

Transportprozesse in Photokathoden und ihr Beitrag zum longitudinalen Halo von Elektronenbeschleunigern

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

Monika Dehn

Institut für Kernphysik
Johannes Gutenberg-Universität Mainz

Zusammenfassung

Im Hinblick auf neue Hochleistungselektronenbeschleuniger — wie in zahlreichen ERL-Projekten (zum Beispiel MESA oder bERLinPro) — sind zum einen eine hohe Strahlqualität (Brillanz) und zum anderen die Minimierung von Strahlverlusten von besonderem Interesse. Gerade in (supraleitenden) hochfrequenten Beschleunigungsstrukturen können Strahlverluste von wenigen Watt sehr problematisch sein, wenn der Elektronenstrahl nicht der longitudinalen Beschleuniger-Akzeptanz genügt. Solche Strahlverluste können zu einer Aufaktivierung und gegebenenfalls auch zur Zerstörung des umliegenden Materials führen.

In ERLs kommen Photoemissionsquellen zum Einsatz, weil diese eine höhere Brillanz liefern können als konventionelle thermische Kathoden. Wird als Bauform die (supraleitende) HF-Photoemissionsquelle gewählt, so befindet sich die Photokathode schon direkt im hochfrequenten Beschleunigungsfeld und eine spätere Anpassung an die Akzeptanz ist nicht mehr möglich. Daher ist es wichtig, dass die Photokathoden Impulsantwortfunktionen aufweisen, die der Akzeptanz möglichst entsprechen.

In dieser Arbeit wurde als Vertreter der Gruppe der III-V-Halbleiter-Photokathoden mit negativer Elektronenaffinität (NEA) eine Bulk-(Cs,O)-GaAs-Photokathode auf ihr Antwortverhalten untersucht. Bei einer Anregung mit 800 nm und erstmals mit 400 nm wurden zeitaufgelöste Messungen der Impulsantwort durchgeführt. Schon in früheren Arbeiten konnten die Transportprozesse in (Cs,O)-GaAs durch die Diffusion der Elektronen beschrieben werden, und ein Angleichen des Diffusionsmodells an die gewonnenen Messdaten bei einer 800 nm-Anregung war möglich.

Die Anwendung des Diffusionsmodells auf die 400 nm-Anregung lässt theoretisch erwarten, dass die Pulsantwort der Photokathode nach 5 ps ab Pulsmaximum einen Faktor von 10 und nach 30 ps einen Faktor von 20 unterhalb der 800 nm-Verteilung liegt. Dies röhrt hauptsächlich aus der oberflächennahen Anregung aufgrund des hohen Absorptionskoeffizienten, was zu einer stärkeren Konzentration in Oberflächennähe und kürzeren Diffusionsstrecken führt. Die Ergebnisse in dieser Arbeit bei der bisher gut verstandenen 800 nm-Anregung konnten ebenso wie die Ergebnisse bei 400 nm nur qualitativ durch das bisherige Diffusionsmodell beschrieben werden. Diese unerwartete Diskrepanz kann plausibel erklärt werden, wenn angenommen wird, dass die Elektronenaffinität schwach positiv (PEA) war. Eine Emission ist auch unter PEA-Verhältnissen möglich, sofern der Betrag der Affinität etwa der mittleren thermischen Energie der angeregten Elektronen entspricht. Die Intensitätsverteilung wird nach der Thermalisationszeit um einen Boltzmann-Faktor geschwächt und die Erweiterung des Diffusionsmodells um diesen Faktor ermöglicht wieder ein Angleichen an die Messdaten.

Abstract

With respect to novel high performance electron accelerators — like recent ERL projects (for example MESA or bERLinPro) — high beam quality (i.e. brilliance) and least beam losses are required to operate the accelerators successfully. Particularly, in (superconducting) RF accelerating structures beam losses as low as a few watts only can lead to major problems if the electron beam is not matched to the longitudinal acceptance of the accelerator. Such beam losses can also lead to remanent activation or even destruction of the surrounding material.

Most ERLs use photoemission sources because of the higher brilliance than conventional thermionic electron sources. If (superconducting) RF guns are chosen, the photocathode is directly exposed to the accelerating RF fields so that longitudinal matching is not possible separately. For that reason, it is important that the intrinsic pulse response function of the photocathode meets the required parameters directly.

In this work, bulk (Cs,O)-GaAs photocathodes of the group of III-V-semiconductors with negative electron affinity (NEA) have been studied for their pulse responses at different laser wavelengths. Time-resolved measurements have been conducted at 800 nm excitation and for the first time at 400 nm excitation under the same conditions. In previous works a diffusion model was developed to describe the transport process of the electrons with the measured results at 800 nm excitation.

At 400 nm this model predicts pulse response functions which decay much faster than at 800 nm: 5 ps after the maximum the emission is lower by a factor of 10 and after 30 ps already by a factor of 20. This is caused mainly by the large absorption coefficient that leads to a higher concentration near the surface, and to very short diffusion distances. However, this model showed discrepancies at 400 nm excitation as well as at 800 nm excitation and thus required major improvements. Best agreement was achieved by assuming a tiny positive electron affinity (PEA) in the order of thermal energies. The Boltzmann-like distribution of the energies of the electrons allows otherwise forbidden emission even in this case. Extending the model with this newly observed effect, the measured data can now be described after the time of thermalization, which now predicts the behavior of photo cathodes under a wide range of conditions.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	1
2 Theoretische Grundlagen	5
2.1 III-V-Halbleiter-Photokathoden	5
2.1.1 Kristalline Struktur von Galliumarsenid	5
2.1.2 Elektronenaffinität von Photokathoden	8
2.1.3 Dotierungseffekte	9
2.1.4 Erzeugung einer negativen Elektronenaffinität	11
2.2 Photoemission aus III-V-Halbleitern	12
2.2.1 Drei-Stufen-Modell nach Spicer	13
2.2.2 Diffusion in III-V-Halbleitern	18
2.3 Elektronenoptik in Teilchenbeschleunigern	23
2.3.1 Strahl-Emittanz	24
2.3.2 Bewegung geladener Teilchen im Magnetfeld	26
2.3.3 Strahl-Akzeptanz	26
2.4 Bautypen von Photoemissionsquellen	27
3 Experimenteller Aufbau	29
3.1 Messprinzipien	29
3.2 Die PKAT-Anlage	31
3.2.1 Lasersystem	35
3.2.2 Hochfrequenz-System	38
3.2.3 Stromdetektor (Channeltron)	43
3.2.4 Kamerasytem	45
3.2.5 Ce:YAG-Schirm	46
3.3 Messmethoden	46
3.3.1 Optische Messmethode	46
3.3.2 Messmethode im Sampling-Verfahren	49
3.3.3 Vergleich der Messmethoden	50
3.4 Grenzen der Zeitauflösung	51
3.4.1 Physikalische Grenze	51
3.4.2 Apparative Grenzen	53
3.4.3 Effektive Zeitauflösung	56

4 Datenanalyse	59
4.1 Diskussion der Messergebnisse	59
4.1.1 Abschätzung der Beiträge zum Auflösungsvermögen	61
4.2 Vergleich der Messergebnisse mit dem bisherigen Diffusionsmodell	66
4.3 Vergleich der Pulsantworten von Galliumarsenid mit Kalium-Cäsium-Antimonid	68
4.4 Bedeutung für den Einsatz am Beschleuniger	69
4.4.1 Einstufung verschiedener Photokathodenmaterialien	71
5 Anpassung und Erweiterung des Diffusionsmodells	73
5.1 Physikalische Überlegungen	73
5.1.1 Einfluss der Elektronenaffinität	73
5.1.2 Einfluss der Bandbiegungszone	74
5.2 Diffusionsmodell für Photokathoden mit kleiner PEA	75
5.3 Beschreibung der Messungen mit dem erweiterten Diffusionsmodell .	76
6 Die inverse Elektronenquelle mit variablem Extraktionsgradienten	79
6.1 Motivation	79
6.2 Design	81
6.2.1 Anforderungen	82
6.2.2 Konzept der Elektronenquelle	82
6.2.3 Umsetzung der konzeptionellen Vorgaben	84
6.3 Machbarkeitsstudie	85
6.3.1 Feld-Simulationen	85
6.3.2 Strahldynamik	87
6.4 Weiterentwicklung der inversen Quelle	91
7 Zusammenfassung und Ausblick	93
7.1 Zusammenfassung	93
7.2 Ausblick	95
7.2.1 Weiterführende Forschungsmöglichkeiten	95
7.2.2 Fertigstellung der neuen Elektronenquelle	95
7.2.3 Die neue PKAT-Anlage	96
Abbildungsverzeichnis	99
Literaturverzeichnis	101
A Veröffentlichungen	109

Abkürzungsverzeichnis

Abkürzung	Bedeutung
BBO	Beta-Barium-Borat
BBR	band banding region (Bandbiegungszone)
bERLinPro	Berlin Energy Recovery Linac Project
DBM	double balanced mixer (HF-Mischer)
CEM	channel electron multiplier (Channeltron)
CAD	Computer Aided Design (Rechnergestützte Konstruktion)
CST	Computer Simulation Technology®
CW	continuous wave (Dauerstrich)
DC	direct current (Gleichstrom)
EPROM	Erasable Programmable Read-Only Memory
ERL	energy recovery linear accelerator
HF	Hochfrequenz
IGP	Ionen-Getter-Pumpe
IR	Infrarot
LB	Leitungsband
LCD	liquid crystal discriminator (Flüssigkristallabschwächer)
MAMI	Mainzer Mikrotron
MESA	Mainz energy recovery superconducting accelerator
MIST	MESA inverted source triode
NEA	Negative Elektronenaffinität
NEG	Non Evaporable Getter (Vakuumpumpe)
PEA	Positive Elektronenaffinität
PKAT	Polarisierte Kanone Test
PKA1	Polarisierte Kanone 1 (polarisierte Elektronenquelle an MAMI)
QE	quantum efficiency (Quantenausbeute)
SHG	second harmonic generator (Frequenzverdoppler)
(S)RF	(superconducting) radio frequency (supraleitende Hochfrequenz)
STEAM	Small Thermalized Electron source at Mainz
Ti:Sa	Titan-Saphir
TM	transversal magnetisch
UHV	Ultra Hochvakuum
UV	Ultraviolett
VB	Valenzband
ZWE	Zwischenelektrode

1 Einleitung

*„Je weiter sich das Wissen ausbreitet, desto mehr Probleme kommen zum Vorschein.“
Johann Wolfgang von Goethe*

Goethe war ein wortgewandter Mann, wie er es in seinen (scheinbar) unzähligen Werken gezeigt hat. Dennoch hat er in nur einem Satz Vieles auf den Punkt gebracht, was auf viele von uns zutrifft. Nun müssen wir uns überlegen, wie wir damit umgehen, und ob wir uns den Problemen (oder positiv formuliert: den Herausforderungen) stellen wollen und können. Meistens siegen Neugier und Wissensdurst, die uns vorantreiben, und häufig haben wir schon einen Lösungsansatz im Kopf oder sehen das Ziel, nur der Weg dorthin fehlt.

Teilchenbeschleuniger bieten die Möglichkeit, einen Teil dieses Wissensdurstes zu stillen, beispielsweise wenn es darum geht, ein besseres Verständnis über den Aufbau der Materie auf (sub-) atomarer Ebene zu erlangen. In manchen Forschungsbereichen sind die Experimentiermöglichkeiten an den bestehenden Beschleunigern inzwischen ausgeschöpft, weil die für neue Experimente notwendige Energie beziehungsweise Intensität der beschleunigten Teilchen nicht erreicht werden kann. Dadurch entstehen immer wieder Ideen und Bauvorhaben neuer Beschleunigeranlagen (z.B. [1–4]).

Der Bereich der Beschleunigerphysik profitiert von der stetigen Weiterentwicklung der technischen Möglichkeiten. Gerade durch den Fortschritt in der Supraleitung gewinnt der Ansatz an Attraktivität, Energie-rückgewinnende Hochstrom-Elektronenbeschleuniger (energy recovery linear accelerator, ERL) zu planen und zu bauen.

Strahlverluste treten in jedem Beschleuniger auf und sind unvermeidbar. Verursacht werden sie insbesondere durch eine zu große transversale Aufstreuung oder longitudinale Ausdehnung des Elektronenstrahls im sechsdimensionalen Phasenraum, die nicht in die Beschleuniger-Akzeptanz passen. Diese ungewollten Anteile werden auch „Halo“ genannt (siehe Abschnitt 2.3).

Von besonderer Bedeutung gerade bei Hochstrom-Beschleunigern ist daher die Strahlqualität und die Minimierung von Strahlverlusten. Ein extremes Beispiel hierfür ist das ERL-Projekt in Cornell [5] mit einem geplanten mittleren Strom von 100 mA bei einer Energie von 5 GeV. Selbst ein scheinbar kleiner Strahlverlust von 10^{-4} entspräche einer Leistung von 50 kW, die unkontrolliert in Beschleunigerkomponenten deponiert würde. Die Erfahrungen am Elektronenbeschleuniger

1 Einleitung

Mainzer Mikrotron (MAMI) haben gezeigt, dass schon kleine permanente Verluste im Bereich von 10^{-4} selbst bei einer vergleichsweise niedrigen Energie von maximal 1.5 GeV und niedrigem mittlerem Strom von $100\text{ }\mu\text{A}$ mit einer deponierten Leistung von 15 W sehr unangenehm sind [6, 7]. Schädlich ist zum einen die auftretende Direktstrahlung, die bei Geräten zu Fehlfunktionen (beispielsweise Speicherfehler im EPROM, Erasable Programmable Read-Only Memory) führt, beziehungsweise Defekte verursacht. Zum anderen ist die nach Abschalten vorliegende remanente Radioaktivität für das Personal potentiell gefährlich [8]. Ein Verlust von 10^{-4} ist also bei weitem zu groß bei einem ERL.

Der Grundstein der Strahlqualität wird in einem Linearbeschleuniger durch die Elektronenquelle gelegt; sie definiert Brillanz und Emittanz des Elektronenstrahls.

Die Elektronenquelle im Sinne der Beschleuniger muss streng genommen in zwei Bereiche unterteilt werden: die Kathode und die physische Quellenkammer. Die Kathode ist der Teil, der freie Elektronen auch wirklich emittiert, während die Quellenkammer die Kathode beherbergt und den emittierten Elektronen durch ein Extraktionsfeld einen ersten Energieschub gibt und dafür sorgt, dass die Elektronen in den eigentlichen Beschleuniger gelangen. Je nach Bauform — beziehungsweise Quellentyp — kann auch die Elektronenquelle den Akzeptanz-Anforderungen unterliegen. Während eine Gleichspannungs-Elektronenquelle unempfindlich gegen die Emissionszeit der Elektronen aus der Kathode ist, können in einer hochfrequenten Elektronenquelle lange Emissionszeiten auch schon zu Strahlverlusten führen. Daher sollte bereits das Kathodenmaterial geeignete Emissionszeiten haben.

Diese Arbeit beschäftigt sich nach einigen theoretischen Grundlagen (Kapitel 2) mit der Untersuchung einer speziellen Untergruppe von Kathoden, der Halbleiter-Photokathode aus Galliumarsenid (GaAs), die durch den äußeren Photoeffekt mit Licht im Infraroten (IR) bis nahen Ultravioletten (UV) Elektronen freisetzen. GaAs hat sich seit vielen Jahren als Photokathodenmaterial bewährt, gerade weil es die Möglichkeit bietet, die für viele Experimente erforderlichen spinpolarisierten Elektronen bereitzustellen — vorausgesetzt, die Laserwellenlänge wird entsprechend der Bandstruktur des Kristalls gewählt. Zahlreiche Forschungsarbeiten (so beispielsweise in [9, 10]) haben bereits gezeigt, dass in diesem Bereich das Verhalten und die physikalischen Prozesse bei der Emission im Innern dieser Art von Photokathode hinreichend gut verstanden sind und sich durch ein Diffusionsmodell gut beschreiben lassen. Was aber passiert, wenn GaAs nicht an der Leitungsbandkante, sondern bei anderen Anregungsenergien betrieben wird? Diese Arbeit zeigt in ersten Messergebnissen der Pulsantwort bei der doppelten Anregungsenergie das Verhalten einer GaAs-Photokathode (Kapitel 4) und liefert in einer Erweiterung des bisherigen Modells einen Ansatz zur theoretischen und allgemeinen Beschreibung des beobachtbaren Verhaltens (Kapitel 5).

Verglichen werden die Messergebnisse mit den Ergebnissen der Pulsantwort einer Kalium-Cäsium-Antimonid-Photokathode (K_2CsSb) einer parallelen Arbeit

[11]. Gerade im Hinblick auf den Einsatz der Photokathode im Beschleuniger und den Anforderungen an Robustheit und Stromstärke gewinnt K_2CsSb immer mehr an Bedeutung. Zudem kann eine solche Photokathode als polykristalline Struktur relativ einfach hergestellt werden, ohne komplizierte Kristallstrukturen züchten zu müssen.

Ein Nachteil liegt allerdings in der Einschränkung der Experimentiermöglichkeiten, weil es vermutlich nicht möglich sein wird, spinpolarisierte Elektronen bereitzustellen.

Die Quellenkammer sorgt für die bestmögliche Nutzung der Photokathode mit ihren individuellen Eigenschaften im produktiven Einsatz eines Beschleunigers. Sie kann aber auch dafür verwendet werden, den tatsächlichen Einfluss der Energiebreite der emittierten Elektronen im Hinblick auf die Pulslänge genauer zu untersuchen. Im letzten Teil dieser Arbeit (Kapitel 6) wird das Design einer neuen Quellenkammer vorgestellt, die durch ein variables Extraktionsfeld bei einer fest vorgegebenen Endenergie beides leisten soll: die Untersuchung der Pulsantworten einer Photokathode und den produktiven Einsatz als Elektronenquelle in einem Beschleuniger.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 III-V-Halbleiter-Photokathoden

Die Vielfalt an Kathodenmaterialien für Elektronenbeschleuniger ist groß. Einen Überblick über die am häufigsten verwendeten Materialien mit den wichtigsten physikalischen Eigenschaften gibt Dowell 2010 [12]. Schon allein die Gruppe der Photokathoden — bereits 1963 von Sommer vorgestellt [13] — lässt sich in Metall- und Halbleiterphotokathoden untergliedern und bietet viele Möglichkeiten der Analyse ihrer verschiedenen Eigenschaften. In der vorliegenden Arbeit wird einen Typ aus der Gruppe der Halbleitermaterialien herausgegriffen: Photokathoden auf Basis von Galliumarsenid, einem direkten III-V-Halbleiter.

Neben den verschiedenen Untergruppen (wie beispielsweise Strain-Strukturen, Superlattice-Strukturen, Distributed Bragg Reflector-Strukturen, etc. [14, 15]) existiert auch eine einfache Struktur, der Volumen- oder Bulk-Kristall, der nur aus Gallium und Arsen aufgebaut ist und in dieser Arbeit ausschließlich verwendet wird. Dieser wird im Folgenden vorgestellt.

2.1.1 Kristalline Struktur von Galliumarsenid

Gallium und Arsen bilden jeweils für sich eine monokristalline Struktur aus, welche in beiden Fällen die gleiche Gitterkonstante a besitzt. Vier Atome bilden eine Elementarzelle. Galliumarsenid weist zwei ineinander verschachtelte kubisch-flächenzentrierte Gitter je einer Kristallsorte auf, die jeweils um ein Viertel der Raumdiagonalen einer Elementarzelle gegeneinander verschoben sind (siehe Abb. 2.1 links). Dadurch hat ein Galliumatom vier Arsenatome als direkte Nachbarn (und umgekehrt).

Die Anordnung dieser zweiatomigen Basis wird Zinkblendestruktur genannt. Bei 25 °C beträgt die Gitterkonstante eines undotierten Kristalls $a = 0.565\,33\text{ nm}$ [16]. Zur Vereinfachung wird die Gitterstruktur in den reziproken \vec{k} -Raum überführt. Bei diesem Übergang transformiert sich die Elementarzelle mit den Basisvektoren \vec{a}_1 , \vec{a}_2 und \vec{a}_3 und dem Volumen $\vec{a}_1 \cdot (\vec{a}_2 \times \vec{a}_3)$ über

$$\vec{b}_k = 2\pi \cdot \frac{\vec{a}_i \times \vec{a}_j}{\vec{a}_1 \cdot (\vec{a}_2 \times \vec{a}_3)} \quad i, j, k \text{ zyklisch,} \quad \text{und} \quad \vec{a}_i \vec{b}_i = 1 \quad (2.1)$$

in das reziproke Gitter mit den Basisvektoren \vec{b}_1 , \vec{b}_2 und \vec{b}_3 [17] mit der kubisch raumzentrierten Brillouin-Zone als Elementarzelle. Deren Zentrum bildet der Γ -

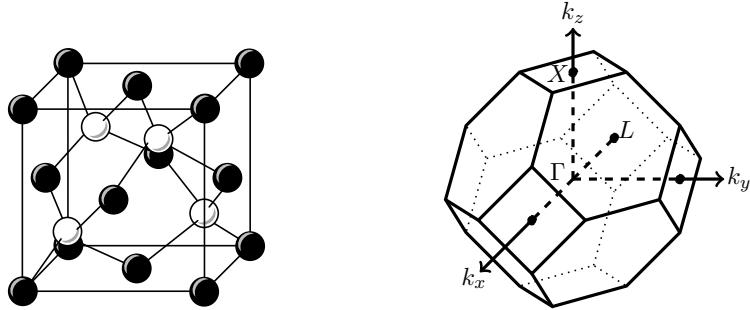


Abbildung 2.1:

Links: Kristall-Struktur von Galliumarsenid. In Schwarz sind die Galliumatome, in Weiß die Arsenatome dargestellt. Jeweils vier Atome einer Sorte umschließen jeweils eine Elementarzelle.

Rechts: Erste Brillouin-Zone der Zinkblendestruktur im reziproken Raum. Die Punkte L mit $\vec{k} = \frac{2\pi}{a} [\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2}]$ und X mit $\vec{k} = \frac{2\pi}{a} [1, 0, 0]$ sind die Grenzpunkte von Achsen hoher Symmetrie.

Punkt mit $\vec{k} = (0, 0, 0)$. Abbildung 2.1 zeigt rechts die erste Brillouin-Zone. Die Punkte L mit $\vec{k} = \frac{2\pi}{a} [\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2}]$ und X mit $\vec{k} = \frac{2\pi}{a} [1, 0, 0]$ sind die Grenzpunkte von Achsen hoher Symmetrie.

Bändermodell von Galliumarsenid

Ein Bändermodell dient zur Veranschaulichung der möglichen Energiezustände, die die Hüllelektronen innerhalb eines Festkörpers annehmen können. Die Bewegung der Elektronen wird durch die Wellenfunktionen $\Psi_{n,k}(\vec{r})$ beschrieben, die laut Bloch [18] der Form

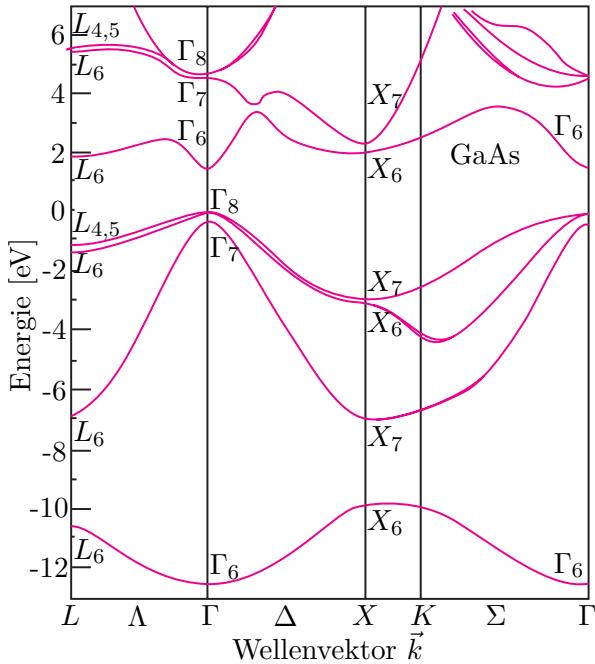
$$\Psi_{n,k}(\vec{r}) = u_{n,k}(\vec{r}) e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} \quad (2.2)$$

entsprechen müssen. Hier ist n die Quantenzahl, \vec{k} der Wellenvektor, \vec{r} der Ort und $u_{n,k}(\vec{r})$ die gitterperiodische Modulation. Die Lösung der stationären Schrödinger-Gleichung für freie Elektronen der Masse m im Potential V

$$\left(\frac{\hat{p}^2}{2m} + V \right) \Psi = E\Psi \quad \text{mit} \quad \hat{p} = \frac{\hbar}{i} \nabla \quad (2.3)$$

liefert in der Nähe von $\vec{k} = 0$ folgende Dispersionsbeziehung zwischen der Energie E und dem Wellenvektor \vec{k} eines gebundenen Elektrons in vereinfachter Form:

$$E = \frac{\hbar^2 \vec{k}^2}{2m^*}. \quad (2.4)$$


Abbildung 2.2:

Bandstruktur von Galliumarsenid entlang verschiedener Linien durch die erste Brillouin-Zone nach [19], entnommen aus [20].

In der Umgebung von $\vec{k} = 0$ unterscheidet sich die Dispersionsbeziehung eines gebundenen Elektrons von der eines freien Elektrons, was durch die effektive Masse m^* beschrieben wird.

Durch Überlagerung der Wellenfunktionen der Hüllenelektronen bilden sich das Valenzband (VB) und das Leitungsband (LB) aus, wobei die voll besetzten 4p-Zustände dem VB und die unbesetzten 5s-Zustände dem LB entsprechen. Diejenigen Energieintervalle, zu denen keine reellen Lösungen in Gleichung (2.4) für den Wellenvektor \vec{k} existieren, werden Bandlücke genannt.

Abbildung 2.2 zeigt die explizite Lösung von Gleichung (2.4) in einem $E\text{-}\vec{k}$ -Diagramm für GaAs unter zusätzlicher Berücksichtigung der Spin-Bahn-Kopplung. Durch die Spin-Bahn-Kopplung gehen die Wellenfunktionen erst bei einer Drehung um 4π wieder in sich über und die sechsfache Entartung nach dem Gesamtdrehimpuls wird aufgehoben. Daher wird hier die Drehgruppe um die Punktgruppen Γ_6 , Γ_7 und Γ_8 erweitert.

Γ_6 ($s_{1/2}$ -Zustand) beschreibt die LB-Unterkante, während sich die VB-Oberkante in zwei Energiezustände aufspaltet und mit Γ_7 ($p_{3/2}$ -Zustand) und Γ_8 ($p_{1/2}$ -Zustand)

beschrieben wird. An den Punkten hoher Symmetrie (L und X) bilden sich weitere Extrema aus. Durch die Abweichung der Dispersionsbeziehung eines gebundenen Elektrons vom freien Elektron kommt es auch zu einer Abweichung der Bänder von der Parabelform, wenn von den Punkten Γ , X und L entfernt liegende k -Werte beschrieben werden sollen.

GaAs gehört zur Gruppe der direkten Halbleiter, weil das Minimum des LB zentriert über dem Maximum des VB liegt. Die Breite der Bandlücke ergibt sich aus der Differenz zwischen den Energieniveaus von $E_{\text{LB}} = \Gamma_6$ und $E_{\text{VB}} = \Gamma_8$ bei Raumtemperatur

$$E_{\text{gap}} = E_{\text{LB}} - E_{\text{VB}} \approx 1.424 \text{ eV}, \quad (2.5)$$

während die Aufspaltung der p-Zustände (Γ_7 und Γ_8) im VB etwa 0.34 eV beträgt.

2.1.2 Elektronenaffinität von Photokathoden

Die Elektronenaffinität χ ist definiert als die Differenz zwischen dem Energieniveau der Vakuumenergie E_V und dem Energieniveau der Leitungsbandkante E_{LB} im Festkörper:

$$\chi = E_V - E_{\text{LB}} \quad (2.6)$$

Liegt das Vakuum-Energieniveau unterhalb des Energieniveaus der Leitungsbandunterkante, spricht man von negativer Elektronenaffinität (NEA, in Abb. 2.3 links), im umgekehrten Fall von positiver Elektronenaffinität (PEA, in Abb. 2.3 rechts).

Um χ für die beiden Fälle unterscheiden zu können, werden im Folgenden die jeweiligen Energien mit χ_{NEA} und χ_{PEA} bezeichnet.

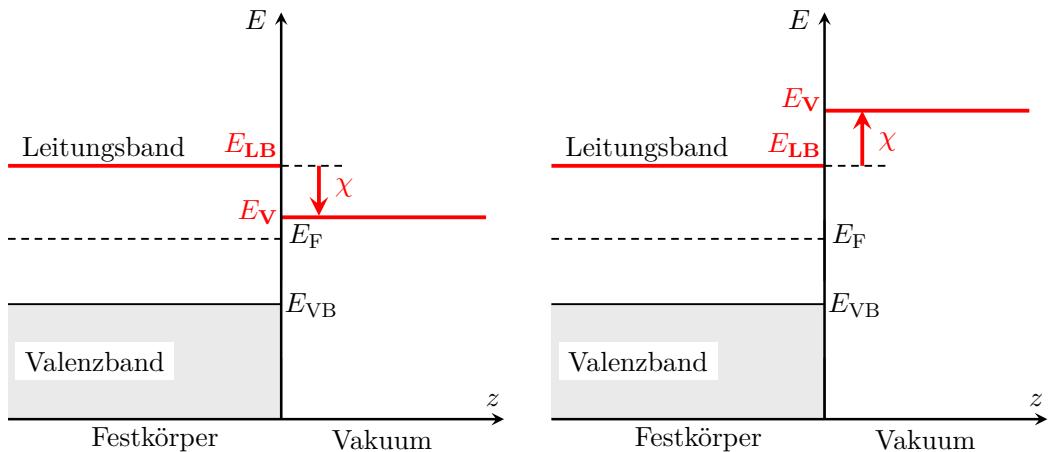


Abbildung 2.3:

Schematische Darstellung der Energieniveaus bei negativer Elektronenaffinität (links) und positiver Elektronenaffinität (rechts).

2.1.3 Dotierungseffekte

Um Einfluss auf die Energieniveaus der Bänder im Kristall zu nehmen, können gezielt Fremdatome anderer Ordnungszahl und damit einer anderen Anzahl an Hüllenelektronen als Störstellen in den Kristall eingebracht werden (Dotierung). In Abhängigkeit von der Zahl der freien Hüllenelektronen des Fremdelements wird zwischen p-Dotierung und n-Dotierung unterschieden. Existieren mehr freie Elektronen, als für die vollständige Kristallbindung benötigt werden, kommt es zu einem Elektronenüberschuss der Bindungselektronen und man spricht von einer n-Dotierung. Fehlen dagegen Elektronen für die Kristallbindung, herrscht ein Elektronendefizit und man spricht von einem p-dotierten Halbleiter. Im Rahmen dieser Arbeit ist nur die p-Dotierung von Bedeutung. Häufig verwendete Elemente sind hier beispielsweise Beryllium, Chrom oder Zink mit Dotierungs-Leveln zwischen $1.5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ und $3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ [21].

Eine wichtige Größe ist die Austrittsarbeit Φ , die sich aus der Differenz der Vakuumenergie E_V und der Fermi-Energie E_F ergibt.

$$\Phi = E_V - E_F. \quad (2.7)$$

Die Fermi-Energie ist als die höchste Energie definiert, die ein Elektron annehmen kann, wenn sich der gesamte Kristall in seinem Grundzustand befindet, und ergibt sich ebenfalls aus der Dispersionsrelation nach Gleichung (2.4).

Abbildung 2.4 zeigt schematisch den Unterschied zwischen einem undotierten (links) und einem p-dotierten (rechts) Kristall. Im undotierten Kristall sind die Energieniveaus von Valenzband und Leitungsband konstant durch den gesamten Kristall bis zur Oberfläche. Die Lage des Ferminiveaus entspricht dabei in der Regel der halben Bandlücke, und durch die Lage des Vakuumniveaus ergibt sich für die Austrittsarbeit $\Phi = 5.5 \text{ eV}$, für die Affinität $\chi = 4.8 \text{ eV}$ im Fall von undotiertem GaAs [13]. Weil die oberste Atomlage im Kristall in eine Richtung keine direkten Nachbarn mehr hat, bilden sich hier Oberflächenzustände, die sich nahe am Ferminiveau ansiedeln.

Das Einbringen von Störstellen in den Kristall bewirkt eine Änderung der Halbleiterbandstruktur. Durch die zusätzlich möglichen Zustände bildet sich bei der Überlagerung der Wellenfunktionen ein Störstellenniveau zwischen VB und LB aus. Aus Sicht des Valenzbandes bildet nun das Störstellenniveau den Gegenpart für die Lage des Ferminiveaus, und es rutscht in die Mitte zwischen VB und Störstellenniveau. Weil Φ konstant bleibt, folgt auch die Lage des Vakuumenergieniveaus dem Ferminiveau. Die Änderung der Anzahl der freien Ladungsträger im oberflächennahen Bereich hat Einfluss auf die relative Lage der Vakuumenergie, und es kommt zu einer Verformung der Bandstruktur, der sogenannten Bandbiegungszone (BBR, band bending region). Die Breite b_{BBR} der BBR kann in Abhängigkeit der Konzentration

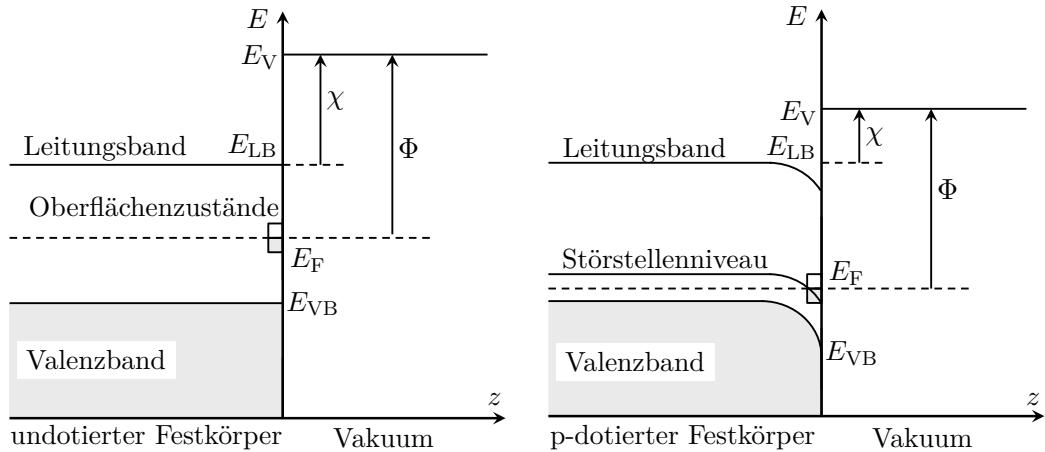


Abbildung 2.4:

Durch den Abbruch des Kristallgitters und das Fehlen direkter Bindungspartner bilden sich an der Kristalloberfläche Oberflächenzustände in unmittelbarer Nähe des Fermiplateaus aus. χ bezeichnet die Affinität und Φ die Austrittsarbeit.

Links: Energieschema im undotierten Halbleiter. Das Fermiplateau liegt in der Regel mittig zwischen Valenzband und Leitungsband.

Rechts: Energieschema im p-dotierten Halbleiter. Durch das Einbringen von Störstellen bildet sich zwischen Valenzband und Leitungsband das Störstellenniveau aus. Das Fermiplateau „rutscht“ in die Mitte zwischen Valenzband und Störstellenniveau. Durch den Elektronenmangel kommt es an der Oberfläche im Kristallinnern zur Bandverbiegung.

[p] der p-Dotierungsatome durch

$$b_{\text{BBR}} = \sqrt{\frac{\epsilon \epsilon_0 E_{\text{BBR}}}{2\pi e^2 [p]}} \quad (2.8)$$

abgeschätzt werden. Hier ist ϵ die statische Dielektrizitätskonstante, ϵ_0 die elektrische Feldkonstante, E_{BBR} die Größe der Bandverbiegung und e die Elektronenladung [22].

Eine p-Dotierung führt zu einem Elektronenmangel. Dadurch bildet sich das Störstellenniveau dicht an der VB-Kante und die Fermi-Energie liegt somit tiefer als im undotierten Kristall. Für die Oberflächenzustände folgt daraus, dass diese energetisch dichter am VB liegen, sodass das Erreichen einer negativen Elektronenaffinität leichter möglich ist. An der Kristalloberfläche macht sich das Elektronendefizit dadurch bemerkbar, dass sich die Bänder in der BBR nach unten biegen und somit die Vakuumenergie vom Innern des Kristalls aus gesehen abgesenkt wird (siehe Abb. 2.4 rechts). Ein typischer Wert bei einem hohen Dotierungsgrad ist die halbe Bandlücke ($E_{\text{BBR}} \approx E_{\text{gap}}/2$), um den sich auch die Affinität verringert, die damit bei etwa $\chi = 4.1 \text{ eV}$ liegt.

Jede Dotierung beeinflusst die Beweglichkeit der Elektronen im Kristall, sodass niedrige p-Dotierungsgrade günstiger für die Beweglichkeit sind. Allerdings ist dies problematisch für die Austrittswahrscheinlichkeit, die abhängig von der Breite der BBR ist, und für die Emission spinpolarisierter Elektronen (siehe Abschnitt 2.2.1).

Optimal ist daher eine Gradientendotierung, bei der im einfachsten Fall ein Großteil des Kristalls eine niedrige Dotierungskonzentration (in der Größenordnung von 10^{17} cm^{-3}) aufweist, während der Oberflächenbereich hoch dotiert (10^{19} cm^{-3}) wird [23, 24]. Im Rahmen dieser Arbeit spielt das Erreichen einer hohen Spinpolarisation keine Rolle, sodass nur eine Kathode homogener Dotierung zum Einsatz kommt.

2.1.4 Erzeugung einer negativen Elektronenaffinität

Voraussetzung für das Erreichen einer NEA ist eine hohe p-Dotierung im Bereich von $10^{17} - 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Die nach außen elektrisch neutralen Photokathoden besitzen von Natur aus eine PEA mit einem positiv geladenen Bereich an der Kristalloberfläche. Spicer beschreibt, wie dieser Dipol-Zustand durch das Aufbringen von Cäsium (Cs) und Sauerstoff (O_2) verstärkt werden kann [25]:

Beim Aufdampfen von Cs-Atomen wird das 6s-Valenzelektron von der positiv geladenen Kristalloberfläche angezogen. Dadurch wird inneratomar ein Dipol ausgebildet und innerhalb einer Atomlage aus Cäsium entsteht so ein elektrisches Feld. Bei der Zugabe von O_2 bilden sich (Cs,O)-Verbindungen, die den Effekt des elektrischen Feldes weiter verstärken und so das Vakuumniveau gegenüber der Leitungsbandunterkante so weit reduzieren, bis sich eine NEA einstellt. Hierfür reichen wenige Monolagen (Cs,O) aus [26]. Ein typischer Wert für die NEA ist $\chi_{\text{NEA}} = -200 \text{ meV}$. Durch das Absenken des Vakuumniveaus verringert sich die Austrittsarbeit auf etwa $\Phi = 1.2 \text{ eV}$.

Das Aufdampfen von (Cs,O) wird Aktivierung¹ genannt und ist der letzte vorbereitende Schritt für den Einsatz in einer Elektronenquelle. Der Effekt der amorphen (Cs,O)-Schicht nimmt mit der Zeit ab, was mehrere Ursachen haben kann: Da Cäsium sehr reaktiv ist und mit Restgasatomen und -molekülen reagieren kann [27, 28], ist eine Grundvoraussetzung mindestens das Ultrahochvakuum (UHV) im Bereich von wenigen 10^{-12} mbar . Darüber hinaus kann auch der einstrahlende Laser lokal die Schicht durch starkes Erhitzen beschädigen oder sogar ganz zerstören [29]; dies jedoch erst bei mittleren Laserleistungen, die um viele Größenordnungen über den in dieser Arbeit verwendeten liegen.

¹Vor einer Aktivierung muss die Kristalloberfläche gereinigt werden. Dafür wird sie bei 580°C ausgeheizt und anschließend abkühlen gelassen. Den gesamten Prozess bezeichnen wir als „Präparation“.

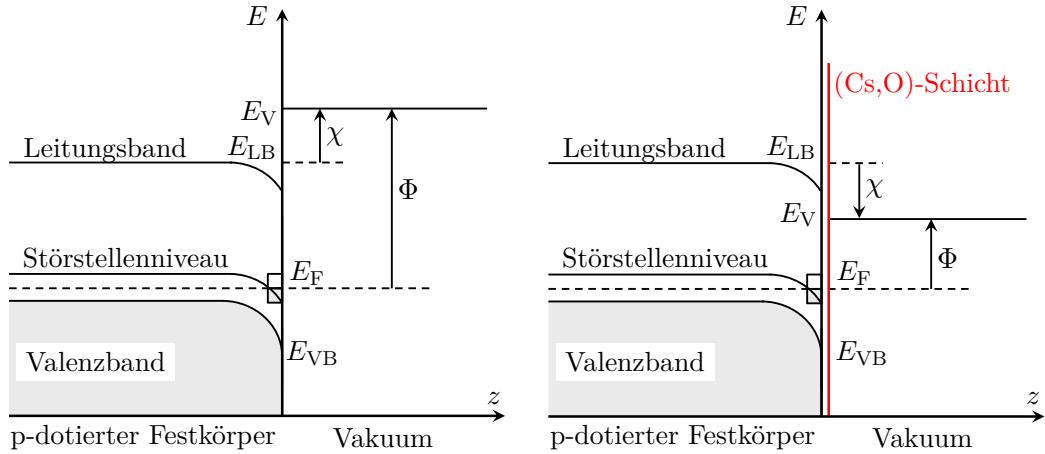


Abbildung 2.5:

Links: Energieschema im p-dotierten Halbleiter mit positiver Elektronenaffinität.

