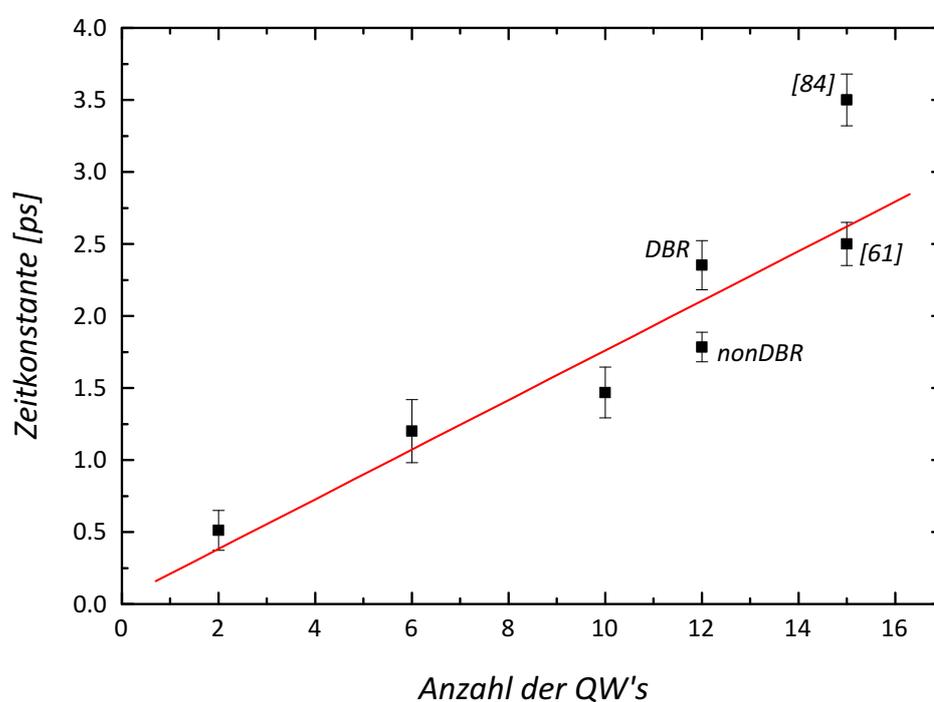


Abbildung 5.9: Antwortzeiten für SL-Kathoden verschiedener Dicke. Aus Tabelle 5.2 kann man entnehmen, dass die Anzahl der Superlattice-Perioden weitestgehend unabhängig von der jeweiligen Kathode proportional zur Dicke ist. Die Werte für die dickste Kathode wurden aus den Daten aus [61] bzw. [84] extrahiert. In Rot ist Ergebnis eines linearen Fits an alle Daten gezeigt.

auch wirklich durch die Kathode und nicht durch die Zeitauflösung der Apparatur verursacht wird. In Abbildung 5.10 ist die kürzeste, je an der PKAT gemessene Pulsantwort

einer Kathode gezeigt. Sie stammt von Kristall SL 6-906, dessen aktive Zone nur aus zwei Quantentöpfen (jeweils 5,1 Å) und drei Barrieren (jeweils 2,3 Å) besteht.

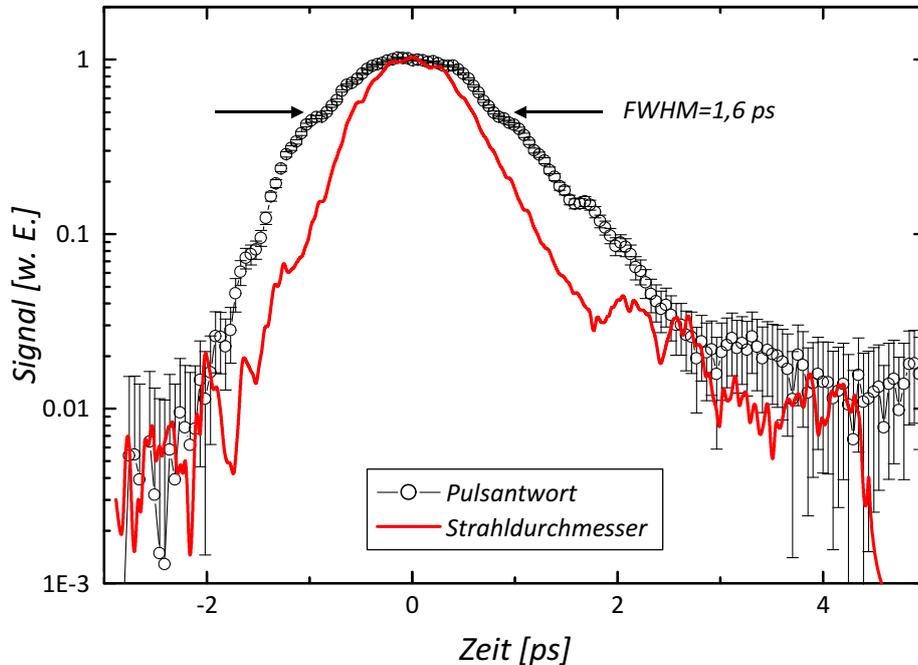


Abbildung 5.10: Kürzester, an der PKAT gemessener Puls mit einer Halbwertsbreite von 1,6 ps. Die aktive Zone besteht bei Kristall SL 6-906 aus nur zwei Quantentöpfen und drei Barrieren, was einer Gesamtausdehnung von 17,1 nm entspricht. Der Strahldurchmesser ist signifikant kleiner als die Impulsantwort und bestätigt damit die gute Zeitauflösung der Apparatur.

Im Gegensatz zu den anderen Kristallen (vgl. Abbildung 5.5) ist das Signal sehr symmetrisch und es lässt sich kaum zwischen ansteigender und abfallender Flanke unterscheiden. Die Begrenzung in der Zeitauflösung durch den endlichen Strahldurchmesser am Ort des Spalts ist zusätzlich in Rot eingezeichnet. Sie ist entscheidend kleiner als die gemessene Antwort des Kristalls und kann daher nicht für den Verlauf der Antwortfunktion verantwortlich sein. Entscheidend ist auch hier wieder, die Energieverteilung der Elektronen zu berücksichtigen. Ein Vergleich mit Abbildung 3.5 zeigt, dass bei den verwendeten Extraktionsgradienten eine Energieverteilung von 200 meV ausreicht, um die gemessene Pulsform alleine aus der Laufzeitdispersion zu erklären.

5.3 Messung bei verschiedenen Wellenlängen

In Kapitel 2 wurde gezeigt, dass sowohl Quantenausbeute als auch Polarisation stark von der anregenden Photonenenergie abhängen müssen und die Messungen aus Abschnitt 3.4 haben dieses Verhalten bestätigt. Dagegen erwartet man, dass die Pulslänge einer Kathode prinzipiell unabhängig von der eingestrahnten Wellenlänge sein sollte. Da die Bandkanten nicht scharf begrenzt sind, findet man selbst für Energien unterhalb der Bandkante noch eine gewisse Übergangswahrscheinlichkeit. Zudem liegen viele Oberflächenzustände in der Bandkante (vgl. Abbildung 2.6). Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Kathoden SL 6-908 (6 pairs) und SL 6-905 (10 pairs) zeitaufgelöst bei Wellenlängen unterhalb und oberhalb der Bandkante vermessen. Bereits in [61] und [84] wurden vergleichbare Messungen an Kristall SL 5-998 durchgeführt. Abbildung 5.11 zeigt die Ergebnisse für alle drei Kathoden.

Bei SL 6-908 (oben) und SL 6-905 (Mitte) wurde darauf geachtet, dass sowohl die Länge des Laserpulses als auch der Durchmesser des Elektronenstrahls bei jeder Wellenlänge weitestgehend identisch war. Damit scheiden triviale Gründe für das unterschiedliche Verhalten der beiden Kristalle aus. In Tabelle 5.3 sind die wichtigsten Kristallparameter für die drei untersuchten Kathoden angegeben. Die Quantentöpfe (Quantum Well=QW) bestehen aus $\text{Al}_x\text{In}_y\text{Ga}_{1-x-y}\text{As}$ und die Barrieren aus $\text{Al}_z\text{Ga}_{1-z}\text{As}$. Die entsprechenden Prozentsätze sind in Spalte drei und vier bzw. sechs zu finden. Die Dicke der QW's (Barrieren) in Spalte fünf (sieben). In der letzten Spalte ist noch die Wellenlänge der Bandkante und damit des Arbeitspunktes angegeben.

Name	Perioden	QW			Barriere		Arbeitspunkt [nm]
		%Al	%In	d [nm]	%Al	d [nm]	
SL 6-908	6	20,0	15,5	5,1	36,0	2,3	803
SL 6-905	10	20,0	15,5	5,1	36,0	2,3	803
SL 5-998	15	20,0	16,0	3,5	28,0	4,0	790

Tabelle 5.3: Kristallparameter von SL 6-908 (6 pairs), SL 6-905 (10 pairs) und SL 5-998 (aus [28]).

Die Zusammensetzung der ersten beiden Kathoden ist abgesehen von der Anzahl ihrer Superlattice-Perioden identisch und SL 5-998 unterscheidet sich vom Aufbau her ebenfalls kaum. Auch sind die Wellenlängen so gewählt, dass die Anregung trotz des Energiespektrums des Lasers von 34 meV bzw. 18 nm immer klar oberhalb oder unterhalb der Bandkante stattfindet. In [84] wurde die Verkürzung der Pulse zu großen Wellenlängen (Abbildung 5.11 unten) damit erklärt, dass die aktive Zone für langwelligeres Licht zunehmend transparenter wird und die emittierten Elektronen letztlich nur noch aus der Bandbiegungszone stammen. Die Rechnungen aus Abbildung 2.13 zeigen, dass der Absorptionskoeffizient für GaAs tatsächlich später abfällt als der des Superlattice,

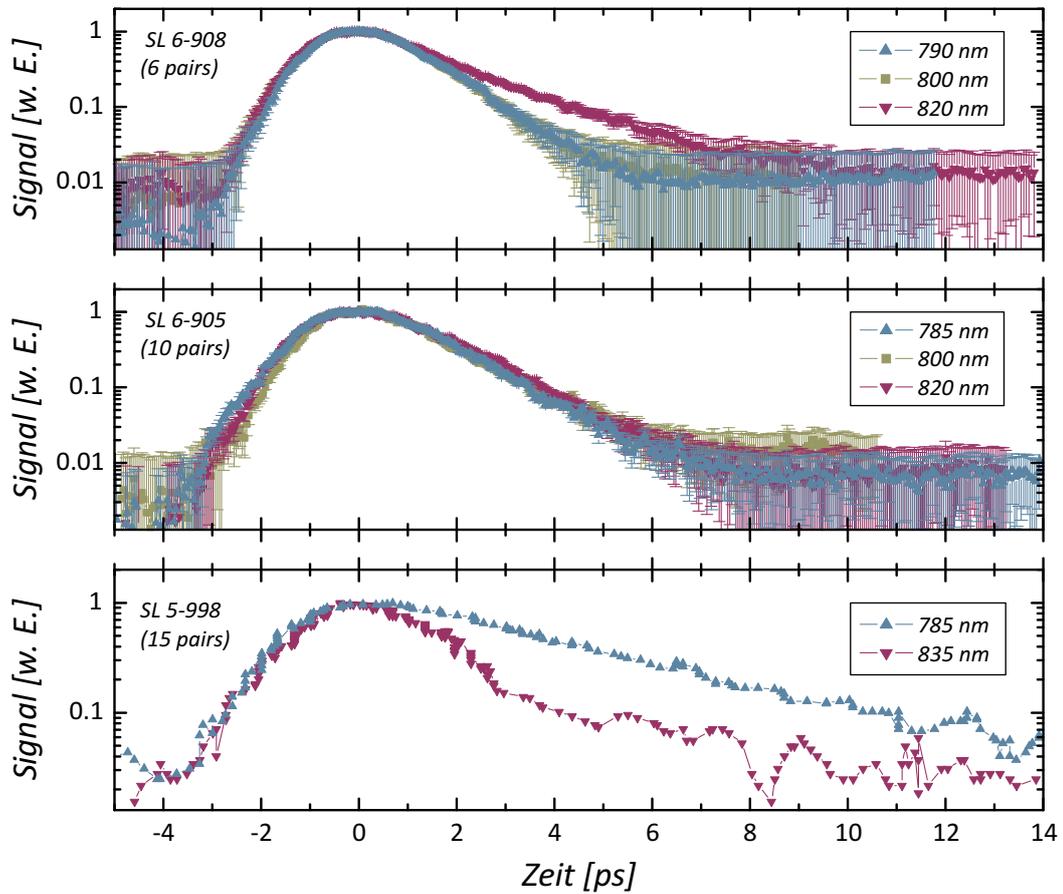


Abbildung 5.11: Veränderung der Pulsform in Abhängigkeit von der Wellenlänge. Die Kathoden SL 6-908 (oben) und SL 6-905 (Mitte) wurden in dieser Arbeit vermessen, bei der Kathode aus [84] (unten) handelt es sich um Kathode SL 5-998. Der Arbeitspunkt liegt bei den oberen beiden Kathoden bei ca. 800 nm, bei der unteren bei ca. 790 nm. Man sieht, dass alle drei Kathoden ein unterschiedliches Verhalten bei Variation der Wellenlänge zeigen.

was diese Vermutung bestärken würde. Zudem wurde in [61] ebenfalls eine Abnahme der Pulslänge mit größeren Wellenlängen bei einem SL 5-998-Kristall beobachtet. Demgegenüber stehen jedoch die Resultate der beiden anderen Kristalle. Bei der Kathode mit zehn SL-Perioden ist gar keine Änderung der Pulsform mit der Wellenlänge zu sehen (Abbildung 5.11 Mitte), die Kathode mit sechs Perioden verhält sich sogar entgegengesetzt zu SL 5-998 (Abbildung 5.11 oben).