Rechts: Energieschema im p-dotierten Halbleiter mit negativer Elektronenaffinität. Durch Aufbringen einer (Cs,O)-Schicht wird das Vakuumenergieniveau gegenüber dem Leitungsbandniveau abgesenkt.

2.2 Photoemission aus III-V-Halbleitern

Die Photoemission beruht auf dem photoelektrischen Prozess, bei dem in einem Festkörper ein Photon von einem Elektron absorbiert und das Elektron aus seinem Grundzustand in einen höheren Zustand angeregt wird. Um das Elektron ganz aus dem Festkörper zu befreien, muss die Photonenergie E_γ mindestens der Austrittsarbeit Φ entsprechen; um das Elektron in höhere Zustände innerhalb des Festkörpers zu heben, muss E_γ mindestens der Bandlücke E_{gap} des Festkörpers entsprechen.

Die Austrittsarbeit von p-dotiertem GaAs liegt bei $\Phi = 4.1 \text{ eV}$. Weil GaAs-Photokathoden aber durch ihre innere Struktur (siehe Abb. 2.6) die Möglichkeit bieten, spinpolarisierte Elektronen bei einer Anregung nahe der Bandkante im Bereich von $1.45 - 1.6 \text{ eV}$ zu erzeugen, werden Photoemissionsquellen mit GaAs-Photokathoden in der Beschleunigeranwendung in der Regel im infraroten Wellenlängenbereich von rund 800 nm betrieben. Somit reicht die Anregungsenergie nicht aus, um Elektronen ohne Maßnahmen zur Absenkung der Austrittsarbeit durch Erreichen einer NEA zu emittieren.

Eine wichtige Kenngröße für die Qualität der Photokathode ist die Quantenausbeute ($QE(\lambda)$, quantum efficiency), die besagt, wie viele Elektronen N_{e^-} pro eingestrahltem Photon N_γ emittiert werden. Der Photostrom I_{photo} ist abhängig von der eingestrahlten Laserleistung P_{laser} und der Wellenlänge λ_{laser} . Daraus ergibt sich für die $QE(\lambda)$:

$$QE(\lambda) = \frac{N_{e^-}}{N_\gamma} = \frac{h \cdot c}{e} \cdot \frac{I_{\text{photo}}}{\lambda_{\text{laser}} \cdot P_{\text{laser}}}, \quad (2.9)$$

wo h das Planck'sche Wirkungsquantum, c die Lichtgeschwindigkeit und e die Elementarladung sind.

2.2.1 Drei-Stufen-Modell nach Spicer

Der Bereich eines Kristalls, in dem durch Absorption von Photonen Elektronen angeregt werden können, heißt aktive Zone. Im Falle eines Bulk bildet der gesamte Kristall die aktive Zone und hat dementsprechend die Dicke des Kristalls.

Adawi stellte 1964 den Photoemissionsprozess als eindimensionales und einstufiges Modell vor [30], und beschrieb alle beteiligten Prozesse durch entsprechende quantenmechanische Operatoren. Miller entwickelte dieses Modell 1997 für den eindimensionalen Fall weiter, und Karkare erweiterte es 2016 auf drei Dimensionen [31, 32]. Die Modellierung der quantenmechanischen Operatoren benötigt allerdings eine Vielzahl an freien Parametern.

Spicers Ansatz hingegen ist ein klassisches Modell, das nur einen freien Parameter, die Austrittswahrscheinlichkeit, benötigt. Er beschrieb bereits 1958 die Photoemission in einem dreistufigen Prozess [33]:

1. **Anregung** durch optisches Pumpen
2. **Transport** der Elektronen durch den Kristall zur Oberfläche
3. **Emission** der Elektronen durch die Energiebarriere (Elektronenaffinität) an der Kristalloberfläche ins Vakuum.

Wegen der kristallinen Beschaffenheit und des Absorptionsvermögens von Photonen erscheint Spicers Modell anschaulicher für die Beschreibung der Transportprozesse in GaAs und dient in dieser Arbeit als Grundlage für die physikalischen Modelle.

Anregung

Durch die optische Absorption eines Photons wird ein Elektron vom Grundzustand im Valenzband in einen angeregten Zustand im Leitungsband gehoben. Eine Anregung kann nur senkrecht vom Valenzband ins Leitungsband erfolgen.

Die Energie E_γ des Photons ist dabei von zentraler Bedeutung, um die Emission spinpolarisierter Elektronen zu ermöglichen. In Abschnitt 2.1.1 wurde die Bandstruktur von GaAs mit der Aufhebung der Entartung des 4p-Zustands vorgestellt. Bei einer Anregung nahe der Bandkante mit $E_\gamma \approx E_{\text{gap}} = 1.424 \text{ eV}$ ist energetisch nur

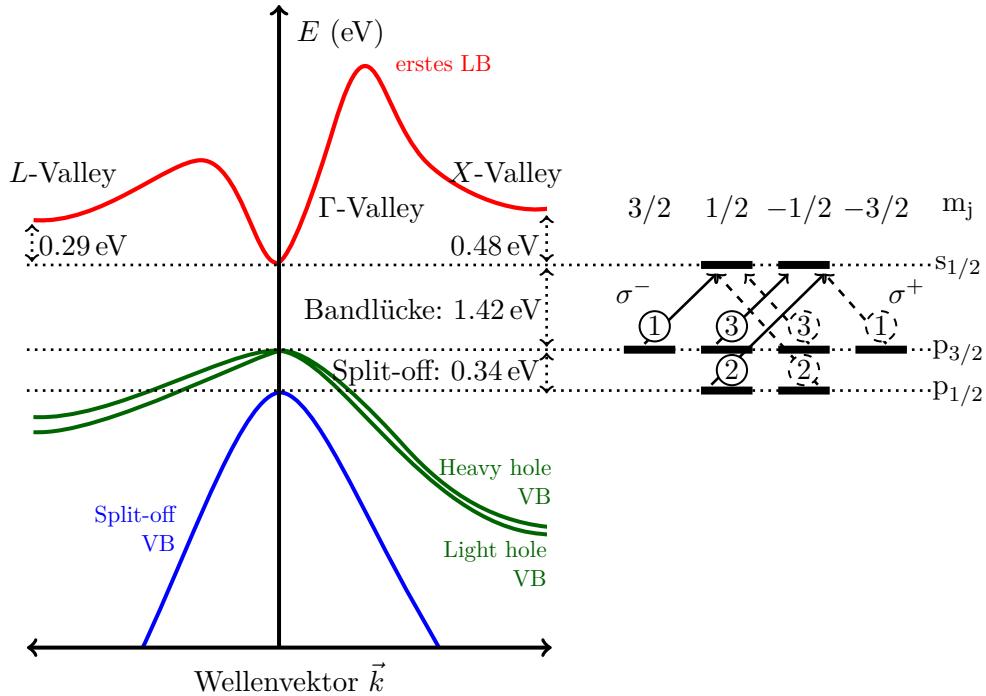


Abbildung 2.6:

Links: Reduziertes Banddiagramm von GaAs am Γ -Punkt bei Zimmertemperatur.
Rechts: Übergänge bei der Anregung an der Bandkante ($\lambda_{\text{laser}} \approx 800$ nm). Die vollen Pfeile symbolisieren die Übergänge bei σ^- -Anregung, die gestrichelten bei σ^+ -Anregung. Die Nummern geben die Wichtung der Übergangswahrscheinlichkeiten an.

ein Übergang von Γ_7 respektive Γ_8 im Valenzband nach Γ_6 als niedrigstem Zustand im Leitungsband möglich. Erfolgt die Anregung zusätzlich mit zirkularpolarisiertem Licht (σ^+ , σ^-), erlauben die Auswahlregeln für die magnetische Quantenzahl m_j nur Übergänge für $\Delta m_j = \pm 1$. Dadurch erhält der Elektronenspin eine entsprechende Vorzugsrichtung und eine Emission von spinpolarisierten Elektronen ist möglich.

Abbildung 2.6 zeigt die Zuordnung der Energiezustände am Γ -Punkt zum Termschema mit den zugehörigen Quantenzahlen des Gesamtdrehimpulses $j = l + s$, sowie den magnetischen Quantenzahlen m_j . Die Pfeile zeigen mögliche Übergänge für σ^+ -Licht (gestrichelte Pfeile) beziehungsweise σ^- -Licht (volle Pfeile) und die Ziffern deuten die Wichtung der Übergangswahrscheinlichkeit an.

Bei der Anregung mit höheren Photonenergien ($E_\gamma \geq 3$ eV) sind die Übergänge vom Valenzband ins Leitungsband nicht mehr auf den Bereich nahe dem Γ -Punkt beschränkt. Daher sollte hier der Ausschnitt des zu betrachtenden Bändermodells — insbesondere des ersten Leitungsbandes — erweitert werden. Neben dem Γ -Punkt bilden sich an den beiden Punkten L und X hoher Symmetrie Nebenminima aus.

Die drei Bereiche werden mit Γ -Valley, L -Valley und X -Valley bezeichnet (siehe Abb. 2.6).

Das L -Valley liegt energetisch 0.29 eV, das X -Valley 0.48 eV höher als das Γ -Valley. Beispielsweise reicht $E_\gamma = 3$ eV aus, um Elektronen nahe dem L -Punkt im VB direkt in die Nähe des L -Valley im LB anzuregen (siehe auch Abb. 2.2). Das X -Valley hingegen kann erst ab einer Anregungsenergie von $E_\gamma \geq 4.8$ eV direkt erreicht werden. Allerdings reicht auch $E_\gamma = 3$ eV aus, um Zustände in Richtung des Γ -Valley zu erreichen, die energetisch höher als das X -Valley liegen.

In diesem Bereich angeregte Zustände können nicht mehr als einfache $l + s$ -Zustände geschrieben werden, sodass die Argumentation bei einer Anregung an der Bandkante immer weniger korrekt wird, je höher die Photonenergie ist. Daher verschwindet die Spinpolarisation mit steigender Photonenergie.

Neben den energetischen Aspekten spielt auch die Verteilung der Anregungsorte beziehungsweise die Elektronendichte nach der Anregung in Bezug auf die Kristalloberfläche eine zentrale Rolle. Die Absorption wird durch den material- und energieabhängigen Absorptionskoeffizienten α durch das Lambert-Beersche Gesetz beschrieben: Die Intensität I_0 einer elektromagnetischen Welle nimmt beim Durchlaufen homogener Materie exponentiell ab.

$$I(z) = I_0 \cdot e^{-\alpha z} \quad \text{mit} \quad \alpha = \frac{4\pi n''}{\lambda} \quad (2.10)$$

Hier ist z der Ort, n'' der Betrag des Imaginärteils der Dielektrizitätskonstanten (=Extinktionskoeffizient) und λ die Wellenlänge der elektromagnetischen Welle im Vakuum.

Die Eindringtiefe entspricht dem reziproken Wert von α , und daraus ergibt sich direkt die Verteilung der Anregungsorte im Kristall. Die mittlere zurückzulegende Wegstrecke folgt also aus der Energieabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten $\alpha(E_\gamma)$ beziehungsweise $\alpha(\lambda)$.

Transport

Die mittlere Lebensdauer (Rekombinationszeit) eines angeregten Elektrons im Leitungsband liegt für die hier vorliegenden hohen Dotierungsgrade bei etwa 150 – 600 ps [34, 35], bevor es mit einem Loch im Valenzband rekombiniert. Ein angeregtes Elektron besitzt eine gewisse kinetische Energie und damit einen Impuls. Im Leitungsband ist ein Elektron nicht mehr allein an sein Ursprungsatom gebunden, sondern kann sich frei bewegen. Nach der Anregung hat ein Elektron das Bestreben, möglichst schnell überschüssige Energie durch Thermalisation abzubauen, um tieferliegende Energiezustände (Γ -Valley, L -Valley, X -Valley im ersten Leistungsband, siehe Abb. 2.6) durch Intrabandübergänge und damit ein quasi-thermisches Gleichgewicht der mittleren kinetischen Energie $E_{\text{kin}} = \frac{3}{2}k_B T_{e^-}$ zu erreichen (hier ist k_B

die Boltzmann-Konstante und T_{e^-} die Temperatur des Elektronen-Ensembles). Bei der Thermalisation kann der Energieübertrag und die Bewegung vom Ursprungsort durch folgende Effekte verursacht werden:

- **Phononwechselwirkung**

Die Wechselwirkung mit Phononen ist stark temperaturabhängig. Es kann elastische und inelastische Streuung stattfinden.

- **Elektron-Elektron-Wechselwirkung**

Durch elastische oder inelastische Streuung an anderen Elektronen ist eine Richtungsänderung und ein Energieübertrag möglich.

- **Coulomb-Streuung an den Akzeptoren**

Ein wesentlicher Streueffekt ist die Coulomb-Streuung an den Akzeptoren, auch Bir-Aronov-Pikus-Effekt (BAP-Effekt) genannt, der auch zur Depolarisation führen kann [36, 37]. Anders als die Phononstreuung ist dieser Effekt nicht temperaturabhängig.

Mit einer oberen Grenze von etwa 1 ps [38] ist die Thermalisation kurz gegen die Rekombination. Weil sich das thermalisierte Elektron mit der mittleren Geschwindigkeit

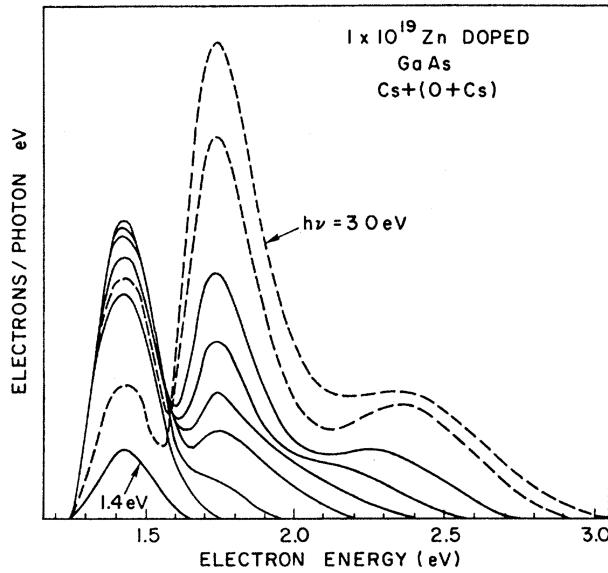
$$\bar{v} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{2k_B T}{m^*}} \quad \text{mit} \quad m^* \approx \left(\frac{1}{m} + \frac{2P^2}{m^2 E_0} \right)^{-1} \quad (2.11)$$

im Leitungsband bewegt, erfolgt der größte Anteil des Transportprozesses durch die Diffusion und wird in Abschnitt 2.2.2 beschrieben. In Gleichung (2.11) ist k_B die Boltzmann-Konstante, T die absolute Temperatur, P der Realteil des Matrixelements des Impulsoperators, m die Elektronenmasse und E_0 die Elektronenenergie. Die effektive Masse des Elektrons im Valenzband am Γ -Punkt wird in der Literatur mit $m^* \approx 0.067m$ angegeben [20].

Emission

Ist die kinetische Energie eines Elektrons unmittelbar an der Kristalloberfläche größer als die Vakuumenergie eines freien Elektrons, kann es aus dem Kristall entfliehen. Während sich ein Elektron im Kristall durch die Gitterperiodizität durch die Bloch-Wellenfunktionen beschreiben lässt, wird ein Elektron im Vakuum durch die Wellenfunktion eines freien Teilchens beschrieben. Bei der Emission wird dann die Bloch-Wellenfunktion in die eines freien Elektrons überführt. Weil dieser Übergang mit dem Durchtunnen einer Potentialbarriere vergleichbar ist, wird dieser Schritt häufig als solcher bezeichnet.

Abbildung 2.7 zeigt ein von James und Moll 1969 experimentell aufgenommenes Energiespektrum von photoemittierten Elektronen für Anregungsenergien zwischen


Abbildung 2.7:

Energiespektrum für Anregungsenergien zwischen $E_\gamma = 1.4 \text{ eV}$ und 3 eV , entnommen aus [39]. Die gestrichelten Kurven entsprechen den Anregungsenergien von 2.8 eV und 3.0 eV .

$E_\gamma = 1.4 \text{ eV}$ und 3 eV [39]. Im niedrigen Anregungsbereich nahe der Bandkantenenergie ($E_\gamma = 1.4 - 1.6 \text{ eV}$) ist der Energieüberschuss gegenüber E_{gap} klarer Weise klein. Die nach der Anregung thermalisierten Elektronen werden aus dem Γ -Valley emittiert, und das Emissionsspektrum zeigt sich in einer Normalverteilung mit der Breite der NEA.

Je größer die Anregungsenergie wird, desto breiter wird das Emissionsspektrum und desto stärker weicht es von einer einfachen Normalverteilung ab. Es bilden sich zunehmend zwei Maxima (bei etwa 1.4 eV und etwa 1.8 eV). Beim Vergleich des Energiespektrums mit der Bandstruktur wird schnell deutlich, dass die beiden Maxima in Abb. 2.7 dem Γ -Valley und dem X -Valley entsprechen. Ab einer Anregungsenergie von 2.8 eV dominiert das höherenergetische Maximum, was vermuten lässt, dass der Energieüberschuss ausreicht, um Elektronen ins zweite Leitungsband anzuregen.

Weil der Absorptionskoeffizient $\alpha(\lambda)$ energieabhängig ist (Gleichung (2.10)), sinkt die Eindringtiefe mit steigender Anregungsenergie. Damit steigt die Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron noch vor der vollständigen Thermalisation emittiert wird.

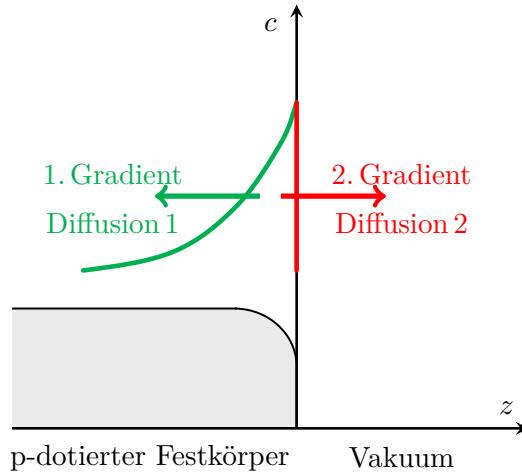


Abbildung 2.8:

Konzentrationsverteilung c der Elektronen nach der Anregung. In Grün ist der Konzentrationsgradient durch das Absorptionsprofil dargestellt, in Rot der Konzentrationsgradient an der Kristalloberfläche. Die Pfeile geben die jeweilige Richtung der Diffusionsbewegung an.

2.2.2 Diffusion in III-V-Halbleitern

Die Thermalisation ist mit etwa 1 ps kurz gegen die Rekombinationszeit von 150 – 600 ps, sodass neben der Thermalisation noch ein weiterer Transportprozess zum Tragen kommt: In einem stark p-dotierten Festkörper existieren außer den photoinduzierten Elektronen quasi keine freien Elektronen im Leitungsband. Ist der Kristall keinen äußeren Kräften ausgesetzt, versucht er, durch Diffusion ein Konzentrationsgleichgewicht wiederherzustellen.

Durch das Absorptionsprofil existieren zu Anfang zwei Konzentrationsgradienten (siehe Abb. 2.8). Der erste Gradient (Grün) fällt exponentiell ins Kristallinnere hin ab, sodass die Elektronen zunächst das Bestreben haben, dem Gradienten dorthin zu folgen. Allerdings ist das nur möglich, sofern sie sich nicht in der BBR aufhalten. Der zweite Gradient (Rot) hingegen fällt sprungartig von der Kristalloberfläche zum Vakuum hin ab und führt in einer NEA-Photokathode zur Emission der Elektronen, die an der Oberfläche erscheinen.

Nun existieren unterschiedliche Herangehensweisen, die Elektronenbewegung im Festkörper zu beschreiben. Eine Möglichkeit ist eine Monte Carlo-Simulation auf der Basis von Streuwahrscheinlichkeiten beziehungsweise Wirkungsquerschnitten (z.B. [40]). Die klassische Physik hingegen bietet hier die Diffusionsgleichung und wird in dieser Arbeit als Grundlage verwendet. Die Diffusionsgleichung ist eine extreme Näherung der Boltzmann-Gleichung unter der Annahme, dass alle Streuprozesse

elastisch und isotrop sind. Zudem ist die mittlere freie Weglänge klein gegen die Dicke des Kristalls, und die mittlere Zahl von Streuungen eines Elektrons ist groß gegen 1. Es sei hier angemerkt, dass diese Annahme bei einer Anregungsenergie von $E_\gamma = 3.1 \text{ eV}$ (und höher) nur noch bedingt zutreffend ist.

Schon Spicer [41] beschreibt die Elektronenkonzentration $c(r, t)$ am Ort r zur Zeit t durch eine Diffusionsgleichung mit drei Termen der Form

$$\frac{\partial c(r, t)}{\partial t} = g(r, t) - \frac{1}{\tau_{\text{rec}}} c(r, t) + D \nabla^2 c(r, t). \quad (2.12)$$

Der erste Term $g(r, t)$, der „Generationsterm“, beschreibt die Anregung der Elektronen ins Leitungsband:

$$g(r, t) = \alpha I_0 (1 - R) e^{-\left(\frac{t-t_0}{\tau_0}\right)^2} e^{-\alpha z} \quad (2.13)$$

Hier sind I_0 die Anregungsintensität, τ_0 die Dauer des gaußförmigen Lichtpulses, R der Anteil, der durch die Reflexion an der Oberfläche verlorengehenen Photonen und z der Ort der Anregung. Für unsere Experimente mit infinitesimal kurzen Laserpulsen zur Anregung, die im Experiment in der Vergangenheit lagen, setzen wir $g(r, t) \equiv 0$.

Der zweite Term $\frac{1}{\tau_{\text{rec}}} c(r, t)$ in Gleichung (2.12), der „Lebensdauerterm“, beschreibt die Rekombination von LB-Elektronen mit VB-Löchern; der dritte Term $D \nabla^2 c(r, t)$, der „Diffusionsterm“, beschreibt die Teilchenbewegung mit der Diffusionskonstanten D .

Über die Einstein-Relation steht D in einem linearen Zusammenhang mit der messbaren Elektronenbeweglichkeit μ [42, 43], sowie der Boltzmannkonstanten k_B und der absoluten Temperatur T :

$$D = \frac{\mu k_B T}{e} \quad (2.14)$$

In einer einfachen Näherung kann der Transportprozess allein durch die mittlere freie Weglänge \bar{x} beschrieben werden und steht mit D und der mittleren quadratischen Geschwindigkeit \bar{v} des thermalisierten Elektrons in einem einfachen Zusammenhang:

$$\bar{x} = \frac{3D}{\bar{v}} \quad (2.15)$$

Aus den Gleichungen (2.14) und (2.15) folgen für GaAs-Kathoden mittlere freie Wegstrecken von $\bar{x} = 30 - 55 \text{ nm}$ in Abhängigkeit des Dotierungsgrads.

Die Diffusionslänge L_D beschreibt die mittlere Wegstrecke, die ein Elektron bis zur Rekombination (Lebensdauer τ_{rec}) zurücklegt, und steht über

$$L_D^2 = D \cdot \tau_{\text{rec}} \quad (2.16)$$

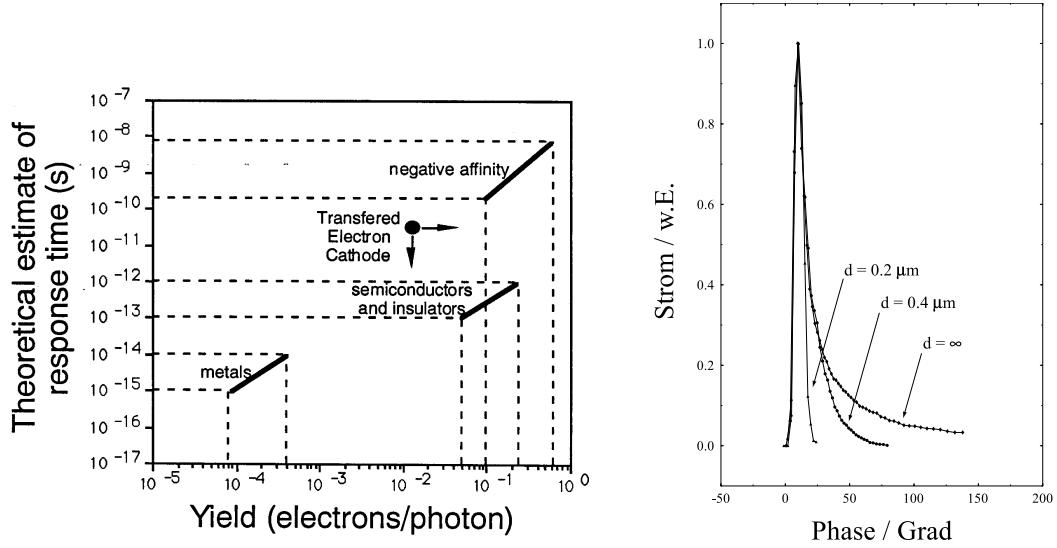


Abbildung 2.9:

Links: Abgeschätzte Antwortzeiten unterschiedlicher Typen von Photokathoden nach Spicer, entnommen aus [41]. In dieser Arbeit ist der Bereich „negative affinity“ von Interesse.

Rechts: Messergebnisse von Pulsantworten aus unterschiedlich dicken GaAs-Photokathoden, entnommen aus [44]. Über den Skalierungsfaktor $1^\circ \equiv 1.134 \text{ ps}$ ist direkt eine Umrechnung in eine Zeitskala möglich.

mit der Diffusionskonstanten in direktem Zusammenhang. Spicer schätzt die Antwortzeit einer GaAs-Photokathode über die Rekombinationszeit τ_{rec} mit $0.2 - 2 \text{ ns}$ ab (siehe Abb. 2.9 links). Hartmann bestätigte 1996 mit seinen Messungen der Pulsantwort aus verschiedenen dicken GaAs-Photokathoden (in der Abbildung rechts), dass Spicers Annahme von 200 ps für sehr dicke Photokathoden zutreffend ist [9]. Allerdings sah Hartmann eine große Diskrepanz zwischen mittlerer Antwortzeit und Halbwertsbreite. Die Halbwertsbreite ist um mindestens zwei Größenordnungen kürzer als die Rekombinationszeit, und ist die Photokathode gegenüber der mittleren freien Weglänge der angeregten Elektronen nicht mehr unendlich dick, gilt Gleichung 2.16 nicht mehr [10].

Auf dieser Basis entwickelte Hartmann Spicers Diffusionsmodell weiter und brachte damit Modell und Messergebnisse bei einer Anregung von $\lambda_{\text{laser}} \approx 800 \text{ nm}$ gut in Einklang. Eine detaillierte Herleitung des Modells findet sich in [44] und [45] mit einer Weiterentwicklung in [10]. Hier seien nur die wesentlichen Punkte zusammengefasst.

Das Modell beruht auf der Annahme einer Platte (in der (x, y) -Ebene) mit endlicher Dicke d ; z ist die Bewegungsrichtung der Elektronen. Ausgegangen wird auch hier von Gleichung 2.12. Weil die Rekombinationszeit der Elektronen lang gegen die gemessenen Pulsdauern ist, wird der Lebensdauerterm $c(z, t)/\tau$ vernachlässigt.

Die Eindringtiefe ($\alpha^{-1}(800 \text{ nm}) \approx 1 \mu\text{m}$) des Lichts im Kristall ist klein gegen den Laserstrahldurchmesser ($d_{\text{laser}} \approx 150 \mu\text{m}$ FWHM), sodass die Diffusion in guter Näherung in einer Dimension betrachtet werden kann.

Die Generationsfunktion $g(z, t)$ wird in den Anfangsbedingungen unter der Annahme berücksichtigt, dass die Anregung in einer infinitesimal kurzen Zeit zur Zeit $t = 0$ erfolgt. Mit diesen Annahmen vereinfacht sich die Diffusionsgleichung zu

$$\frac{\partial}{\partial t} c(z, t) - \frac{1}{\tau_{\text{rec}}} c(z, t) - D \cdot \frac{\partial^2}{\partial z^2} c(z, t) = 0. \quad (2.17)$$

Mit einem Separationsansatz und den Randbedingungen hat die Diffusionsgleichung die allgemeine Lösung:

$$c(z, t) = \sum_{n=0}^{\infty} A_n \sin\left(\frac{n\pi}{d}z\right) e^{-\left(\frac{n\pi}{d}\right)^2 Dt} e^{-\frac{t}{\tau_{\text{rec}}}} \quad (2.18)$$

Aus der Anfangsbedingung $c(z, t = 0)$ lassen sich die Fourierkoeffizienten A_n bestimmen:

$$A_n = \frac{n^2 \pi \left[1 - (-1)^n \cdot e^{-\alpha d} \right]}{(\alpha d)^2 + (n\pi)^2} \quad (2.19)$$

Der emittierte Strom ist dann proportional zur Konzentrationsdichte $j(t)$ an der Stelle $z = 0$:

$$j(t) \propto \frac{d}{dz} c(z, t)|_{z=0} \propto \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cdot e^{-\left(\frac{n\pi}{d}\right)^2 Dt} \quad (2.20)$$

Die Antwortzeit einer Photokathode kann über zwei unterschiedliche Ansätze abgeschätzt werden. Zum einen kann die Varianz des emittierten Stroms $I(t)$ mit Hilfe seines zeitlichen Mittelwertes \bar{t} angenommen werden. Es gilt:

$$\bar{t} = \frac{\int_0^\infty I(t) \cdot t dt}{\int_0^\infty I(t) dt} \quad (2.21)$$

Daraus folgt für die Varianz σ_t :

$$(\sigma_t)^2 = \frac{\int_0^\infty I(t)(t - \bar{t})^2 dt}{\int_0^\infty I(t) dt} \quad (2.22)$$

Zum anderen kann das zeitliche Intervall t_{90} , bei dem 90 % der Elektronen eines Pulses emittiert wurden, als Antwortzeit angenommen werden.

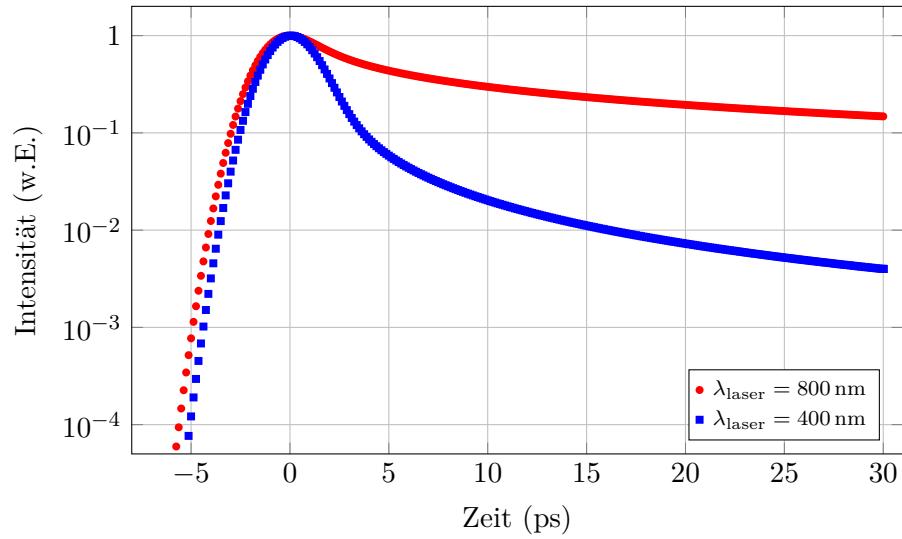


Abbildung 2.10:

Simulationsergebnisse bei $\lambda_{\text{laser}} = 800 \text{ nm}$ (rot) und $\lambda_{\text{laser}} = 400 \text{ nm}$ (blau) mit den Parametern $\alpha(800 \text{ nm}) = 0.8 \mu\text{m}^{-1}$ und $\alpha(400 \text{ nm}) = 67.1 \mu\text{m}^{-1}$, sowie der Diffusionskonstanten $D = 20 \text{ cm}^2/\text{s}$.

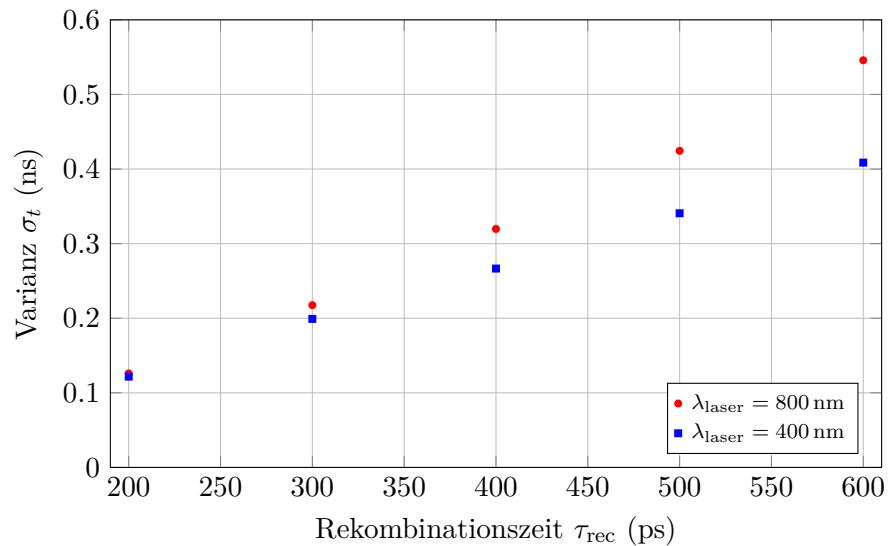


Abbildung 2.11:

Abschätzung der Antwortzeiten aus der Simulation durch die Berechnung der Varianz des emittierten Stroms.

Anwendung der Diffusion bei Galliumarsenid

Weil die späteren Messdaten die Faltung der Pulsantwort mit der Energieverteilung der emittierten Elektronen und dem transversalen gaußförmigen Strahlprofil bilden, zeigt Abb. 2.10 die zu erwartenden Pulsantworten einer Bulk-GaAs-Photokathode bei einer Anregungswellenlänge von $\lambda_{\text{laser}} = 800 \text{ nm} \Leftrightarrow E_{\gamma}(800 \text{ nm}) = 1.55 \text{ eV}$ (rot) und $\lambda_{\text{laser}} = 400 \text{ nm} \Leftrightarrow E_{\gamma}(400 \text{ nm}) = 3.1 \text{ eV}$ (blau). Gefaltet wurde die Pulsantwort mit einer Gauß-Funktion der Breite 2.3 ps FWHM. Aus der Literatur wurden die Absorptionskoeffizienten $\alpha(800 \text{ nm}) = 0.8 \mu\text{m}^{-1}$ und $\alpha(400 \text{ nm}) = 67.1 \mu\text{m}^{-1}$, sowie die Diffusionskonstante $D = 20 \text{ cm}^2/\text{s}$ übernommen [35, 46]. Wegen des deutlich größeren Absorptionskoeffizienten wird bei der 400 nm-Anregung ein schnellerer Intensitätsabfall und damit eine schnellere Pulsantwort erwartet als bei der 800 nm-Anregung. Im Bereich des Schwanzes² liegt die blaue Kurve etwa einen Faktor 20 unterhalb der roten Kurve.

Da es numerisch schwierig ist, unendliche Integrale zu lösen, werden zur Abschätzung der Antwortzeiten in den Gleichungen (2.21) und (2.22) als obere Integrationsgrenze ein Vielfaches der Rekombinationszeit τ_{rec} eingesetzt. Zusätzlich wird sich der Annahme bedient, dass nach einer Rekombinationszeit der emittierte Strom einer abfallenden Exponentialfunktion der Form $e^{-t/\tau_{\text{rec}}}$ folgt. Die resultierende Varianz bildet somit eine obere Grenze der wahren Antwortzeit.

Die Ergebnisse für beide anregenden Wellenlängen sind in Abb. 2.11 für verschiedene Rekombinationszeiten zwischen 200 ps und 600 ps gezeigt, bei denen jeweils eine Rekombinationszeit als Grenze für den Beginn des exponentiellen Abfalls gesetzt wurde. Wie zu erwarten — nach Spicers Aussage — steigt die Varianz und damit die Pulsantwort der Photokathode linear mit der Rekombinationszeit, allerdings in unterschiedlichem Maße in Abhängigkeit von der Anregungswellenlänge. Während die Varianz für beide Wellenlängen bei einer Rekombinationszeit von 200 ps annähernd gleich groß ist, unterscheidet sie sich für $\tau_{\text{rec}} = 600 \text{ ps}$ um etwa 0.15 ns.

2.3 Elektronenoptik in Teilchenbeschleunigern

Der Elektronenstrahl wird auf seinem Weg durch den Beschleuniger als Teilchenensemble (Elektronenpuls) im Phasenraum beschrieben. Der Phasenraum beschreibt dabei die Menge aller möglichen Zustände und setzt sich aus den drei Ortskoordinaten und den zugehörigen Impulsen zusammen [47]. Die Koordinaten und Impulse quer zur Flugrichtung heißen in der Beschleunigerphysik transversale Komponenten, diejenigen in Flugrichtung longitudinale Komponenten. Häufig wird die z -Komponente als Flugrichtung gewählt und die z -Achse definiert damit die

²Es hat sich eingebürgert, bei der Pulsantwort ab 5 ps vom Schwanz zu sprechen.

Sollbahn eines Sollteilchens.

In der Regel erfolgt der Energiegewinn in Elektronenbeschleunigern in Hochfrequenzstrukturen (HF-Strukturen), in denen das elektrische Feld longitudinal und das magnetische azimuthal zur Strahlachse verläuft. Im elektromagnetischen Wechselfeld der HF ist der Zeitpunkt, wann das Sollteilchen diese Struktur durchfliegt, besonders wichtig (siehe Abschnitt 2.3.3).

Nun hat in der Regel ein emittiertes Teilchenensemble sowohl transversal als auch longitudinal eine endliche räumliche Ausdehnung und schon während des Emissionsprozesses kann es zu Querimpulsen und einer Energieabweichung in Bezug auf das Sollteilchen kommen. Um dies anschaulich beschreiben zu können, wird jedes Teilchen im Ensemble durch das auf das Sollteilchen transformierte und mitbewegte Koordinatensystem beschrieben. Für den Ortsvektor \vec{r} im Phasenraum ergibt sich dann [48]:

$$\vec{r} = (x, x', y, y', \delta\varphi, \delta p)^T \quad (2.23)$$

Hier sind x und y die transversalen Ortsablagen, x' und y' die Winkelabweichung, die sich aus den Impulskomponenten über $x' = \frac{p_x}{p_z}$ und $y' = \frac{p_y}{p_z}$ ergeben, $\delta\varphi$ die Phasenabweichung in Bezug auf die HF-Phase und $\delta p = \frac{p - p_0}{p_0}$ die relative Impulsabweichung vom Sollimpuls p_0 .

2.3.1 Strahl-Emittanz

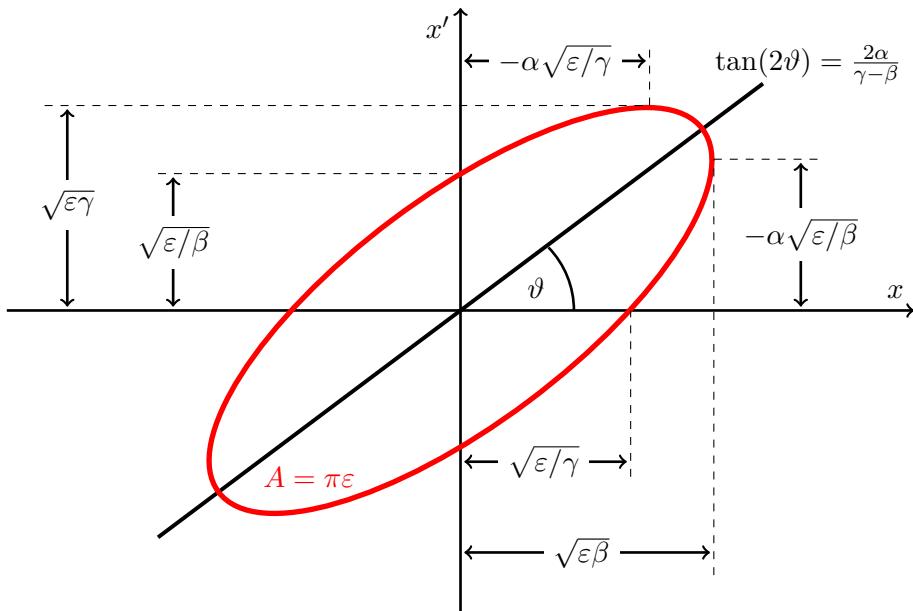
Die Emittanz bezeichnet das Volumen, das das Teilchenensemble im Phasenraum einnimmt, und lässt sich über das Produkt aus Winkelverteilung und Querschnittsfläche berechnen. Zerfällt die dreidimensionale Bewegungsgleichung in drei voneinander unabhängige Bewegungsgleichungen in den Koordinaten x , y und z , dann sind die drei Phasenräume voneinander entkoppelt und jeder für sich kann in einer zweidimensionalen Darstellung veranschaulicht werden. Transversal erfolgt die Darstellung im (x, x') -beziehungsweise (y, y') -Diagramm und longitudinal im $(\delta\varphi, \delta p_z)$ -Diagramm. Für ein rundes gaußförmiges Strahlprofil ergibt sich im transversalen Phasenraum eine elliptische Einhüllende (siehe Abb. 2.12), die Phasenraumellipse.