Für dieses Verhalten könnte ein weiterer Effekt verantwortlich sein. SL 6-908 wurde für die Messung sowohl frisch präpariert als auch frisch wasserstoffgereinigt. Die QE betrug $170,3 \text{ nA}$ bei $10 \mu\text{W}$ und 660 nm (entspricht $3,2\%$) bzw. $2,8 \text{ nA}$ bei 690 nW und 800 nm (entspricht $0,63\%$)^f. SL 6-906 wurde zwar vor der Messung ebenfalls neu präpariert, es handelte sich dabei aber bereits um die siebte Präparation nach der Wasserstoffreinigung. Dementsprechend lag die Quantenausbeute nur noch bei $41,6 \text{ nA}$ bei $10 \mu\text{W}$ und 660 nm (entspricht $0,780\%$) bzw. $5,0 \text{ nA}$ bei $46 \mu\text{W}$ und 800 nm (entspricht $0,017\%$). Mit den Messungen in Abbildung 3.14 konnte gezeigt werden, welchen Einfluss die Wasserstoffreinigung auf die Kristalloberfläche hat. Vergleichbar mit den lokalisierten Zuständen innerhalb des Superlattice (siehe Unterabschnitt 5.1.3) könnten bei ungereinigten Kristallen mit teilweise oxidierte Oberfläche Zustände auf dieser Oberfläche existieren, die die Elektronen einfangen und den Emissionsprozess merklich verlangsamen. Bei dem gereinigten Kristall gäbe es hingegen keine solchen Zustände und die Pulsantwort wäre unabhängig von der Wellenlänge (mitte). Dieser Erklärungsversuch hat jedoch folgende Schwachstelle: Erst im Jahre 2009 wurde die HABS-Apparatur an MAMI das erste Mal eingesetzt. Das wiederum bedeutet, dass SL 5-998 vor den Messungen von [61] (2006) und [84] (2005) keinesfalls wasserstoffgereinigt wurde und damit eine Oberfläche gehabt haben sollte, die eher SL 6-906 entsprach. Ohne den Einsatz neuer, strukturempfindlicher Messmethoden, die Auskunft über die Veränderung der Zusammensetzung der Oberfläche geben, bleibt die Interpretation der Ergebnisse aus Abbildung 5.11 daher Spekulation.

^fZum Vergleich: Mit einer Kathode des selben Wafers wurde in St. Petersburg im Jahre 2006 eine maximale QE von $0,58\%$ erreicht.

So, is the glass half full, half empty or just twice as big as it needs to be?

(nach George Carlin)

6 Zusammenfassung und Ausblick

6.1 Zusammenfassung

Die Erzeugung von Elektronenströmen hoher Intensität ($I \geq 2 \text{ mA}$) und hoher Polarisation ($P \geq 85\%$) ist für die Experimente an den geplanten „Linac Ring“ Electron-Ion-Collidern (z.B. eRHIC am Brookhaven National Laboratory) unabdingbar, stellt aber zugleich eine enorme Herausforderung dar. Die Photoemission aus GaAs-basierten Halbleitern zeichnet sich zwar durch eine hohe Brillanz aus, die geringe Quantenausbeute von nur ca. 1% im Bereich maximaler Polarisation (siehe Abbildung 2.4) erfordert jedoch hohe Laserintensitäten von mehreren Watt pro cm^2 . Werden angeregte Elektronen nicht emittiert, rekombinieren sie und können dem Kristall im Falle von strahlungsloser Rekombination Energie zuführen, wodurch dieser sich aufheizt.

In dieser Arbeit konnte gezeigt werden, dass die Lebensdauer eines Kristalls mit steigender Laserleistung bzw. Temperatur exponentiell abnimmt. Dies ist vermutlich darauf zurückzuführen, dass die chemische Zersetzung der Oberfläche mit steigenden Temperaturen beschleunigt abläuft (siehe Abbildung 4.5). Durch Einbringen eines DBR-Spiegels zwischen die aktive Zone und das Substrat kann ein Großteil des ungenutzten Laserlichts wieder aus dem Kristall herausreflektiert werden und trägt somit nicht zur Erwärmung bei. Dies wurde durch die Vermessung des spektralen Temperaturanstiegs von zwei baugleichen Kristallen (mit und ohne Distributed Bragg Reflector) mit Hilfe einer Wärmebildkamera bestätigt (siehe Abbildung 4.13).

Es zeigt sich jedoch, dass auch bei der Absorption in der aktiven Zone strahlungslose Rekombinationsprozesse zu einer Erwärmung der Kristallstruktur führen und der Temperaturanstieg pro absorbiertes Leistung unabhängig vom Ort der Absorption ca. $0,3^\circ\text{C}$ pro Milliwatt beträgt. Bezeichnet P_G den Anteil des eingestrahlt Licht, der zur Erwärmung des Kristalls führt, und P_{abs} den Anteil, der zur Emission von Elektronen führt (vgl. Abschnitt 4.3), so haben DBR-Kathoden am Arbeitspunkt ein ca. 3,5-mal besseres Verhältnis $\zeta = P_{abs}/P_G$ als nonDBR-Kathoden. Dies gilt über den gesamten Wellenlängenbereich in dem die Kathode eine hohe Strahlpolarisation ($P > 80\%$) produzieren kann, auch im Bereich der Resonanz.

Durch den Spiegel an der Rückseite der aktiven Zone und die abrupte Änderung des Brechungsindex an der Grenzfläche zum Vakuum bildet sich zudem eine Resonator-Struktur

aus, die die aktive Zone umschließt. Dadurch kommt es für bestimmte Wellenlängen zu konstruktiver Interferenz und die Absorption in der aktiven Zone erhöht sich. Diese Resonanzen konnten durch Messungen der Quantenausbeute bestätigt werden, führten am Arbeitspunkt jedoch nur zu einer Verbesserung um einen Faktor 2 (siehe Abbildung 4.14). Dennoch bieten DBR-Kristalle in dem Wellenlängenbereich, in dem der DBR eine hohe Reflektivität besitzt, zwei Vorteile: Durch die geringere Erwärmung bei großen Laserleistungen verlängert sich die Lebensdauer eines Kristalls bei gegebenem Strom, zum anderen kann der maximal extrahierbare Strom bei gegebener Lebensdauer erhöht werden. Beide Anwendungsbereiche sind für Hochintensitätsbeschleunigeranlagen interessant.

Die Sauberkeit der Oberfläche ist für die Effizienz einer Kathode überaus wichtig. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein zusätzlicher Reinigungsschritt in Mainz etabliert, bei dem die Kathoden während des Ausheizvorgangs mit atomarem Wasserstoff bestrahlt werden [76]. Die Ergebnisse zeigen eine Verbesserung der Quantenausbeute um einen Faktor 5 bei gleichbleibend guter Polarisation (siehe Abbildung 3.14). Mehrere Wasserstoffreinigungen an derselben Kathode bestätigen zudem die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse.

Aus zeitaufgelösten Messungen der Ladungsverteilung und Polarisation lassen sich sowohl Rückschlüsse über die Transportmechanismen im Inneren einer Kathode, als auch über die Beschaffenheit der Oberfläche ziehen. Bis zu Beginn dieser Arbeit war die Testquelle PKAT in der Lage, zeitaufgelöste Messungen mit einer apparativen Auflösung von 2,3 ps durchzuführen [8]. Die Zeit zur Messung eines Pulsprofils betrug in etwa fünf Minuten und hatte einen Dynamikbereich von 10:1. Im Rahmen dieser Dissertation konnte die Messgeschwindigkeit der verwendeten Apparatur durch Einbau eines schnelleren Detektors und durch eine Automatisierung der Messprozedur entscheidend vergrößert werden. Für Pulsmessungen konnte die Messzeit von fünf Minuten auf ca. zwei Millisekunden verringert werden und der Dynamikbereich gleichzeitig auf mehr als 500:1 erhöht werden. All das verbessert die Zeitauflösung der Apparatur um einen Faktor von ungefähr 2 auf nun 1,2 ps.

Die mit diesen Verbesserungen erhaltenen Ergebnisse zeigen, dass sich die Bewegung der Elektronen in Superlattice-Strukturen stark von der Bewegung in Bulk-Kristallen unterscheidet (siehe Abbildung 5.8). SL-Strukturen besitzen eine hohe Polarisation von ca. 90% und werden deshalb immer häufiger in Teilchenbeschleunigern eingesetzt. Der Charakter der Bewegung folgt nicht dem Diffusionsmodell, sondern gibt Hinweise auf lokalisierte Zustände die nahe der Leitungsbandunterkante liegen und Elektronen für kurze Zeit einfangen können. Dadurch hat die Impulsantwort einer Kathode neben einem schnellen Abfall des Signals auch einen langsamen Abfall, der selbst nach 30 ps noch ein Signal in der Größenordnung von ca. 5‰ erzeugt. Bei der Produktion hoher Strahlströme an Teilchenbeschleunigern müssen diese langsamen Anteile der Pulsantwort in jedem Fall vermieden werden.

6.2 Ausblick

6.2.1 Verbesserung der Kristallkühlung

Neben dem Einsatz eines Kristalls mit integrierter DBR-Schicht gibt es noch eine Vielzahl weiterer Möglichkeiten, der Erwärmung einer Photokathode entgegenzuwirken. Zum einen kann der momentan schlechte Wärmekontakt zwischen dem Kristall und seiner Halterung verbessert werden. Dadurch kann die Energie aus der strahlungslosen Rekombination den Kristall noch auf einem anderen Weg verlassen als über Wärmestrahlung. Der mechanische Druck, den man auf einen Kristall ausüben kann, bevor dieser zerbricht, ist durch die geringe Dicke der verwendeten Strukturen allerdings nicht sehr groß. Durch Löten mit z. B. Indium ließe sich der Wärmewiderstand zwischen Kristall und Kristallhalterung stark verringern, ohne dabei den Anpressdruck zu erhöhen. Zusätzlich kann die komplette Kristallhalterung noch aktiv gekühlt werden, was allerdings nicht ohne einen Umbau der Kanone möglich ist. Doch egal, welche Anstrengungen unternommen werden, um die Wärme abzuführen, ein Kristall mit DBR-Spiegel wird, unter vergleichbaren Randbedingungen, immer bessere Eigenschaften bezüglich seiner Wärmetoleranz haben als ein herkömmlicher Kristall.

Einen komplett anderen Ansatz bieten sogenannte „Transmission-Mode“-Photokathoden [88]. Um ein möglichst ungestörtes Wachstum der aktiven Zone zu gewährleisten, muss darauf geachtet werden, dass das Substrat ähnliche Eigenschaften hat wie die aktive Zone. Da die meisten aktiven Zonen aus GaAs-basierten Strukturen bestehen, eignet sich GaAs natürlich gut als Substrat. Doch gleichzeitig hat GaAs auch einen Absorptionskoeffizienten, der mit dem der aktiven Zone vergleichbar ist. Zink-dotiertes Galliumphosphid hat hingegen eine ähnliche Gitterkonstante wie GaAs, ist aber transparent für Licht im interessanten Wellenlängenbereich. Dadurch deponiert der Laser keine bzw. kaum Energie außerhalb der aktiven Zone. Zudem muss die Kathode nun nicht mehr aus Richtung Vorderseite bestrahlt werden (siehe Abbildung 3.1), sondern der Laser kann an der Rückseite des Kristalls angebracht werden. Dadurch rückt die letzte Linse näher an die Kathode, was den Hebelarm von momentan ca. 150 cm verkleinert und den Aufbau somit stabiler gegen mechanische Schwingungen macht.

6.2.2 Verbesserung der Zeitauflösung

Das Verhältnis aus Strahldurchmesser am Analysierspalt und Hub des Resonators ist momentan der entscheidendste Faktor, der die Zeitauflösung begrenzt. Der Durchmesser des Elektronenstrahls (d_{e-}) ist abhängig vom Durchmesser des Laserspots (d_{Laser}) auf der Kathode und es gilt $d_{e-} \propto \sqrt{d_{\text{Laser}}}$. In [84] konnte gezeigt werden, dass sich der Laserspot um einen Faktor von fünf bis sechs verkleinern lässt, wodurch sich auch der Durchmesser des Elektronenstrahls mehr als halbieren sollte. Für den maximalen Ablenkswinkel des Resonators gilt $\alpha_{\text{max}} \propto \sqrt{P_{\text{HF}}}$ mit der eingekoppelten Hochfrequenzleistung P_{HF} [35].

Die Leistung kann ohne Umbauten um einen Faktor 3 erhöht werden, was den Hub an Position 20 um 70% vergrößert.

Durch beide Maßnahmen verkleinert sich Beitrag von τ_{Strahl} (vgl. Gleichung 3.7) von 0,93 ps auf 0,27 ps. Um diese Verbesserung auch wirklich ausnutzen zu können, sollte zusätzlich die Höhe des Analysierspaltes von $100 \mu\text{m}$ auf $50 \mu\text{m}$ halbiert werden, damit sich der Beitrag von τ_{Spalt} auf 0,14 ps senkt. Nach der Definition von Δt aus Gleichung 3.7 sollte somit eine maximale Zeitauflösung von insgesamt 0,62 ps möglich sein.

Der Einfluss der Laufzeitdispersion (vgl. Abbildung 3.5) beträgt für $\mathcal{E} = 1 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$ und ein angenommenes $\Delta E = 300 \text{ meV}$ ca. 1,85 ps. Dabei gilt in erster Näherung $\Delta t_{\text{Disp}} \propto 1/\mathcal{E}$ was bedeutet, dass eine Erhöhung des Extraktionsfeldes den Einfluss der Laufzeitdispersion in gleichem Maße verringert. Dadurch verringert sich der Einfluss von $\varepsilon(t)$ in Gleichung 5.13 und das gemessene Signal entspricht mehr und mehr der eigentlichen Pulsantwort. Größere Extraktionsgradienten von $\mathcal{E} = 3 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$ sind prinzipiell möglich und könnten die Pulsverbreiterung auf Werte in der Gegend von ebenfalls 0,6 ps senken.

Durch Absenken des Gradienten eröffnet sich zudem die Möglichkeit, die Apparatur als Laufzeitspektrometer zu nutzen. Mit kleiner werdenden Beschleunigungsspannungen wird der Einfluss der Laufzeitdispersion immer größer und dominiert je nach Kathode früher oder später die Pulsform am Analysierspalt. Dadurch hat man einen direkten Zugriff auf die Energieverteilung der Elektronen nach dem Austritt ins Vakuum. Bei Kathoden mit einer dicken aktiven Zone sind alle Elektronen bereits thermalisiert und die Maximalenergie ist allein durch die Differenz zwischen Leitungsbandminimum im Kristallinneren und Vakuumniveau gegeben, also eine kathodenspezifische Größe.

Durch den Einbau des Channeltrons direkt hinter den Goldfolien können nun zusätzlich zu den rückgestreuten Elektronen in den Mottdetektoren simultan die Elektronen mit dem Channeltron detektiert werden, die unter nur sehr kleinen Vorwärtswinkeln gestreut werden. Dadurch lassen sich Phasendrifts während einer Messung erkennen (siehe Abbildung 3.9) und der störende Einfluss des Phasenjitters kann verringert werden. Mit der Änderung des transmittierten Signals könnte ein Regelkreis betrieben werden, der einen kleinen Korrekturmagneten steuert und so Phasendrifts korrigiert. Phasensprünge lassen sich mit dieser Methode allerdings nicht detektieren. Um diese auch noch erkennen zu können, könnten z. B. die beiden Backen des Analysierspalts vom Rest der Apparatur isoliert und die Signale von oberer bzw. unterer Spalthälfte ausgelesen werden. Aus der Summe der beiden Signale erhielte man so eine Information über Änderungen des Primärstroms, aus der Differenz hingegen eine Information über die Bewegung des Strahl in Ablenkrichtung.