Analytisch lässt sich die Phasenraumellipse (beispielsweise in der (x, x') -Ebene) durch die Ellipsengleichung

$$\gamma x^2 + 2\alpha x x' + \beta x'^2 = \varepsilon \quad (2.24)$$

mit der Fläche $A = \pi\varepsilon$ beschreiben, wobei α , β und γ die Twissparameter [49] sind und der Bedingung $\beta\gamma - \alpha^2 = 1$ genügen. Sind $\sqrt{\langle x^2 \rangle}$ und $\sqrt{\langle x'^2 \rangle}$ die jeweiligen Standardabweichungen, gilt zudem $\sqrt{\langle x^2 \rangle} \equiv \sqrt{\beta\varepsilon}$, $\sqrt{\langle x'^2 \rangle} \equiv \sqrt{\gamma\varepsilon}$, sowie $\langle xx' \rangle \equiv -\alpha\varepsilon$. Damit gibt α die Korrelation zwischen x und x' an.

ε wird in der Beschleunigerphysik als Emittanz bezeichnet. Exzentrizität und Orientierung der Ellipse geben Aufschluss über die aktuellen Strahleigenschaften


Abbildung 2.12:

(x,x') -Phasenraumellipse. Markante Punkte und Abstände sind in Abhängigkeit der Twissparameter eingetragen.

(konvergent/divergent). Markante Punkte und Abstände sind in Abb. 2.12 in Abhängigkeit der Twissparameter eingetragen.

Die Emittanz ist eine Erhaltungsgröße nach dem Satz von Liouville, der besagt, dass das im Phasenraum eingeschlossene Volumen zeitlich konstant ist [48] — vorausgesetzt, es treten keine Raumladungseffekte oder nichtlineare Effekte wie beispielsweise eine Beschleunigung auf. Im Falle einer Beschleunigung kann allerdings auf die normierte Emittanz $\varepsilon_n = \left(\frac{p_0}{m_0 c}\right) \varepsilon$ mit dem Anfangsimpuls p_0 , der Anfangsmasse m_0 und der Lichtgeschwindigkeit c zurückgegriffen werden, und ε_n kann in guter Näherung als Erhaltungsgröße angenommen werden.

Die Strahl-Brillanz Ω ist ein weiteres Maß für die Qualität eines Teilchenstrahls. Sie verknüpft die Emittanz mit dem emittierten Strahlstrom I :

$$\Omega = \frac{I}{\varepsilon} \quad (2.25)$$

Daraus geht hervor, dass Ω bei sinkender Emittanz größer wird und damit die Strahlqualität zunimmt.

2.3.2 Bewegung geladener Teilchen im Magnetfeld

Die Flugbahn geladener Teilchen kann mit Hilfe von Magnetfeldern beeinflusst und kontrolliert werden. Die einfachste Form ist hier ein magnetischer Dipol, der als Ablenkmagnet eingesetzt werden kann.

Durchfliegt ein geladenes Teilchen der Masse m und der Ladung q mit der Geschwindigkeit \vec{v} ein Magnetfeld \vec{B} , so wirkt auf das Teilchen die Lorentzkraft \vec{F}_L

$$\vec{F}_L = q \cdot (\vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.26)$$

Steht der Impuls $\vec{p} = m\vec{v}$ des Teilchens senkrecht zu \vec{B} , resultiert aus der Lorentzkraft eine zeitliche Änderung des Teilchenimpulses ($\vec{F}_L = \dot{\vec{p}}$), und das Teilchen beschreibt eine Kreisbahn mit Radius r :

$$\frac{m \cdot v^2}{r} = q \cdot v \cdot B \quad (2.27)$$

Ist das Magnetfeld bei gegebenem Teilchenimpuls sehr groß, kann ein sehr kleiner Ablenkradius erreicht werden. Dies wird insbesondere bei einem sogenannten Alpha-Magneten ausgenutzt, bei dem eine Ablenkung um 270° erfolgt.

2.3.3 Strahl-Akzeptanz

Die Strahl-Akzeptanz ist die maximal zulässige Ausdehnung eines Teilchenensembles, um dieses Ensemble verlustfrei durch den Beschleuniger leiten zu können. Transversal wird der Strahl durch die Apertur des Strahlrohrs und der elektronenoptischen Elemente begrenzt, und es ist mit relativ einfachen Mitteln (wie zum Beispiel elektronenoptischen Linsen) möglich, die transversale Ausdehnung zu beschränken.

Anders ist es bei der longitudinalen Akzeptanz, die von der beschleunigenden HF vorgegeben wird. Durch die zeitliche Änderung des hochfrequenten elektromagnetischen Feldes sehen die Teilchen eines Ensembles in Abhängigkeit ihrer longitudinalen Position unterschiedliche HF-Feldkomponenten, und ihnen wird dementsprechend eine unterschiedliche Energie zugeführt. Weil sich die Richtung des HF-Feldes jeweils nach einer halben Periode umkehrt, können hier Teilchen sogar abgebremst werden. Die Folge wäre eine Energieverbreiterung des Teilchen-Ensembles, die sich bei jeder Beschleunigungsstrecke im Beschleuniger verstärken würde und zu extrem hohen Strahlverlusten führen kann. Eine sinnvolle Beschleunigung ist daher nur während eines kleinen Ausschnitts einer HF-Periode von etwa 2° Phase, der longitudinalen Akzeptanz [48], möglich und liegt üblicherweise je nach Beschleunigertyp und Frequenz der HF zwischen 2 ps und 10 ps. All diejenigen Teilchen eines Pulses, die außerhalb der Akzeptanz³ liegen, werden in der Beschleunigerphysik als Halo bezeichnet und gehen während des Beschleunigungsprozesses verloren.

³Im Folgenden wird unter Akzeptanz die longitudinale Akzeptanz verstanden.

Der Photoemissionsprozess führt zu einer Verteilung der Teilchen in ihrer Energie und Position in Bezug auf ein Sollteilchen. Diese Verteilungen sind keineswegs durch einfache mathematische Funktionen, wie beispielsweise eine Gaußfunktion, zu beschreiben (siehe Abschnitt 2.2.2). Bei einer gaußförmigen Verteilung fällt die Intensität nach einer genügenden Zahl von Halbwertsbreiten auf verschwindend kleine Werte ab; bei den Verteilungen der Photoemission ist dies in der Regel nicht der Fall. Während ein Kernbereich des Strahls durchaus gaußförmig sein kann, folgt diesem Kernbereich ein sich weit außerhalb der Akzeptanz erstreckender Halo.

Ein Verständnis des Entstehens des Halos durch den Photoemissionsprozess ist daher notwendig und wird in dieser Arbeit am Beispiel einer GaAs-Photokathode erläutert.

2.4 Bautypen von Photoemissionsquellen

Im Einsatz am Beschleuniger haben sich im Wesentlichen zwei Klassen von Photoemissionsquellen etabliert: die DC-Quelle („direct current“) und die hochfrequente Quelle, wobei sich letztere in die normalleitende RF-Quelle („radio frequency“) und die supraleitende SRF-Quelle („superconducting radio frequency“) untergliedert.

DC-Quelle

In der DC-Quelle liegt ein elektrostatisches Extraktionsfeld zwischen Photokathode und Anode an und ist vergleichbar mit einem einfachen Plattenkondensator. Die photoemittierten Elektronen werden entsprechend der anliegenden Spannung U auf die Energie

$$E = e \cdot U \quad (2.28)$$

beschleunigt. Das maximal mögliche elektrische Feld wird durch den Vakuumdurchbruch durch spontane Feldemission limitiert. Für Vakuumbedingungen im Bereich von 10^{-12} mbar ist hier eine Feldstärke von $20 - 40$ MV/m ein oberer Richtwert, allerdings zeigen Simulationsrechnungen geometrie- und materialbedingt an der Photokathode nur Feldstärken von maximal 15 MV/m [50], während im praktischen Betrieb sogar nur 5 MV/m erreicht werden.

Es existieren keine Beschränkungen auf eine maximal mögliche Pulslänge, sodass kontinuierlich Elektronen emittiert werden können. Um im weiteren Verlauf des Beschleunigers der Akzeptanzbedingung zu genügen, kommt in der Regel ein Chopper- und Buncher-System zum Einsatz. Der Chopper unterteilt den Elektronenstrahl in einzelne Elektronenpulse (Elektronenbunche), während der Buncher die Elektronenpulse auf die gewünschte Pulslänge komprimiert — sofern keine Raumladungseffekte bei hoher Pulsladung die Komprimierung verhindern [51].

RF- und SRF-Quelle

In einer (S)RF-Quelle sitzt die Photokathode innerhalb eines (supraleitenden) HF-Resonators, dessen elektrische Feldkomponente longitudinal zur Elektronenflugbahn steht. Ist E_0 das Maximum der elektrischen Feldkomponente und f die Frequenz der HF, dann lässt sich der zeitliche Energiegewinn $E(t)$ eines Elektrons wie folgt beschreiben:

$$E(t) \propto E_0 \cdot \cos(2\pi f \cdot t) \quad (2.29)$$

Durch das hochfrequente Wechselfeld können im Vergleich zur DC-Quelle höhere Feldstärken erreicht und damit Elektronen stärker auf einer vergleichbaren Strecke beschleunigt werden. Der Oberflächenwiderstand einer normalleitenden RF-Quelle ist der hauptsächlich limitierende Faktor für die maximale Feldstärke und damit der maximal möglichen Leistung im HF-Resonator. Je größer der Widerstand ist, desto mehr HF-Leistung wird deponiert und entsprechend erwärmt sich der Resonator. Werden Halbleiter-Photokathoden (beispielsweise Cäsiumtellurid, Cs_2Te) eingesetzt, liegen typische Feldstärken an der Kathode bei $35 - 41 \text{ MV/m}$ [52, 53]. Bei früheren Tests mit GaAs-Photokathoden konnten an der Kathodenoberfläche 87 MV/m erreicht werden [54], mit sehr robusten Metall-Photokathoden (häufig Kupfer) sind sogar bis zu 120 MV/m möglich [55].

In supraleitenden Strukturen verschwindet der Oberflächenwiderstand nahezu, und es können an der (Halbleiter-) Photokathode Feldstärken bis zu 35 MV/m erreicht werden [56]. Allerdings gibt es auch hier eine materialbedingte Limitierung, weil auch hier ein kleiner Anteil der HF-Leistung im Material deponiert werden und es zum Quenching kommen kann, d.h. der Supraleiter geht plötzlich durch Überschreiten der Sprungtemperatur vom supraleitenden in den normalleitenden Zustand über.

Im Gegensatz zur DC-Quelle unterliegen (S)RF-Quellen der Akzeptanzbedingung des HF-Feldes und erlauben daher nur Elektronenpulse, die von der Länge her der Akzeptanz genügen.

Primär unterscheiden sich die beiden hochfrequenten Quellen in ihrer Verwendung. Werden einzelne Pulse hoher Pulsladung benötigt, kommt in der Regel die RF-Quelle zum Einsatz. Soll dagegen ein (quasi) kontinuierlicher Strahl hoher Intensität, d.h. einzelne Elektronenpulse hoher Pulsladung mit der Repetitionsrate entsprechend der HF geliefert werden, kann dies nur von einer SRF-Quelle geleistet werden.

3 Experimenteller Aufbau

Der apparative Aufbau des Testquellenlabors „Polarisierte Kanone Test“ (PKAT) weist eine lange Historie seit der Einrichtung in den frühen 1990ern auf. Die ursprünglichen Experimente konzentrierten sich auf die Erforschung von NEA-Photokathoden, insbesondere zeitaufgelöste Messungen zur Bestimmung der Pulsantwort und der Polarisation. Die Weiterentwicklung der Beschleuniger hat jedoch immer weitere Fragestellungen aufgeworfen, was wegen der großen Flexibilität der PKAT-Anlage zu zahlreichen Umbauten und Verbesserungen in der jüngsten Vergangenheit (auch in zu dieser Arbeit parallelen Projekten, z.B. [57]) geführt hat.

In den folgenden Abschnitten wird das Messprinzip, die aktuelle PKAT-Anlage, sowie die Möglichkeiten der Datenerfassung beschrieben.

3.1 Messprinzipien

In Abschnitt 2.2.2 wurde gezeigt, dass die Halbwertsbreiten der Pulsantworten von (Cs,O)-GaAs-Photokathoden im Bereich weniger Pikosekunden liegen. Um eine Pulsantwort messen zu können, darf die Pulsladung eine obere Grenze von etwa 0.1 fC, was etwa 60 Elektronen pro Puls entspricht, nicht übersteigen, damit es durch Raumladungseffekte nicht zu einer Pulsvergrößerung kommt (siehe Abb. 3.1).

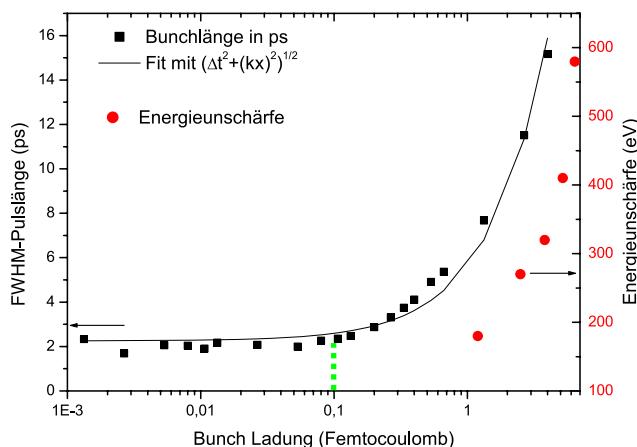


Abbildung 3.1:

Auswirkung der Raumladungseffekte auf die Pulslänge. Ausgegangen wird von einem emittierten Puls mit 1 ps Länge, der nach einer 4 m langen Strahlführung vermessen wurde, aus [22]. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Messungen etwa bei einer Pulsladung von 0.1 fC durchgeführt.

3 Experimenteller Aufbau

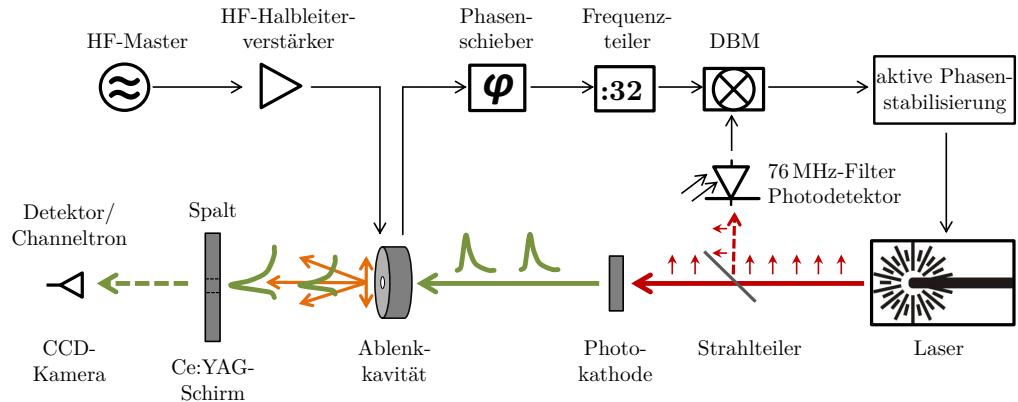


Abbildung 3.2:

Schematische Darstellung des Messprinzips: Durch einen synchron zur HF gepulsten Laser mit einer Repetitionsrate von 76 MHz werden Elektronenpulse erzeugt. In einer Ablenk-Kavität werden die Elektronenpulse von ihrer longitudinalen in eine transversale Form transformiert. Zur Datenerfassung gibt es zwei Möglichkeiten: 1. Optisch: Das Profil wird als Ganzes auf einem Ce:YAG-Schirm fotografiert. 2. Sampling-Verfahren: Der Strahl wird mit Hilfe eines Analysierspalts abgetastet und der transmittierte Strom mit einem Channeltron detektiert.

Darüberhinaus erlaubt der apparative Aufbau (siehe Abschnitt 3.2) keine Einzelpulsmessung, sondern nur über eine große Zahl einzelner Elektronenpulse, die synchron zu einer Samplingfrequenz von 76 MHz (entsprechend einem Pulsabstand von 13 ns) einlaufen. In Abschnitt 2.2 wurde gezeigt, dass die Halbwertsbreite einer Pulsantwort nur wenige Pikosekunden beträgt. Demzufolge bedarf es einer Messapparatur, die sowohl diese kurzen Reaktionszeiten als auch eine extrem hohe Empfindlichkeit für diese niedrigen resultierenden Ströme aufweist. Handelsübliche Elektronik sind mit Anstiegszeiten von einigen 100 ps (im besten Fall) schlichtweg zu langsam, um eine Pulsantwort direkt erfassen zu können. Durch die Transformation der longitudinalen in eine transversale Form mit Hilfe einer TM₁₁₀-Ablenk-Kavität ist es dennoch möglich, entsprechende Messungen durchzuführen. Wichtig hierfür ist, dass die Elektronenpulse synchron und phasenstabil zur Hochfrequenz erzeugt werden. Das Prinzip ist Abb. 3.2 skizziert.

Als Taktgeber dient der HF-Master von MAMI mit 2.449 GHz, dessen Ausgangssignal von einem Halbleiterverstärker verstärkt wird und die Ablenk-Kavität speist. Ein Referenzsignal wird aus der Kavität ausgekoppelt und mit einem 1:32 Frequenzteiler auf 76 MHz reduziert. Über einen Strahlteiler wird ein Teil des gepulsten Lasersignals mit einer Repetitionsrate von 76 MHz von einer Photodiode detektiert und als Vergleichssignal über einen Mischer (DBM, Double Balanced Mixer) mit dem 1:32-HF-Signal verglichen. Der DBM liefert als Ausgangssignal

die Differenzphase $\Delta\varphi(t)$. Die aktive Phasenstabilisation (Synchrolock) variiert die Resonatorlänge des Lasers, um das DBM-Signal konstant zu halten.

Die synchron zur HF erzeugten Elektronenpulse erreichen die Kavität immer zum gleichen Phasenpunkt. Frühe Elektronen sehen dabei eine andere transversale Magnetfeldkomponente als spätere Elektronen und werden in unterschiedlichem Maße transversal abgelenkt. Dadurch wird der Elektronenpuls von der longitudinalen Form in eine transversale gebracht. Wahlweise kann der transformierte Elektronenpuls über eine CCD-Kamera auf einem Ce:YAG-Schirm beobachtet werden oder mit dem Analysierspalt im Sampling-Verfahren „in Streifen geschnitten“ und der transmittierte Ausschnitt des Pulses mit einem Stromdetektor (Channeltron) gemessen werden. Wird der Elektronenpuls mit Hilfe eines Phasenschiebers über den Spalt bewegt, kann der gesamte Puls sukzessive erfasst werden.

3.2 Die PKAT-Anlage

Die PKAT-Anlage umfasst eine zur PKA1 (Polarisierte Kanone 1) am MAMI baugleiche 100 keV DC-Photoemissions-Elektronenquelle (direct current) zusammen mit einer etwa 5 m langen Strahlführung. Bei der hier verwendeten DC-Elektronenquelle werden die Elektronen mit einer Gleichspannung von 100 kV beschleunigt, während der emittierte Elektronenstrom mit Hilfe eines Lasers moduliert werden kann. Ein schematischer Aufbau der Anlage ist in Abb. 3.3 dargestellt. Farblich hervorgehoben sind diejenigen Elemente, die für die hier durchgeführten Messungen von Bedeutung sind.

Die Elektronenquelle (türkis) wird mit einer konstant anliegenden Spannung betrieben. Die Kathode liegt dabei auf einem Potential von -100 kV und die Anode auf 0 V. Das Potential einer feldformenden Zwischenelektrode kann mit Hilfe eines einfachen Spannungsteilers in diskreten Schritten zwischen -38 kV und -62 kV variiert werden. Dadurch kann auch Einfluss auf das Extraktionsfeld an der Kathode genommen werden. Die Photokathode befindet sich in der Kathode und wird mit dem senkrecht zu ihr eingestrahlten Laser zur Photoemission angeregt.

Ein erster Alpha-Magnet (gelb) leitet die Elektronen durch eine 270° -Ablenkung aus der Senkrechten in die Waagrechte, bei der der Elektronenspin nahezu erhalten bleibt. Die elektronenoptischen Vorteile eines Alpha-Magneten liegen in der Dispersionsfreiheit, d.h. die resultierende Strahllage hängt nicht von der Energie der Elektronen ab, im neutralen Verhalten in der Horizontaloptik, sowie im steuerbaren Verhalten durch das Feld des Alpha-Magneten in der Vertikaloptik, d.h. ob der Magnet fokussierend, defokussierend oder neutral auf den Elektronenstrahl wirkt. Ein Alpha-Magnet wirkt also unter Umständen wie ein Spiegel in der Lichtoptik. Allerdings kommt es bei einer Energieverteilung der Elektronen im Puls zu einer Longitudinaldispersion von etwa 5 fs eV^{-1} [58]. Darüber hinaus sind gerade im

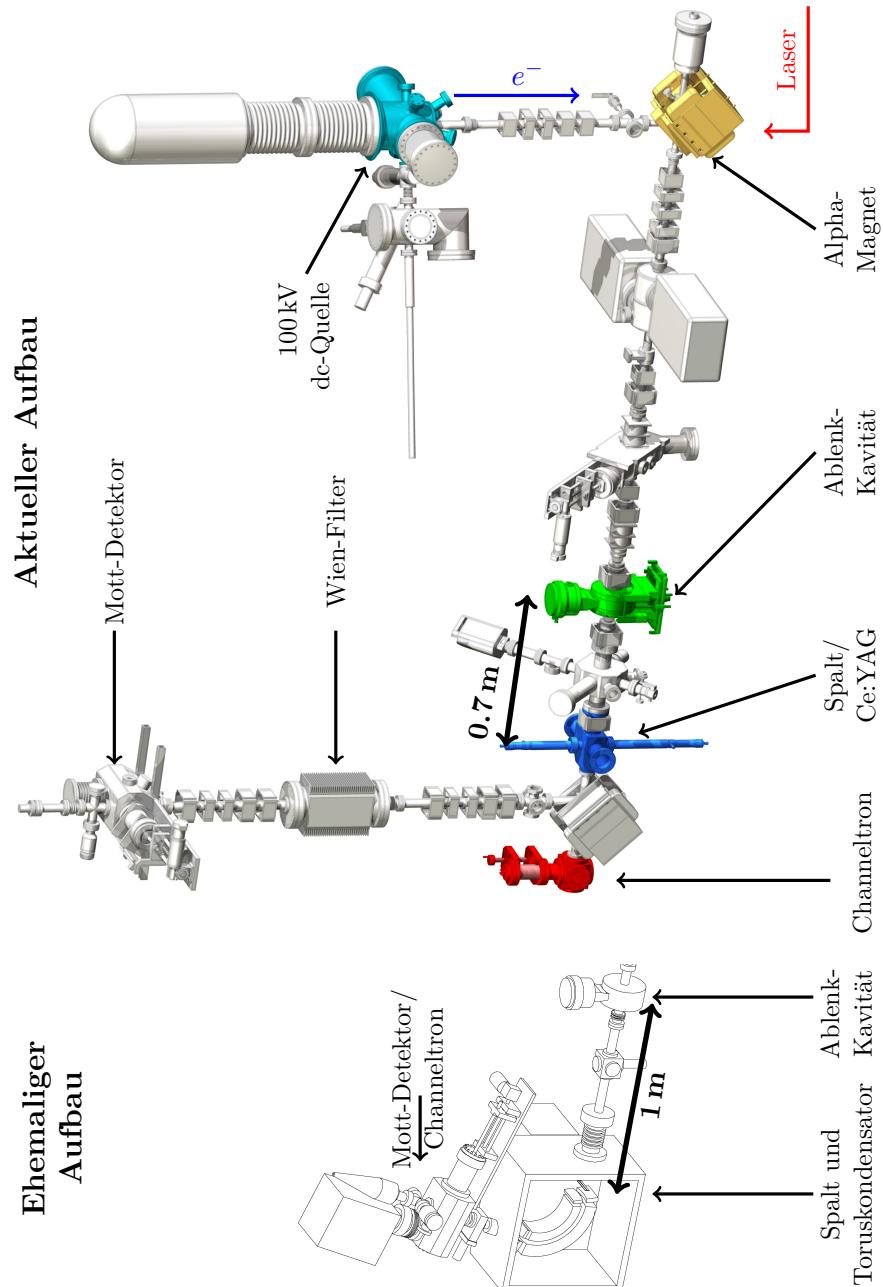


Abbildung 3.3: Aktueller und ehemaliger schematischer Aufbau der PKAT-Anlage.

niederenergetischen Bereich von 100 keV störende äußere Magnetfelder (wie bspw. das Erdmagnetfeld) für die Flugbahn der Elektronen nicht zu unterschätzen. Weil die Flugbahn durch den Alpha-Magneten im inhomogenen Randfeld liegt, sind verhältnismäßig große Feldstärken (30 – 50 mT gegenüber etwa 4.5 mT eines „einfachen“ 90°-Ablenkmagneten) notwendig, sodass der relative Einfluss störender Felder geringer ist.

Nach einer Wegstrecke von etwa 3 m befindet sich die HF-Ablenk-Kavität (grün), die in einer TM₁₁₀-Mode betrieben werden kann, um den Elektronenstrahl abhängig von der Phasenlage transversal abzulenken. Detailliert wird die Kavität in Abschnitt 3.2.2 beschrieben. Nach weiteren 70 cm kann wahlweise ein Analysierspalt (blau) mit einer lichten Weite von 100 µm oder ein Ce:YAG-Schirm (siehe hierzu Abschnitt 3.3) in den Strahlengang gebracht werden. Hinter einem zweiten Alpha-Magneten kann in einem Abstand von 60 cm vom Analysierspalt aus gesehen das Channeltron (rot, siehe Abschnitt 3.2.3), ein hochempfindlicher Stromdetektor, positioniert werden. Alternativ kann mit einer CCD-Kamera (siehe Abschnitt 3.2.4) der Ce:YAG-Schirm in einem Abstand von etwa 70 cm senkrecht von hinten beobachtet werden. Wird dieser zweite Alpha-Magnet benutzt, bewirkt er wiederum eine 270°-Ablenkung des Elektronenstrahls und ein Mott-Detektor kann bedient werden, um zeitaufgelöste Messungen der Spinpolarisation durchführen zu können, falls der Analysierspalt verwendet wird.

Entlang der Strahlachse sind in regelmäßigen Abständen elektronenoptische Elemente (Solenoiden und Quadrupole) und kleine Korrekturmagnete (Wedler) angebracht. Ähnlich wie in der Lichtoptik durch optische Linsen kann in der Elektronenoptik bei einem Elektronenstrahl durch Solenoide oder Quadrapole die Fokussierung variiert werden. Ein Quadrupol ist ein Magnet mit vier Polen, die mit alternierendem Vorzeichen um das Strahlrohr angebracht werden. Mit einem Quadrupol kann nur in einer der beiden transversalen Richtungen fokussiert werden, während in der zweiten Richtung automatisch eine defokussierende Wirkung erfolgt. Daher werden in der Regel zwei um 90° gegeneinander verdrehte Quadrapole als Dublett unmittelbar hintereinander eingesetzt.

Ein Solenoid ist ein Spule, die auf einen Wickelkörper angebracht wird, dessen Zylinderachse mit der Strahlrichtung übereinstimmt. Dadurch koppelt er beide transversalen Richtungen, wirkt in beiden transversalen Ebenen fokussierend und dreht dabei den Phasenraum des Elektronenstrahls. Um dem entgegenzuwirken, werden in der Regel zwei Solenoide gleicher Wicklungszahl, aber gegenläufiger Wicklungsrichtung verwendet.

Kleinere transversale Positionsabweichungen (Ablagen) von der Sollbahn können mit Wedlern korrigiert werden. Wedler sind kleine Dipolmagnete, die um das Strahlrohr angebracht sind und den Elektronenstrahl in transversaler Richtung ablenken können.

Photokathoden, die mit einer (Cs,O)-Schicht behandelt wurden, sind wegen der

Reaktivität des Cäsiums sehr anfällig und erfordern sehr gute Vakuumverhältnisse mindestens im UHV von wenigen 10^{-12} mbar. Darüber hinaus können die emittierten und beschleunigten Elektronen mit dem Restgas wechselwirken, sodass freie, positiv geladene Ionen entstehen. In der Nähe der Elektronenquelle können diese Ionen in den Einfluss des elektrostatischen Extraktionsfeldes kommen und zur Kathode hin beschleunigt werden. Je niedriger der Druck ist, desto geringer ist also die Wahrscheinlichkeit von Photokathoden-schädiger Ionen-Bombardierung.

Die Druckverhältnisse der übrigen Strahlführung liegen bei wenigen 10^{-8} mbar, und diese wird durch eine differentielle Pumpstufe vom Quellenbereich getrennt.

Änderungen an der Apparatur im Vergleich zu früheren Arbeiten

Neue Experimente erfordern Platz und neue Vakuumkammern. Im Hinblick auf die Weiterentwicklung und den Neubau von Beschleunigern ist beispielsweise die Strahldiagnose ein wichtiger Aspekt, und es bietet sich an, neue Methoden zu erforschen. Zwei dieser Methoden sind die Strahl-induzierte Fluoreszenz (BIF, beam induced fluorescence) und die Thomson-Streuung. Daher wurden unmittelbar vor und während dieser Arbeit einige Umbaumaßnahmen im Vergleich zum experimentellen Aufbau früherer Arbeiten (beispielsweise beschrieben in [29, 44]) durchgeführt. Betroffen ist hiervon der Bereich zwischen Ablenk-Kavität und Mott-Detektor. Abbildung 3.3 zeigt im unteren Teil schematisch den früheren Aufbau in diesem Bereich.

Aus Platzgründen musste der Toruskondensator durch Vakuumkammern für die BIF- und Thomson-Experimente und einen Alpha-Magneten ersetzt werden [57]. Dieser Toruskondensator bietet dreierlei Vorteile. Zum einen lenkt er den Elektronenstrahl (und damit \vec{p}) um 107° ab, die Spinrichtung \vec{s} aber nur um 17° . Damit wird für die Mott-Streuung die notwendige Bedingung $\vec{p} \perp \vec{s}$ geschaffen. Zum anderen dient er als Spektrometer, was für die Optimierung der Strahl- und Phasenlage durch die Kavität von großer Hilfe ist. Durchfliegt der Elektronenstrahl die Kavität nicht mittig auf seiner Sollbahn, so wirkt auf den Elektronenstrahl nicht nur das transversale magnetische Feld, sondern auch das longitudinale elektrische Feld, und es kommt zu einer Energiemodulation der Elektronen (siehe Abschnitt 3.2.2). Zu guter Letzt bildet der Toruskondensator die Form des Strahls bei dessen Eintritt 1:1 auf eine Ebene hinter dem Toruskondensator ab. Das wurde im Versuchsaufbau ausgenutzt, indem der Analysierspalt am Eintrittspunkt (1 m hinter der Kavität) und das Channeltron im Fokus positioniert wurden. Dadurch erreichten alle Elektronen, die den Analysierspalt durchquerte, auf jeden Fall auch den Detektor, was bei einer Drift nicht sein muss.

Die Montage des Analysierspalts ist nur 70 cm hinter der Kavität möglich, wodurch sich die maximale Größe des transversalen Bildes entsprechend verringert. Das Channeltron kann nach einer Driftstrecke von weiteren 70 cm angebracht werden.

Zwischenzeitlich wurde die Strahlführung zwischen zweitem Alpha-Magneten und Mott-Detektor um einen Wien-Filter erweitert [59]. Ein Wien-Filter — auch Spinrotator genannt — besteht aus einer Kombination von magnetischem und starkem elektrischem Feld. Dadurch ist es möglich den Winkel zwischen \vec{p} und \vec{s} flexibel einzustellen. Das Dipol-Feld kann darüber hinaus als Spektrometer ausgenutzt werden, um die Strahl- und Phasenlage der Elektronenpulse in der Kavität zu optimieren. Allerdings konnte hiervon zum Zeitpunkt dieser Arbeit noch nicht profitiert werden, weil eine Inbetriebnahme des Wien-Filters noch nicht möglich war. Deshalb konnte die Strahllage durch die Kavität nicht vollständig kontrolliert und optimiert werden.

Ein weiterer Umbau war aus Platzgründen an der Hochfrequenzanlage notwendig. Ehemals wurde ein 2 kW-Klystron als HF-Verstärker eingesetzt, von dem aber nur eine Ausgangsleistung von 200 W genutzt werden konnte [44]. Ein neuer Halbleiterverstärker (siehe Abschnitt 3.2.2) ist platzsparend und liefert eine maximale Ausgangsleistung von 322 W.

3.2.1 Lasersystem

Die theoretische Beschreibung einer Pulsantwort nach Abschnitt 2.2 setzt als Anregung für die Photoemission einen infinitesimalen Deltapuls voraus. Weil dies in der Realität technisch nicht möglich ist, soll die Pulslänge τ_{laser} so kurz wie möglich gehalten werden. Ideal ist eine Pulslänge kürzer als die Thermalisierungszeit von etwa 1 ps.

Ein kommerziell erhältliches Lasersystem (siehe Abb. 3.4) genügt diesen Anforderungen und besteht aus einem Pumplaser¹ (Verdi), einem Titan-Saphir Laser² (MIRA) und optional einem Frequenzverdoppler³ (Second Harmonic Generator, SHG). Der SHG wurde im Rahmen dieser Arbeit [60] in das System integriert.

Mit einer Wellenlänge von 532 nm und maximalen Ausgangsleistung von 10 W dient der Verdi (in Abb. 3.4 links unten) als Pumplaser für den Titan-Saphir-Kristall (Ti:Sa-Kristall) des MIRA. Der MIRA (in Abb. 3.4 links in der Mitte) hat einen durchstimmbaren Wellenlängenbereich von 700 nm bis 900 nm und kann sowohl mit kontinuierlicher Emission (genau genommen einer „quasi-dc“-Emission, bei der einzelne Pulse mit extrem kleiner Bandbreite erzeugt werden) als auch gepulst betrieben werden. Die Pulslänge im Pulsbetrieb liegt bei 200 fs [29] und ist damit kurz gegen typische Thermalisationszeiten von 1 ps. Der Wellenlängenbereich beschränkt sich im Pulsbetrieb allerdings auf 770 nm bis 810 nm und erreicht bei 800 nm eine

¹Fa. Coherent, Modell Verdi G10. Um den Betrieb des Lasersystems zu erleichtern und eine hohe Gesamtausgangsleistung sicherstellen zu können, wurde der frühere Verdi G5 mit einer Ausgangsleistung von 5 W gegen das leistungsstärkere 10 W-Modell ausgetauscht.

²Fa. Coherent, Modell MIRA 900D

³Modell Harmonixx SHG von Fa. APE, Vertrieb durch Fa. Coherent

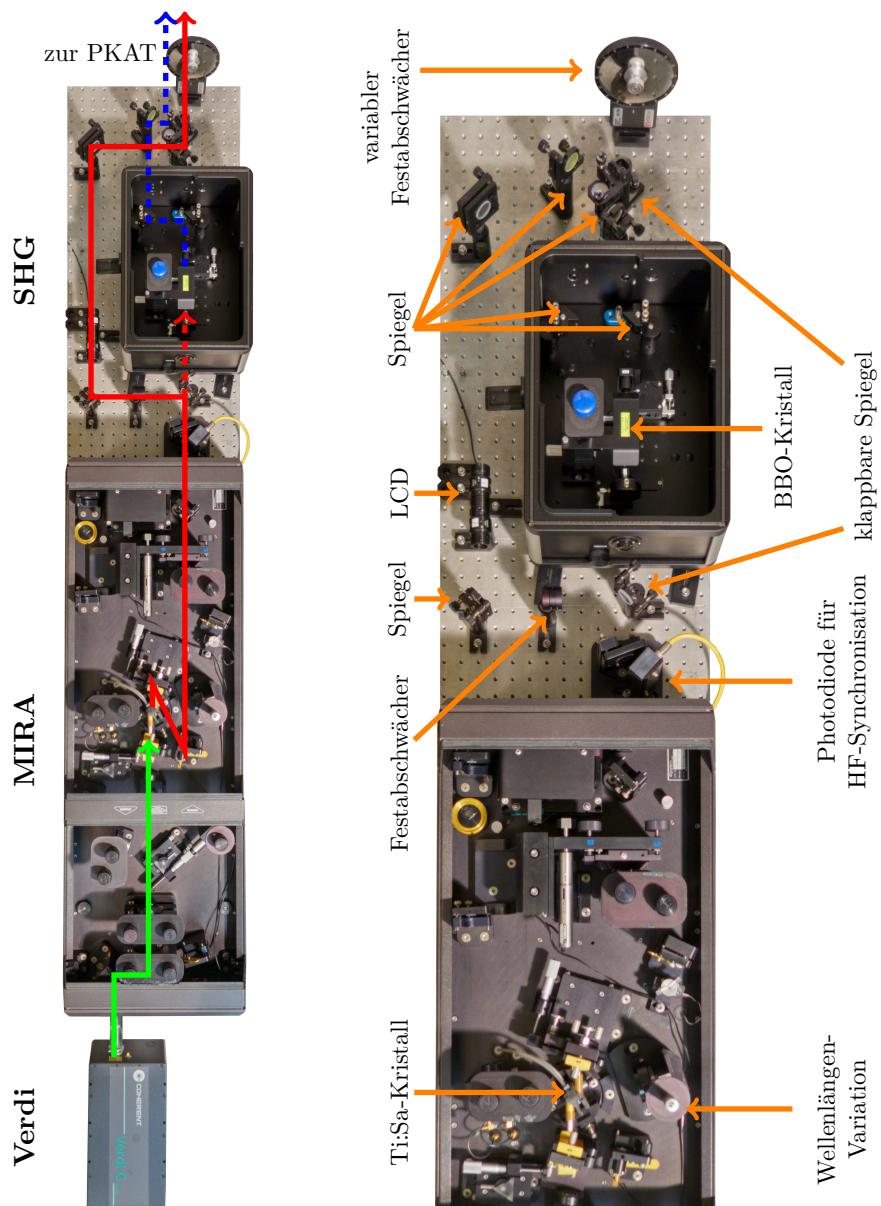


Abbildung 3.4:

Links: Das kommerziell erhältliche Lasersystem (von unten nach oben): Pumplaser (Verdi), Titan-Saphir-Laser (MIRA), Frequenzverdoppler (SHG). Die farbigen Pfeile deuten die jeweiligen Lichtpfade in ihren Lichtfarben an, Rot und Blau verlassen die optische Bank auf der gleichen Achse. In der Darstellung wurde auf den vollständigen Lichtweg im MIRA verzichtet.

Rechts: Teilausschnitt des MIRA zusammen mit dem SHG.

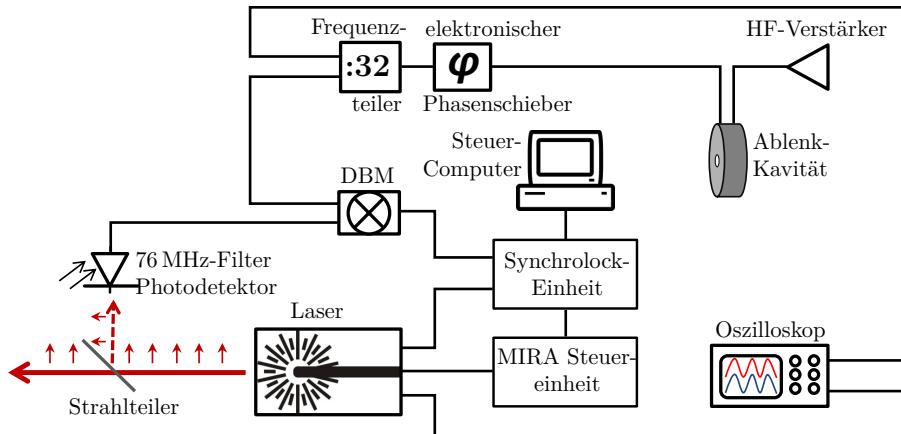


Abbildung 3.5: Blockschaltbild der Lasersynchronisation.

maximale mittlere Ausgangsleistung von 1.4 W, was in einer Peakleistung von rund 125 kW endet. Die Repetitionsrate der Laserpulse beträgt 76 MHz und entspricht der 32. Subharmonischen der Hochfrequenz der Ablenk-Kavität mit 2.449 GHz.

Im SHG (in Abb. 3.4 links oben) sorgt ein externer nichtlinearer single-pass Beta-Barium-Borat-Kristall (BBO) für die Verdopplung der Photonenenergie und damit der Frequenz des Laserlichts. Weil bei der Frequenzverdopplung die Ausgangsleistung quadratisch mit der Eingangsleistung fällt [61], ist ein sinnvoller Betrieb nur im Pulsbetrieb des MIRA möglich. Bei einer anregenden Wellenlänge von 800 nm ist im Mittel eine Laserleistung von 1 W notwendig, was einer Peakleistung von rund 66 kW entspricht. Im Hinblick auf die später im Experiment benötigte Leistung von wenigen Mikrowatt wird damit ein Arbeitspunkt gewählt, der viel zu hoch liegt, aber wegen der extremen Sensibilität des MIRA und der benötigten Leistung, um diesen überhaupt gepulst betreiben zu können, kann kein niedrigerer Arbeitspunkt gewählt werden. Die maximale Ausgangsleistung des SHG liegt hier bei 500 mW (bei einer Wellenlänge von 400 nm).

Über zahlreiche Spiegel wird der Laser auf die Photokathode gelenkt und auf einen Durchmesser von $\text{FWHM} = (217 \pm 1)\mu\text{m}$ fokussiert. Die Laserintensität wird durch verschiedene Abschwächer kontrolliert und auf wenige Mikrowatt reduziert. Im Wellenlängenbereich von 800 nm kommt zusätzlich ein fernsteuerbarer, spannungsabhängiger Flüssigkristallabschwächer (liquid crystal discriminator, LCD) für die Feinabstimmung der Laserleistung zum Einsatz. Mit Hilfe eines klappbaren Spiegels hinter dem Ausgang des MIRA kann zwischen den beiden Wellenlängen (800 nm und 400 nm) innerhalb von etwa 15 min gewechselt werden.⁴

⁴ Jeder Wellenlängenwechsel erfordert in der Regel eine Optimierung des Elektronenstrahls. Daher werden in der Regel insgesamt etwa 2–4 Stunden benötigt.