Closing time - you don't have to
go home but you can't stay here.

(Semisonic)

Danksagung

An erster Stelle danke ich PD Dr. Kurt Aulenbacher für seine exzellente Betreuung mit der er wie kein anderer zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen hat. Durch die richtige Mischung aus Lob und Tadel hat er es täglich geschafft, mich zu motivieren und meinen Blick nicht das Wesentlichen verlieren zu lassen. Ohne ihn wäre diese Arbeit nicht in dieser Form möglich gewesen.^a

Natürlich danke ich auch Herrn Univ.-Prof. Dr. Gerd Schönhense, dass er sich bereit erklärt hat die Begutachtung dieser Arbeit zu übernehmen. Des Weiteren gilt mein Dank Herrn Prof. Dr. Erwin Reichert, der sich in all den Jahren meiner Promotion fortwährend für die Ergebnisse meiner Experimente und den Werdegang dieser Arbeit interessiert hat. Den Mitgliedern der Kollaboration B2 Dr. Valery Tioukine, Fabian Nillius und Igor Alexander danke ich für die entspannte Büroatmosphäre die oft weit über den Arbeitsalltag hinausging. Besonders vermissen werde ich die zahlreichen Diskussionen, die bei den ebenso zahlreichen Kaffeepausen entstanden sind und so manchen Knoten gelöst haben.

Des Weiteren wäre diese Arbeit nicht ohne die Werkstätten und Abteilungen des Institutes für Kernphysik möglich gewesen. Durch die vielen konstruktiven Verbesserungsvorschläge und die präzise Umsetzung meiner Zeichnungen haben sie alle entscheidend zum Gelingen meiner Experimente beigetragen.

Die jährlich wiederkehrenden Besuche von Dr. Yuri Yashin von der State Polytechnic University (St. Petersburg) waren immer die fruchtbarsten Wochen des ganzen Jahres. Für die vielen Stunden im Labor und Sätze wie *Eric – one thing after another!* danke ich ihm sehr. Dr. Leonid Gershikov, ebenfalls von der State Polytechnic University, danke ich besonders für die unermessliche Geduld, mit der er meine eMails beantwortet und mir die Theorie über die Bewegung von Elektronen in Superlattices (zumindest ansatzweise) verständlich gemacht hat.

Meinen Eltern und meiner ganzen Familie danke ich für die emotionale und finanzielle Unterstützung während meines kompletten Studiums und der darauf folgenden Promotion.

^aVielen Dank für die letzten Jahre und die ganze Zeit, die du in mich investiert hast.

Danksagung

Da dem Leser oft nur ein kleiner Einblick – und wenn dann auch nur maximal zwischen den Zeilen – in die vielen Stolpersteine und Sackgassen gewährt wird, die auf dem Weg zu einer fertigen Dissertationsschrift lauern, möchte ich die letzten Zeilen dieser Arbeit nutzen, um einem ganz besonderen Menschen zu danken der während all der Zeit immer an meiner Seite war. Meine Frau Elisabeth hat sich in jedem der zahlreichen Momente euphorischer Freude mit mir gefreut und in den ebenso zahlreichen Phasen frustrierter Depression mit mir gelitten, selbst wenn zwischen beiden nur wenige Stunden lagen. Ihr Verständnis und ihre Liebe haben mir die Kraft gegeben, die so oft so nötig war.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Kristallstruktur von Galliumarsenid	5
2.2	Aufbau des nonDBR SL 7-395	6
2.3	Reduziertes Banddiagramm einer „strained-Superlattice“-Heterostruktur	7
2.4	Quantenausbeute, Polarisierung und Qualitätsfaktor eines nonDBR	9
2.5	Lage von Valenz- und Leitungsband in einem dotierten bzw. undotierten Halbleiter	11
2.6	Entstehung des Fermilevelpinnings und der Bandbiegungszone	12
2.7	Herstellung einer Negativen Elektronenaffinität (NEA)	14
2.8	Kathodenaktivierung mittels (Cs, O ₂) mit und ohne Jo-Jo-Effekt	15
2.9	Aufhebung der Entartung des Leitungsbandes durch strain	16
2.10	Minibänder in einem Superlattice-Kristall	19
2.11	Entstehung einer hochverspiegelten Schicht mittels DBR	23
2.12	Aufbau des DBR SL 7-396	24
2.13	Brechungsindizes und Absorptionskoeffizienten verschiedener Al _x Ga _{1-x} As-Verbindungen	26
2.14	Berechnete Reflektivität, Transmissivität und Absorption von SL 7-395 (nonDBR) bzw. SL 7-396 (DBR)	27
3.1	Aufbau der Testquelle PKAT	34
3.2	Aufbau zur (zeitaufgelösten) Messung der Pulslänge	36
3.3	Aufbau zur Messung der Strahlbreite	38
3.4	Aufbau zur (zeitaufgelösten) Messung der Strahlpolarisation	39
3.5	Flugzeitdifferenz für verschiedene Startenergien und Extraktionsgradienten	42
3.6	Aufbau des neuen Spalts an Position 20	44
3.7	Stahllageschwankungen an Position 20 (Space noise)	47
3.8	Signal transmittierter und rückgestreuter Elektronen an Position 21	49
3.9	Detektion von Phasendiffs und Phasenspüngen	50
3.10	Einfluss der Wasserstoffreinigung auf die Quantenausbeute	52
3.11	Aufbau der Hydrogen Atom Beam Source (HABS)	54
3.12	Apparatur zur Wasserstoffreinigung verschiedener Kristalle	55

3.13	Transportgefäß der Reinigungsapparatur an der Testquelle	56
3.14	Spektrale Quantenausbeute und Polarisation gereinigter Kristalle	58
3.15	Nichtlineare Effekte der QE bei alten Kathoden	59
4.1	Reflexionsgrad eines nonDBR und eines DBR	64
4.2	Blockschaltbild zu Aufbau und Ablauf einer Lebensdauerermessung	66
4.3	Lebensdauerermessung bei 600 mW	67
4.4	Das Plateau, der Wiederanstieg und der Abfall	68
4.5	Abhängigkeit der Lebensdauer von der eingestrahlten Laserleistung	69
4.6	Aufbau zur Temperaturmessung mit der Wärmebildkamera	71
4.7	Verschiebung der Zentralwellenlänge auf dem Wafer und Transparenz	72
4.8	Wärmebilder verschiedener Kathoden	73
4.9	Temperaturanstiege verschiedener Kathoden	74
4.10	Messung der wellenlängenabhängigen Reflektivität an Luft	75
4.11	Wärmebild eines Kristalls unter definierten Bedingungen	77
4.12	Kalibationsmessungen zur Temperaturbestimmung	78
4.13	Wellenlängenabhängiger Temperaturanstieg für DBR und nonDBR	79
4.14	QE-, R- und ΔT -Kurven für DBR und nonDBR	82
5.1	Abhängigkeit der QE und P von der Anzahl der SL-Perioden	88
5.2	Ausbildung von Minibändern in einem Kristall	90
5.3	Berechnete Dispersionsrelation für Elektronen im ersten Miniband	91
5.4	Berechnete Tunnelzeit und Transmissionswahrscheinlichkeit durch ein Superlattice	93
5.5	Pulsantwort und Asymmetrie des DBR SL 7-396	95
5.6	Pulsantwort und Polarisation des Siemens Bulk-GaAs	96
5.7	Fit aus dem Diffusionsmodell	98
5.8	Fit aus dem erweiterten Diffusionsmodell mit lokalisierten Zuständen	100
5.9	Antwortzeiten für SL-Kathoden verschiedener Dicke	102
5.10	Kürzester an der PKAT gemessener Puls (SL 6-906)	103
5.11	Pulsformen in Abhängigkeit von der Wellenlänge	105