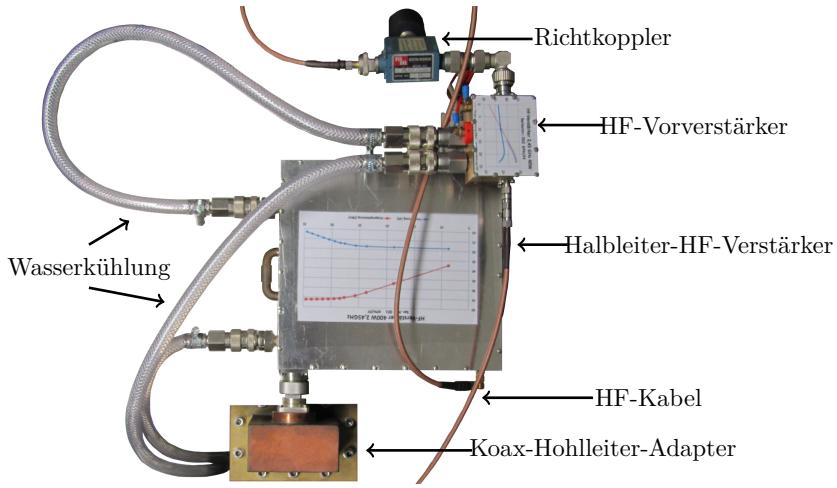


Abbildung 3.6:

Hochfrequenz-System: Der Halbleiter-Verstärker erreicht eine Ausgangsleistung von 322 W.

Das Lasersystem ist mit einer von Coherent entwickelten Synchrolock-Einheit (aktive Phasenstabilisierung in Abb. 3.2) ausgestattet. Diese ermöglicht eine Synchronisation der Laserpulse auf die HF der Ablenk-Kavität und stellt damit eine feste Phasenbeziehung zwischen den beiden Systemen her, indem die Resonatorlänge im MIRA angepasst wird [62]. Ein Blockschaltbild ist in Abb. 3.5 dargestellt. Auf einem Oszilloskop können HF-Signal und Laserpuls-Signal kontrolliert werden. Die detaillierte Funktionsweise ist beispielsweise in [44] beschrieben.

3.2.2 Hochfrequenz-System

Das HF-System ist eine komplexe Anlage bestehend aus zahlreichen Komponenten. Die wichtigsten werden im Folgenden kurz vorgestellt.

Sender und Hochfrequenzverstärker

Als Sender (auch „Taktgeber“ oder HF-Master genannt) dient der MAMI -HF-Master mit einer Frequenz von $f_{\text{HF}} = 2.449 \text{ GHz}$ und hat eine Leistung von 7 mW. In einem ersten Vorverstärker wird das Master-Signal bis zu einer maximalen Ausgangsleistung von rund 550 mW verstärkt. Nach einem weiteren Vorverstärker wird dieses Signal in einem Halbleiterverstärker⁵ (siehe Abb. 3.6) bis zu einer maximal zulässigen Leistung von 322 W verstärkt und über eine Koaxialleitung in einen Hohlleiter eingekoppelt, der die Ablenk-Kavität speist. Weiterhin besteht die Möglichkeit,

⁵Der Halbleiterverstärker wurde mit besonderem Dank an Herrn F. Fichtner im Hause entwickelt und gefertigt [63].

durch einen weiteren Halbleiterverstärker die maximale Leistung in der Kavität zu verdoppeln.

Ein großer Vorteil neben der kompakten Bauform, wie es in Abb. 3.7 im Vergleich zum früher eingesetzten Klystron⁶ verdeutlicht wird, liegt in der flexiblen Frequenz der Hochfrequenz, d.h. der Halbleiterverstärker limitiert nicht nur auf eine Frequenz. Darüber hinaus wird nur noch ein Netzgerät mit 28 V bei 34 A gegenüber 5 kV bei 1 A benötigt, was die Anzahl gefährlicher Hochspannungsquellen verringert.

Ablenk-Kavität

Die eingesetzte Ablenk-Kavität ist ein Hohlraumresonator, der im TM₁₁₀-Modus betrieben wird [64]. Eine schematische Darstellung ist in Abb. 3.8 gezeigt. Bei der TM-Mode steht das Magnetfeld transversal (TM) und das elektrische Feld longitudinal zur Flugbahn der Elektronen und um 90° phasenverschoben zum Magnetfeld (siehe Abb. 3.9). Entlang der Strahlachse durch die Kavität sitzt der Knoten des elektrischen Wechselfeldes, bei dem zu keinem Zeitpunkt eine Komponente des longitudinalen elektrischen Feldes existiert, während die Amplitude der Magnetfeldkomponente $H(t)$ zeitabhängig variiert. Zum Phasenzeitpunkt $\varphi_{\text{HF}}(t) = 0$ hat H sein Maximum.

Der maximale Ablenkwinkel α_{\max} ergibt sich aus der formalen Beschreibung des HF-Feldes zu

$$\tan \alpha_{\max} = \frac{e\mu_0\lambda_0}{m_0 c \gamma \pi} \cdot H \cdot \sin \left(\frac{\pi l}{\beta \lambda_0} \right) \quad (3.1)$$

Hier ist e die Elektronenladung, μ_0 die magnetische Suszeptibilität, λ_0 die HF-Wellenlänge im Vakuum, m_0 die Elektronenmasse, γ der Lorentzfaktor, H die Magnetfeldamplitude entlang der Achse der Kavität, l die Länge der Kavität und $\beta = v/c$ das Maß für die Geschwindigkeit der Elektronen in Relation zur Lichtgeschwindigkeit.

Als elektronisches Ersatz-Schaltbild lässt sich die Kavität durch einen elektrischen Schwingkreis in Abhängigkeit einer Wechselspannung U bei einem Strom I beschreiben. Der in der Kavität auftretende Leistungsverlust P_{Verlust} kann über einen zum Schwingkreis parallelen Shunt-Widerstand R_S über

$$P_{\text{Verlust}} = U \cdot I = \frac{U^2}{R_S} \quad (3.2)$$

berechnet werden. Weil das Magnetfeld $B = \mu_0 H$ proportional zu R_S [65] und P_{Verlust} proportional zur HF-Leistung P_{cav} in der Kavität ist, zeigt sich, dass der entscheidende Faktor in Gleichung (3.1) die Magnetfeldamplitude H ist, und es gilt

$$H \propto \sqrt{P_{\text{cav}}} \quad (3.3)$$

3 Experimenteller Aufbau

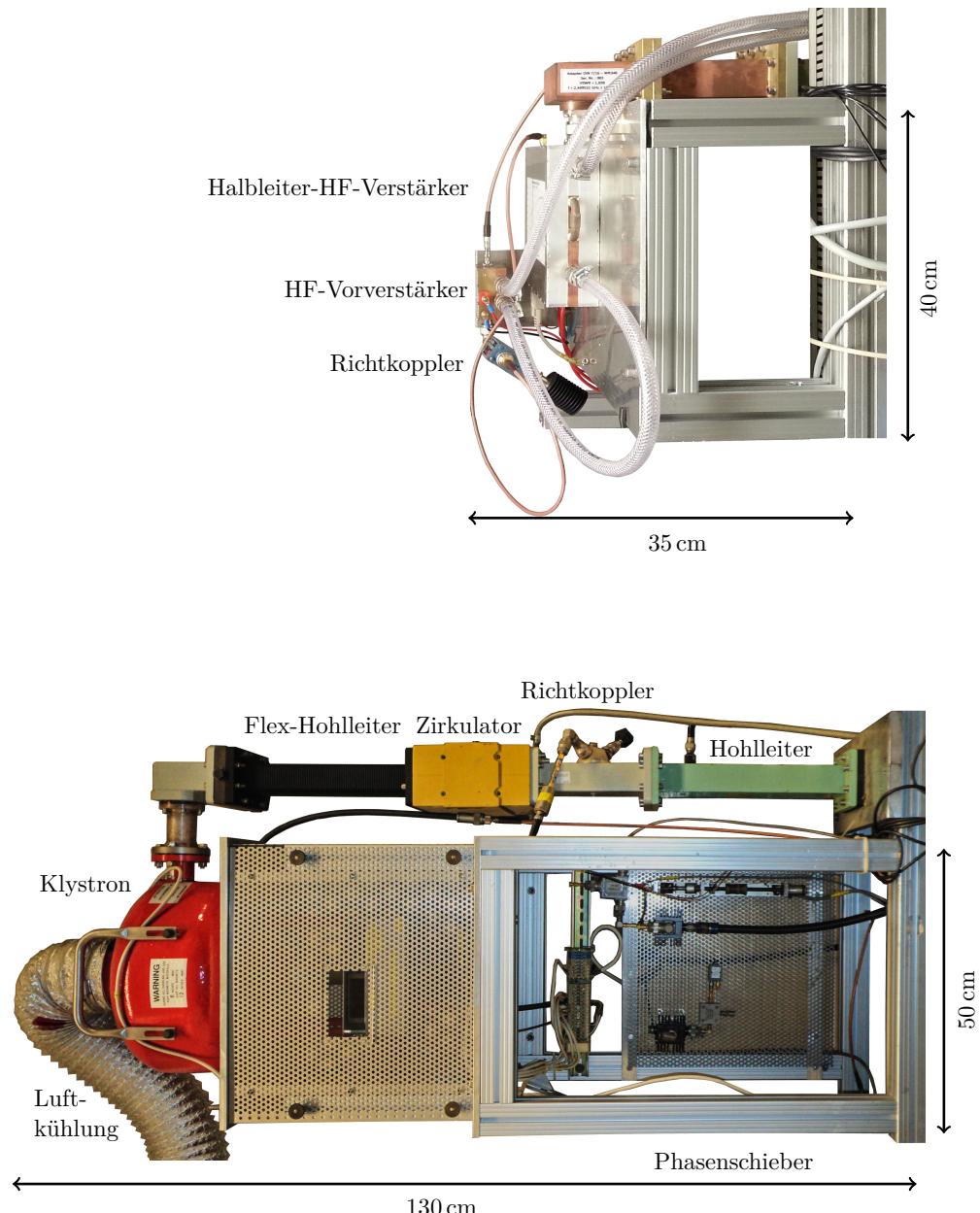


Abbildung 3.7:
Ehemaliges 2 kW-Klystron (unten) im Vergleich zum heutigen Halbleiter-HF-Verstärker (oben).

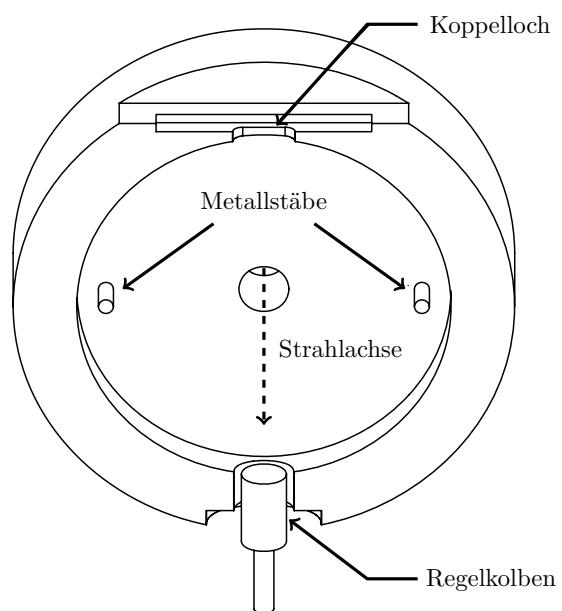


Abbildung 3.8: Schnitt durch die Ablenk-Kavität, entnommen aus [44].

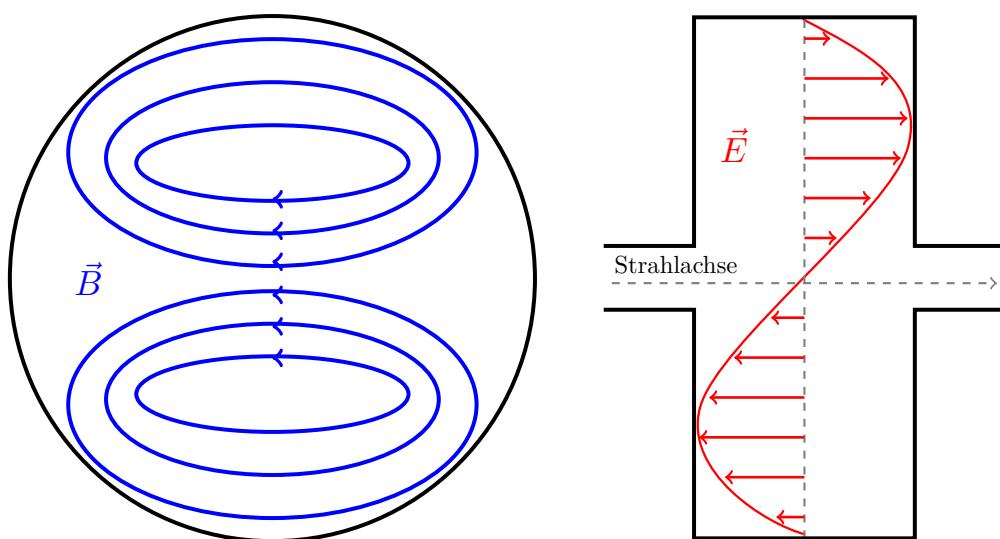


Abbildung 3.9:

Schematische Darstellung der TM-Mode in der Ablenk-Kavität. Links ist das (transversal wirkende) Magnetfeld gezeigt, rechts das (longitudinal wirkende) elektrische Feld. Im zeitlichen Verlauf sind die beiden Felder um 90° phasenverschoben.

3 Experimenteller Aufbau

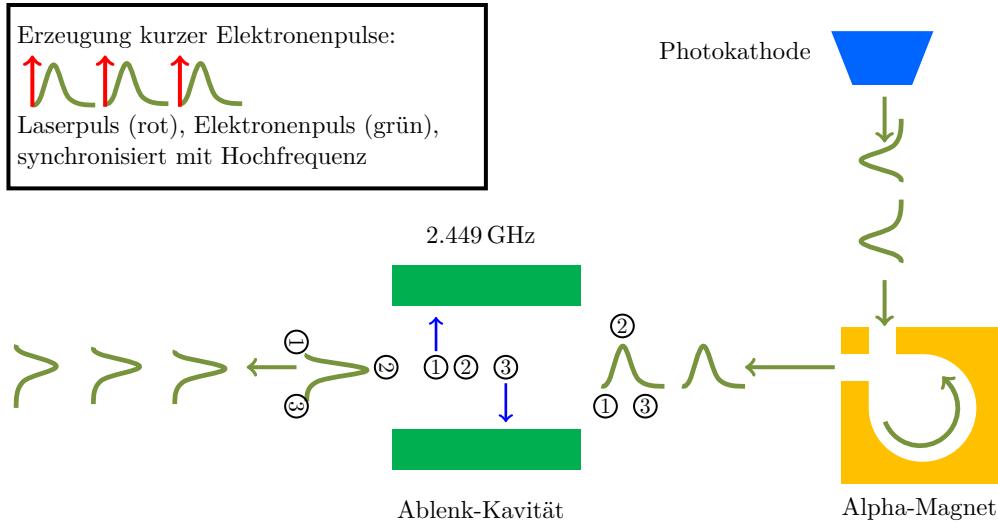


Abbildung 3.10:

Schematische Darstellung der transversalen Ablenkung in der Ablenk-Kavität.

Optimiert ist die Kavität auf einen definierten Ablenkwinkel von $\alpha_{\max} = 14.9 \text{ mrad}$ bei einer Verlustleistung von 38.5 W [64]. Für eine HF-Leistung von 322 W folgt daraus ein maximaler Ablenkwinkel von 37.1 mrad , was eine Verbesserung von etwa 27 % gegenüber der früheren Maximalleistung von 200 W in der Kavität darstellt. Durch die geringere Entfernung zwischen Ablenk-Kavität und Spalt (respektive Schirm) kompensiert sich allerdings diese Verbesserung nahezu.

Allgemein gilt für den Ablenkwinkel $\alpha(\varphi_{\text{HF}})$ zu einem beliebigen Phasenpunkt

$$\alpha(\varphi_{\text{HF}}) \propto \sin(\varphi_{\text{HF}}) \quad (3.4)$$

sodass die Elektronen innerhalb eines Pulses beim Durchfliegen der Kavität mit unterschiedlicher Amplitude abgelenkt werden. Weil im Nulldurchgang des magnetischen Wechselfeldes die größte Ablenkgeschwindigkeit vorliegt, betrifft idealerweise hier der Schwerpunkt des Hauptpeaks eines Elektronenpulses die Kavität, sodass die vorderen Elektronen eines Pulses in die eine und spätere Elektronen in die andere Richtung abgelenkt werden (siehe Abb. 3.10), während der Schwerpunkt keine Ablenkung erfährt. Um die Schwierigkeiten der nichtlinearen Ablenkung zu vermeiden, sind in dieser Arbeit nur Messungen im annähernd linearen Bereich von $|\varphi_{\text{HF}}| \leq 30^\circ$ präsentiert.

⁶Das Photo wurde von T. Weilbach zur Verfügung gestellt.

Elektronischer Phasenschieber

Zur Änderung der Phasenlage der Elektronenpulse relativ zur HF-Phase in der Ablenk-Kavität kommt ein elektronischer Phasenschieber⁷ zum Einsatz und ersetzt den ehemaligen mechanischen und manuell zu bedienenden Hand-Phasenschieber.

Die Ansteuerung erfolgt über eine Spannungsvariation mit einer minimalen Schrittweite von 1 mV und einer Geschwindigkeit von etwa 10 ms im Bereich von 0 V bis 10 V, was einem Gesamthub von 400° Phase entspricht. Die Kalibration ist in Abb. 3.11 gezeigt und wurde in Zusammenarbeit mit einer parallelen Arbeit [11] aufgenommen. Die Messungen (siehe Abschnitt 4) wurden im annähernd linearen Bereich zwischen 2 V und 5 V durchgeführt. Der elektronische Phasenschieber hat gegenüber dem früheren mechanischen Modell mehrere Vorteile:

- **Fernsteuerbarkeit:** Durch das Ansteuern per Spannungsvariation kann diese Variation automatisiert werden.
- **Geschwindigkeit:** Die Reaktionszeit kleiner Spannungsänderungen beträgt nur wenige Mikrosekunden, wodurch sich die Messzeit entsprechend verkürzt.
- **Reproduzierbarkeit:** Durch die elektronische Ansteuerung kommt es zu keinen Hysterese-Effekten durch ungenaue Mechaniken.
- **Robustheit gegenüber äußeren Einflüssen:** Der elektronische Phasenschieber ist unempfindlich gegenüber starken äußeren Vibrationen. Dadurch kommt es nicht zu unkontrollierbaren Phasensprüngen.

3.2.3 Stromdetektor (Channeltron)

Wie schon zuvor erwähnt ist es wichtig, die Messung der Pulsantwort bei sehr kleinen Pulsladungen (idealer Weise < 0.1 fC, siehe Abb. 3.1) durchzuführen, um nicht in den Bereich von Raumladungseffekten zu kommen. Bei einer Puls-Repetitionsrate von 76 MHz entspricht dies einem mittleren Strom von etwa 7.6 nA und erfordert einen entsprechend empfindlichen Stromdetektor.

Das Channeltron⁸ (channel electron multiplier, CEM) kann diese kleinen Ströme detektieren und durch Erzeugung von Sekundärelektronen verstärken (siehe Abb. 3.12). Treffen Elektronen auf die Innenfläche des CEM auf, lösen diese eine Lawine von Sekundärelektronen aus. Der entstehende Strom wird über einen Draht und eine Stromdurchführung aus dem Vakuumbereich geführt.

Die Detektionseffizienz liegt dabei bei einer Elektronenenergie von 100 keV bei etwa 60 %. Bei einer Betriebsspannung von 2 kV liegt typischerweise eine Verstärkung von etwa 2600 vor [60].

⁷Der elektronische Phasenschieber wurde im Hause entwickelt und gefertigt [66].

⁸Firma DeTech, Modell 2403

3 Experimenteller Aufbau

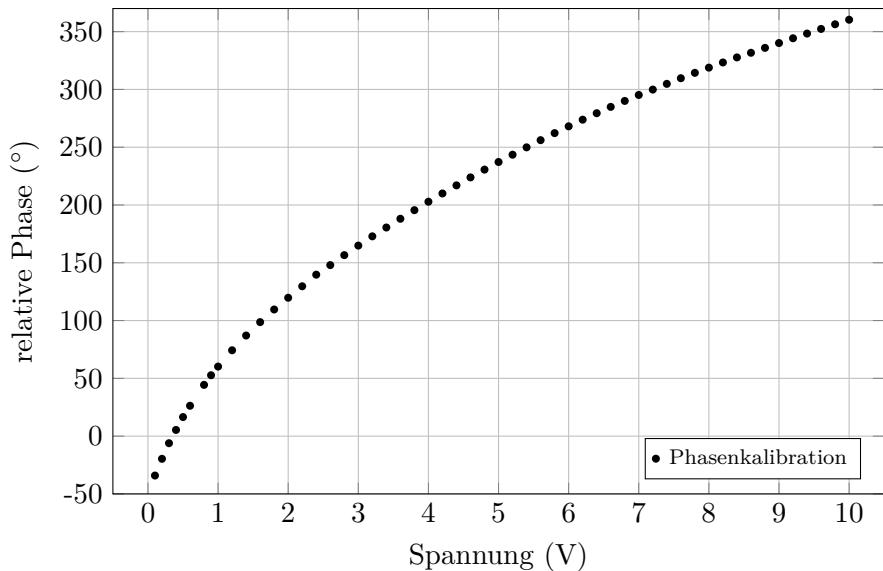


Abbildung 3.11:

Kalibration des elektronischen Phasenschiebers. Eine Spannungsvariation von 0 bis 10 V ist möglich und entspricht einem Phasenhub von 0 bis 400° . Im Bereich von 3 bis 6.5 V arbeitet der Phasenschieber annähernd linear.

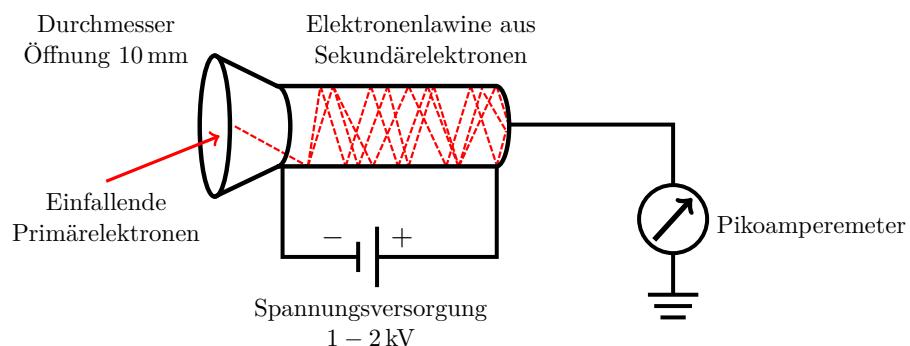


Abbildung 3.12:

Funktionsschema des Channeltrons. Einfallende Primärelektronen erzeugen eine Elektronenlawine aus Sekundärelektronen.

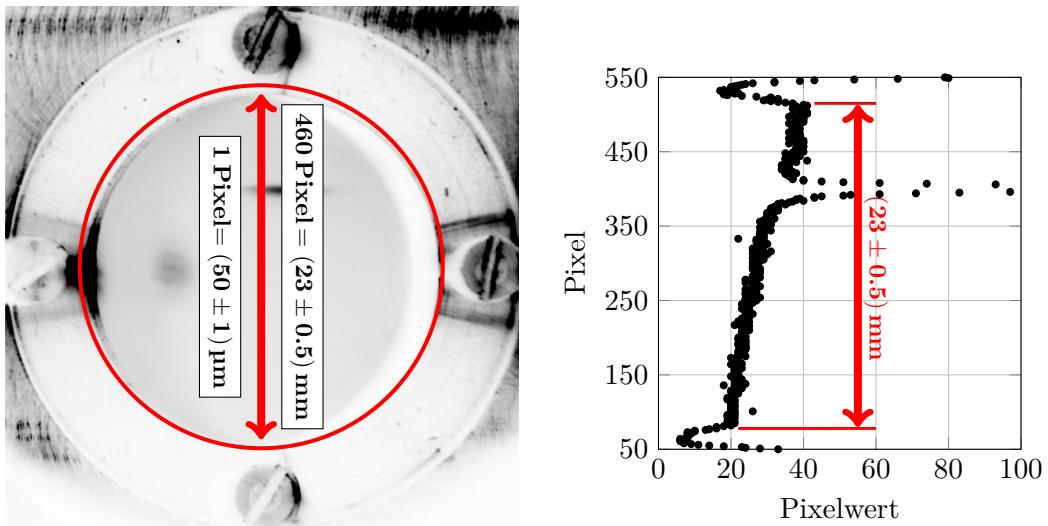


Abbildung 3.13:

Kalibration des Ce:YAG-Schirms: Der Schirm mit einem Durchmesser von 23 mm wird auf 460 Pixeln des Kamera-Chips abgebildet, d.h. 1 Pixel entspricht $(50 \pm 0.6)\mu\text{m}$. Für eine bessere Darstellung wurden im Bild Farbsättigung und Kontrast angepasst.

3.2.4 Kamerasystem

In der optischen Datenerfassung wird eine CCD-Kamera⁹ mit einem globalen Shutter eingesetzt. Der Chip hat 1280×1024 Pixel mit einer Pixelgröße von $6.45 \times 6.45 \mu\text{m}$. Ein Pixel hat eine Tiefe von 8 Bit, d.h. es kann einen Wert zwischen 0 und 255 annehmen. Das Untergrundrauschen liegt etwa bei einem Wert von 2. Damit ergibt sich bei konstanter Belichtungszeit ein Dynamikbereich von etwa 100.

Die Kamera beobachtet senkrecht von der Rückseite den Ce:YAG-Schirm (siehe Abschnitt 3.2.5), und es können einzelne Bilder mit einer definierten Belichtungszeit aufgenommen werden. Eine Kalibration der Kamera erfolgt über den bekannten Schirm-Durchmesser von 23 mm (siehe Abb. 3.13), der auf seiner Längsachse (in Ablenrichtung des Elektronenstrahls durch die Kavität) auf 460 Pixeln abgebildet wird. Damit resultiert als Kalibrationsfaktor für die Auflösung $(50 \pm 0.6) \mu\text{m}/\text{Pixel}$.

Das verwendete Objektiv¹⁰ hat eine Festbrennweite von 85 mm und ist von einfacher Bauform ohne einstellbare Blende, d.h. die Blende ist immer maximal geöffnet und entspricht einer Blende von 2.8. Daraus ergibt sich ein theoretisches Beugungslimit von etwa 700 Linien/mm, was weit unterhalb der abbildbaren $50 \mu\text{m}$ pro Pixel liegt. Allerdings erlaubt das hier eingesetzte Objektiv (aufgrund diverser Qualitätsmerkmale, wie beispielsweise Linsenfehler) nur ein Auflösungsvermögen von

⁹Modell VC4067 von Vision Components

¹⁰Zeiss Ikon Talon 1:2.8/85 Projektobjektiv

etwa $10\text{ }\mu\text{m}$ pro Pixel, was aber immer noch unterhalb von $50\text{ }\mu\text{m}$ pro Pixel liegt. Weil die Halbwertsbreiten der Strahlfoki (siehe Abschnitt 4.1.1) in der Größenordnung von 4–5 Pixeln liegen, werden diese nicht durch optische Eigenschaften (wie beispielsweise Linsenfehler bei großer Blende) limitiert. Auch der Spalt an gleicher Position mit einer lichten Weite von $100\text{ }\mu\text{m}$ ($\approx 246\text{ fs}$) wird scharf abgebildet. Somit können sicher Objekte dieser Größe beobachtet werden. Ein weiterer Effekt großer Blenden ist eine geringe Tiefenschärfe, die hier bei etwa 1 mm liegt. Weil sich aber alle Objekte in einer Ebene befinden, ist dieser Effekt vernachlässigbar.

Auch kann eine Vignettierung das Bild zum Rand hin dunkler abbilden, was durch eine geeignete Kalibration in der späteren Bildverarbeitung berücksichtigt werden kann. Zudem wird der beobachtete Schirm nur auf einem kleinen zentralen Bereich des Sensors abgebildet, sodass dieser Effekt nur geringen Einfluss nimmt.

3.2.5 Ce:YAG-Schirm

Als Schirm wird ein Ce:YAG-Material¹¹ (Cer-dotiertes Yttrium-Aluminium-Granat, $\text{Ce}^{3+} : \text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$) verwendet. Ce:YAG ist ein kubischer Einkristall mit einer Bandlückenenergie von 6.5 eV, emittiert mit 560 nm im sichtbaren Spektralbereich und hat eine Abklingzeit von 50 ns bis 60 ns [67]. Der hier verwendete Schirm hat eine Dicke von $100\text{ }\mu\text{m}$.

Elektronen mit einer Energie von 100 keV werden mit einer mittleren Eindringtiefe von $30\text{ }\mu\text{m}$ vollständig im Schirm absorbiert. Beim Abbremsvorgang werden die Elektronen aufgestreut. Dieser Effekt wurde in einer parallelen Arbeit untersucht und kann zu $35\text{ }\mu\text{m}$ abgeschätzt werden [68].

3.3 Messmethoden

Wie bereits in Abschnitt 3.1 erwähnt, stehen zur Datenerfassung zwei unterschiedliche Messmethoden zur Verfügung: die optische Messmethode und das Sampling-Verfahren. Unabhängig vom Messverfahren wird der Elektronenstrahl transversal auf die Position des Ce:YAG-Schirms respektive den Spalt fokussiert. Die beiden unterschiedlichen Messmethoden werden hier vorgestellt und miteinander verglichen.

3.3.1 Optische Messmethode

Bei der optischen Messmethode wird der auf dem Ce:YAG-Schirm sichtbare Elektronenpuls mit der CCD-Kamera abfotografiert (siehe Abb. 3.14). In Abhängigkeit der Intensitätsverteilung im Elektronenpuls werden die Pixel des CCD-Chips unterschiedlich stark ausgeleuchtet. Die so aufgenommenen Bilder werden dann mit einer entsprechenden Bildverarbeitungs-Software ausgewertet.

¹¹Hersteller: Fa. Crytur

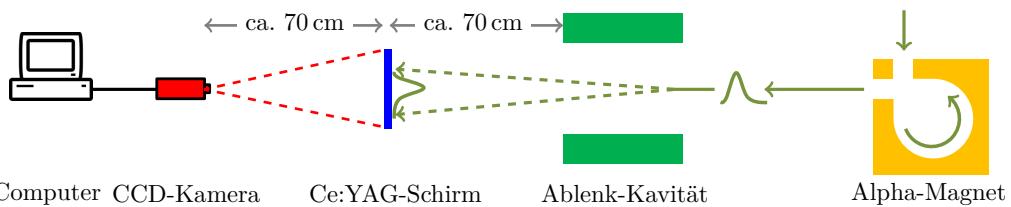


Abbildung 3.14:

Schema der optischen Messmethode. Der von der Ablenk-Kavität transformierte Elektronenstrahl beleuchtet den Ce:YAG-Schirm und wird senkrecht von hinten mit einer CCD-Kamera abfotografiert. Mit einem Computer werden die Aufnahmen weiterverarbeitet und ausgewertet.

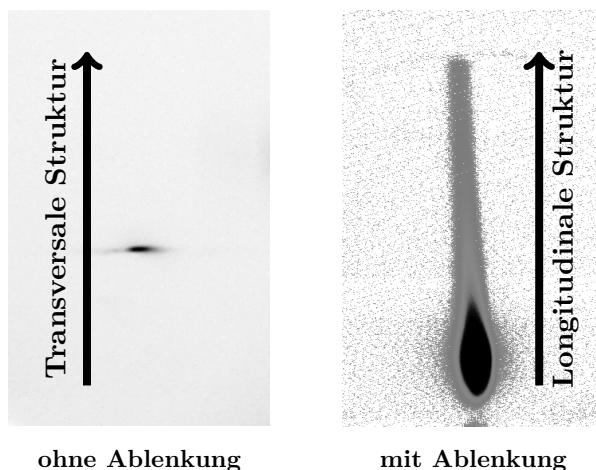


Abbildung 3.15:

Links: Beobachtbares Strahlprofil ohne transversale Ablenkung durch die Ablenk-Kavität.

Rechts: Beobachtbares longitudinales Strahlprofil nach der Ablenk-Kavität.

Für eine bessere Darstellung wurden unterschiedliche Stromstärken eingestellt und zusätzlich im Bild der Kontrast angepasst.

Die Messdauer richtet sich dabei nach der notwendigen Belichtungszeit, die wiederum von der Lichtempfindlichkeit der Kameraoptik und der Empfindlichkeit des Leuchtschirms und damit von der Stromstärke des Elektronenstrahls abhängt. Typisch bei einem mittleren Strahlstrom von 10 nA sind Belichtungszeiten zwischen 10 und 50 ms , was einer Überlagerung von 7.6×10^5 bis 3.8×10^6 Pulsen entspricht.

Durch die Größe des verwendeten Leuchtschirms mit einem Durchmesser von 23 mm wird die maximal abbildbare Ablenkamplitude in einem Abstand von 67 cm auf eine HF-Leistung von 44.9 W limitiert, was einem maximalen Ablenkwinkel von 15 mrad entspricht (gegenüber 37.1 mrad bei voller HF-Leistung von 322 W), und es

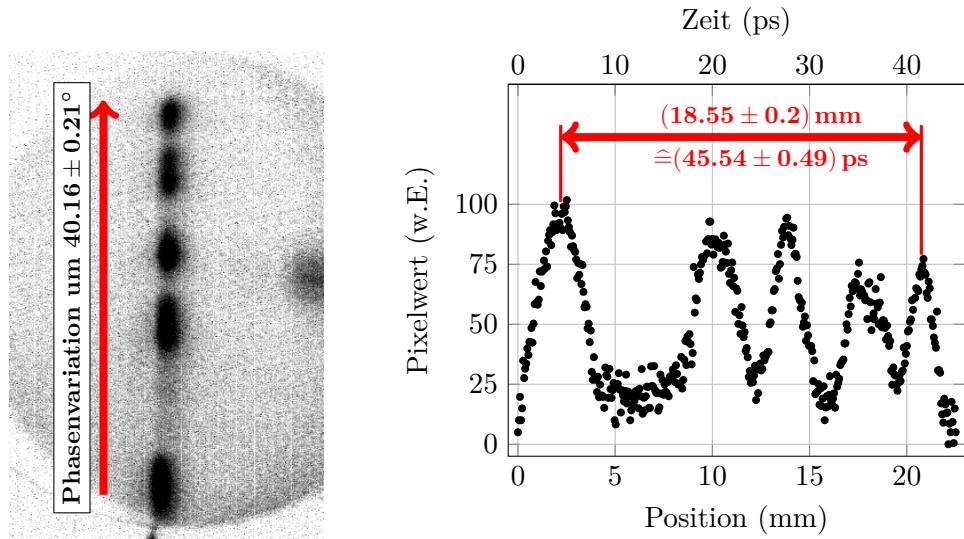


Abbildung 3.16:

Links: Positionsänderung des Elektronenpulses auf dem Schirm durch Variation der Phasenlage mit dem elektronischen Phasenschieber.

Rechts: Darstellung der Pixelwerte entlang der Ablenkachse.

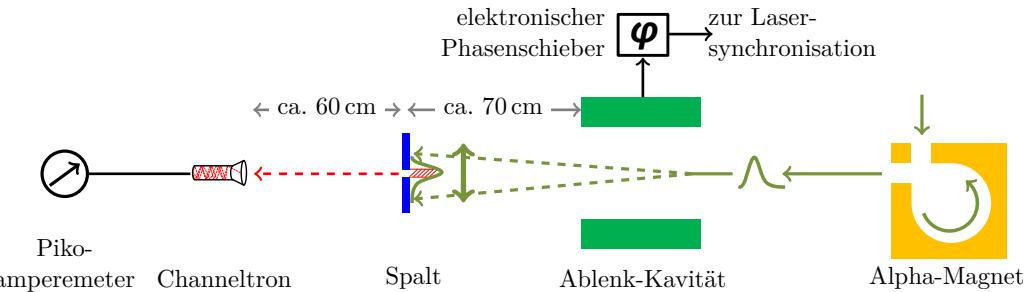
wird eine geringere Auflösung erreicht. Bei voller HF-Leistung ist es abhängig von der Länge der Pulsantwort, ob diese vollständig auf dem Schirm abgebildet werden kann.

Abbildung 3.15 zeigt ein Beispiel für die optische Datenerfassung bei einer Anregungswellenlänge von 800 nm. Links ist der transversale Elektronenstrahl ohne Transformation durch die Ablenk-Kavität gezeigt und rechts ein longitudinales Pulspulprofil mit Transformation durch die Ablenk-Kavität. Für eine bessere Darstellung wurden unterschiedliche Stromstärken eingestellt und zusätzlich im Bild der Kontrast angepasst.

Der Elektronenstrahl wird transversal möglichst scharf (klein) in Richtung der Ablenkung durch die HF (hier senkrecht) auf die Position des Schirms fokussiert. Dadurch wird die Auswirkung der transversalen Strahlgröße minimiert, weil bei der Transformation die Pulsantwort der Photokathode unter anderem mit dem transversalen Profil gefaltet wird. Die longitudinale Struktur in dem Abbildungsbeispiel zeigt eine „langsame“ Photokathode, deren Pulsantwort länger als der auf dem Leuchtschirm darstellbare Bereich ist.

Die Auswertung eines Bildes liefert zunächst eine Längenangabe in (Milli-) Metern. Daher ist eine Kalibration des Schirmbildes notwendig, um eine Beziehung zwischen

$$\text{Meter} \leftrightarrow {}^\circ\text{Phase} \leftrightarrow \text{Zeit}$$


Abbildung 3.17:

Schema der Messmethode im Sampling-Verfahren. Mit dem elektronischen Phasenschieber wird der Elektronenpuls vertikal über den Spalt verschoben. Nur ein Teil des Elektronenpulses wird durch den Spalt transmittiert und kann vom Channeltron detektiert werden.

herzustellen. Hierfür wird der auf die HF synchronisierte Elektronenstrahl durch eine Phasenvariation mit dem elektronischen Phasenschieber entlang der Ablenkrichtung verschoben. In regelmäßigen Abständen wird ein Bild vom Ce:YAG-Schirm aufgenommen. Durch eine Überlagerung dieser Bilder wird das Verhältnis zwischen Fahrweg in Millimetern pro Grad-Phase, beziehungsweise in Millimetern pro Pikosekunde deutlich (siehe Abb. 3.16).

Über die HF-Beziehung $1^\circ \text{ Phase} \hat{=} 1.134 \text{ ps}$ ergibt sich der Skalierungsfaktor zu

$$1 \text{ mm} \leftrightarrow 2.16^\circ \leftrightarrow 2.46 \text{ ps} \quad (3.5)$$

Abbildung 3.16 zeigt auch die ungleichmäßige Lichtausbeute, beziehungsweise die Nichtlinearität des hier verwendeten Ce:YAG-Schirms. Alle abgebildeten Pulsprofile wurden bei gleicher mittlerer Stromstärke aufgenommen. Dennoch scheint der Strahlfleck im oberen Bereich eine geringere Intensität zu haben als im unteren Bereich.

3.3.2 Messmethode im Sampling-Verfahren

Im Sampling-Verfahren wird der transformierte Elektronenpuls mit Hilfe eines Analysierspalts mit einer lichten Weite von $100 \mu\text{m}$ (entspricht einem Zeitausschnitt von 0.246 ps) abgetastet und der durch den Spalt transmittierte Strom vom CEM detektiert.

Weil Spaltposition und CEM im Strahlengang feststehend sind, wird der Elektronenstrahl mit einem (elektronischen) Phasenschieber durch diskrete Phasenvariation über den Spalt geschoben (siehe Abb. 3.17).

Die Anzahl der aufgenommenen Datenpunkte und die Messdauer für das Abtasten des gesamten Pulsbereichs sind abhängig von der Schrittweite des elektronischen

Phasenschiebers und der Geschwindigkeit der Laser-internen Synchrolock-Regelung. Während der Phasenschieber Reaktionszeiten im Bereich von wenigen Mikrosekunden hat, ist der limitierende Faktor das Synchrolock. Dadurch können Datenpunkte nur mit einer Messrate von 3 Hz aufgenommen werden. Bei einer Schrittweite von $0.1^\circ (\approx 0.11 \text{ ps})$ und einem Gesamtfahrweg von 180° beträgt die Messdauer im Schnitt etwa 10 min. Weil in der Regel nur die ersten 30 ps eines Pulses von besonderem Interesse sind, kann die Messdauer auf etwa 3 min begrenzt werden.

Der durch den Spalt transmittierte und vom CEM detektierte Strom wird direkt mit einem Pikoamperemeter¹² gemessen und kann über dessen serielle Schnittstelle automatisch mitgeschrieben werden. Das Pikoamperemeter kann Ströme von 10 fA bis 20 mA bei einer Bandbreite von 1000 Hz erfassen. Ein mittleres Average entspricht einer Geräte-internen Integrationszeit von 16.67 ms und wurde als Einstellung für die Messungen gewählt, weil hier laut Herstellerangaben die effizienteste elektronische Rauschunterdrückung stattfindet [69].