Literaturverzeichnis

- [1] S. Adachi. GaAs, AlAs, and $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$: Material parameters for use in research and device applications. *Journal of Applied Physics*, 58:R1, 1985.
- [2] T. Akatsu, A. Plöfl, H. Stenzel, and U. Gösele. GaAs wafer bonding by atomic hydrogen surface cleaning. *Journal of Applied Physics*, 86:7146–7150, Dec 1999.
- [3] R. Alley, H. Aoyagi, J. Clendenin, J. Frisch, C. Garden, E. Hoyt, R. Kirby, L. Klaisner, A. Kulikov, R. Miller, G. Mulhollan, C. Prescott, P. Sáez, D. Schultz, H. Tang, J. Turner, K. Witta, M. Woods, A. D. Yeremian, and M. Zolotarev. The Stanford linear accelerator polarized electron source. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 365(1):1–27, 1995.
- [4] D. A. Allwood, S. Cox, N. J. Mason, R. Palmer, R. Young, and P. J. Walker. Monitoring epi-ready semiconductor wafers. *Thin Solid Films*, 412(1-2):76 – 83, 2002.
- [5] H. Andresen, K. Aulenbacher, T. Dombo, P. Drescher, H. Euteneuer, H. Fischer, D. v. Harrach, P. Hartmann, P. Jennewein, K. H. Kaiser, S. Koebis, H. J. Kreidel, C. Nachtigall, S. Plützer, E. Reichert, K. H. Steffens, and T. Weis. Operating Experience with the MAMI Polarized Electron Source. In *Proc. of the Workshop on Photocathodes for Polarized Electron Source for Accelerators, SLAC Report*, volume 432, pages 1–12, 1993.
- [6] G. A. Antypas and J. Edgecumbe. Glass-sealed GaAs-AlGaAs transmission photocathode. *Applied Physics Letters*, 26:371–372, 1975.
- [7] D. E. Aspnes, S. M. Kelso, R. A. Logan, and R. Bhat. Optical properties of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. *Journal of applied physics*, 60(2):754–767, 1986.
- [8] K. Aulenbacher. *Erzeugung intensiver hochpolarisierter Elektronenstrahlen mit hoher Symmetrie unter Helizitätswechsel*. Shaker Verlag, 2007.

- [9] K. Aulenbacher, I. Alexander, E. Riehn, and V. Tioukine. High average photocurrent research at MAMI. In *Journal of Physics: Conference Series*, volume 298, page 012019. IOP Publishing, 2011.
- [10] K. Aulenbacher, J. Schuler, D. v. Harrach, E. Reichert, J. Röthgen, A. Subashev, V. Tioukine, and Y. Yashin. Pulse response of thin III/V semiconductor photocathodes. *Journal of applied physics*, 92(12):7536, 2002.
- [11] K. Aulenbacher and V. Tioukine. Ab Initio Calculation of Effective Sherman Functions in MeV Mott Scattering. *AIP Conference Proceedings*, 1149:1155, 2009.
- [12] V. Bargmann, L. Michel, and V. L. Telegdi. Precession of the polarization of particles moving in a homogeneous electromagnetic field. *Physical Review Letters*, 2(10):435–436, 1959.
- [13] M. Büttiker. Larmor precession and the traversal time for tunneling. *Physical Review B*, 27(10):6178–6188, 1983.
- [14] H. C. Casey, D. D. Sell, and K. W. Wecht. Concentration dependence of the absorption coefficient for n- and p-type GaAs between 1.3 and 1.6 eV. *Journal of Applied Physics*, 46(1):250–257, 1975.
- [15] J. E. Clendenin. Spin-Polarized Electrons: Generation and Applications. Technical report, Stanford Linear Accelerator Center, Menlo Park, CA (US), 1999.
- [16] S. Datta. *Electronic transport in mesoscopic systems*. Cambridge University Press, 1997.
- [17] P. C. W. Davies. Quantum tunneling time. *American Journal of Physics*, 73:23, 2005.
- [18] G. G. de La Cruz. The influence of surface segregation on the optical properties of quantum wells. *Journal of Applied Physics*, 96:3752, 2004.
- [19] W. Demtröder. *Laserspektroskopie*. Springer, 1993.
- [20] K. A. Elamrawi and H. E. Elsayed-Ali. GaAs photocathode cleaning by atomic hydrogen from a plasma source. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 32(3):251, 1999.
- [21] R. E. Fern and A. Onton. Refractive index of AlAs. *Journal of Applied Physics*, 42(9):3499–3500, 1971.
- [22] H. Fischer. *Untersuchungen zur Korrosion der (Cs, O)-Aktivierungsschicht von III-V-Halbleiter-Photokathoden mit Hilfe der Röntgenphotoelektronenspektroskopie*. PhD thesis, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1994.

- [23] G. Fishman and G. Lampel. Spin relaxation of photoelectrons in p-type gallium arsenide. *Physical Review B*, 16(2):820, 1977.
- [24] T. Fließbach. *Elektrodynamik*. Spektrum, Akademischer Verlag, 1997.
- [25] S. Gehrsitz, F. Reinhart, C. Gourgon, N. Herres, A. Vonlanthen, and H. Sigg. The refractive index of AlGaAs below the band gap: Accurate determination and empirical modeling. *Journal of Applied Physics*, 87:7825, 2000.
- [26] L. Gerchikov. private communication, 2011.
- [27] L. G. Gerchikov, K. Aulenbacher, J. E. Clendenin, V. V. Kuz'michev, Y. A. Mamaev, T. Maruyama, V. S. Mikhlin, J. S. Roberts, V. M. Ustinov, D. Vasiliev, Y. P. Yashin, and A. E. Zhukov. Highly Effective Polarized Electron Sources Based on Strained Semiconductor Superlattice with Distributed Bragg Reflector. In *PSTP 2007(AIP Conference Proceedings Volume 980)*, volume 980, pages 124–129. American Institute of Physics, 2 Huntington Quadrangle, Suite 1 NO 1, Melville, NY, 11747-4502, USA, 2008.
- [28] L. G. Gerchikov, K. Aulenbacher, Y. A. Mamaev, E. J. Riehn, and Y. P. Yashin. Spin polarized electron transport and partial localization of photoelectrons in highly doped photocathodes. *Proceeding for the Workshop on Sources of Polarized Leptons and High Brightness Electron Beams, PESP2010, Bonn*, 2011.
- [29] L. G. Gerchikov, Y. A. Mamaev, A. V. Subashiev, Y. P. Yashin, D. A. Vasil'ev, V. V. Kuz'michev, A. E. Zhukov, E. S. Semenova, A. P. Vasil'ev, and V. M. Ustinov. Photoemission of polarized electrons from InAlGaAs/GaAs superlattices with minimum conduction band offsets. *Semiconductors Low Dimensional Systems*, 40(11):1326–1332, 2006.
- [30] L. G. Gerchikov, Y. A. Mamaev, Y. P. Yashin, D. A. Vasiliev, V. V. Kuz'michev, V. M. Ustinov, A. E. Zhukov, A. P. Vasil'ev, and V. S. Mikhlin. Resonance enhancement of spin-polarized electron emission. *Semiconductors Low Dimensional Systems*, 43(4):463–467, 2009.
- [31] J. Grames, R. Suleiman, P. A. Adderley, J. Clark, J. Hansknecht, D. Machie, M. Poelker, and M. L. Stutzman. Charge and fluence lifetime measurements of a dc high voltage GaAs photogun at high average current. *Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams*, 14(4):043501, 2011.
- [32] O. Gröbner. Dynamic outgasing. *CERN European Organization for Nuclear Research-Reports-CERN*, pages 127–138, 1999.
- [33] M. Grundmann. *The physics of semiconductors: an introduction including devices and nanophysics*. Springer Verlag, 2006.