3.3.3 Vergleich der Messmethoden

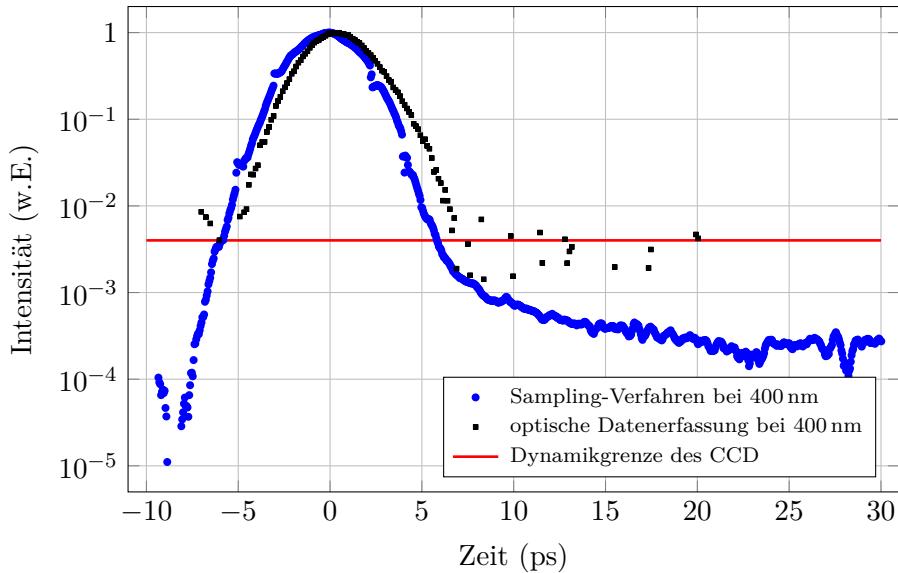
Abbildung 3.18 zeigt den Vergleich der Messergebnisse beider Methoden bei einer Laserwellenlänge von 400 nm. In Schwarz ist das Ergebnis der optischen Datenerfassung bei einer Belichtungszeit von 10 ms und in Blau mit der Sampling-Methode bei einer Gesamtmessdauer von knapp 4 min dargestellt.

Es wird klar der Unterschied im Dynamikbereich beider Methoden deutlich. Während bei der Sampling-Methode Intensitäten in der Größenordnung von 10^{-5} erfasst werden können, können in der optischen Methode nur Minimalwerte von $4 \cdot 10^{-3}$ erfasst werden. Werte, die unterhalb dieser Grenze liegen, kommen durch den Abzug des Untergrundes vom eigentlichen Pixelwert. Ein Hauptziel dieser Arbeit liegt gerade in der Untersuchung der niedrigen Intensitäten im Schwanz einer Pulsantwort, und somit ist ein kleiner Dynamikbereich ein großer Nachteil.

Die Pixelgröße definiert bei der Auswertung eines Bildes eine feste „Schrittweite“ von $50 \mu\text{m} \approx 123 \text{ fs}$, während die Schrittweite im Sampling-Verfahren innerhalb einer Messung an die Pulsantwort flexibel angepasst werden kann. Typisch ist im Peak-Bereich eine Schrittweite von 55 fs, im Schwanzbereich kann diese auf 110 fs bis 230 fs erweitert werden. Eine feine Skalierung ist insbesondere im Peak-Bereich von Vorteil, weil hier innerhalb einer kurzen Zeitskala große Intensitätsänderungen stattfinden.

Wegen der überwiegenden Vorteile werden die Pulsantworten ausschließlich im Sampling-Verfahren aufgenommen. Nichtsdestotrotz kann auf die optische Methode bei der Vermessung des transversalen Strahldurchmessers nicht verzichtet werden: Weil keine transversale Ablenkung durch die Ablenk-Kavität stattfindet, kann der

¹²Keithley, Modell 6485


Abbildung 3.18:

In Schwarz ist eine Pulsantwort mit der optischen Datenerfassung (10 ms Belichtungszeit), in Blau im Sampling-Verfahren jeweils bei 400 nm und gleicher Stromstärke dargestellt.

Elektronenstrahl nicht mit Hilfe einer Phasenvariation über den Analysierspalt bewegt werden. Hierfür könnte nur ein Korrekturmagnet vor dem Spalt verwendet werden. Strahloptisch hätte dies zur Folge, dass der durch den Spalt transmittierte Elektronenstrahl der Winkeländerung folgt und durch die Driftstrecke zwischen Spalt und CEM die 10 mm-Öffnung des CEM nicht mehr sicher treffen und somit detektiert werden kann.

3.4 Grenzen der Zeitauflösung

Eine Vielzahl von Faktoren spielen in die Grenzen der Zeitauflösung, die sich in physikalische und apparative Grenzen unterteilen.

3.4.1 Physikalische Grenze

Die Energieverteilung der emittierten Elektronen weist unmittelbar hinter der Kristalloberfläche ein Spektrum zwischen 0 eV und $T = E_\gamma - E_V$ in Abhängigkeit der Anregungsenergie E_γ der Photonen auf (siehe Abb. 2.7).

Die Feldstärke F an der Kristalloberfläche beträgt etwa 1 MV/m und die gesamte Beschleunigungsstrecke beläuft sich auf 15 cm , sodass der Beschleunigungsvorgang insgesamt etwa 1.5 ns dauert. Solange beim Beschleunigungsvorgang die Energie-

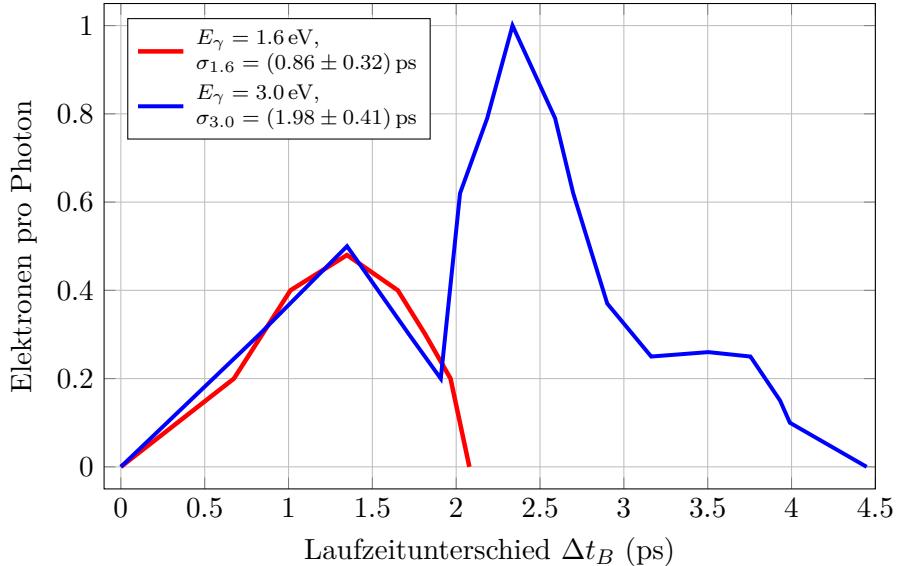


Abbildung 3.19:

Transformation des Emissionsspektrums nach James und Moll (siehe Abb. 2.7) für die Anregungsenergien von $E_\gamma = 1.6 \text{ eV}$ (rot) und $E_\gamma = 3 \text{ eV}$ (blau) in ein Laufzeitunterschied-Diagramm.

unterschiede der emittierten Elektronen noch nicht vernachlässigbar klein gegenüber ihrer mittleren kinetischen Energie sind (bis etwa 100 eV), kommt es auf den ersten 100 μm zu einer Laufzeitdispersion und damit zu einer Pulsverlängerung. Für zwei emittierte Elektronen (eines mit minimaler und eines mit maximaler kinetischer Energie T) ergibt sich somit ein Laufzeitunterschied $\Delta t_{B,\lambda}$ von

$$\Delta t_{B,\lambda} = \frac{\sqrt{2mT}}{eF}, \quad (3.6)$$

mit der Elektronenladung e und seiner Masse m . Damit lässt sich das Emissionspektrum nach James und Moll (siehe Abb. 2.7) für die dortigen Anregungsenergien von $E_\gamma = 1.6 \text{ eV}$ (rot) mit einer Standardabweichung von $\sigma_{1.6} = (0.86 \pm 0.32) \text{ ps}$ und $E_\gamma = 3 \text{ eV}$ (blau) mit $\sigma_{3.0} = (1.98 \pm 0.41) \text{ ps}$ in ein Laufzeitunterschied-Diagramm transformieren, wie es in Abb. 3.19 gezeigt wird. Beide Standardabweichungen sind klein gegen die gesamte Beschleunigungszeit, liegen aber doch in der Größenordnung der bisher gemessenen Peakbreiten der Pulsantworten von 1 ps bis 4 ps (je nach Kathoden-Typ).

Die Flugzeit t zum Durchfliegen des Beschleunigungsfeldes F der Länge s lässt sich unter der Annahme, dass die Impulse senkrecht zur Flugrichtung vernachlässigbar sind und F homogen ist, vollständig relativistisch und analytisch [70] lösen und so

lautet die exakte (relativistische) Form von Gleichung (3.6):

$$t = \sqrt{\left(\frac{s}{c} + \frac{mc}{eF}\gamma_0\right)^2 - \left(\frac{mc}{eF}\right)^2} - \frac{mc}{eF}\sqrt{\gamma_0^2 - 1}. \quad (3.7)$$

Hier ist c die Vakuum-Lichtgeschwindigkeit, m die Ruhemasse des Elektrons und $\gamma_0 = ((T/E) + 1)$ der Lorentzfaktor zum Zeitpunkt $t = 0$ mit der kinetischen Energie T und der Ruheenergie E .

Abbildung 3.20 zeigt links den Laufzeitunterschied $\Delta t_{B,\lambda}$ für Energiedifferenzen von $\Delta T_{\max}(800 \text{ nm}) = 200 \text{ meV}$ (rot) und $\Delta T_{\max}(400 \text{ nm}) = 1.6 \text{ eV}$ (blau) unmittelbar nach der Emission in Abhängigkeit des Beschleunigungsfeldes F . Als maximale Laufzeitunterschiede beider anregenden Wellenlängen ergeben sich $\Delta t_{B,800 \text{ nm}} = 1.5 \text{ ps}$ und $\Delta t_{B,400 \text{ nm}} = 4.2 \text{ ps}$. Durch die Zwischenelektrode teilt sich die Beschleunigungsstrecke an der PKAT in die Bereiche $s_1 = 5 \text{ cm} \rightarrow F(s_1) = 1 \text{ MV/m}$ und $s_2 = 10 \text{ cm} \rightarrow F(s_2) = 0.5 \text{ MV/m}$ auf. Entscheidend für $\Delta t_{B,\lambda}$ ist jedoch nur die Strecke s_1 , und bei geeigneter Wahl von $F(s_1)$ können zwei unterschiedliche Aspekte berücksichtigt werden:

- Für den produktiven Einsatz im Beschleuniger sind möglichst kurze Elektronenpulse notwendig. Bei hinreichend großem Beschleunigungsfeld kann also der Laufzeitunterschied der Elektronen innerhalb eines Pulses durch ihr kinetisches Energie-Emissionsspektrum verringert werden.
- Zur genauen Untersuchung des Emissionsspektrums (siehe Abb. 2.7) sind möglichst kleine Beschleunigungsfelder an der Kathodenoberfläche wünschenswert, um durch große Laufzeitunterschiede kleine Energiedifferenzen innerhalb eines Pulses auflösen zu können.

Rechts in Abbildung 3.20 ist die Flugzeit $t(T)$ eines emittierten Elektrons mit kinetischer Energie in Bezug auf ein emittiertes Elektron mit minimaler kinetischer Energie ($T = 0$) in Abhängigkeit von T bei einem Beschleunigungsfeld an der Kathodenoberfläche von $F(s_1) = 1 \text{ MV/m}$ nach Gleichung (3.7) gezeigt.

3.4.2 Apparative Grenzen

Eine komplexe Anlage — wie sie die PKAT ist — hat viele Elemente, die unabhängig voneinander zur Begrenzung des Auflösungsvermögen $\Delta\tau_{App}$ beitragen. Die einzelnen Komponenten haben unterschiedlichen Einfluss und werden im Folgenden erläutert:

- **Laserpulslänge**

Aus technischen Gründen können keine infinitesimal kurzen Laserpulse erzeugt werden, sondern nur mit einer gewissen zeitlichen Ausdehnung. Im vorliegenden Fall trägt die Laserpulslänge mit $\tau_{\text{Laser}} = 200 \text{ fs}$ zum apparativen Auflösungsvermögen bei.

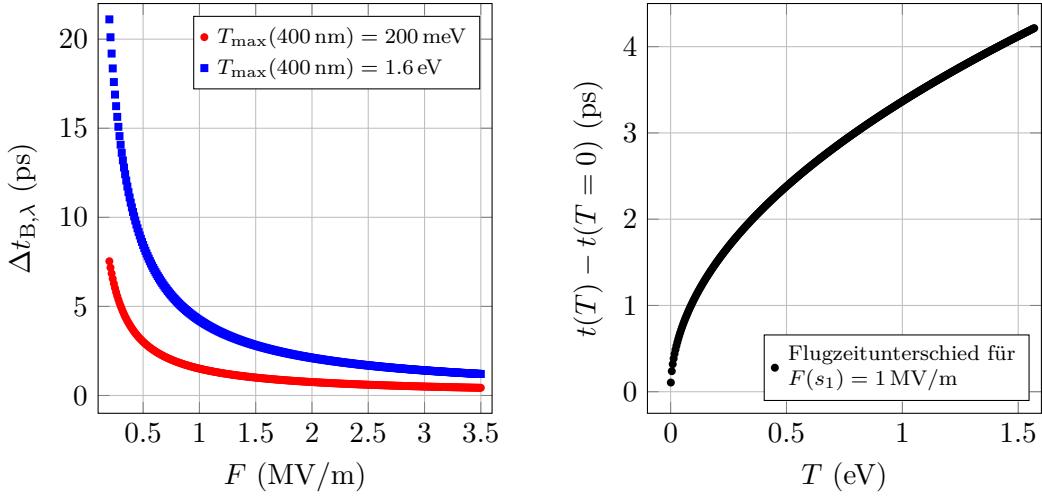


Abbildung 3.20:

Links: Laufzeitunterschied $\Delta t_{B,\lambda}$ in Abhängigkeit des Beschleunigungsfeldes F für einen Energieunterschied von $T = 200 \text{ meV}$ (rot) und $T = 1.6 \text{ eV}$ (blau) nach Gleichung (3.6).

Rechts: Flugzeit $t(T)$ eines emittierten Elektrons mit kinetischer Startenergie T bezogen auf die Flugzeit $t(T = 0)$ eines ruhenden emittierten Elektrons in Abhängigkeit von T nach Gleichung (3.7).

- **HF-Phasenschwankungen**

Bei den Phasenschwankungen muss zwischen zwei Komponenten unterschieden werden: dem permanenten hochfrequenten Rauschen und den niederfrequenten Langzeit-Drifts, die insbesondere durch Temperaturschwankungen im HF-System verursacht werden. In früheren Untersuchungen wurde das Jitterverhalten genauer untersucht und konnte für Messzeiten zwischen 2 ms und 20 ms mit $\sigma_J = 240 \text{ fs} \rightarrow \tau_{\text{Jitter}} = 564 \text{ fs}$ (FWHM) abgeschätzt werden [71]. Für die kurzen Belichtungszeiten bei der optischen Messmethode, bei der die gesamt sichtbare Pulsantwort auf dem Ce:YAG-Schirm in nur einem Messschritt aufgenommen wird, kann dies auch als Beitrag zum apparativen Auflösungsvermögen angenommen werden. Messungen mit der Sampling-Methode dauern dagegen insgesamt bis zu 10 min, während ein einzelner Datenpunkt durch die Integrationszeit des Pikoamperemeters innerhalb von 16 ms erfasst wird. Durch die lange Messdauer vieler einzelner Datenpunkte dominiert die langsame Phasendrift, die eine Positionsdrift der Elektronenpulse nach der Transversalablenkung verursacht. Daher wird hier der Phasenjitter über die beobachtbaren Anstiegszeiten der Pulsantworten (siehe Abschnitt 4.3) mit $\tau_{\text{Jitter}} = 2 \text{ ps}$ abgeschätzt.

- **Hochspannungsschwankungen**

Schwankungen der Hochspannungsversorgung in der Elektronenquelle von bis zu 5 % führen zu einer entsprechenden Änderung des Beschleunigungsfeldes F und damit zu einer Änderung des Lorentzfaktors γ_0 in Gleichung (3.7). Dadurch schwankt auch Δt_B um etwa 5 %, und es folgt aus den Varianzen nach Moll $\tau_{\Delta t_{B,800\text{ nm}}} = 0.4\text{ fs}$ und $\tau_{\Delta t_{B,400\text{ nm}}} = 10\text{ fs}$.

- **Transversaler Elektronenstrahldurchmesser**

Die messbare Pulsantwort ist eine Faltung des longitudinalen Profils mit der transversalen Strahlbreite. Unter der Annahme, dass sowohl das transversale Profil als auch der Hauptpeak der Pulsantwort gaußförmig sind, können diese nur aufgelöst werden, wenn ihr Abstand größer als ihre Halbwertsbreite ist. Weil dies hier nicht gegeben ist, fällt der transversale Elektronenstrahldurchmesser mit $\tau_{\text{Strahl}} = 500\text{ fs FWHM}$ ist Gewicht.

- **Jitter der Elektronenstrahlposition**

Durch äußere Umstände wie beispielsweise Vibratoren des Bodens oder das „Brummen“ (die typische 50 Hz-Komponente) des Stromnetzes kommt es zu kleinen Positionsschwankungen des Elektronenstrahls. In [29] konnte die Positionsänderung des Elektronenstrahls innerhalb einer Netzperiode zu etwa $\pm 100\text{ }\mu\text{m}$ an der Spalt- beziehungsweise Schirmposition bestimmt werden und trägt mit $\tau_{e^- \text{ Jitter}} = 500\text{ fs}$ zum Auflösungsvermögen bei.

- **CCD-Fehler**

Die Schirmkalibration hat ergeben, dass ein Pixel etwa $\tau_{\text{CCD}} = 123\text{ fs}$ entspricht.

- **Objektiv-Fehler**

Objekte von $100\text{ }\mu\text{m}$ können scharf abgebildet werden. Damit tragen die Fehler durch das Objektiv mit $\tau_{\text{Objektiv}} = 246\text{ fs}$ als obere Grenze zum Auflösungsvermögen bei.

- **Ce:YAG-Schirm**

Die Aufstreueffekte im Ce:YAG-Schirm konnten mit $\tau_{\text{YAG}} = 35\text{ }\mu\text{m} \hat{=} 90\text{ fs}$ abgeschätzt werden.

- **Analysierspalt**

Durch die lichte Weite von $100\text{ }\mu\text{m}$ des Spalts und das zugrunde liegende Messprinzip erscheint selbst ein unendlich kurzer Elektronenpuls wie ein longitudinales Profil von $\tau_{\text{Spalt}} = 168\text{ fs}$.

3.4.3 Effektive Zeitauflösung

Die effektive Zeitauflösung setzt sich aus den Einzelkomponenten für die Messmethoden sowie den Laufzeitunterschieden aufgrund der unterschiedlichen Startenergien der Elektronen zusammen:

$$\Delta t_{\text{eff-CCD},\lambda} = \sqrt{\Delta t_{\text{CCD}}^2 + \Delta t_{B,\lambda}^2 + \tau_{\Delta t_{B,\lambda}}^2} \quad (3.8)$$

$$\Delta t_{\text{eff-Spalt},\lambda} = \sqrt{\Delta t_{\text{Spalt}}^2 + \Delta t_{B,\lambda}^2 + \tau_{\Delta t_{B,\lambda}}^2}$$

Die optische Messmethode ergibt eine apparative Zeitauflösung von

$$\begin{aligned} \Delta t_{\text{CCD}} &= \sqrt{\tau_{\text{Laser}}^2 + \tau_{\text{Jitter}}^2 + \tau_{\text{Strahl}}^2 + \tau_{e^- \text{ Jitter}}^2 + \tau_{\text{CCD}}^2 + \tau_{\text{Objektiv}}^2 + \tau_{\text{YAG}}^2} \\ &= 0.97 \text{ ps.} \end{aligned} \quad (3.9)$$

Für die Sampling-Methode ergibt sich

$$\begin{aligned} \Delta t_{\text{Spalt}} &= \sqrt{\tau_{\text{Laser}}^2 + \tau_{\text{Jitter}}^2 + \tau_{\text{Strahl}}^2 + \tau_{e^- \text{ Jitter}}^2 + \tau_{\text{Spalt}}^2} \\ &= 2.14 \text{ ps.} \end{aligned} \quad (3.10)$$

Insgesamt folgt für Halbwertsbreiten der Auflösung beider Anregungswellenlängen unter der Voraussetzung, dass eine NEA von $\chi_{\text{NEA}} = 200 \text{ meV}$ vorliegt und die Laufzeitunterschiede für die 800 nm- und 400 nm-Anregungen gegen die aus Abbildung 3.19 extrapolierten Standardabweichungen mit $\sigma_{800 \text{ nm}} = 0.85 \text{ ps}$ ($= \tau_{\Delta t_{B,800 \text{ nm}}} / (2\sqrt{2 \ln 2})$) und $\sigma_{400 \text{ nm}} = 2.0 \text{ ps}$ ($= \tau_{\Delta t_{B,400 \text{ nm}}} / (2\sqrt{2 \ln 2})$) gehen:

$$\begin{aligned} \Delta t_{\text{eff-CCD},800 \text{ nm}} &= \sqrt{\Delta t_{\text{CCD}}^2 + \Delta t_{B,800 \text{ nm}}^2 + \tau_{\Delta t_{B,800 \text{ nm}}}^2} = 1.29 \text{ ps} \\ \Delta t_{\text{eff-Spalt},800 \text{ nm}} &= \sqrt{\Delta t_{\text{Spalt}}^2 + \Delta t_{B,800 \text{ nm}}^2 + \tau_{\Delta t_{B,800 \text{ nm}}}^2} = 2.30 \text{ ps} \\ \Delta t_{\text{eff-CCD},400 \text{ nm}} &= \sqrt{\Delta t_{\text{CCD}}^2 + \Delta t_{B,400 \text{ nm}}^2 + \tau_{\Delta t_{B,400 \text{ nm}}}^2} = 2.23 \text{ ps} \\ \Delta t_{\text{eff-Spalt},400 \text{ nm}} &= \sqrt{\Delta t_{\text{Spalt}}^2 + \Delta t_{B,400 \text{ nm}}^2 + \tau_{\Delta t_{B,400 \text{ nm}}}^2} = 2.93 \text{ ps} \end{aligned} \quad (3.11)$$

Nicht berücksichtigt werden hierbei Komplikationen, die bei extrem langen Pulsantworten auftreten können. Ist ein Elektronenpuls deutlich länger als eine halbe HF-Periode, überlagern sich hin- und rücklaufende Signale und die wahre Pulsantwort

kann aus dem gemessenen Signal nicht mehr eindeutig extrahiert werden. Die Dauer einer vollen HF-Periode bei 2.449 GHz beträgt 408 ps. Da es sich hier um ein Wechselfeld handelt, ändert das Feld nach einer halben Periode seine Vorzeichen, und damit wird die maximal auflösbare Pulslänge auf 204 ps limitiert. Einerseits folgt daraus, dass die tatsächliche Pulslänge nicht bestimmt werden kann; andererseits kann keine exakte Aussage über den Intensitätsverlauf innerhalb eines Pulses gemacht werden, weil im Überlappungsbereich die Intensität angehoben wird. Allerdings sind diese Effekte klein bei einer Rekombinationszeit von $\tau_{\text{rec}} = 200 \text{ ps}$ der Elektronen im Kristall, die in der gleichen Größenordnung wie eine halbe HF-Periode liegt.

4 Datenanalyse

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Messungen der Pulsantwort mit der Sampling-Methode sowohl bei einer Anregungswellenlänge von $\lambda_{\text{laser}} = 800 \text{ nm}$ (Infrarot, IR) als auch bei $\lambda_{\text{laser}} = 400 \text{ nm}$ (Violett bis nahe Ultraviolett, UV) mit einer (Cs,O)-GaAs Photokathode durchgeführt. Die Messungen fanden an wenigen aufeinanderfolgenden Tagen innerhalb eines Lebensdauerzyklus ohne eine zwischenzeitliche Aktivierung statt. Im Folgenden werden die Ergebnisse vorgestellt und mit dem in Abschnitt 2.2.2 beschriebenen theoretischen Diffusionsmodell verglichen.

4.1 Diskussion der Messergebnisse

Zunächst wird angenommen, dass die PKAT-Anlage eine konstante effektive Zeitauflösung von $\Delta t_{\text{eff-Spalt}}(800 \text{ nm}) = 2.30 \text{ ps}$ respektive $\Delta t_{\text{eff-Spalt}}(400 \text{ nm}) = 2.93 \text{ ps}$ (siehe Abschnitt 3.4) hat und die Resultate demzufolge eine Faltung aus einer Gaußfunktion dieser Breite mit der longitudinalen Pulsantwort darstellen. Dabei setzt sich die Pulsantwort aus Anteilen der Transportzeit im Kristall und der Laufzeitdispersion im Vakuum durch unterschiedliche Startenergien zusammen.

Abbildung 4.1 zeigt die Pulsantworten einer Bulk-(Cs,O)-GaAs-Photokathode beider anregenden Wellenlängen (rot = 800 nm, blau = 400 nm) über ein Intervall von insgesamt 30 ps. Laut Herstellerangaben hat die Photokathode eine Dicke von $510 - 517 \mu\text{m}$ und einen p-Dotierungsgrad mit Zink von $1 - 1.32 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ [72]. Unter der sehr stark vereinfachten Annahme, dass beide Peaks einer Gaußform genügen, haben die Peaks eine ähnliche Halbwertsbreite von 4.2 ps FWHM (rot) respektive 4.0 ps (blau).

Qualitativ zeigt sich bei der IR-Anregung ein Verlauf, wie er schon in vielen früheren Arbeiten (z.B. [9, 10, 73]) gezeigt wurde: eine steile Anstiegsflanke, ein gaußähnlicher Hauptpeak schmaler Breite und ein langsamer exponentieller Abfall um gut 1.5 Größenordnungen nach 30 ps. Die hohe Anfangsintensität vor Peak-Beginn gegenüber der blauen Kurve zeigt den Einfluss und die Auflösbarkeit langer Pulsantworten. Der Puls ist länger als einer halbe HF-Periode, sodass sich hier hin- und rücklaufende Signale überlagern. Wegen ihrer dicken aktiven Schicht (der gesamte Kristall) sind Bulk-Photokathoden langsam in ihrer Pulsantwort, weil Elektronen weite Wegstrecken zurücklegen können — insbesondere mit einer Eindringtiefe von $\alpha^{-1}(800 \text{ nm}) \approx 1300 \text{ nm}$.

Die Messung der Pulsantwort bei einer UV-Anregung konnte im Rahmen dieser Arbeit erstmals mit diesem Messaufbau durchgeführt werden¹, sodass vorher

¹Im Rahmen seiner Diplomarbeit konnte E. Kirsch erste Messungen mit dem mechanischen Handphasenschieber durchführen [60]

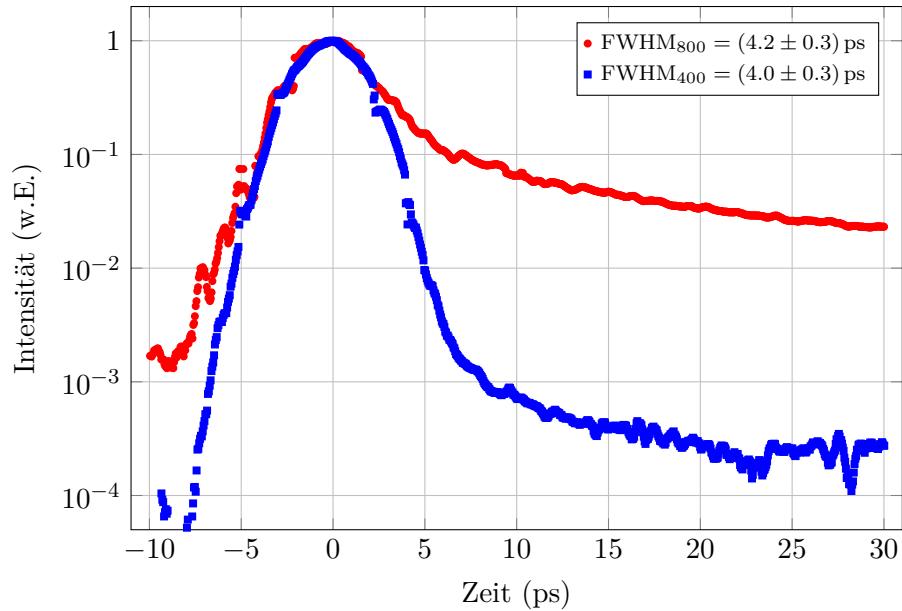
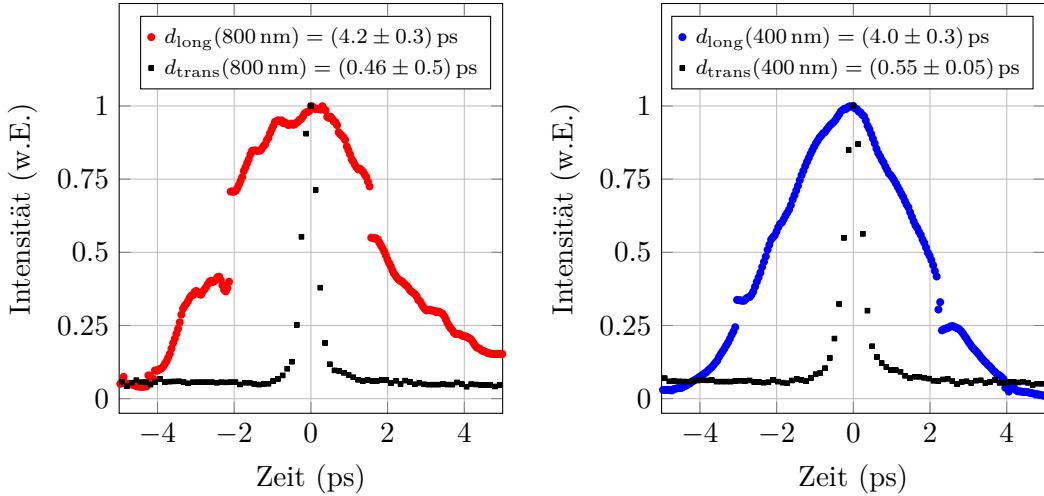


Abbildung 4.1:

Messergebnisse der Pulsantworten bei 800 nm (rot) und 400 nm (blau), aufgenommen mit der Sampling-Methode. Die Pulsbreiten im Hauptpeak sind von ähnlicher Form und Breite, während sich ein deutlicher Unterschied im Intensitätsverlauf ab etwa 4 ps zeigt.

noch keine Erfahrungswerte vorlagen. Wegen der geringeren Eindringtiefe von $\alpha^{-1}(400 \text{ nm}) \approx 15 \text{ nm}$ geschieht die Anregung durch die Photonen sehr oberflächennah. Unter der Annahme, dass die Bandbiegungszone bei dem hier vorliegenden hohen Dotierungsgrad eine Dicke von $d_{\text{BBR}} \approx 10 - 20 \text{ nm}$ aufweist, werden die meisten Elektronen sogar in bzw. nahe der BBR angeregt und können aus dieser nicht mehr ins Kristallinnere entfliehen, bevor sie ins Valenzband rekombinieren. Demnach erfolgt der Großteil der Emission nur während der Thermalisation in den ersten 1 – 2 ps, gefolgt von einem langsameren Intensitätsabfall durch diejenigen Elektronen, die weitere Wege im Kristall zurückgelegt haben.

Diese Annahmen werden in Abb. 4.1 qualitativ bestätigt. Nach knapp 10 ps fällt die Intensität um gut 3 Größenordnungen gegenüber dem Pulsmaximum und liegt 2 Größenordnungen unterhalb der Intensitätsverteilung der IR-Anregung. Das stärkere Rauschen ab etwa 15 ps zeigt das elektronische Rauschen im Channeltron und nachgeschalteter Analogmessung. Die hier aufgenommenen Messwerte liegen im Bereich der Untergrundmesswerte.


Abbildung 4.2:

Links: Longitudinales Profil bei 800 nm-Anregung (rot) und zugehöriger transversaler Strahldurchmesser (schwarz) an der Spaltposition (Angaben in FWHM).

Rechts: Longitudinales Profil bei 400 nm-Anregung (blau) und zugehöriger transversaler Strahldurchmesser (schwarz) an der Spaltposition (Angaben in FWHM).

4.1.1 Abschätzung der Beiträge zum Auflösungsvermögen

Die Gleichungen (3.10) und (3.11) beschreiben die Einzelbeiträge, die zum Auflösungsvermögen beitragen. Gerade die Messergebnisse der UV-Anregung zeigen eine Diskrepanz zwischen $\Delta t_{\text{eff-Spalt}}(400 \text{ nm}) = 2.93 \text{ ps}$ und der Peakbreite von 4.0 ps, die sich nicht nur durch die Transportmechanismen der angeregten Elektronen im Kristall erklären lassen. Daher werden noch einmal verschiedene Einzelbeiträge für den hier vorliegenden Fall genauer betrachtet.

Transversale Strahlgröße

Durch eine geeignete Einstellung der Elektronenoptik konnten die transversalen Strahlbreiten auf $d_{\text{trans}}(800 \text{ nm}) = 0.46 \text{ ps FWHM}$ beziehungsweise $d_{\text{trans}}(400 \text{ nm}) = 0.55 \text{ ps FWHM}$ fokussiert werden, sodass diese keine dominierende Komponente darstellen (siehe Abb. 4.2).

Phasenstabilität der Hochfrequenz

Um langsam Phasendrifts durch beispielsweise Temperaturschwankungen in der Kühlwasserversorgung der HF-Kavität entgegenwirken zu können, sorgt ein Schrittmotor-gesteuerter Kolben im HF-System durch Variation der Resonatorlänge für

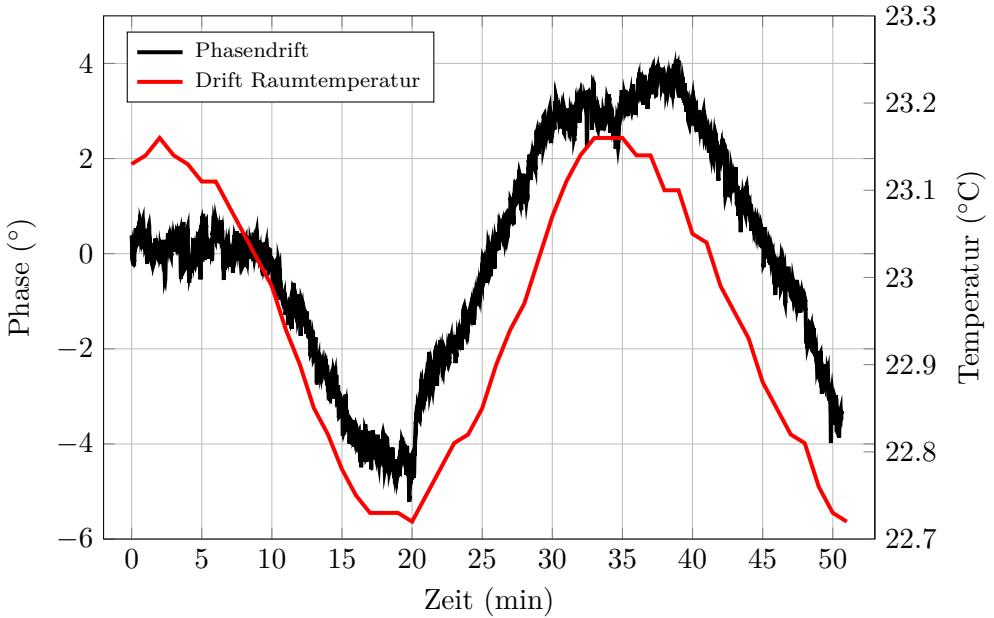


Abbildung 4.3:

In Schwarz ist die Phasendrift an der Spaltposition dargestellt, in Rot die Drift der Raumtemperatur während der Messung.

eine Phasenstabilisierung. Weil der Motor erst bei einer großen Fehlstellung anfährt, kann es zu einer sprunghaften Phasenvariation in der Ablenk-Kavität kommen. Frühere Untersuchungen zu möglichen Phasendrifts haben bereits gezeigt, dass es innerhalb von 1 min zu solchen Phasensprüngen bis zu $1^\circ \cong 1.134 \text{ ps}$ kommen kann [74].

In den hier vorgestellten Messdaten zeigen sich diese Phasensprünge insbesondere in den Pulskanten durch einen Versatz der Datenpunkte (siehe Abb. 4.2) um bis zu 1 ps bei der Messung mit 800 nm und bis zu 0.5 ps bei der Messung mit 400 nm. Gerade im Peakbereich eines Pulses ist dies ein Nachteil, weil hier große Intensitätsänderungen innerhalb einer kurzen Zeitspanne stattfinden. Daher muss Gleichung (3.10) entsprechend erweitert werden.

Zur Veranschaulichung der Phasenstabilität wurde unter schlechteren Experimentierbedingungen eine Langzeit-Phasenjittermessung durchgeführt (siehe Abb. 4.3). Schlechtere Experimentierbedingungen bedeutet, dass ein zwischenzeitlicher Defekt der Anlage dazu geführt hat, dass nun nur noch eine Extraktion der Elektronen in der Quelle mit 45 kV statt mit 100 kV möglich ist. Durch die niedrigere Energie der Elektronen ist einerseits ihre Flugbahn empfindlicher gegen äußere Einflüsse wie beispielsweise Netzschwankungen, andererseits sind nun die elektronenoptischen

Elemente und die Ablenk-Kavität nicht mehr optimal auf die Elektronenenergie abgestimmt.

Die Phasenjittermessung beruht auf dem Prinzip der Sampling-Messmethode (siehe Abschnitt 3.3.2) mit dem Unterschied, dass nun das vom Channeltron erfasste Stromsignal auf der Puls-Anstiegsflanke über die gesamte Messzeit konstant gehalten wird. Um dies zu erreichen, wird bei einer Abweichung des Signals die Phasenlage mit dem elektronischen Phasenschieber nachgeregelt. In Abb. 4.3 ist in Schwarz die Phasendrift (beziehungsweise der Phasenjitter) und in Rot die Raumtemperatur dargestellt. Während der Phasenjitter mit $\pm 0.8^\circ$ abgeschätzt werden kann, kann die langsame Phasendrift bis zu $\pm 4.5^\circ$ betragen.

Eine Korrelation zwischen Phasendrift und Drift der Raumtemperatur ist deutlich zu erkennen. Die Raumtemperatur wird durch eine Klimaanlage auf $(22.9 \pm 0.22)^\circ\text{C}$ gehalten, dennoch haben diese kleinen Temperaturschwankungen Einfluss gerade auf das HF-System. Bei einer zeitaufgelösten Messung der Pulsantwort, die in der Größenordnung von 5 – 10 min liegt, ist also der Zeitpunkt der Messung in Bezug auf den Regelzyklus der Raumtemperatur von Bedeutung, wie groß der Beitrag der Phasendrift ist.

Strahllage in der Ablenk-Kavität

Mit der Sampling-Methode können nur diejenigen Elektronen eines Pulses vom Channeltron detektiert werden, die den Spalt passieren können. Durch die lichte Weite des Spalts von $100\text{ }\mu\text{m}$ wird das auf ein Phasenintervall von $\pm 0.05^\circ$ um den Nulldurchgang des magnetischen Feldes in der Kavität begrenzt.

Betrifft also ein idealer Elektronenpuls zum Nulldurchgang des Magnetfeldes die Kavität und durchfliegt diese mittig auf seiner Sollbahn, können Elektronen für die HF-Phase von $0^\circ \pm 0.05^\circ$ und von $180^\circ \pm 0.05^\circ$ aufgenommen werden. Bei einer Phasenvariation der Elektronenpulse relativ zum HF-Feld in der Kavität sehen die Elektronen jeweils nach 180° die gleichen Magnetfeldkomponenten in entgegengesetzter Richtung und werden dementsprechend mit der gleichen Geschwindigkeit transversal abgelenkt. In einem Phasen-Intensitäts-Diagramm ergeben sich zwei um 180° verschobene identische Pulsantworten.