- [34] P. Harrison. *Quantum wells, wires and dots*. Wiley Online Library, 2005.
- [35] P. Hartmann. *Aufbau einer gepulsten Quelle polarisierter Elektronen*. Shaker, 1997.
- [36] E. Hecht. *Optik*. Oldenbourg Wissenschaftsverlag, 2005.
- [37] R. Heine, K. Aulenbacher, O. Chubarov, M. Dehn, H. Euteneuer, A. Jankowiak, P. Jennewein, H.-J. Kreidel, U. Ludwig-Mertin, P. Ott, G. Stephan, and V. Tioukine. Recent Status of the MAMI-C Accelerator and First Experiences with the Energy Upgrade towards 1.6 GeV. *Proc. of the iPAC*, 2010.
- [38] T. Heinzl. *Mesoscopic electronics in solid state nanostructures*. Vch Verlagsgesellschaft MbH, 2007.
- [39] P. H. Holloway and G. E. McGuire. *Handbook of compound semiconductors: growth, processing, characterization, and devices*. William Andrew, 1995.
- [40] G. Holzwarth and H. J. Meister. *Tables of asymmetry, cross-section, and related functions for Mott scattering of electrons by screened gold and mercury nuclei*. Inst. für Theoretische Physik d. Univ. München, 1964.
- [41] A. Jankowiak, M. Abo-Bakr, W. Anders, T. Kamps, J. Knobloch, B. Kuske, O. Kugeler, A. Matveenko, A. Meseck, A. Neumann, T. Quast, and J. Rudolph. BERLinPro – A compact demonstrator ERL for high current and low emittance beamsSRF Gun Development for an Energy-Recovery Linac Based Future Light Source. In *Proceedings of LINAC*, volume 10, pages 12–17, 2010.
- [42] J. R. Jensen, J. M. Hvam, and W. Langbein. Optical properties of InAlGaAs quantum wells: Influence of segregation and band bowing. *Journal of Applied Physics*, 86:2584, 1999.
- [43] J. Kessler. *Polarized electrons*. Springer, 1985.
- [44] F. K. Kneubühl and M. W. Sigrist. *Laser*. Gabler Wissenschaftsverlage, 2008.
- [45] H. Künzel, J. Böttcher, A. Hase, and C. Schramm. MBE growth and properties of high quality Al(Ga)InAs/GaInAs MQW structures. *Materials Science and Engineering B*, 21(2–3):194–197, nov 1993.
- [46] M. D. Leberig. Konstruktion und Bau eines 14 MeV Mottpolarimeters . Master’s thesis, Johannes Gutenberg–Universität Mainz, 1998.
- [47] W. R. Leo. *Techniques for nuclear and particle physics experiments: a how-to approach*. Springer Verlag, 1994.

-
- [48] V. Litvinenko. LHeC and eRHIC. In *Proceedings of the European Physical Society Europhysics Conference on High Energy Physics. July 16-22, 2009. Krakow, Poland.*, volume 1, page 141, 2009.
- [49] G. R. Lynch and O. I. Dahl. Approximations to multiple Coulomb scattering. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 58(1):6–10, 1991.
- [50] Y. Mamaev, H.-J. Drouhin, G. Lampel, A. Subashiev, Y. Yashin, and A. Rochansky. Kinetics of highly spin-polarized electron photoemission from an InGaAlAs strained layer by energy and spin-resolved measurements. *Journal of Applied Physics*, 93(12):9620–9624, 2003.
- [51] Y. A. Mamaev, A. V. Subashiev, Y. P. Yashin, H. J. Drouhin, and G. Lampel. Energy resolved spin-polarised electron photoemission from strained GaAs/GaAsP heterostructure. *Solid State Communications*, 114(7):401–405, 2000.
- [52] T. Maruyama, D.-A. Luh, A. Brachmann, J. E. Clendenin, E. L. Garwin, S. Harvey, R. E. Kirby, and C. Y. Prescott. Atomic Hydrogen Cleaning of Polarized GaAs Photocathodes. Technical Report 23, Stanford Linear Accelerator Center, Menlo Park, California 94025, Dec 2004.
- [53] T. Matsuyama, H. Takikita, H. Horinaka, K. Wada, T. Nakanishi, S. Okumi, T. Nishitani, T. Saka, and T. Kato. High Spin Polarization of Conduction Band Electrons in GaAs-GaAsP Strained Layer Superlattice Fabricated as a Spin-Polarized Electron Source. *Japanese Journal of Applied Physics*, 43(6A):3371–3375, 2011.
- [54] A. Nitzan, J. Jortner, J. Wilkie, A. L. Burin, and M. A. Ratner. Tunneling time for electron transfer reactions. *The Journal of Physical Chemistry B*, 104(24):5661–5665, 2000.
- [55] D. Orlov, C. Krantz, A. Wolf, A. S. Jaroshevich, S. N. Kosolobov, H. E. Scheibler, and A. S. Terekhov. Long term operation of high quantum efficiency GaAs (Cs, O) photocathodes using multiple recleaning by atomic hydrogen. *Journal of Applied Physics*, 106(5):054907–054907, 2009.
- [56] D. A. Orlov, M. Hoppe, U. Weigel, D. Schwalm, A. S. Terekhov, and A. Wolf. Energy distributions of electrons emitted from GaAs (Cs, O). *Applied Physics Letters*, 78:2721, 2001.
- [57] S. Pastuszka, M. Hoppe, D. Kratzmann, D. Schwalm, A. Wolf, A. S. Jaroshevich, S. N. Kosolobov, D. A. Orlov, and A. S. Terekhov. Preparation and performance of transmission-mode GaAs photocathodes as sources for cold dc electron beams. *Journal of Applied Physics*, 88:6788, 2000.

- [58] T. Pierce, D. F. Meier, and P. Zürcher. Negative electron affinity GaAs: A new source of spin-polarized electrons. *Applied Physics Letters*, 26(12):670–672, 1975.
- [59] Y. A. Pusep, A. J. Chiquito, S. Mergulhão, and J. C. Galzerani. One-dimensional character of miniband transport in doped GaAs/AlAs superlattices. *Physical Review B*, 56(7):3892, 1997.
- [60] E. Riehn, V. Tioukine, and K. Aulenbacher. Lifetime measurements of DBR and nonDBR photocathodes at high laser intensities. In *Polarized Sources, Targets and Polarimetry (PST2009)*, pages 241–248. World Scientific, 2010.
- [61] E. J. Riehn. Phasenstabilisierung einer radiofrequenzsynchronisierten gepulsten Elektronenquelle. Master’s thesis, Johannes Gutenberg–Universität Mainz, Mai 2006.
- [62] J. Roberts. private communication, 2009.
- [63] T. Saka, T. Kato, T. Nakanishi, M. Tsubata, K. Kishino, H. Horinaka, Y. Kamiya, S. Okumi, C. Takahashi, Y. Tanimoto, M. Tawada, K. Togawa, H. Aoyagi, and S. Nakamura. New-type photocathode for polarized electron source with distributed bragg reflector. *Japanese Journal of Applied Physics Part 2 Letters*, 32:1837–1837, Sept. 1993.
- [64] J. J. Scheer and J. Van Laar. GaAs-Cs: A new type of photoemitter. *Solid State Communications*, 3(8):189–193, 1965.
- [65] M. Schowalter, A. Rosenauer, and D. Gerthsen. Influence of surface segregation on the optical properties of semiconductor quantum wells. *Applied Physics Letters*, 88:111906, 2006.
- [66] J. Schuler. *Ultrakurzzeit-Spektroskopie in der Photoemission aus III-V-Halbleitern*. PhD thesis, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg–Universität Mainz, 2004.
- [67] C. Sinclair. Recent advances in polarized electron sources. In *Particle Accelerator Conference, 1999. Proceedings of the 1999*, volume 1, pages 65–69. IEEE, 1999.
- [68] J. Singh. *Semiconductor optoelectronics: physics and technology*. McGraw-Hill Columbus, OH, 1995.
- [69] T. Skauli, P. S. Kuo, K. L. Vodopyanov, T. J. Pinguet, O. Levi, L. . Eyres, J. S. Harris, M. M. Fejer, B. Gerard, L. Becouarn, and E. Lallier. Improved dispersion relations for GaAs and applications to nonlinear optics. *Journal of Applied Physics*, 94(10):6447, 2003.
- [70] W. E. Spicer and A. Herrera-Gomez. Modern theory and applications of photocathodes. *SPIE Milestone Series MS*, 169:104–119, 1993.

-
- [71] K.-H. Steffens. Konzeption und Optimierung eines 100 keV Injektorsystems zur Erzeugung eines longitudinal polarisierten Elektronenstrahls an MAMI. Master's thesis, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1993.
- [72] K. H. Steffens, H. G. Andresen, J. Blume-Werry, F. Klein, K. Aulenbacher, and E. Reichert. A Spin rotator for producing a longitudinally polarized electron beam with MAMI. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 325(3):378–383, 1993.
- [73] H. L. Strömer, R. Dingle, A. C. Gossard, W. Wiegmann, and R. A. Logan. Electronic properties of modulation-doped GaAs – Al_xGa_{1-x}As Superlattices. *Physics of Semiconductors*, pages 557–560, 1978.
- [74] A. V. Subashiev, L. G. Gerchikov, and A. N. Ipatov. Optical spin orientation in strained superlattices. *Journal of applied physics*, 96:1511, 2004.
- [75] A. V. Subashiev, Y. A. Mamaev, and Y. P. Yashin. Highly efficient near-threshold spin-polarized electron emission from strained superlattices. Technical report, Stanford Univ., Stanford Linear Accelerator Center, CA (US), 1998.
- [76] V. Tioukine, K. Aulenbacher, and E. Riehn. Hydrogen Cleaning of Superlattice Photocathodes. *AIP Conference Proceedings*, 1149(1):1002–1006, 2009.
- [77] V. Tioukine, K. Aulenbacher, and E. Riehn. The Mott polarimeter at MAMI. In *Polarized Sources, Targets and Polarimetry (PST2009)*, pages 61–68. World Scientific, 2010.
- [78] V. Tioukine, K. Aulenbacher, and E. Riehn. A Mott polarimeter operating at MeV electron beam energies. *Review of Scientific Instruments*, 82:033303, 2011.
- [79] K. G. Tschersich. Intensity of a source of atomic hydrogen based on a hot capillary. *Journal of Applied Physics*, 87:2565, 2000.
- [80] K. G. Tschersich and V. von Bonin. Formation of an atomic hydrogen beam by a hot capillary. *Journal of applied physics*, 84:4065, 1998.
- [81] A. Turnbull and G. Evans. Photoemission from GaAs-Cs-O. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 1:155, 1968.
- [82] Y. P. Varshni. Temperature dependence of the energy gap in semiconductors. *Physica*, 34(1):149–154, 1967.
- [83] I. Vurgaftman, J. Meyer, and L. Ram-Mohan. Band parameters for III–V compound semiconductors and their alloys. *Journal of Applied Physics*, 89:5815, 2001.

- [84] M. Weis. Analyse und Verbesserung der Zeitauflösung der Testquelle polarisierter Elektronen an MAMI. Master's thesis, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, September 2004.
- [85] K. Winkler. Photoluminiszenzspektroskopie an „strained-layer“ GaAsP Photokathoden. Master's thesis, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Mai 2002.
- [86] Q. Wu, I. Ben-Zvi, X. Chang, and J. Skaritka. Simulations for preliminary design of a multi-cathode DC electron gun for eRHIC. Technical report, Brookhaven National Laboratory (BNL) Relativistic Heavy Ion Collider, 2010.
- [87] J. Xu and M. Shur. Velocity-field dependence in GaAs. *Transactions on Electron Devices*, 34(8):1831–1832, 1987.
- [88] N. Yamamoto, X. G. Jin, A. Mano, T. Ujihara, Y. Takeda, S. Okumi, T. Nakanishi, T. Yasue, T. Koshikawa, T. Ohshima, T. Saka, and H. Horinaka. Status of the high brightness polarized electron source using transmission photocathode. In *Journal of Physics: Conference Series*, volume 298, page 012017. IOP Publishing, 2011.
- [89] Y. Yashin. private communication, 2010.
- [90] P. Y. Yu and M. Cardona. *Fundamentals of semiconductors: Physics and materials properties*. Springer Verlag, 2001.

Versicherung

für das Gesuch um Zulassung zur Promotion in den Fachbereichen 08–10

Hiermit versichere ich gemäß §11 ABs. 3d der Promotionsordnung vom 30.04.1990 in der Fassung vom 02.02.2004, dass ich die vorliegende Dissertation mit dem Thema

**Photokathoden mit internem DBR–Reflektor
als Quellen hochintensiver spinpolarisierter
Elektronenstrahlen**

selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel benutzt habe. Die Stellen, die anderen Werken dem Wortlaut oder dem Sinn nach entnommen wurden, habe ich in jedem einzelnen Fall durch die Angabe der Quelle als Entlehnung kenntlich gemacht. Dasselbe gilt sinngemäß für Tabellen und Abbildungen.

Hiermit erkläre ich weiter, dass diese Arbeit bisher weder von mir noch sonst einer Person dem Prüfungsausschuss Physik der Johannes Gutenberg-Universität Mainz bzw. einer anderen wissenschaftlichen Einrichtung vorgelegt wurde - auch nicht in Teilen oder ähnlicher Form.

Mainz, den 26. Juli 2011

Eric J. Riehn