Abbildung 4.4 zeigt eine Messung über eine relative Phasenvariation von 200° . Entgegen den Erwartungen beträgt der Abstand der Pulsmaxima nur 171° . Durchfliegt ein Elektronenpuls die Kavität nicht auf seiner Sollbahn, sondern betritt sie unter einem Winkel $\delta\vartheta$, sehen die Elektronen jeweils eine zeitlich verzögerte Magnetfeldkomponente und erfahren dadurch eine andere Ablenkung als ein Elektron auf seiner Sollbahn. Ist φ die Phase des Sollteilchens, so muss diese um den Winkel

$$\Delta\varphi = -\arctan\left(\frac{\delta\vartheta}{\alpha_{\max}}\right) \quad (4.1)$$

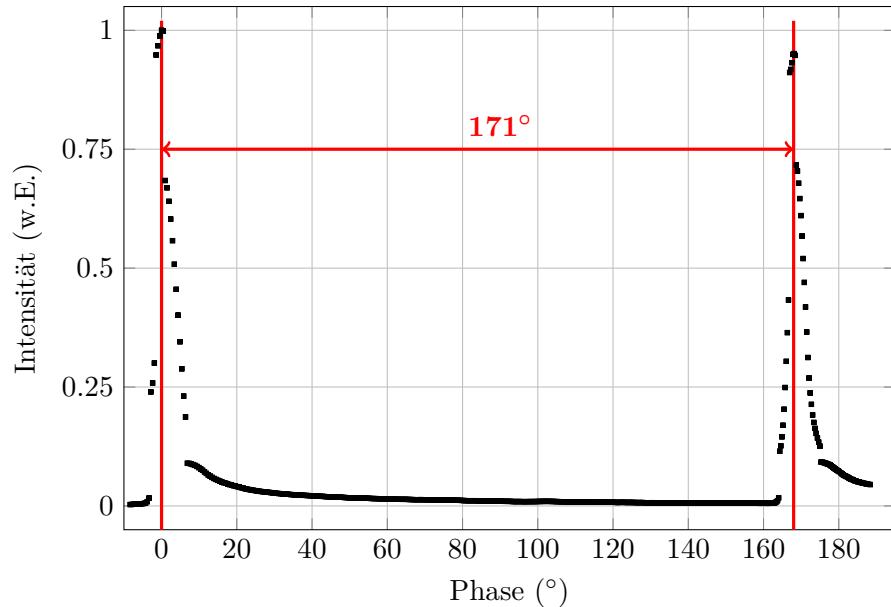


Abbildung 4.4:

Phasenvariation von 200° . Der Abstand der Pulsantworten beträgt 171° , während sich die Maxima um 2 % unterscheiden.

korrigiert werden, um dennoch vom Channeltron detektiert werden zu können. Hier ist α_{\max} der maximale Ablenkinkel der Kavität.

Deutlich wird dieser Effekt durch eine einfache Simulation, wie sie in Abb. 4.5 gezeigt wird. Ausgegangen wird von einem zeitlich exponentiell abfallenden und unendlich langen Elektronenpuls der Form $e^{-(\varphi/50)}$, der die Kavität einmal auf der Sollbahn (blau) und einmal mit einem Winkelfehler von $\delta\vartheta = 10 \text{ mrad}$ (rot) durchfliegt.

Im Beispiel resultiert der gegebene Winkelfehler in einem Pulsabstand von 150° . Wird diese Simulation für die vorliegende Messung mit einem Pulsabstand von 171° verwendet, so ergibt sich ein Winkelfehler von 3 mrad , wie es in Abb. 4.6 angedeutet wird.

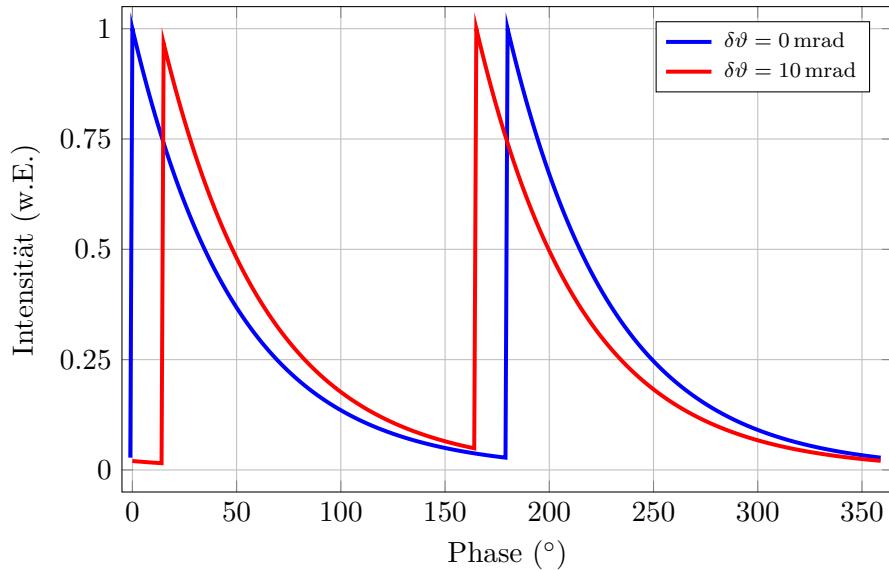


Abbildung 4.5:

Simulation der Phasenlage bei unterschiedlichen Einschusswinkeln in die Ablenk-Kavität. In Blau ist eine Pulsantwort auf der Sollbahn gezeigt und in Rot bei einem Winkelfehler von $\delta\vartheta = 10 \text{ mrad}$.

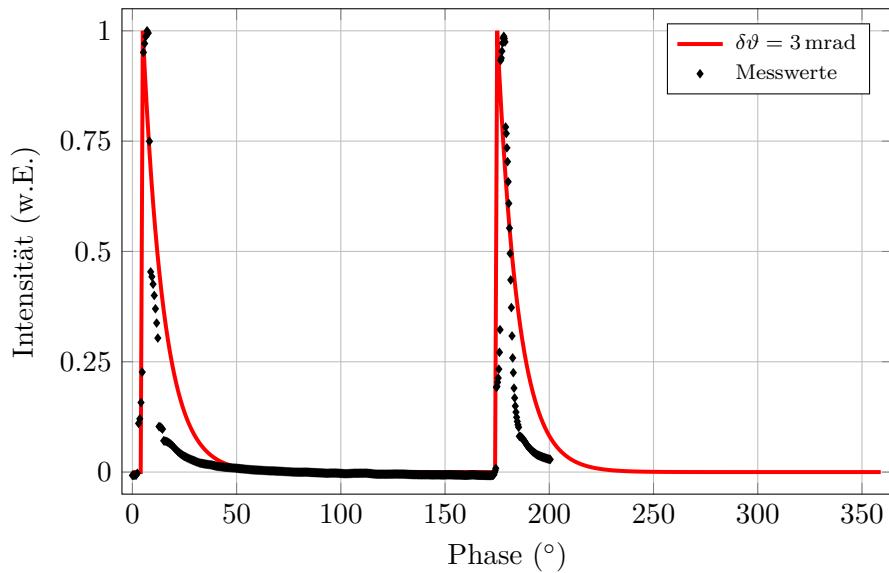


Abbildung 4.6:

Vergleich der langen Phasenmessung (schwarz) mit der Simulation mit einem Winkelfehler von $\delta\vartheta = 3 \text{ mrad}$ (rot).

4.2 Vergleich der Messergebnisse mit dem bisherigen Diffusionsmodell

In früheren Arbeiten an der PKAT konnte das Auflösungsvermögen mit 2.3 ps FWHM als obere Grenze abgeschätzt werden [22] und wurde für die Berechnungen der Pulsantwort mit dem Diffusionsmodell in Abschnitt 2.2.2 verwendet. Hier wurden noch keine Unterschiede in der effektiven Zeitauflösung aufgrund von unterschiedlichen Laufzeiteffekten bei den beiden anregenden Laserwellenlängen berücksichtigt.

Die beiden Abbildungen 4.7 (für 800 nm) und 4.8 (für 400 nm) zeigen einen Vergleich der jeweiligen Messresultate mit den Simulationsergebnissen auf der Basis von einer Zeitauflösung von 2.3 ps, sowie der im Rahmen dieser Arbeit ermittelten Auflösungen für 400 nm von $\Delta t_{\text{eff-Spalt}}(400 \text{ nm}) = 2.93 \text{ ps}$. Deutlich wird, dass die Messresultate im hier vorliegenden Fall nur qualitativ durch die Theorie beschrieben werden können.

Die Pulsbreiten können in beiden Fällen annähernd durch die errechneten Auflösungsvermögen dargestellt werden. Bedeutender ist jedoch die Intensitätsabnahme im Pulsverlauf. Hier liegen die Messergebnisse jeweils etwa eine Größenordnung unterhalb derer des theoretisch vorhergesagten Verlaufs. Gerade bei einer Anregung von 800 nm steht dies in klarem Widerspruch zu gemessenen Pulsantworten früherer Arbeiten, wie beispielsweise in Abb. 4.9 (links, aus [71]) gezeigt wird. Hier ist ein langsamer Intensitätsabfall auf 10 % vom Pulsmaximum nach etwa 52 ps im Pulsverlauf festzustellen, verglichen mit der aktuellen Messung (in der Abbildung rechts), wo 10 % bereits nach etwa 6 ps erreicht sind.

Die Messungen im Rahmen dieser Arbeit wurden bei einer Quantenausbeute von $QE(800 \text{ nm}) \approx 0.05 \%$ beziehungsweise $QE(400 \text{ nm}) \approx 0.5 \%$ durchgeführt, die Vergleichsmessung in der Abbildung hingegen bei einer $QE(840 \text{ nm}) \approx 1.4 \%$. Zwar hat die Anregungswellenlänge Einfluss auf die QE , aber dieser deutliche Unterschied im nahen infraroten Anregungsbereich lässt sich nicht allein durch die Wellenlänge erklären. Vielmehr ist die geringe QE der hier durchgeföhrten Messungen ein Indiz dafür, dass die Annahme einer NEA-Photokathode nicht mehr zutreffend sein kann [75], und erfordert daher eine weitere Analyse (siehe Kapitel 5).

4.2 Vergleich der Messergebisse mit dem bisherigen Diffusionsmodell

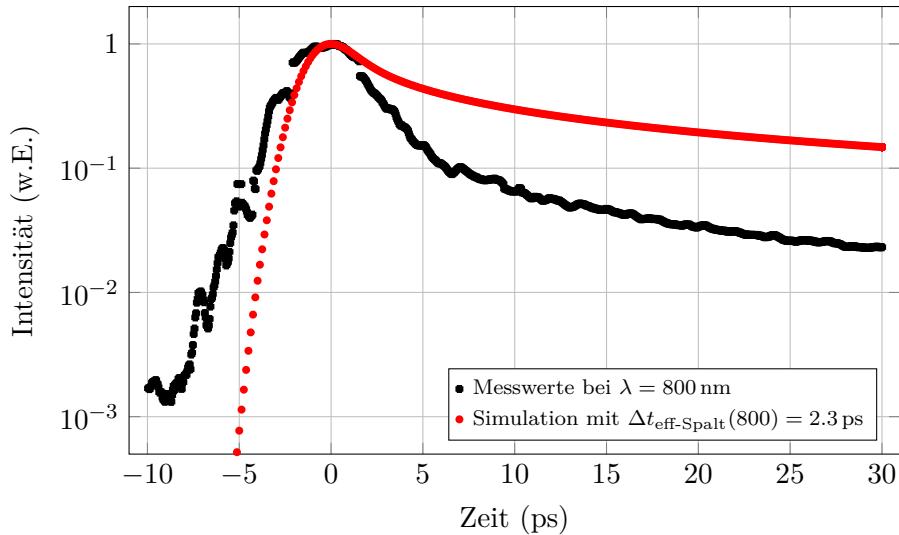


Abbildung 4.7:

Vergleich des Messresultats bei 800 nm (schwarz) mit den Simulationsergebnissen nach dem Diffusionsmodell aus Abschnitt 2.2.2 mit einer Auflösung von 2.3 ps (rot).

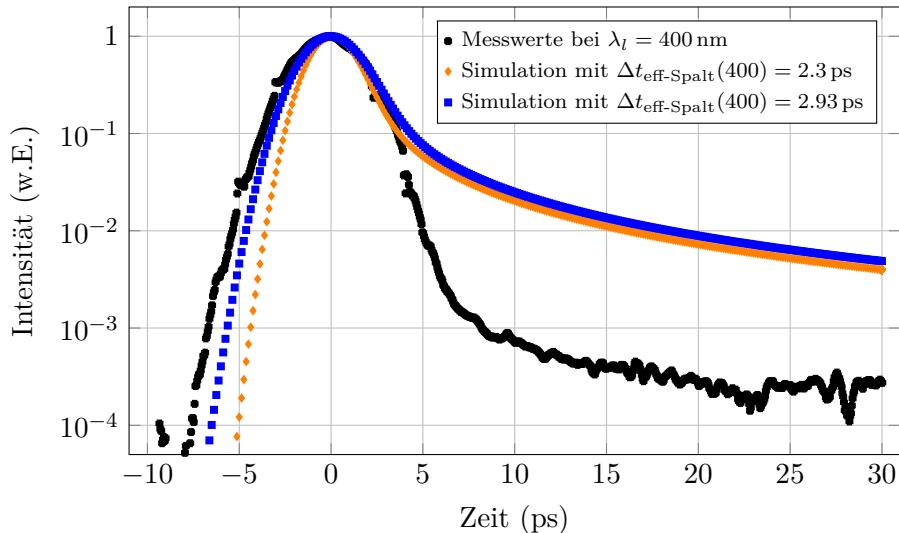


Abbildung 4.8:

Vergleich des Messresultats bei 400 nm (schwarz) mit den Simulationsergebnissen nach dem Diffusionsmodell aus Abschnitt 2.2.2 mit einer Auflösung von 2.3 ps (orange) und der in dieser Arbeit ermittelten Auflösung von 2.93 ps (blau).

4 Datenanalyse

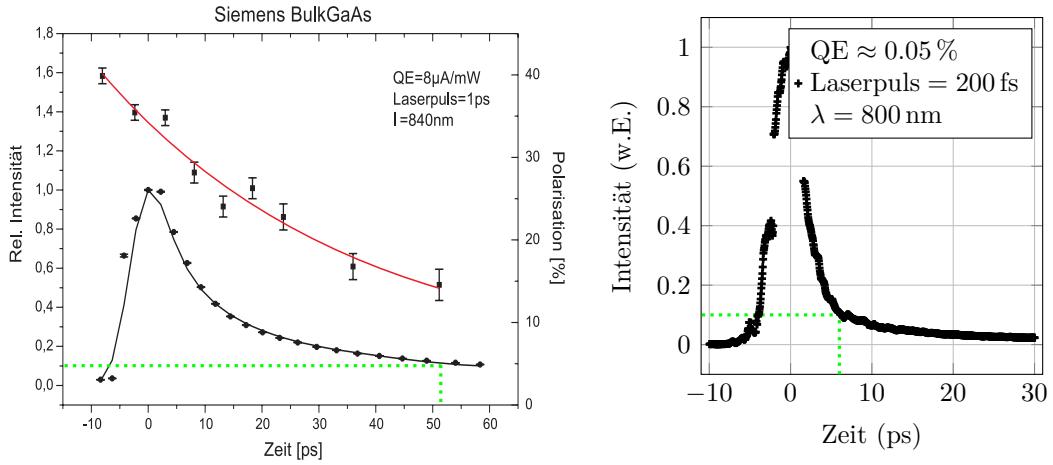


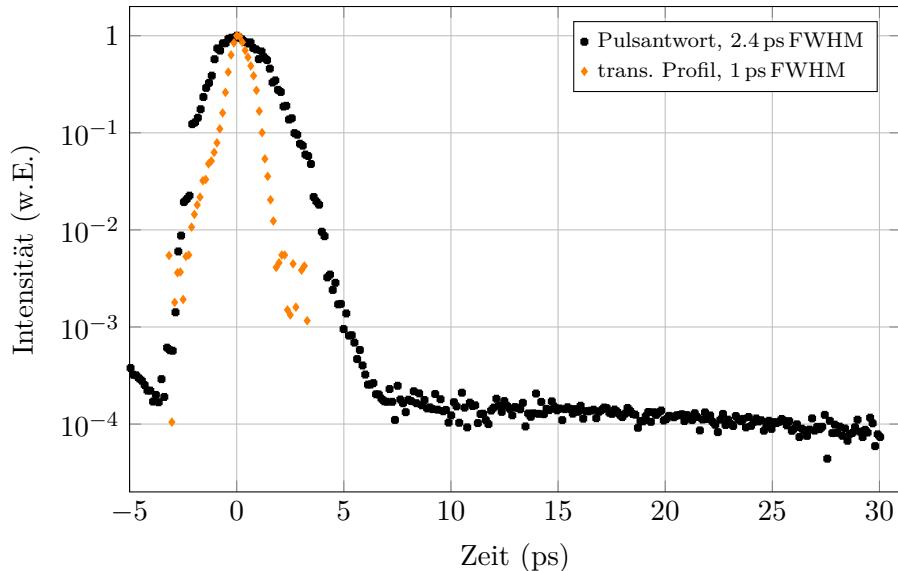
Abbildung 4.9:

Links: Pulsantwort einer Bulk-(Cs,O)-GaAs-Photokathode mit zusätzlichem Polarisationsprofil. Die Intensität ist nach etwa 52 ps auf 10 % abgefallen (entnommen aus [71]).
Rechts: Messergebnis dieser Arbeit. Die Intensität ist nach etwa 6 ps auf 10 % abgefallen.

4.3 Vergleich der Pulsantworten von Galliumarsenid mit Kalium-Cäsium-Antimonid

In einer parallelen Arbeit werden aus der Gruppe der PEA-Photokathoden Kalium-Cäsium-Antimonid-Photokathoden (K_2CsSb) hergestellt und analysiert [11]. Für die Herstellung werden in bestimmten Konzentrationen die drei Elemente unter guten Vakuumbedingungen auf ein Trägersubstrat aufgedampft. Es entsteht ein polykristalliner Halbleiter mit einer Bandlücke von $E_{gap} \approx 1.2$ eV [76], einer Elektronenaffinität von $\chi_{PEA} = 0.7$ eV [77] und einer Austrittsarbeit von 2.1 eV [13]. Häufig wird eine Anregungswellenlänge von 532 nm gewählt, und es können hier Quantenausbeuten von bis zu 10 % erreicht werden [78].

Unser experimenteller Aufbau ermöglicht für die Kurzzeitspektroskopie durch die Frequenzverdopplung des Femtosekundenlasers nur eine Anregungswellenlänge von 400 nm, sodass hiermit die Pulsantwort von K_2CsSb gemessen werden konnte. Das Ergebnis mit einer $QE \approx 1\%$ wird in Abb. 4.10 gezeigt (entnommen aus [79]). Die schwarze Kurve zeigt eine Pulsantwort mit einer Breite von 2.4 ps FWHM und einen Intensitätsabfall um 4 Größenordnungen nach knapp 10 ps vom Pulsmaximum, 90 % der Elektronen sind nach $t_{90} = 1.6$ ps emittiert. Auch hier sei angemerkt, dass es sich um Messergebnisse handelt, die eine Faltung des transversalen Auflösungsvermögens mit der eigentlichen Pulsantwort darstellen. Der transversale Strahldurchmesser geht mit einer Breite von 1 ps (orange Kurve in Abb. 4.10) als Hauptbeitrag mit ein. Somit kann die errechnete Antwortzeit von $t_{90} \approx 0.17$ ps für Schichtdicken ≥ 50 nm


Abbildung 4.10:

Pulsantwort und transversales Profil von K_2CsSb . In Schwarz ist die Pulsantwort mit einer Breite von 2.4 ps dargestellt, in Orange das transversale Profil mit 1 ps Breite (aus [79]).

mit Hilfe von Monte Carlo-Simulationen als Größenordnung bestätigt werden [78].

Abbildung 4.11 zeigt den Vergleich der Pulsantwort von K_2CsSb (schwarze Kurve) mit den Ergebnissen von (Cs, O)-GaAs (rot und blau). Der Hauptpeak von K_2CsSb ist deutlich schmäler und fällt schneller ab als die Antworten von (Cs, O)-GaAs. Zudem steigt der Puls schneller an, was primär seine Ursache in der Messgeschwindigkeit, d.h. der Anzahl der Datenpunkte pro Zeiteinheit, hat. Die Intensitätsanteile im Schwanz liegen im Schnitt eine halbe Größenordnung unterhalb der Messergebnisse von (Cs, O)-GaAs bei einer Anregungswellenlänge von 400 nm.

4.4 Bedeutung für den Einsatz am Beschleuniger

Für den erfolgreichen Betrieb eines Beschleunigers ist es wichtig, einen gepulsten Elektronenstrahl bereitzustellen, dessen maximale Pulslänge an die Beschleuniger-Akzeptanz (siehe Abschnitt 2.3.3) angepasst ist. Die Beschleunigung von Ladung erfolgt in der Regel durch HF-Resonatoren, in denen das elektrische Feld longitudinal zur Flugrichtung steht. Ladungen, die den Resonator außerhalb der Akzeptanz durchfliegen, führen zu Strahlverlusten, die den Beschleuniger beschädigen können [6]. Ein typischer Wert für die Akzeptanz einer SRF-Quelle, die bei 1.3 GHz betrieben wird, liegt bei etwa 3 ps [50]. Unabhängig vom Typ der verwendeten Elektronenquelle (siehe Abschnitt 2.4) ist es wegen der beschränkten Ladung innerhalb einer

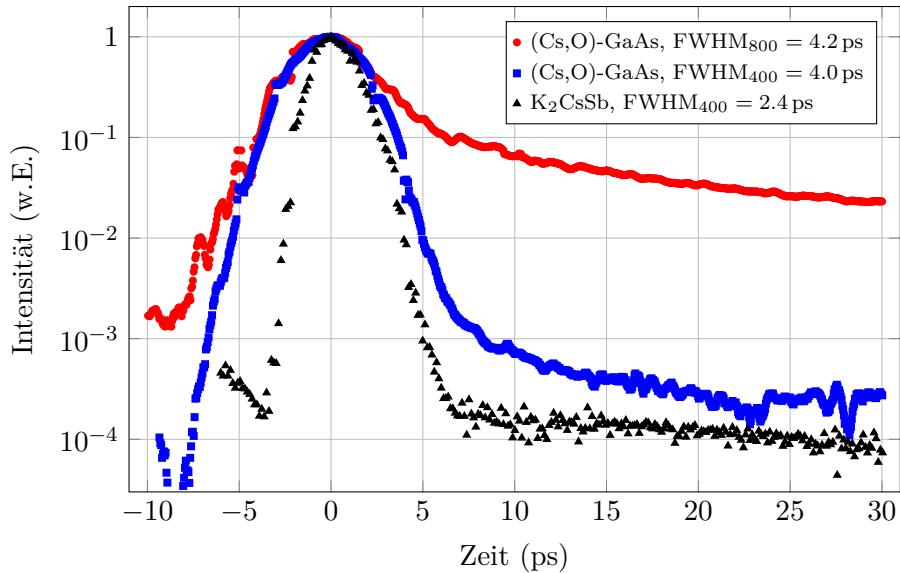


Abbildung 4.11:

Vergleich der Pulsantworten von (Cs,O)-GaAs bei 800 nm (rot) und 400 nm (blau) mit K₂CsSb bei 400 nm (schwarz), aus [75].

Photokathodenlebensdauer sinnvoll, entsprechend der HF der Beschleunigersektion gepulst Elektronen zu emittieren, um möglichst viele der emittierten Elektronen zum Experiment zu transportieren.

In einer DC-Quelle wird jedes emittierte Elektron mit der kinetischen Energie T mit der gleichen Energie E beschleunigt und hat nach Verlassen des Quellenbereichs die Gesamtenergie ($E + T$). Die Pulsvorlängerung durch die Laufzeitdispersion innerhalb eines Pulses resultiert nur aus der Energiebreite der emittierten Elektronen (siehe Abschnitt 3.4.1). Hinzu kommt bei hohen Pulsladungen eine Pulsexpansion longitudinal sowie transversal durch Raumladungseffekte.

Der Einsatz einer DC-Quelle bietet die Möglichkeit, die Elektronenpulse nach Verlassen des Quellenbereichs und vor Erreichen der ersten Beschleunigersektion zu komprimieren und an die Akzeptanz anzupassen. Allerdings können auch hier in Abhängigkeit des mittleren Elektronenstroms hohe Strahlverluste auftreten, deren Auswirkungen aber im niederenergetischen Bereich bis 300 keV noch vertretbar sein können.

In (S)RF-Quellen gibt es die Möglichkeit der Pulsanpassung nicht, weil die emittierten Elektronen direkt einem zumeist starken und zeitabhängigen HF-Feld ausgesetzt sind. Dadurch sind zwei Aspekte bei der Photoemission von Bedeutung: der Zeitpunkt der Emission ins Vakuum und die Energiebreite der photoemittierten Elektronen. Nach Gleichung (2.29) führen unterschiedliche Startzeiten zu

einer starken Energievariation und damit zu einer großen Laufzeitdispersion. Bei relativistischen Energien ist es dann technisch aufwändig, den Elektronenpuls wieder entsprechend der Akzeptanz zu komprimieren, sodass in nachfolgenden Beschleunigersektionen mit hohen Strahlverlusten zu rechnen ist.

Eine Betrachtung der Pulsantworten aus Abb. 4.11 zeigt, dass K_2CsSb ein geeignetes Material ist, um ausreichend kurze Pulse erzeugen zu können. Ähnliches gilt für $(Cs,O)-GaAs$ bei einer Anregungswellenlänge von 400 nm. Der Strahlverlust ab einer Laufzeit von 10 ps bis zur dargestellten Obergrenze von 30 ps liegt für K_2CsSb bei 1 %. Bei $(Cs,O)-GaAs$ liegt der Verluststrom einer 400 nm-Anregung mit der niedrigen $QE(400\text{ nm}) \approx 0.5\%$ bei 2.5 % und bei 800 nm mit $QE(800\text{ nm}) \approx 0.05\%$ bei 8 %. Die Anteile einer frisch aktivierten $(Cs,O)-GaAs$ -Photokathode guter Quantenausbeute (je nach Wellenlänge liegt die QE zwischen 1.5 % und 15 %) lägen nach dem Diffusionsmodell bei einer 800 nm-Anregung sogar bei etwa 37 % und bei einer 400 nm-Anregung bei etwa 5 %. Gerade bei hohen geforderten Strahlströmen hat das gravierende Auswirkungen.

Ein weiterer Aspekt für den Einsatz am Beschleuniger ist die Lebensdauer zusammen mit der zur Verfügung stehenden Ladungsmenge einer Photokathode. Die Anforderungen an die Vakuumbedingungen sind bei $(Cs,O)-GaAs$ mit 10^{-12} mbar um mindestens zwei Größenordnungen höher als bei K_2CsSb mit 10^{-10} mbar [12]. Bei höheren Strahlströmen steigt die Wahrscheinlichkeit, das vorhandene Restgas zu ionisieren, und kann damit zu einer Ionen-Bombardierung im elektrostatischen Beschleunigungsfeld führen und dadurch die Photokathode beschädigen. Die Ladungslebensdauer von $(Cs,O)-GaAs$ mit etwa 800 C bei 533 nm [80] ist zwar niedriger als von K_2CsSb (> 1000 C) [11], direkte Vergleichsmessungen haben gezeigt, dass sie dennoch in einer ähnlichen Größenordnung liegen [81]. Daher begünstigt die Vakuumlebensdauer K_2CsSb -Photokathoden, wenn es um das Erreichen hoher mittlerer Strahlströme ohne Spinpolarisation geht.

Trotz der Vorteile, die K_2CsSb gegenüber $(Cs,O)-GaAs$ hat, bleibt die Tatsache, dass viele Experimente einen spinpolarisierten Elektronenstrahl benötigen. Eine Bereitstellung ist nach heutiger Kenntnis nur mit NEA-Photokathoden aus der Klasse der III-V-Halbleiter bei einer Anregungswellenlänge von rund 800 nm möglich, sodass auch weiterhin $(Cs,O)-GaAs$ -Photokathoden von zentraler Bedeutung bleiben werden.

4.4.1 Einstufung verschiedener Photokathodenmaterialien

Neben den Aspekten Lebensdauer, Quantenausbeute und Vakuumanforderungen spielt die Dicke (der aktiven Zone) einer Photokathode eine entscheidende Rolle bei der Länge der Pulsantwort. Daher werden in der Regel dünne Photokathoden bevorzugt eingesetzt. Ein Überblick über Vor- und Nachteile verschiedener (dünner) und häufig eingesetzter NEA- und PEA-Photokathoden soll hier gegeben werden.

NEA-Photokathoden

Ein häufiger Vertreter in der Gruppe der GaAs-basierten Kristalle ist die Superlattice-GaAs-Photokathode (SL-GaAs), die aus mehreren Schichten unterschiedlicher Dotierungskonzentrationen oder auch aus nicht reinem GaAs, sondern beispielsweise GaAsP, aufgebaut ist. Ein weiterer Vertreter der NEA-Photokathoden ist Galliumnitrid (GaN) mit einer Bandlücke von $E_{\text{gap}} \approx 3.44 \text{ eV}$. Qualitativ lassen sich die Eigenschaften in Abhängigkeit der Anregungswellenlänge zusammenfassen:

- **SL-GaAs:**

Anregung an der Bandkante bei 800 nm: niedrige QE , kurze Pulsantwort ohne hohen Intensitätsanteil im Schwanz, hohe Polarisation, kurze Lebensdauer.

Anregung bei 400 nm: hohe QE wegen großer Absorption, kurze Pulsantwort ohne hohen Intensitätsanteil im Schwanz, keine Polarisation, kurze Lebensdauer (aber doch etwa dreimal länger).

- **GaN:**

Anregung bei 400 nm (und kürzer): hohe QE , kurze Pulsantwort ohne hohen Intensitätsanteil im Schwanz, keine Polarisation, Lebensdauer eventuell länger als GaAs-basierte Photokathoden.

PEA-Photokathoden

Neben K₂CsSb kommen hier ebenfalls aus der Gruppe der Alkali-Bialkali-Photokathoden KCsSb, NaKCsSb und Cs₂Te. Die Vakuumanforderungen liegen mit Druckverhältnissen im Bereich von 10^{-10} mbar um zwei Größenordnungen niedriger als die der NEA-Vertreter, sind also in dieser Hinsicht weitaus robuster. Die Anregung erfolgt in der Regel ab einer Wellenlänge von 530 nm und kürzer, und es

- können kurze Pulsantworten ohne hohen Intensitätsanteil im Schwanz erreicht werden,
- ist keine Polarisation möglich,
- sind gute Lebensdauern möglich.

Allerdings besteht bei einer hohen Cäsiumkonzentration in der Photokathode, die um einiges größer als bei NEA-Photokathoden ist, die Gefahr einer Cäsiumkontamination der Vakuumkammer, die dann zu spontaner Feldemission führen kann.

5 Anpassung und Erweiterung des Diffusionsmodells

In Abschnitt 2.2.2 wurde bereits ein Diffusionsmodell für NEA-Photokathoden und Simulationsergebnisse auf dieser Basis vorgestellt. Frühere Arbeiten und Veröffentlichungen (z.B. [9, 10]) haben gezeigt, dass sich die Pulsantwort aus GaAs mit diesem Diffusionsmodell bei einer Anregungswellenlänge von $\lambda_{\text{laser}} = 800 \text{ nm}$ hinreichend gut beschreiben und erklären lässt. Messungen bei einer Anregungswellenlänge von $\lambda_{\text{laser}} = 400 \text{ nm}$ konnten bisher wegen des apparativen Aufbaus nicht durchgeführt werden, sodass erste Erfahrungswerte im Rahmen dieser Arbeit gewonnen werden konnten. Die Messergebnisse beider Anregungswellenlängen konnten mit den theoretisch erwarteten aus dem zuvor vorgestellten Diffusionsmodell verglichen und analysiert werden.

5.1 Physikalische Überlegungen

5.1.1 Einfluss der Elektronenaffinität

Elektronen im Festkörper können die Energiebarriere an der Oberfläche nur durchdringen und emittiert werden, wenn sie gegenüber dem Vakuumlevel genügend Energie besitzen. Wie zuvor beschrieben, wird das bei GaAs dadurch erreicht, dass eine (Cs,O)-Schicht auf die Oberfläche aufgebracht wird, die die Elektronenaffinität negativ werden lässt. Während eines Lebensdauerzyklus der Photokathode wird die (Cs,O)-Schicht abgebaut, beziehungsweise ihre Struktur verändert. Das bedeutet, dass sie teilweise mit Restgasatomen und -molekülen reagiert oder sich auch einzelne kristalline Strukturen ausbilden könnten [28]. Dadurch verändern sich die Energieverhältnisse allmählich, und die Lage der Vakuumenergie wandert in Richtung ihrer ursprünglichen Lage vor der Aktivierung. Aus der negativen Elektronenaffinität (mit der Energie χ_{NEA}) wird schließlich eine positive Elektronenaffinität (mit der Energie χ_{PEA}).

Um Elektronen aus dem Valenzband ins Leitungsband anzuheben, muss die Energielücke der Bänder von $E_{\text{gap}} = 1.42 \text{ eV}$ überwunden werden. Die Photonenergie der 800 nm-Anregung entspricht einer Energie von $E(800 \text{ nm}) = 1.55 \text{ eV}$, der 400 nm-Anregung einer Energie von $E(400 \text{ nm}) = 3.1 \text{ eV}$, was einen Energieüberschuss $\Delta E(\lambda_{\text{laser}})$ von $\Delta E(800 \text{ nm}) = 0.13 \text{ eV}$ respektive $\Delta E(400 \text{ nm}) = 1.68 \text{ eV}$ ergibt und ausreichen kann, um Elektronen zu emittieren. Je nach Alter der Photokathode kann das Vakuumenergielevel dichter an oder leicht oberhalb der Leitungsbandkante liegen, und damit liegen leichte PEA-Verhältnisse vor.

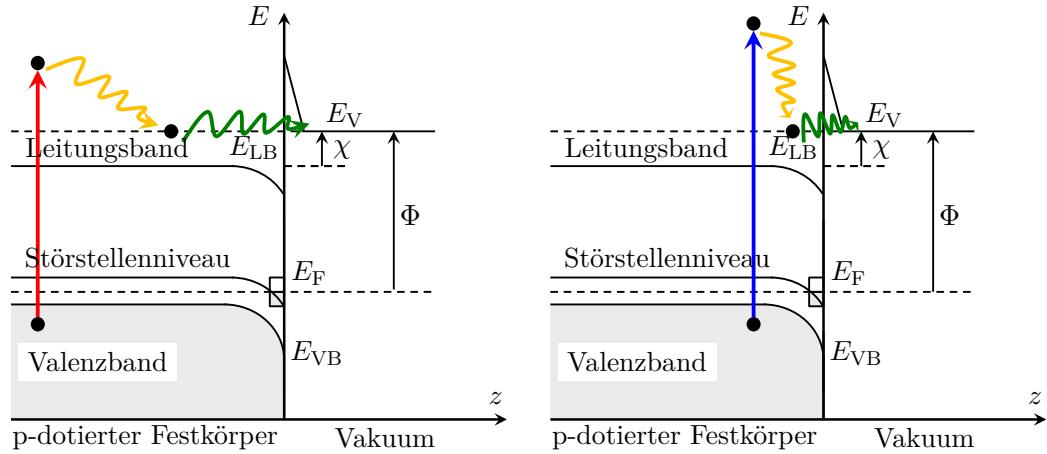


Abbildung 5.1:

Schematische Darstellung des Emissionsprozesses bei geringer PEA bei einer Anregung im Roten (links) beziehungsweise im Blauen (rechts). Ein Elektron wird vom VB ins LB angeregt (roter bzw. blauer Pfeil). Die Entfernung der beiden Pfeile zur Oberfläche deutet die unterschiedlichen Eindringtiefen an, die Länge die unterschiedlichen Anregungsenergien. Nach der Thermalisation (gelber Pfeil) führt das Elektron eine thermische Boltzmann-Bewegung aus (grüner Pfeil) und kann daher dennoch emittiert werden.

Solange $\chi_{\text{PEA}} < \Delta E(\lambda_{\text{laser}})$ gilt und $E(\lambda_{\text{laser}})$ größer als die Austrittsarbeit Φ ist, ist theoretisch eine Emission ins Vakuum möglich, allerdings sinkt die Austrittswahrscheinlichkeit mit zunehmender χ_{PEA} .

Nach der Anregung der Elektronen ins Leitungsband dauert es typischerweise etwa 1 ps, bis sich der Kristall wieder im quasi-thermischen Gleichgewicht befindet [26, 38], d.h. die Elektronen halten sich an der Leitungsbandkante in einem der Täler (Γ -, X -, L -Valley) auf (siehe Abb. 5.1). Solange die thermische Bewegung durch Phononenwechselwirkung ausreicht, ist ein Überwinden der Potentialbarriere an der Oberfläche prinzipiell möglich.

Karkare hat in einer Monte Carlo-Simulation [40] bereits versucht, das Antwortverhalten von (Cs,O)-GaAs bei den Photonenergien von 1.74 eV und 2.38 eV in Abhängigkeit der Elektronenaffinität zu beschreiben. Die Pulslängen unterscheiden sich hier bei $\chi_{\text{NEA}} \approx -200$ meV gegenüber $\chi_{\text{PEA}} \approx +200$ meV um einen Faktor von 4 im langwelligen Bereich respektive einen Faktor von 2 im kurzweligen Bereich, was den Trend in den Abbildungen 4.7 und 4.8 bestätigt.

5.1.2 Einfluss der Bandbiegungszone

Die in dieser Arbeit verwendete Photokathode hat einen Dotierungsgrad mit Zn von $(1.10 - 1.32) \times 10^{-19} \text{ cm}^{-3}$. Für die Breite der Bandbiegungszone ergibt sich nach

Gleichung (2.8) $b_{\text{BBR}} \approx (10 - 15)\text{nm}$. Durch diese kleine Wegstrecke können in diesem Bereich Feldstärken von mehr als 1 MV/m erreicht werden, und die Elektronen, die einmal in die BBR eingedrungen sind, können nach möglichen Energieverlusten nicht mehr ins Kristallinnere zurückkehren [82, 83].

Die Eindringtiefe des Lichts ist abhängig vom Absorptionskoeffizienten $\alpha(\lambda_{\text{laser}})$. Für 800 nm ergibt sich nach Casey und Stern $\alpha(800\text{ nm}) < 0.8\text{ }\mu\text{m}^{-1}$ und damit eine Eindringtiefe $> 1250\text{ nm}$, und für 400 nm ergibt sich $\alpha(400\text{ nm}) = 67.1\text{ }\mu\text{m}^{-1}$ nach Singh und damit eine Eindringtiefe von etwa 15 nm . IR-Licht dringt also sehr weit in den Kristall ein, sodass selbst weit entfernt von der BBR eine Anregung stattfindet und die Elektronen durch den Transportprozess hin zur Oberfläche schon einen Großteil ihres Energieüberschusses verloren haben.

UV-Licht dagegen wird zu großen Teilen in, beziehungsweise nahe der BBR absorbiert. Dadurch werden die meisten angeregten Elektronen direkt zur Kristalloberfläche hin beschleunigt. Nur ein kleiner Anteil der angeregten Elektronen durchläuft den sonst üblichen Transportprozess.

5.2 Diffusionsmodell für Photokathoden mit kleiner PEA

Anhand der oben beschriebenen physikalischen Überlegungen ist eine Anpassung des bisherigen Diffusionsmodells notwendig und möglich. Unter der Annahme einer geringen PEA verkleinert sich auch der Energieüberschuss der angeregten Elektronen und damit die Anzahl der Elektronen gegenüber dem Vakuumenergieniveau. Die meisten Elektronen, die die Oberfläche erreichen, haben keinen Energieüberschuss mehr, weil ihre thermische Energie kleiner als die Affinität χ_{PEA} ist. Weil die Verteilung aber im thermischen Gleichgewicht ist, sind diese Elektronen Boltzmannverteilt. Daher ist zu erwarten, dass nicht mehr das bekannte Energiespektrum aus Abb. 2.7 nachgewiesen werden kann, sondern nur noch der Anteil für Elektronen mit einer kinetischen Energie von $T \geq \chi_{\text{PEA}}$.

Im thermischen Gleichgewicht sind die Elektronen an der Leitungsbandkante nicht starr an ihren Ort gebunden, sondern bewegen sich gemäß der Boltzmann-Statistik und erfahren dabei durch die Wechselwirkung mit Phononen einen Energieübertrag. Dadurch können Elektronen, deren kinetische Energie eigentlich nicht mehr ausreicht, um direkt zu entfliehen, dennoch mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit die Potentialbarriere an der Oberfläche mittels thermionischer Emission überwinden. Für die emittierte Stromdichte $j(t)$ folgt somit

$$j(t) \propto e^{-\frac{\chi_{\text{PEA}}}{k_B T}}. \quad (5.1)$$

Hier ist k_B die Boltzmann-Konstante und T die absolute Temperatur, in unserem Fall $T = 300\text{ K}$. Weil die effektive apparative Auflösung in der Größenordnung der

Thermalisationszeit liegt, lässt sich Gleichung (2.20) aus Abschnitt 2.2.2 in einem vereinfachten Modell zu

$$j(t) \propto \begin{cases} \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cdot e^{-(\frac{n\pi}{d})^2 Dt} & \text{für } t \leq \tau_{\text{therm}} \\ \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cdot e^{-(\frac{n\pi}{d})^2 Dt} \cdot e^{-\frac{x_{\text{PEA}}}{k_B T}} & \text{für } t > \tau_{\text{therm}} \end{cases} \quad (5.2)$$

mit der Dicke d der Photokathode, A_n den in Abschnitt 2.2.2 beschriebenen Fourierkoeffizienten und x dem Ort der Anregung umformen.

Wie schon in Abschnitt 3.4.2 erwähnt, kommt es zu einem Artefakt bei der experimentellen Beobachtung, weil die Pulslänge einer Bulk-GaAs-Photokathode wegen ihrer breiten aktiven Schichtdicke nicht klein gegen die Periode der Ablenkung ist. Daher besteht das experimentell beobachtete Signal $j(\varphi)$ ($\Leftrightarrow j(t)$) aus einer Summe von Intensitätswerten, die jeweils um eine halbe Periode verschoben sind:

$$j(\varphi) = j(\varphi) + \sum_{m=1}^{\infty} j(\varphi + m \cdot \pi) \quad (5.3)$$

Wegen der endlichen Rekombinationszeit $< 1 \text{ ns}$ und der Periodendauer von 408 ps kann die Summe in der Regel nach dem zweiten Glied schon abgebrochen werden.

5.3 Beschreibung der Messungen mit dem erweiterten Diffusionsmodell

Die Beschreibung der erhaltenen Messdaten bei einer UV-Anregung ist durch Gleichung (5.2) und bei einer IR-Anregung durch Gleichung (5.3) möglich. In den vorliegenden Messdaten ist das Intensitätssignal nach einer halben Periode bereits auf 0.5 %, nach einer vollen Periode auf 0.02 % abgefallen, sodass eine entsprechend niedrige Überlagerung hinzutritt. Zusätzlich kann bei langen Pulsantworten der Einfluss der Rekombinationszeit τ_{rec} in der Diffusion zum Angleichen der theoretischen Kurve an die Messdaten nicht mehr vernachlässigt werden und wird mit einem zusätzlichen Term der Form $e^{-t/\tau_{\text{rec}}}$ berücksichtigt.

Die Ergebnisse sind in den Abbildungen 5.2 und 5.3 mit den in Tabelle 5.1 aufgeführten Fitparametern gezeigt. Im Vergleich sind jeweils auch die Simulationsergebnisse für die Diffusion einer NEA-Photokathode nach Gleichung (2.20) dargestellt. Die Messungen wurden innerhalb eines Lebensdauerzyklus zuerst bei 800 nm und wenige Tage später bei 400 nm durchgeführt. In der PKAT lag derzeit die Vakuumlebensdauer nach der Aktivierung nur bei etwa 30 Stunden, was zugegebenermaßen sehr kurz ist und nicht dem Standard entspricht¹. Durch die kurze Lebensdauer

¹Üblicherweise liegt die Vakuumlebensdauer unter idealen Vakuumverhältnissen bei bis zu 4 Wochen.

5.3 Beschreibung der Messungen mit dem erweiterten Diffusionsmodell

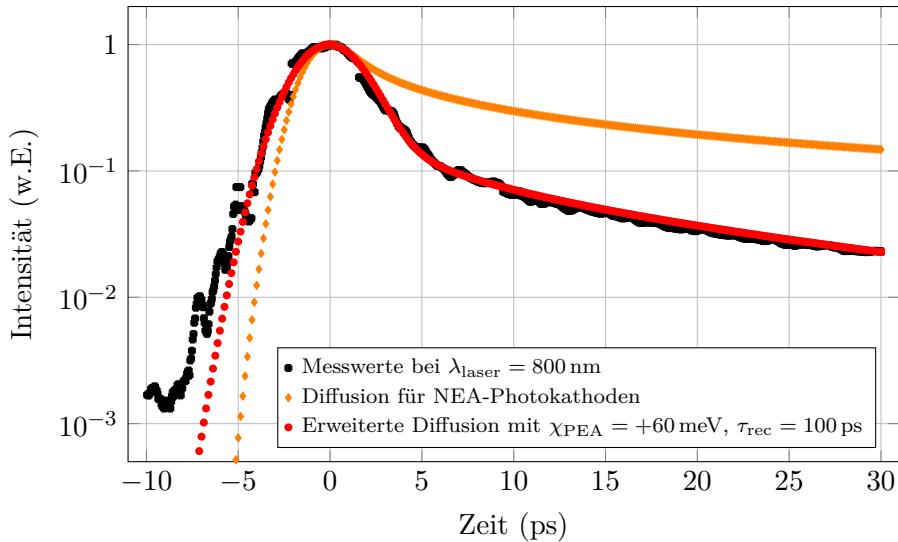


Abbildung 5.2:

Vergleich der Messergebnisse (schwarz) bei 800 nm mit der Diffusion unter NEA-Verhältnissen (orange) aus Abschnitt 2.2 und der erweiterten Diffusion (rot), mit $\chi_{\text{PEA}} = +60 \text{ meV}$ und $\tau_{\text{rec}} = 100 \text{ ps}$.

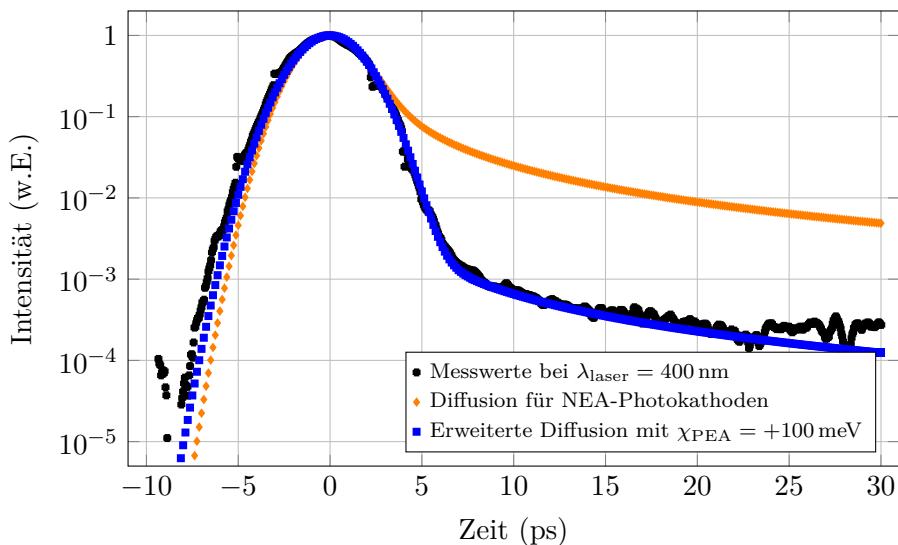


Abbildung 5.3:

Vergleich der Messergebnisse (schwarz) bei 400 nm mit der Diffusion unter NEA-Verhältnissen (orange) aus Abschnitt 2.2 und der erweiterten Diffusion (blau), mit $\chi_{\text{PEA}} = +100 \text{ meV}$.

Tabelle 5.1: Fitparameter

Parameter	800 nm	400 nm
D	$20 \text{ cm}^2/\text{s}$	$20 \text{ cm}^2/\text{s}$
$\alpha(\lambda_{\text{laser}})$	$0.8 \mu\text{m}^{-1}$	$67.1 \mu\text{m}^{-1}$
χ_{PEA}	$+60 \text{ meV}$	$+100 \text{ meV}$
τ_{rec}	100 ps	—

verändert sich die Oberflächenstruktur der (Cs,O)-Schicht entsprechend schnell und führt zu einem raschen Anstieg des Vakuumenergilevels und zu einer Abnahme der Quantenausbeute. Die unterschiedlichen Energielevel $\chi_{\text{PEA}}(800 \text{ nm}) = +60 \text{ meV}$ und $\chi_{\text{PEA}}(400 \text{ nm}) = +100 \text{ meV}$ der PEA zeigen und unterstützen die Annahme des Alterungsprozesses der Photokathode.

Als Hauptursache für die schlechte Lebenserwartung der Photokathoden konnte zwischenzeitlich ein Vakuumleck im Bereich des für die Aktivierung notwendigen Sauerstoffreservoirs identifiziert werden. Durch das Leck wurde der Sauerstoff verunreinigt, und somit wurde vermutlich keine reine (Cs,O)-Schicht aufgetragen. Zwischenzeitlich wurde das Problem behoben, und je nach Qualität der Präparation ist eine Zeitspanne von bis zu 3 Wochen mit konstanter QE möglich, bevor der Abfall der QE mit einer Zeitkonstanten von etwa 1 Woche beginnt.

6 Die inverse Elektronenquelle mit variablen Extraktionsgradienten

6.1 Motivation

Seit Mitte der 1990er Jahre bietet die PKAT die Möglichkeit, zeitaufgelöste Messungen der Pulsantwort von Photokathoden und der Elektronenspinpolarisation durchzuführen. Die Experimente werden bei kleinen mittleren Strömen und dadurch bei niedrigen Pulsladungen durchgeführt, um nicht in den Bereich von Pulsformverändernden Raumladungseffekten zu kommen.

Lag das apparative Auflösungsvermögen anfangs noch bei einigen Pikosekunden und war das Vermessen einer vollständigen Pulsantwort durch händisches Eingreifen mühsam, zeitaufwändig und dadurch auf verhältnismäßig wenige Datenpunkte begrenzt (im Schnitt etwa 20, [44]), konnte durch stetige Verbesserung der Apparatur eine Zeitauflösung von etwa 1.2 ps bei einer Messzeit von weit unter 1 s bei 500 bis 10000 Datenpunkten erreicht werden [29].

Damit wird die Auflösung der Messungen zunehmend durch die Laufzeitunterschiede $\Delta t_{B,\lambda}$ der Elektronen aufgrund ihrer Energieverteilung bei der Emission, wie sie in Abschnitt 3.4.1 beschrieben wurden, dominiert. Hier sei noch einmal Gleichung 3.6 aufgegriffen:

$$\Delta t_{B,\lambda} = \frac{\sqrt{2mE_{\text{NEA}}}}{eF} \quad (6.1)$$

Den größten Einfluss auf $\Delta t_{B,\lambda}$ hat die Feldstärke F des Extraktionsfeldes unmittelbar an der Kathodenoberfläche. Durch eine Variation von F können die Laufzeitunterschiede zwischen zwei emittierten Elektronen mit minimaler und mit maximaler kinetischer Energie verändert und unterschiedliche Ziele verfolgt werden:

- **Niedrige Feldstärke**

Niedrige Felder führen zu einer großen Laufzeitdifferenz und ermöglichen es, das Energie-Emissionsspektrum einer Photokathode zu messen, wie es in Abb. 2.7 von James und Moll gezeigt ist. Ist das Feld klein genug (im Bereich von 0.27 MV/m), könnte eine Auflösung der thermischen Energie von 25 meV erreicht werden.

- **Mittlere Feldstärke**

Eine Feldstärke im mittleren Bereich, wie aktuell beispielsweise an der PKAT, erlaubt es, ein bekanntes Energie-Emissionsspektrum herauszurollen.

- **Hohe Feldstärke**

Je größer das Feld F an der Kathodenoberfläche ist, desto kleiner werden Δt_B und die effektive Zeitauflösung (siehe Gleichung (3.11)), um das Energie-Emissionsspektrum zu unterdrücken. Aber auch im produktiven Einsatz als Elektronenquelle eines Beschleunigers sind möglichst große Felder von Vorteil, weil die Produktion hoher Pulsladungen bei einer kleinen Emittanz erleichtert [50] und eine hohe Strahlbrillanz [84] ermöglicht werden.

Die PKAT ist eine DC-Elektronenquelle mit einer Zwischenelektrode, die sowohl feldformend wirkt als auch bei gegebener Endenergie die Feldstärke an der Photokathode ausreichend reduziert, um Feldemission zu vermeiden. Über einen einfachen Spannungsteiler kann die Zwischenelektrode in diskreten Schritten auf ein Potential zwischen -38 kV und -62 kV gelegt werden, was zu Feldstärken zwischen 1.24 MV/m und 0.76 MV/m an der Kathodenoberfläche führt.

Eine Simulation der Flugzeiten $t(T)$ eines emittierten Elektrons mit kinetischer Startenergie T bezogen auf die Flugzeit $t(T = 0)$ eines ruhenden emittierten Elektrons für ein minimales, ein mittleres und ein maximales Feld F an der PKAT in Kathodennähe wird in Abb. 6.1 links gezeigt. Die rechte Abbildung zeigt Flugzeitunterschiede auch für ein niedrigeres und für höhere Extraktionsfelder. Die schwarze Kurve dient als Vergleich zur linken Abbildung. Aus der Simulation geht hervor,

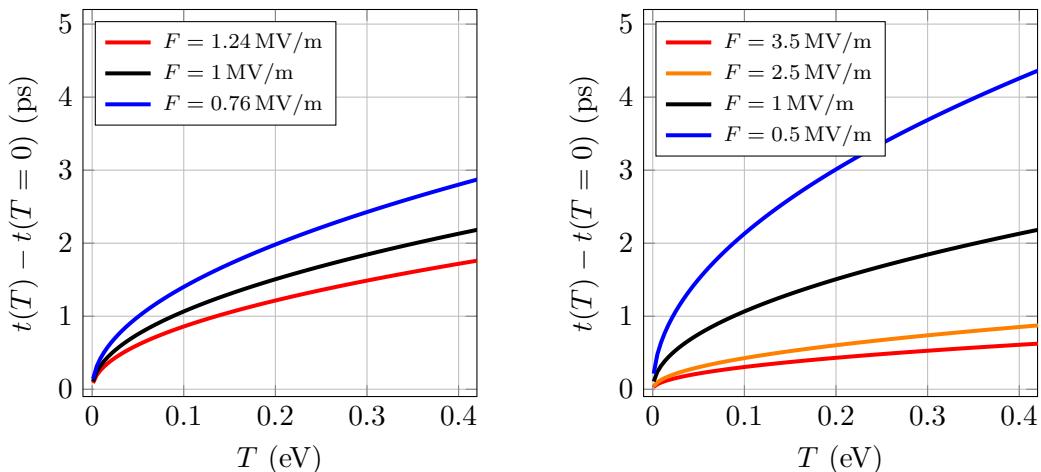


Abbildung 6.1:

Flugzeit $t(T)$ eines emittierten Elektrons mit kinetischer Startenergie T bezogen auf die Flugzeit $t(T = 0)$ eines ruhenden emittierten Elektrons in Abhängigkeit von T .

Links: An der PKAT für minimales (blau), mittleres (schwarz) und maximales (rot) Feld F .

Rechts: Bei Feldern F zwischen 0.5 MV/m (blau) und 3.5 MV/m (rot).

dass eine Vergrößerung des Feldes um einen Faktor von 3 die Laufzeitunterschiede im Elektronenpuls mehr als halbieren kann. Umgekehrt kann bei einer Verkleinerung des Feldes eine höhere Energieauflösung erreicht werden, um beispielsweise das Energiespektrum einer Photokathode analog zu Abb. 2.7 aufnehmen zu können.

Um ein höheres Extraktionsfeld als 1.24 MV/m oder ein niedrigeres als 0.76 MV/m an der Kathodenoberfläche erreichen zu können, ist eine Neukonstruktion der Elektronenquelle notwendig. In den folgenden Abschnitten sollen das Design und das erwartete Verhalten beschrieben werden.

6.2 Design

Im Wesentlichen gibt es drei Möglichkeiten, die Feldstärke an einem definierten Punkt zu beeinflussen:

1. Variation des Gesamtpotentials im Dioden-Design

Soll ein hohes Feld erreicht werden, muss bei festem Kathoden-Anoden-Abstand das Potential erhöht werden. Demnach müssen notwendige Isolatoren eine entsprechende Spannungsfestigkeit aufweisen. Für die Elektronen führt eine Änderung des Gesamtpotentials zu einer Änderung ihrer Energie, sodass die nachfolgende Elektronenoptik entsprechend flexibel sein muss.

2. Variation des Kathoden-Anoden-Abstands eines statischen Gesamtpotentials im Dioden-Design

Durch eine Änderung des Kathoden-Anoden-Abstandes bleibt die Energie der Elektronen beim Austritt aus dem Beschleunigungspotential konstant, sodass hier nur kleine Änderungen der Elektronenoptik zu berücksichtigen sind. Allerdings stellt eine Abstandsänderung im Ultrahochvakuum einerseits fertigungstechnisch eine große Herausforderung dar. Andererseits darf die Gefahr eines Materialabriebs durch eine mechanische Bewegung nicht aus den Augen verloren werden. Es ist quasi nicht vermeidbar, dass kleinste Partikel entstehen oder durch die Bewegung aufgewirbelt werden. Gelangen diese Partikel im elektrischen Feld an eine ungünstige Stelle, kann es zu unerwünschter Feldemission kommen, die großen Schaden anrichten kann.

3. Variation eines Zwischenpotentials im Trioden-Design bei statischem Gesamtpotential

Eine Zwischenelektrode ist das formgebende Element des Extraktionsfeldes an der Kristalloberfläche, allerdings müssen die Elektronen die Zwischenelektrode passieren können. Die Endenergie der Elektronen wird durch das Potential zwischen Kathode und Anode definiert und ist unabhängig vom angelegten Zwischenpotential.

6.2.1 Anforderungen

Die neue Elektronenquelle soll in das vorhandene Testquellenlabor PKAT integriert werden und dort die aktuelle Quelle ersetzen. Dadurch wird zunächst eine Endenergie der Elektronen von 100 keV angestrebt. Energien von 100 keV sind gut durch elektrostatische Extraktionsfelder zu erreichen, was die vorhandene Infrastruktur auch leisten kann, sodass keine zusätzlichen kostenaufwändigen Gerätschaften angeschafft werden müssen.

Elektronenoptisch ist die bestehende Strahlführung an eine Startemittanz der Elektronenquelle von $\varepsilon \approx 1\pi\text{mm mrad}$ angepasst, und die neue Elektronenquelle muss diesem Parameter genügen.

An der PKAT werden überwiegend zeitaufgelöste Untersuchungen der Pulsantwort von Photokathoden und deren Spinpolarisation durchgeführt, sodass die Quelle keine hohen Pulsladungen ermöglichen muss. Auch sollen die Pulsantworten in ihrer ursprünglichen Form untersucht werden, wie sie aus der Photokathode emittiert werden. In einer hochfrequenten Quelle können zwar sehr hohe Feldstärken erreicht werden, allerdings beeinflusst ein HF-Feld durch seine ständig wechselnde Beschleunigungskraft die Position der Elektronen im Puls. Die Elektronenpulse verlassen den Quellenbereich also nicht mehr in ihrer ursprünglichen Gestalt, wodurch eine Analyse nur noch schwer möglich wäre.

6.2.2 Konzept der Elektronenquelle

Frühere Experimente an der PKAT haben gezeigt, dass es durchaus möglich ist, die Elektronenquelle mit unterschiedlichen Zwischenelektrodenpotentialen zu betreiben (z.B. in [74]). Daher wurde auch hier aus den zu Beginn dieses Kapitels beschriebenen Möglichkeiten die dritte Variante, das Trioden-Design, gewählt. Um eine bessere Flexibilität als bei der PKAT zu erreichen, soll die Zwischenelektrode unabhängig von der Kathode über ein eigenes Netzgerät versorgt werden. Zunächst vorgesehen sind Spannungen zwischen -90kV (minimaler Extraktionsgradient mit etwa 0.5MV/m) und 0kV (maximaler Extraktionsgradient mit etwa 3.3MV/m).

Eine Spannungsversorgung von 100kV und mehr erfordert zur Absicherung gegen Hochspannungsüberschläge eine gute Isolation. Quellen konventioneller Bauform — wie sie die PKAT ist — besitzen große zylindrische (Keramik-)Isolatoren, die außerhalb der Vakuumkammer montiert werden und dadurch viel Platz benötigen (die PKAT benötigt für 100kV zwei Isolatoren mit je 27.5cm Höhe, deren Kriechstrecke durch ihre wellenartige Struktur vergrößert wird). Für zwei Elektroden werden zwei Isolatoren benötigt, wodurch der gesamte Aufbau sehr groß und unhandlich wird.

Bereits 1994 stellte M. Breidenbach eine erste DC-Elektronenquelle in inversem Design vor [85]. Invers bedeutet, dass der Isolator in die Vakuumkammer hineinragt

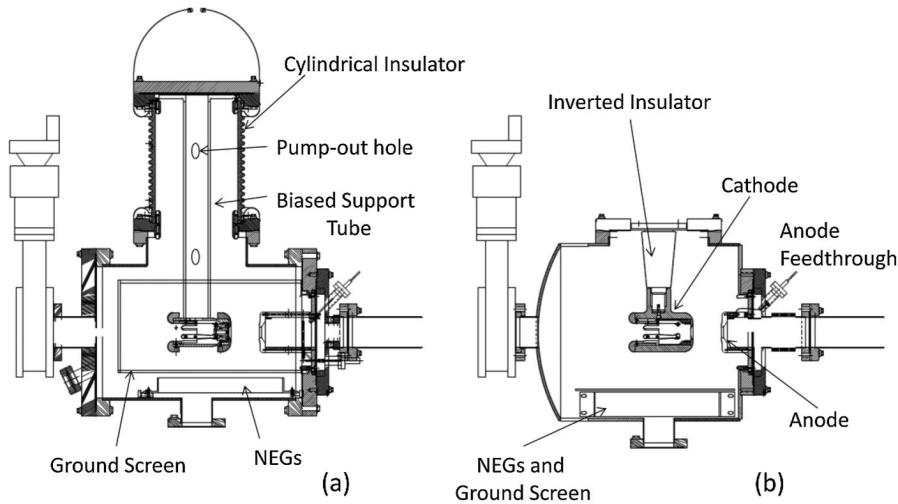


Abbildung 6.2:

Gegenüberstellung der beiden unterschiedlichen Quellendesigns. (a) konventionelles Design mit außen sitzenden Isolatoren. (b) neues Design mit inversem Isolator, entnommen aus [86]

und dadurch bei hohen Spannungen weniger Isolationsstrecke benötigt wird, weil die an die Luft weisende Isolationsstrecke von einem dicht anliegendem Dielektrikum (dem Hochspannungsstecker) abgedeckt wird. Am Continuous Electron Beam Accelerator Facility (CEBAF) des Jefferson Laboratory (JLAB) wurde dieses Design 2010 aufgegriffen und weiterentwickelt [86].

Eine Gegenüberstellung beider Arten von Quellendesign ist in Abb. 6.2 gezeigt: (a) zeigt das konventionelle Design, (b) das inverse Design. Zwar vergrößert sich durch den innen liegenden Isolator das Volumen der Vakuumkammer, durch die kürzeren Dimensionen ermöglicht die Kammer aber dennoch eine kompaktere Bauform. Auch verspricht man sich eine größere Robustheit, weil der (Keramik-) Isolator geschützt liegt. Zudem sind Isolatoren dieser Bauform als kommerziell verwendete Teile auch besser verfügbar und um einiges billiger als Sonderformen der konventionellen Quellendesigns.

Diese inverse Elektronenquelle dient als Vorlage für die spätere Bauform¹. Die Orientierung der Vakuumkammer im Raum wird übernommen, sodass die Emission und Beschleunigung der Elektronen in der Horizontalen erfolgt. Das Dioden-Design wird um eine Zwischenelektrode erweitert, die über einen weiteren Isolator auf das gewünschte Potential gelegt werden kann.

¹Ein besonderer Dank gilt an dieser Stelle M. Poelker vom JLAB, der gerne die vollständigen technischen Zeichnungen zur Verfügung gestellt hat.

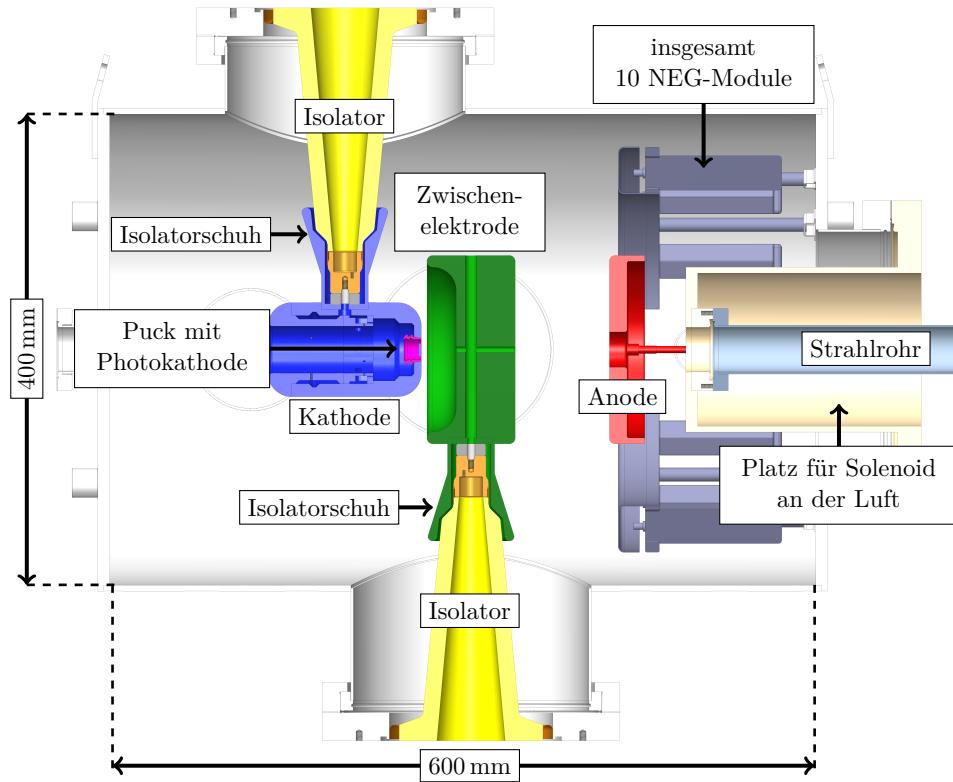


Abbildung 6.3: CAD-Modell der inversen Elektronenquelle.

6.2.3 Umsetzung der konzeptionellen Vorgaben

Abbildung 6.3 zeigt eine CAD-Zeichnung der neuen Elektronenquelle in inverser Bauform. In Blau ist der Kathodenkörper, in Grün die Zwischen-elektrode (ZwE) und in Rot die Anode eingefärbt. Im Kathodenkörper sitzt der sogenannte Puck (Violett), in dem die eigentliche Photokathode befestigt wird. Um die Anode sind in einem Kranz 10 NEG-Module (Non-Evaporable Getter) mit einem gemeinsamen Saugvermögen von 4000 L/s angeordnet, die zusammen mit einer (in der Zeichnung nicht dargestellten, aber seitlich an der Kammer befestigen) Ionen-Getter-Pumpe (IGP) mit einem zusätzlichen Saugvermögen von 150 L/s für gute Vakuumverhältnisse im angestrebten niedrigen 10^{-12} mbar-Bereich sorgen werden.

Die Isolatoren (gelb), eine spezielle Keramik auf Basis von Aluminiumoxid², haben eine konische Bauform gemäß der R30-Norm und weisen eine Spannungsfestigkeit bis 200 kV auf. Die R30-Norm wird unter anderem in kommerziellen medizinischen Röntgenröhren verwendet.

²Hersteller ist die Fa. Friatec; das Material hat hier die Bezeichnung Frialit F99, 7

Die Emission der Elektronen erfolgt in der Zeichnung nach rechts. Der Abstand zwischen Kathode und Zwischenelektrode beträgt 30 mm, zwischen Zwischenelektrode und Anode 80 mm. Die Außenwand der Vakuumkammer kann jenseits der Anode ins Innere des Kammervolumens ragen, und es entsteht so ein luftseitiger Hohlraum zwischen Vakuumkammer. Dadurch wird die Möglichkeit geschaffen, schon in diesem Bereich ein erstes Solenoid anzubringen.

6.3 Machbarkeitsstudie

In einer Machbarkeitsstudie wurden Simulationen mit CST EM Studio der CST Studio Suite® mit verschiedenen ZwE-Potentialen durchgeführt. Die CST Studio Suite ist eine kommerzielle Software und bietet unter anderem die Möglichkeit, elektrostatische Probleme zu lösen und die Elektronenbewegung in einem solchen System durch ein particle tracking unter strahldynamischen Aspekten durchzuführen. Obwohl es die Software zulässt, wurden bei den Simulationen keine Raumladungseffekte berücksichtigt, weil die Elektronenquelle nur für extrem niedrige Pulsladungen konzipiert werden soll.

6.3.1 Feld-Simulationen

In einem elektrostatischen Feld im Vakuum liegt bei etwa 10 MV/m eine obere Grenze, bevor es zu spontaner Feldemission kommen kann. Daher sollte beim geplanten minimalen und maximalen ZwE-Potential dieser obere Grenzwert an keiner Stelle innerhalb der Vakuumkammer überschritten werden.

Abbildung 6.4 zeigt oben die Feldkarte für ein maximales Extraktionsfeld an der Photokathode mit 3.3 MV/m bei einem ZwE-Potential von 0 kV. Die kritischen Bereiche höchster Feldstärke sind an den Rundungen des Kathodenkörpers und an seinem Übergang zum Isolator, dem Isolatorschuh, mit gut 6.5 MV/m anzusiedeln. Deutlich wird hier auch, dass durch die Anordnung der Isolatoren die Rotationssymmetrie durchbrochen wird. Die Form der ZwE hilft, dieser Feldverformung entgegenzuwirken und den Einfluss des Isolatorschuhs abzuschirmen. Die Bereiche jenseits der ZwE sind feldfrei und nur noch eine Driftstrecke für die Elektronen.

Bei minimalem Feldgradienten an der Kathodenoberfläche (siehe Abb. 6.4 unten) bildet sich der größte Anteil des elektrischen Feldes zwischen ZwE und Anode aus und hat eine fokussierende Wirkung auf den Elektronenstrahl. Die Feldspitzen treten überwiegend an beiden Isolatorschuhen mit maximal 5 MV/m auf und liegen damit weit unterhalb des angesetzten Grenzwertes.

In Abbildung 6.5 ist das elektrische Feld entlang der Strahlachse gegen den Ort für minimales, mittleres und maximales Potential an der ZwE aufgetragen. Im ersten Bereich (Kathode – ZwE) ist das Feldmaximum erst nach knapp 10 mm hinter der Photokathode erreicht. Der quasi feldfreie Raum zwischen 30 mm und 60 mm ist

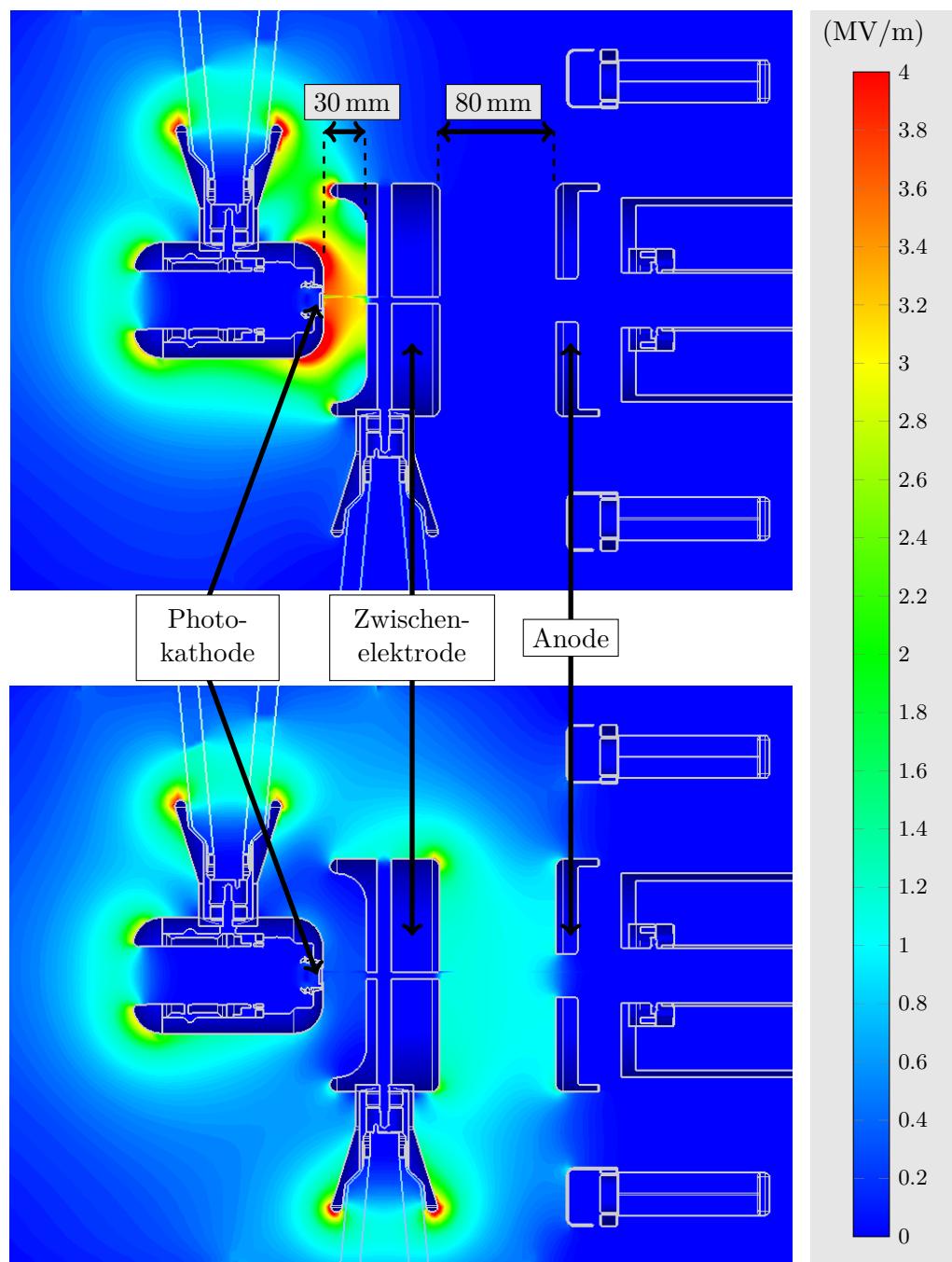
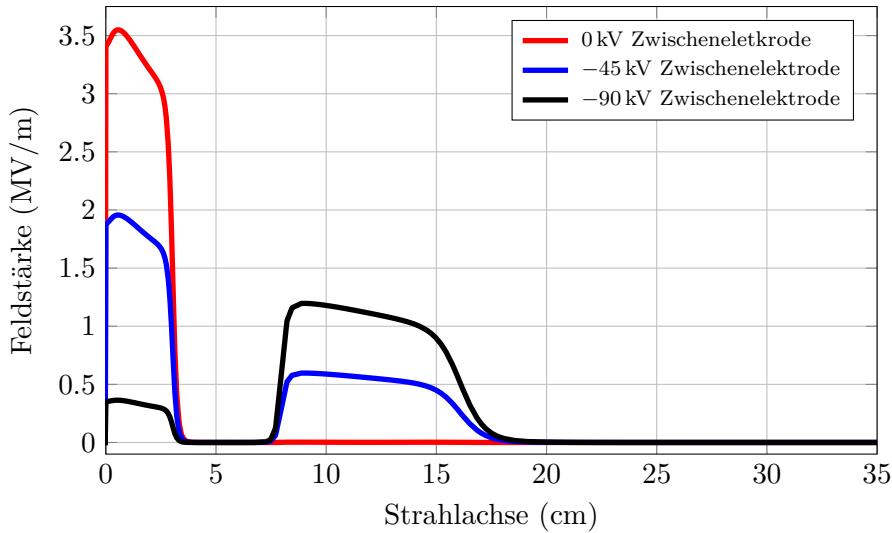


Abbildung 6.4:
CST-Simulation der Feldkarte bei 0 kV Zwischenelektrodenpotential (oben) und -90 kV (unten).


Abbildung 6.5:

Elektrisches Feld entlang der Strahlachse bei minimalem (schwarz), mittlerem (blau) und maximalem (rot) Zwischenelektrodenpotential. Innerhalb der Zwischenelektrode (3 bis 7 cm) ist ein feldfreier Raum.

der Geometrie der ZwE geschuldet; liegt an der ZwE eine Spannung ($\neq 0$) an, ist ein erneutes Maximum dicht hinter der ZwE zu finden.

6.3.2 Strahldynamik

Mit dem particle tracking der Elektronen werden über eine Flugstrecke von 350 mm (Kathode bis Vakuumkammerwand) die strahloptischen Eigenschaften untersucht. Wichtig sind hier die Strahlemittanz, der Strahlradius und die Flugbahn der Elektronen. Als Eingangsparameter der Simulation wird der Strahlradius auf 0.2 mm gesetzt, die emittierten Elektronen sind Maxwell-verteilt, und es wird ein konstanter mittlerer Strom von 1 pA emittiert. Die Ergebnisse werden im Folgenden kurz vorgestellt.

Transversale Strahlemittanz

Von der transversalen Emittanz wird ein Maximalwert von etwa $\varepsilon \approx 1 \pi \text{mm mrad}$ beim Austritt aus der Quellenkammer erwartet. Einfluss auf die Emittanz haben unter anderem die Größe des anregenden Laserflecks, sowie dessen Wellenlänge³.

Bei der Betrachtung der Emittanz-Entwicklung der verschiedenen ZwE-Potentiale

³Die Energiebreite der emittierten Elektronen ist abhängig von der Photonenergie.

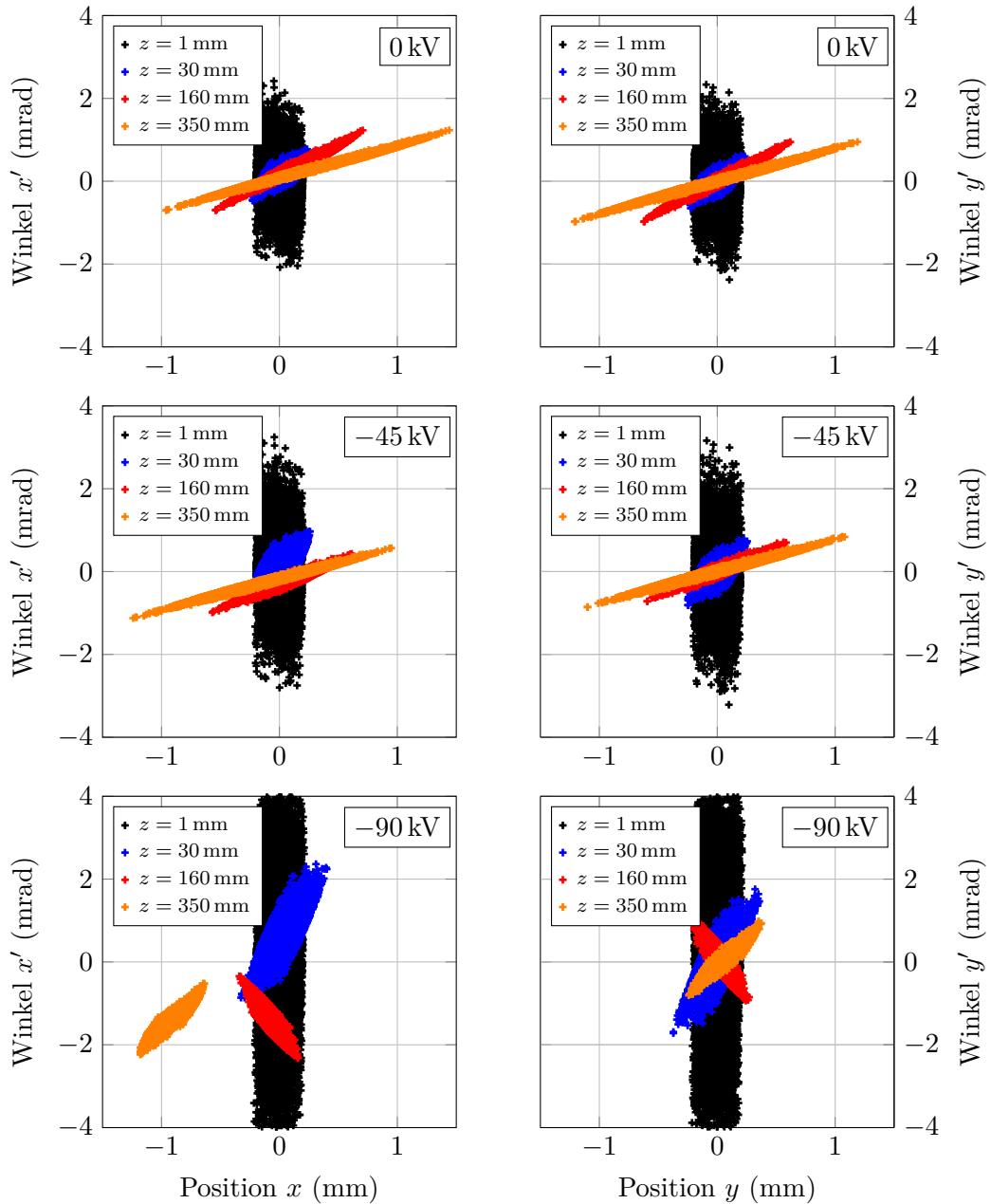


Abbildung 6.6:

Emittanzen bei 0 kV (oben), -45 kV (Mitte) und -90 kV (unten) Zwischenelektrodenpotential entlang der Strahlachse nach 1 mm (schwarz), 30 mm (blau, Beginn Zwischenelektrode), 160 mm (rot, Beginn Anode) und 350 mm (orange, mögliche Position von erstem Solenoiden) ab der Kathode für die x -Komponente (links) und die y -Komponente (rechts).

wird der Einfluss einer Beschleunigungsstrecke auf das Emittanz-Verhalten deutlich. Abbildung 6.6 zeigt jeweils ab der Kathode die Emittanz im (x,x') -Diagramm (links) und (y,y') -Diagramm (rechts) für die ZwE-Potentiale 0 kV (oben), -45 kV (Mitte) und -90 kV (unten) entlang der Strahlachse nach 1 mm (schwarz), 30 mm (blau, Beginn Zwischenelektrode), 160 mm (rot, Beginn Anode) und 350 mm (orange, Austritt Quellenkammer, beziehungsweise mögliche Position von erstem Solenoiden).

Die Anforderung der Emittanz-Obergrenze ist für alle drei ZwE-Potentiale erfüllt, auch wenn bei steigendem Feld die Winkelabweichung zunimmt. Auffallend jedoch ist die Positionsabweichung bei minimalem Feld (-90 kV) in der x -Komponente. Hier nimmt zunehmend die asymmetrische Feldgeometrie, d.h. die Abweichung von der Rotationssymmetrie durch die beiden Isolatoren, Einfluss auf die Trajektorie des Elektronenstrahls.

Trajektorie

In Abbildung 6.7 sind die jeweiligen Trajektorien der x -Komponente (links) und y -Komponente (rechts) dargestellt. In keinem der drei Szenarien verlässt der Elektronenstrahl den Quellenbereich mittig auf seiner Sollbahn, sondern macht die Notwendigkeit frühzeitiger elektronenoptischer Elemente (Solenoid oder Quadrupol), sowie die Möglichkeit der Positionskorrektur (Korrekturmagnet) deutlich.

Bisher unerwähnt blieb der Einfluss des Erdmagnetfeldes auf die Flugbahn. Selbst nach Durchlaufen der vollständigen Beschleunigungsstrecke reicht die Energie der Elektronen mit 100 keV nicht aus, um unberührt vom Erdmagnetfeld zu bleiben.

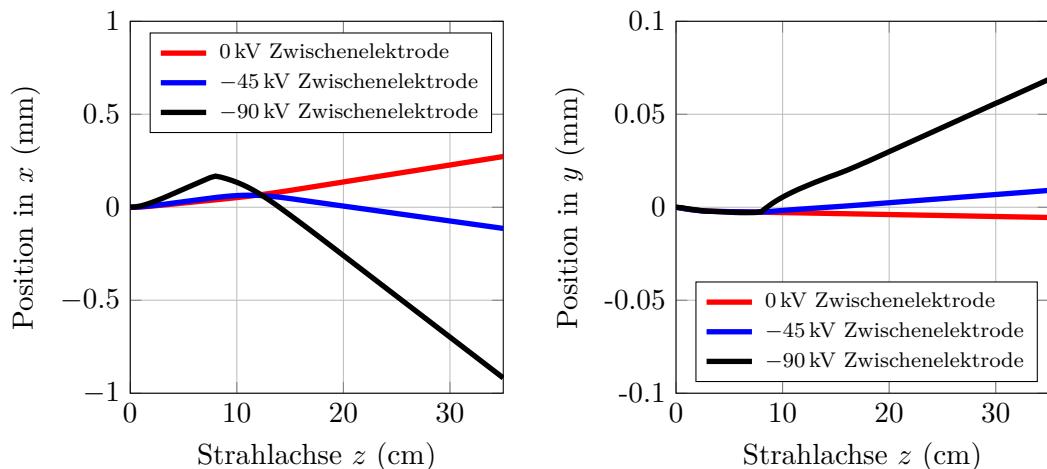


Abbildung 6.7:

Trajektorien entlang der Strahlachse für die x -Komponente (links) und die y -Komponente (rechts).

Aufgrund der inversen Geometrie ist es relativ einfach möglich, eine entsprechende magnetische Abschirmung auch um die Quellenkammer anzubringen.

Transversale Strahlgröße

Der maximal zulässige Strahlradius wird durch das Strahlrohr (40 mm lichte Weite), die Position des ersten elektronenoptischen Elements und dessen Apertur festgelegt. Ein Erfahrungswert ist hier etwa ein Strahlquerschnitt von 2 mm FWHM, der wegen der Quellengeometrie nach 30 cm Flugstrecke hinter der Kathode nicht überschritten werden sollte.

Abbildung 6.8 zeigt die Strahleinheitlende entlang der Strahlachse für die drei ZWE-Potentiale 0 kV (rot), -45 kV (blau) und -90 kV (schwarz). Während der Strahl bei minimalem und mittlerem Potential stark divergent ist und nach 35 cm einen Radius bis zu 0.9 mm erreichen kann, wirkt ein stärkeres elektrisches Feld zwischen Zwischenelektrode und Anode fokussierend und resultiert in einem Strahlradius von nur 0.25 mm. Die großen Strahlradien erfordern also ein erstes elektronenoptisch fokussierendes Element — wie beispielsweise ein Solenoid — unmittelbar nach Verlassen der Quellenkammer (siehe Abb. 6.3).

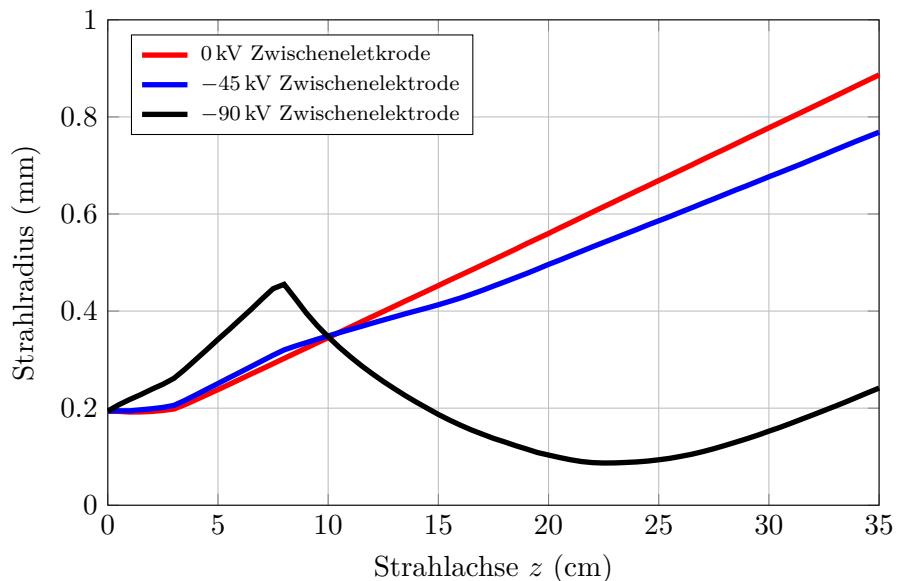


Abbildung 6.8:

Strahleinheitlende entlang der Strahlachse bei minimalem (schwarz), mittlerem (blau) und maximalem (rot) Zwischenelektrodenpotential.

6.4 Weiterentwicklung der inversen Quelle

Zwischenzeitlich haben sich die Anforderungen an die inverse Quelle geändert. Neben dem Ziel, die Photokathoden auf ihre Pulsantworten hin nur bei niedrigen Strahlströmen und damit niedrigen Pulsladungen zu untersuchen, soll die Elektronenquelle zum produktiven Einsatz am neuen Beschleuniger MESA als Hochstromquelle zum Einsatz kommen. MESA soll zwei Anwendergruppen bedienen können: zum einen diejenigen, die Experimente mit spinpolarisiertem Elektronenstrahl durchführen möchten, zum anderen diejenigen, die hohe mittlere Elektronenströme benötigen.

Bei der Erzeugung spinpolarisierter Elektronen steht der Elektronenspin longitudinal zu ihrer Bewegungsrichtung. Mit Hilfe eines Wienfilters kann der Spin in seiner Richtung nach den Anforderungen der Experimente manipuliert werden [58]. Um die Dimensionen des Wienfilters so klein wie möglich zu halten, wird er möglichst im niederenergetischen Bereich der Elektronen positioniert, also dicht hinter der Elektronenquelle. Hier wird die in einer parallelen Arbeit entwickelte inverse Photoemissionsquelle STEAM (Small Thermalized Electron Source at Mainz) zum Einsatz kommen [84].

Je größer die Pulsladungen sind, desto größer werden die Raumladungseffekte, d.h. es kommt durch die Abstoßung der Elektronen innerhalb eines Pulses zu einer Pulsvorgrößerung. Mehrere Modellrechnungen haben gezeigt, dass die Wegstrecke zwischen STEAM und Vorbeschleuniger zu lang für hohe Pulsladungen ist [87].

Um dennoch Ströme von 1 mA (unpolarisiert) liefern zu können, wird die zuvor vorgestellte und parallel zu dieser Arbeit weiterentwickelte inverse Elektronenquelle als MIST (MESA inverted source triode) in den Beschleuniger integriert und lenkt den Elektronenstrahl jenseits des Wienfilters direkt auf die Strahlachse des Vorbeschleunigers ein (siehe Abb. 6.9). Dadurch wird einerseits die Wegstrecke durch den Wienfilter eingespart, andererseits bietet MIST den Vorteil, dass der Elektronenstrahl in der horizontalen Ebene des Beschleunigers extrahiert wird und kein weiterer Ablenkagnet aus der Vertikalen in die Horizontale benötigt wird, wie es bei STEAM der Fall ist.

Weil das bisherige Elektrodendesign nur kleine Pulsladungen mit kleinen transversalen Strahlradien zulässt, ist eine Überarbeitung der feldformenden Elektroden notwendig. Mögliche Formen werden in [87] vorgestellt.

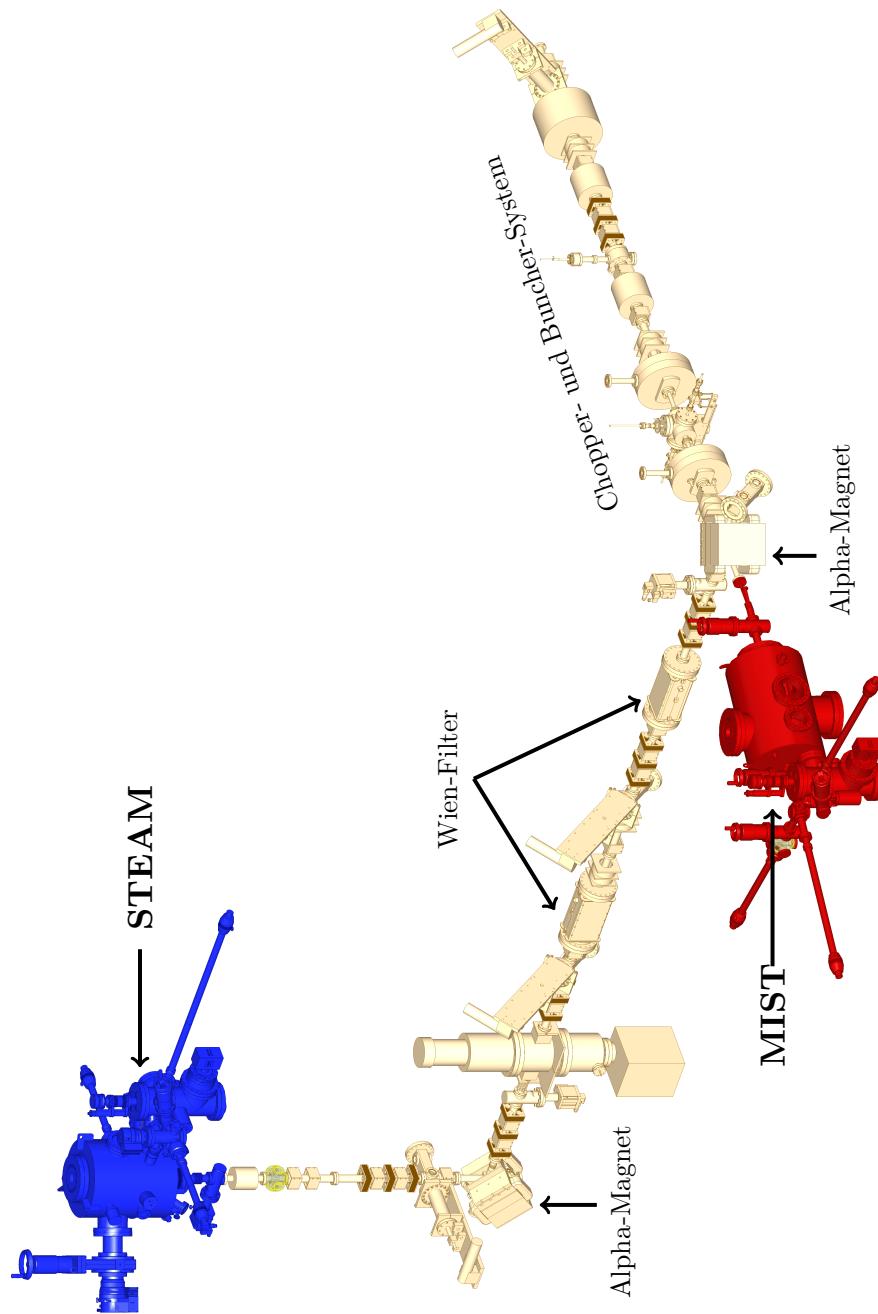


Abbildung 6.9:

Schematische Darstellung der geplanten Injektionsstrahlführung für MESA mit den beiden Photoemissionsquellen MIST (rot) und STEAM (blau).

7 Zusammenfassung und Ausblick

7.1 Zusammenfassung

Photoemissionsquellen sind von zentraler Bedeutung für den erfolgreichen Betrieb von Elektronenbeschleunigern. Durch ihre kleine transversale Emittanz können sie einen Elektronenstrahl hoher Brillanz bereitstellen, was insbesondere bei hohen mittleren Strahlströmen beziehungsweise Pulsladungen wichtig ist. Eine weitere wichtige Größe ist die longitudinale Akzeptanz eines Beschleunigers, die für einen stabilen und sicheren Betrieb die maximal zulässige Pulslänge vorgibt. Um große Verlustströme zu vermeiden, sollte ein geeignetes Photokathodenmaterial mit kurzer Pulsantwort gewählt und verwendet werden. Das gilt insbesondere bei (S)RF-Quellen, die ohne ein Chopper- und Buncher-System den kompletten Elektronenpuls beschleunigen müssen.

Weil darüber hinaus eine Vielzahl an Experimenten spinpolarisierte Elektronen benötigen, haben sich Galliumarsenid-basierte Photokathoden mit negativer Elektronenaffinität aus der Gruppe der III-V-Halbleiter seit langer Zeit für den Einsatz am Beschleuniger bewährt und wurden hinsichtlich ihres Emissions- und Polarisationsverhaltens bei der Anregung an der Bandkante ($E_{\text{laser}} = 1.5 \text{ eV} - 1.6 \text{ eV}$) in zahlreichen Arbeiten analysiert. Für den Emissionsprozess konnte das Diffusionsmodell weiterentwickelt werden, sodass es auch die neuesten Erkenntnisse beschreiben kann.

In dieser Arbeit wurde eine Bulk-(Cs,O)-GaAs Photokathode mit einer hohen p-Dotierung bei der Anregung an der Bandkante ($E_{\text{laser}} = 1.55 \text{ eV}$) und erstmals bei doppelter Anregungsenergie ($E_{\text{laser}} = 3.1 \text{ eV}$) auf ihr Emissionsverhalten und ihre Pulsantwort hin untersucht. Wegen ihrer geringen Eindringtiefe werden die höherenergetischen Photonen zum Großteil in beziehungsweise nahe der Bandbiegungszone absorbiert. Das elektrische Feld innerhalb des Kristalls durch die BBR verhindert, dass der Großteil der Elektronen ins Kristallinnere diffundieren kann, sondern sich direkt Richtung Oberfläche bewegt und schnell emittiert werden kann.

Zunächst wurde der Trend zu kürzeren Pulsantworten bei höherer Photonenenergie experimentell bestätigt. Der Vergleich der bisher gut verstandenen Messergebnisse bei der 800 nm-Anregung mit den Simulationsergebnissen aus der Diffusion hat aber erhebliche Diskrepanzen aufgezeigt, die eine Erweiterung des Diffusionsmodells motivierten.

Innerhalb eines Lebensdauerzyklus nach Aktivierung einer NEA-Photokathode steigt das Vakuumenergieniveau allmählich an und geht schließlich in eine PEA über, was sich auch in der Quantenausbeute einer Photokathode zeigt, allerdings in sehr viel schwächerem Maße, als man generell vermuten würde, nämlich $QE \equiv 0$ für $\chi > 0$.

7 Zusammenfassung und Ausblick

Solange die angeregten Elektronen im Leitungsband gegenüber der Vakuumenergie einen Energieüberschuss haben, können sie aus dem Kristall ins Vakuum entfliehen. Das bisherige Diffusionsmodell geht von NEA-Verhältnissen aus, sodass der gesamte Emissionsprozess mit Hilfe der Diffusion beschrieben werden kann.

Die hier gezeigten Messungen wurden mit einer verhältnismäßig alten Photokathode durchgeführt, bei der leichte PEA-Verhältnisse vorlagen. Das ist im Einklang mit den bisherigen Annahmen, dass der Energieüberschuss während der ersten Pikosekunde, d.h. während der Thermalisation, für die Emission ausreicht. Der weitere Intensitätsverlauf ist stark von der Lage des Vakuumenergieniveaus gegenüber der Leitungsbandkante abhängig und lässt sich nur noch bedingt durch das bekannte Diffusionsmodell beschreiben. Liegt das Vakuumenergieniveau auf Höhe der Leitungsbandunterkante, beziehungsweise ist $\chi \approx k_B T$, kann nach der Thermalisation durch die thermische Bewegung der Elektronen dennoch eine Emission erfolgen, und der Emissionsstrom ist dann mit dem Boltzmann-Faktor geschwächt. Für den Emissionsstrom folgt dann bei dieser thermionischen Emission $I(t) \propto e^{-\chi_{PEA}/k_B T}$. Im vorliegenden Beispiel ergibt sich unter der Annahme von $\chi_{PEA} = +100$ meV eine Schwächung von $e^{-\chi_{PEA}/k_B T} \approx e^{-4} \approx 0.02$. Eine Erweiterung des Diffusionsmodells um diesen Proportionalitätsfaktor zeigt, dass jetzt eine Beschreibung der Messdaten möglich ist, und erklärt den raschen Intensitätsabfall im Verlauf der Pulsantwort.

Verglichen werden konnten diese Messergebnisse der Pulsantworten mit den Ergebnissen einer Photokathode aus der Gruppe der Bialkali-Photokathoden (K_2CsSb) mit einer PEA von $\chi_{PEA} \approx +0.7$ eV, die in einer parallelen Arbeit erzielt wurden. Hier ergibt sich als Schwächung $e^{-\chi_{PEA}/k_B T} \approx e^{-27} \approx 0$. Bei gleicher Anregungsenergie von $E_{laser} = 3.1$ eV zeigt K_2CsSb eine schnellere Antwort als (Cs,O)-GaAs und einen kleineren longitudinalen Halo. Im Hinblick auf den Einsatz als Photokathode im Elektronenbeschleuniger gewinnt K_2CsSb an Attraktivität, wenn es darum geht, kurze Pulse zu erzeugen, allerdings führt nach heutigem Kenntnisstand kein Weg an (Cs,O)-GaAs-basierten Photokathoden bei einer Anregungsenergie an der Bandkante vorbei, wenn spinpolarisierte Elektronen für das Experiment erforderlich sind.

Auf die Physik der Transportmechanismen innerhalb der Photokathode kann kein Einfluss genommen werden und die Elektronen werden mit einem kontinuierlichen Energiespektrum i.d.R. zwischen 0 eV und $(E_{laser} - E_{gap} - |\chi_{NEA}|)$ beziehungsweise $(E_{laser} - E_{gap} + |\chi_{PEA}|)$ emittiert. Ein äußeres Extraktionsfeld in der Elektronenquelle dient als erster Energiegewinn für den Beschleuniger. Durch das Energie-Emissionsspektrum kommt es zu Laufzeitunterschieden innerhalb eines Elektronenpulses, und der Puls wird in die Länge gezogen. Je größer das Extraktionsfeld an der Photokathode ist, desto schneller erfolgt der Energiegewinn der Elektronen und desto kleiner wird der Einfluss der Energieunterschiede im Puls. Umgekehrt ermöglicht ein kleiner Extraktionsgradient durch die daraus resultierenden großen Laufzeitunterschiede, ein genaues Emissionsspektrum aufzunehmen.

Im letzten Teil dieser Arbeit wurde ein Konzept und Design einer neuen Elektronen-

quelle vorgestellt, mit der es möglich sein wird, durch einen variabel einstellbaren Extraktionsgradienten (zwischen 0.5 MV/m und 3.3 MV/m) den Einfluss der Laufzeitunterschiede auf die messbare Pulsantwort zu untersuchen.

7.2 Ausblick

7.2.1 Weiterführende Forschungsmöglichkeiten

Die neu gewonnenen Erkenntnisse über den Emissionsprozess bei unterschiedlichen Anregungsenergien wurden bereits publiziert [75] und motivieren weiterführende Experimente. Zum einen bietet es sich an, auch andere Typen von (Cs,O)-GaAs-basierten Photokathoden zu untersuchen, die durch ihre innere Struktur eine kürze Pulsantwort liefern.

Um mit einer noch besseren Statistik die Erweiterung des Diffusionsmodells zu untermauern, sollte der Alterungsprozess einer zur NEA aktivierten Photokathode noch weiter untersucht werden. Leider ist es während dieser Arbeit zu einem Vakuumleck an einem Isolator an Photoemissionsquelle gekommen, sodass aktuell nur eine Extraktion mit maximal 45 kV statt mit 100 kV möglich ist¹. Dadurch werden Laufzeiteffekte betont und die Strahlqualität verschlechtert, was Messergebnisse nur bedingt vergleichbar macht.

7.2.2 Fertigstellung der neuen Elektronenquelle

Die Fertigstellung der neuen Elektronenquelle ist unter zweierlei Gesichtspunkten von großem Interesse. Im Hinblick auf die weitere Untersuchung von Photokathoden können durch das Trioden-Design der Quelle Laufzeitexperimente bei verschiedenen Extraktionsgradienten durchgeführt werden. Darauf hinaus kann getestet werden, welche Konfiguration bei gegebener Endenergie für die unterschiedlichen Typen von Photokathoden (GaAs-basierte, sowie K₂CsSb) in ihrem späteren Einsatz am Beschleuniger am effizientesten sind, um die Pulslänge zu optimieren und gleichzeitig die Kathode vor Feldemissionen zu schützen.

Das Trioden-Design ist für den späteren geplanten Einsatz als Elektronenquelle MIST an MESA vorteilhaft, weil es an die Anforderungen unterschiedlicher Typen von Photokathoden und Experimenten (in Bezug auf geforderte Stromstärken) anpassbar ist. Der produktive Einsatz erfordert unter anderem höhere mittlere Strahlströme und damit höhere Pulsladungen. Dafür müssen noch abschließende Simulationen durchgeführt werden, um eine abschließende Designentscheidung bezüglich der Geometrie der Elektroden treffen zu können.

¹Die PKAT-Quelle ist sehr alt, und es ist fraglich, ob der Versuch einer erneuten Reparatur zum Erfolg führen würde.

7.2.3 Die neue PKAT-Anlage

Vor ihrem Einsatz am Beschleuniger soll MIST an einem Teststand getestet werden. Die PKAT-Anlage bietet im Hinblick auf die Untersuchung von Photokathoden und Strahldiagnose-Möglichkeiten (wie beispielsweise transversale Emittanzmessungen) im niederenergetischen Bereich von 100 keV eine vollständige Infrastruktur. MIST soll hier als neue Elektronenquelle integriert werden und die aktuelle (defekte) Quelle ersetzen. Durch das Trioden-Design können dann sowohl sehr kleine Felder an der Photokathode eingestellt werden, um ein vollständiges Energie-Emissionsspektrum einer Photokathode aufnehmen zu können, und sehr hohe Felder sind möglich, um hochbrillante Elektronenpulse bereitzustellen.

Weil die Emission der Elektronen nun in der Horizontalen erfolgt, wird zwischen MIST und der bestehenden Strahlführung ein weiterer Alpha-Magnet benötigt, um in die Vertikale zu gelangen.

Die geplanten Umbaumaßnahmen bieten auch die Möglichkeit, weitere Verbesserungen hinsichtlich zeitaufgelöster Messungen an der bestehenden Anlage vorzunehmen:

- Verkürzen der Gesamtzeit:
Durch Modifikationen am HF-System kann durch eine bessere Positionierung des elektronischen Phasenschiebers die Geschwindigkeit der Phasenvariation vergrößert werden.
- Aktive Phasenstabilisierung:
Um nicht in den Einfluss langsamer Phasendrifts zu kommen, kann das HF-System durch eine zusätzliche Phasenstabilisierung erweitert werden.
- Höhere HF-Leistung:
Das HF-Verstärker-System kann um einen weiteren Verstärker erweitert werden. Dadurch vergrößert sich die Ablenkamplitude und die effektive Zeitauflösung verbessert sich.
- Verkürzen der Driftstrecke zwischen Analysierspalt und Channeltron:
Wird das Channeltron unmittelbar oder sehr dicht hinter dem Spalt in den Strahlengang gebracht, wird die Messung unempfindlicher gegen Positionsabweichungen des Elektronenstrahls von der Sollposition.

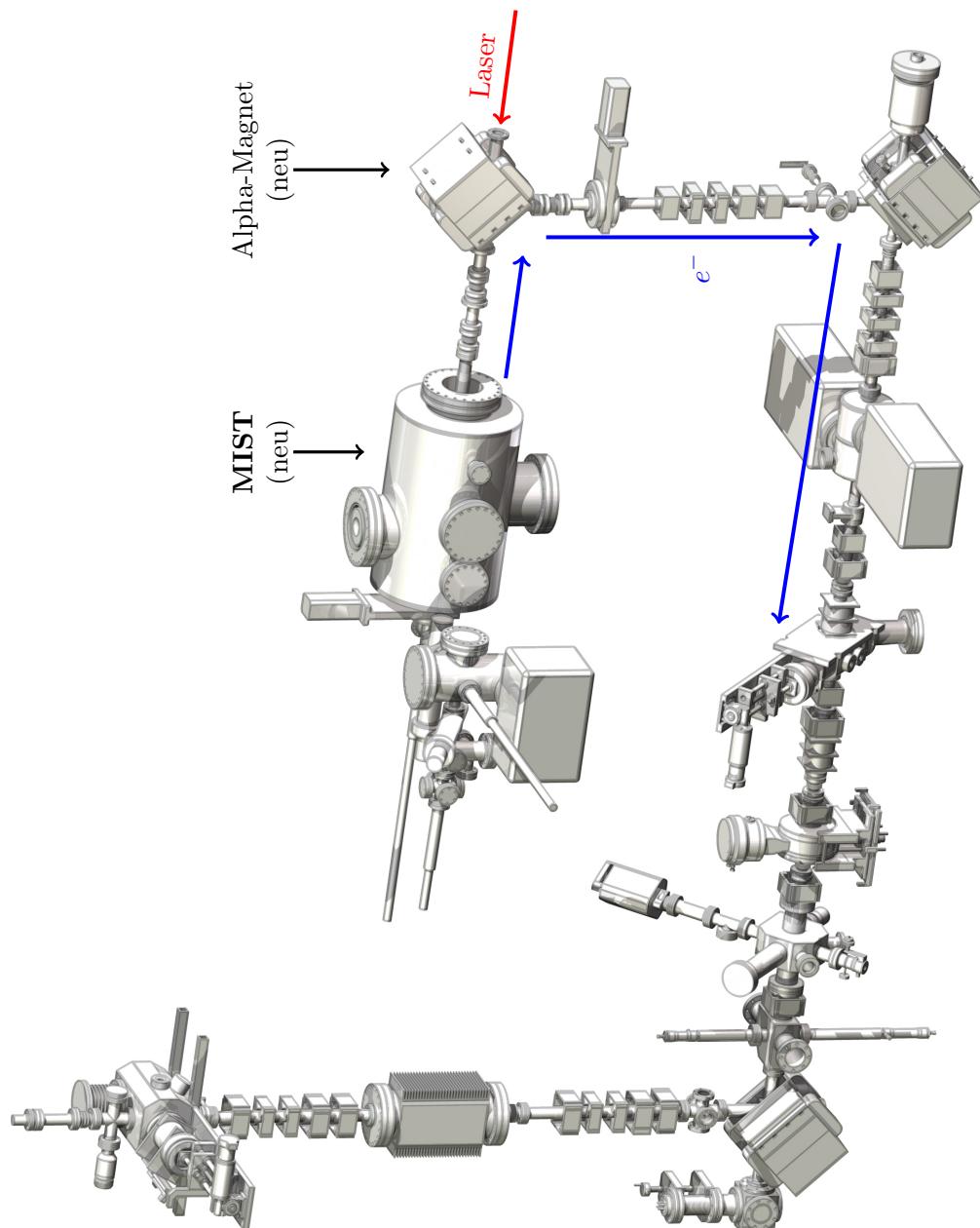


Abbildung 7.1:

Schematischer Aufbau der neuen PKAT-Anlage mit MIST als 100 keV-Elektronenquelle.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Kristall-Struktur und Brillouin-Zone	6
2.2	Bandstruktur von Galliumarsenid	7
2.3	Elektronenaffinitäten	8
2.4	Energieschema bei p-Dotierung	10
2.5	Negative Elektronenaffinität bei p-Dotierung	12
2.6	Reduziertes Banddiagramm von GaAs bei Zimmertemperatur	14
2.7	Energiespektrum mit unterschiedlichen Anregungsenergien	17
2.8	Konzentrationsverteilung nach der Anregung	18
2.9	Abgeschätzte Antwortzeiten nach Spicer	20
2.10	Simulationsergebnisse der Diffusion bei 800 nm und 400 nm	22
2.11	Abschätzung der Antwortzeiten aus der Simulation	22
2.12	Phasenraumellipse	25
3.1	Auswirkung der Raumladungseffekte auf die Pulslänge	29
3.2	Messprinzip	30
3.3	Schematischer Aufbau der PKAT-Anlage	32
3.4	Lasersystem	36
3.5	Blockschaltbild der Lasersynchronisation	37
3.6	Hochfrequenz-System	38
3.7	Vergleich der Hochfrequenz-Systeme	40
3.8	Schnitt durch die Ablenk-Kavität	41
3.9	TM-Mode der Ablenk-Kavität	41
3.10	Schematische Darstellung der transversalen Ablenkung	42
3.11	Kalibration elektronischer Phasenschieber	44
3.12	Funktionsschema des Channeltron	44
3.13	Kalibration des Ce:YAG-Schirms	45
3.14	Schema der optischen Messmethode	47
3.15	Optische Datenerfassung	47
3.16	Phasenkalibration des Ce:YAG-Schirms	48
3.17	Schema der Messmethode im Sampling-Verfahren	49
3.18	Vergleich der Messmethoden	51
3.19	Transformation des Emissionsspektrums nach James und Moll in ein Laufzeitunterschied-Diagramm	52
3.20	Laufzeitunterschied und Flugzeit durch Beschleunigungsfeld	54
4.1	Messergebnisse der Pulsantworten bei 800 nm und 400 nm	60
4.2	Vergleich der transversalen Strahldurchmesser mit den Pulsantworten	61
4.3	Phasendrift und Phasenjitter	62
4.4	Phasenvariation von 200°	64
4.5	Simulation der Phasenlage bei unterschiedlichen Einschusswinkeln	65
4.6	Vergleich von langer Phasenmessung mit Winkelfehler-Simulation	65
4.7	Vergleich von Messung und Simulation bei 800 nm	67
4.8	Vergleich von Messung und Simulation bei 400 nm	67

Abbildungsverzeichnis

4.9	Vergleich einer früheren Pulsantwort mit dem Ergebnis dieser Arbeit	68
4.10	Pulsantwort und transversales Profil von K ₂ CsSb	69
4.11	Vergleich der Pulsantworten von (Cs,O)-GaAs und K ₂ CsSb	70
5.1	Emissionsprozess bei geringer PEA	74
5.2	Vergleich der Messergebnisse mit der Simulation bei 800 nm	77
5.3	Vergleich der Messergebnisse mit der Simulation bei 400 nm	77
6.1	Flugzeiten an der PKAT im Vergleich zu weiteren Extraktionsfeldern	80
6.2	Gegenüberstellung verschiedener Quellen-Designs	83
6.3	CAD-Modell der inversen Elektronenquelle	84
6.4	CST-Simulation der Feldkarte bei unterschiedlichen Zwischenelektrodenpotentialen	86
6.5	Elektrisches Feld entlang der Strahlachse	87
6.6	Emittanzen verschiedener Zwischenelektrodenpotentiale	88
6.7	Trajektorien entlang der Strahlachse	89
6.8	Strahleinheitlende entlang der Strahlachse	90
6.9	Schematische Darstellung der geplanten Injektionsstrahlführung für MESA	92
7.1	Schematischer Aufbau der neuen PKAT-Anlage	97

Literaturverzeichnis

- [1] R. HEINE (Hrsg.) ; K. AULENBACHER (Hrsg.) ; R. EICHHORN (Hrsg.): *MESA — Sketch of an energy recovery LINAC for nuclear physics experiments at Mainz*. New Orleans, Louisiana, USA : Proceedings of IPAC 2012, 2012 . – JACoW-IPAC2012-TUPPR073
- [2] E.C. ASCHENAUER ; M.D. BAKER ; A. BAZILEVSKY ; K. BOYLE (RBRC) ; S. BELOMENSTNYKH ; I. BEN-ZVI ; S. BROOKS ; C. BRUTUS ; T. BURTON ; S. FAZIO ; AL. et: eRHIC Design Study: An Electron-Ion Collider at BNL. In: *J. Appl. Phys.* (2012). – arXiv:1409.1633v2 [physics.acc-ph]
- [3] J.L. ABELLEIRA FERNANDEZ ; C. ADOLPHSEN ; A.N. AKAY ; H. AKSAKAL ; J.L. ALBACETE ; S. ALEKHIN ; P. ALLPORT ; V. ANDREEV ; R.B. APPLEBY ; LHEC STUDY GROUP ; AL. et: A Large Hadron Electron Collider at CERN – Report on the Physics and Design Concepts for Machine and Detector. In: *J. Phys. G* 39 (2012), Nr. 7.
<http://dx.doi.org/10.1088/0954-3899/39/7/075001>. – DOI 10.1088/0954-3899/39/7/075001
- [4] B. KUSKE ; N. PAULICK ; A. JANKOWIAK ; J. KNOBLOCH: Conceptual Design Report bERLinPro. 2012. – Forschungsbericht
- [5] G.H. HOFFSTAETTER: *Cornell Energy Recovery LINAC - Project Definition Report*. Cornell University, 2013
- [6] M. DEHN ; K. AULENBACHER ; R. HEINE ; H.J. KREIDEL ; U. LUDWIG-MERTIN ; A. JANKOWIAK: The MAMI C Accelerator. In: *The European Physical Journal Special Topics* 198 (2011), Nr. 1, S. 19–47. <http://dx.doi.org/10.1140/epjst/e2011-01481-4>. – DOI 10.1140/epjst/e2011-01481-4. – ISSN 1951-6355
- [7] M. DEHN: *Untersuchung zur Strahldynamik am Harmonischen Doppelseitigen Mikrotron von MAMI-C*, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Diss., 2013
- [8] S. HEIDRICH: *Monte-Carlo-Simulationen am Mainzer Mikrotron mit Hilfe von FLUKA*, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Diplomarbeit, 2014
- [9] P. HARTMANN ; J. BERMUTH ; J. HOFFMANN ; S. KÖBIS ; E. REICHERT ; H.G. ANDRESEN ; K. AULENBACHER ; P. DRESCHER ; H. EUTENEUER ; H. FISCHER ; P. JENNEWINE ; AL. et: Picosecond polarized electron bunches from a strained layer GaAsP photocathode. In: *NIM A* 379 (1996), S. 15–20
- [10] K. AULENBACHER ; J. SCHULER ; D.V. HARRACH ; E. REICHERT ; J. RÖTHGEN ; A. SUBASHEV ; V. TIOKINE ; Y. YASHIN: Pulse response of thin III/V semiconductor photocathodes. In: *J. Appl. Phys.* 49 (2002), Nr. 7536.
<http://dx.doi.org/10.1063/1.1521526>. – DOI 10.1063/1.1521526
- [11] V. BECHTHOLD: *Untersuchung von Multi-Alkali-Verbindungen im Hinblick auf ihre Eignung zur Erzeugung hochbrillanter Elektronenpulse*, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Diss., in Vorbereitung

Literaturverzeichnis

- [12] D.H. DOWELL ; I. BAZAROV ; B. DUNHAM ; K. HARAKAY ; C. HERNANDEZ-GARCIA ; R. LEGG ; H. PADMORE ; T. RAO ; J. SMEDLEY ; W. WAN: Cathode R&D for future light sources. In: *NIM A* 622 (2010), S. 685–697
- [13] A.H. SOMMER: *Photoemissive materials*. John Wiley and Sons, Inc., 1968. – Library of Congress Catalog Card Number: 68-8718, SBN 471813001
- [14] 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 ; S. NAKAMURA: New-Type Photocathode for Polarized Electron Source with Distributed Bragg Reflector. In: *Japanese Journal of Applied Physics* 32 (1993), Nr. 12B, S. L1837
- [15] L.G. GERCHIKOV ; K. AULENBACHER ; J.E. CLENDENIN ; V.V. KUZ'MICHEV ; YU.A. MAMAEV ; T. MARUYAMA ; V.S. MIKHRIN ; J.S. ROBERTS ; V.M. USTINOV ; D.A. VASILIEV ; A.P. VASILIEV ; YU.P. YASHIN ; A.E. ZHUKOV: Highly Effective Polarized Electron Sources Based on Strained Semiconductor Superlattice with Distributed Bragg Reflector. In: *AIP Conference Proceedings* 980 (2008), Nr. 1, S. 124–129. <http://dx.doi.org/10.1063/1.2888077>. – DOI 10.1063/1.2888077
- [16] M.E. STRAUMANIS ; C.D. KIM: Lattice Parameters, Thermal Expansion Coefficients, Phase Width, and Perfection of the Structure of GaSb and InSb. In: *Journal of Applied Physics* 36 (1965), Nr. 12, S. 3822–3825. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1713955>. – DOI 10.1063/1.1713955
- [17] C. KITTEL: *Einführung in die Festkörperphysik*. Oldenbourg Wissenschaftsverlag, 2002. – ISBN 978-3-486-27219-2. – 13. Auflage
- [18] F. BLOCH: Über die Quantenmechanik der Elektronen in Kristallgittern. In: *Z. Physik* 52 (1929), S. 555
- [19] J.R. CHELIKOWSKY ; M.L. COHEN: Nonlocal pseudopotential calculations for the electronic structure of eleven diamond and zinc-blende semiconductors. In: *Phys. Rev. B* 14 (1976), S. 556–582. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.14.556>. – DOI 10.1103/PhysRevB.14.556
- [20] M. CARDONA ; P.Y. YU: *Fundamentals of Semiconductor — Physics and Materials Properties*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2010. <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-642-00710-1>. – ISBN: 978-3-642-00709-5, e-ISBN: 978-3-642-00710-1
- [21] P.E. GREGORY ; W.E. SPICER: Photoemission study of surface states of the (110) GaAs surface. In: *Physical Review B* 13 (1976), Nr. 2
- [22] K. AULENBACHER: *Erzeugung intensiver hochpolarisierter Elektronenstrahlen mit hoher Symmetrie unter Helizitätswechsel*. Shaker Verlag, 2007. – ISBN: 978-3-8322-6429-1
- [23] L.G. GERCHIKOV ; YU.A. MAMAEV ; A.V. SUBASHIEV ; YU.P. YASHIN ; D.A. VASIL'EV ; V.V. KUZ'MICHEV ; A.E. ZHUKOV ; E.S. SEMENOVA ; A.P. VASIL'EV ; V.M. USTINOV: Photoemission of polarized electrons from InAlGaAs/GaAs superlattices with minimum conduction band offsets. In: *Pleiades Publishing, Inc., Semiconductors Low-Dimensional Systems* 40 (2006), Nr. 11, S. 1326 – 1332. <http://dx.doi.org/10.1134/S1063782606110133>. – DOI 10.1134/S1063782606110133. – ISSN 1063-7826

- [24] T. MARUYAMA ; A. BRACHMANN ; J.E. CLENDENIN ; T. DESIKAN ; E.L. GARWIN ; R.E. KIRBY ; D.-A. LUH ; J. TURNER ; R. PREPOST: A very high charge, high polarization gradient-doped strained GaAs photocathode. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 492 (2002), Nr. 1, S. 199 – 211.
[http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(02\)01290-1](http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/S0168-9002(02)01290-1). – DOI
[https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(02\)01290-1](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(02)01290-1). – ISSN 0168-9002
- [25] W.E. SPICER: Negative Affinity 3-5 Photocathodes: Their Physics and Technology. In: *Appl. Phys.* 12 (1977), S. 115–130
- [26] W. GASTEYER: *Untersuchungen zum Elektronenemissionsprozess von III/V-Halbleiter-Photokathoden mit negativer Elektronenaffinität*, Institut für Physik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Diss., 1988
- [27] O.E. TERESHCHENKO ; V.L. ALPEROVICH ; A.G. ZHURAVLEV ; A.S. TEREKHOV ; D. PAGET: Cesium-induced surface conversion: From As-rich to Ga-rich GaAs(001) at reduced temperatures. In: *Phys. Rev. B* 71 (2005), Apr, 155315.
<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.71.155315>. – DOI 10.1103/PhysRevB.71.155315
- [28] N. CHANLEK ; J.D. HERBERT ; R.M. JONES ; L.B. JONES ; K.J. MIDDLEMAN ; B.L. MILITSYN: The degradation of quantum efficiency in negative electron affinity GaAs photocathodes under gas exposure. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 47 (2014), Nr. 5, 055110. <http://stacks.iop.org/0022-3727/47/i=5/a=055110>
- [29] E.J. RIEHN: *Photokathoden mit internem DBR-Reflektor als Quellen hochintensiver spinpolarisierter Elektronenstrahlen*, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Diss., 2011
- [30] ADAWI, I.: Theory of the Surface Photoelectric Effect for One and Two Photons. In: *Phys. Rev.* 134 (1964), May, A788–A798. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.134.A788>. – DOI 10.1103/PhysRev.134.A788
- [31] T. MILLER ; E.D. HANSEN ; W.E. McMAHON ; T.C. CHIANG: Direct transitions, indirect transitions, and surface photoemission in prototypical system Ag(111). In: *Surface Science* 376 (1997), Nr. 1, S. 32 – 42.
[http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/S0039-6028\(96\)01402-1](http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/S0039-6028(96)01402-1). – DOI
[https://doi.org/10.1016/S0039-6028\(96\)01402-1](https://doi.org/10.1016/S0039-6028(96)01402-1). – ISSN 0039-6028
- [32] S. KARKARE ; W. WAN ; J. FENG ; T.C. CHIANG ; H.A. PADMORE: A One-Step Model of Photoemission from Single Crystal Surfaces. In: *Phys. Rev. B* 95 (2017), Nr. 7, S. 075439.
<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.95.075439>. – DOI 10.1103/PhysRevB.95.075439
- [33] SPICER, W.E.: Photoemissive, Photoconductive, and Optical Absorption Studies of Alkali-Antimony Compounds. In: *Phys. Rev.* 112 (1958), 114–122.
<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.112.114>. – DOI 10.1103/PhysRev.112.114
- [34] W.P. DUMKE: Optical Transitions Involving Impurities in Semiconductors. In: *Phys. Rev.* 132 (1963), S. 1998–2002. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.132.1998>. – DOI 10.1103/PhysRev.132.1998

Literaturverzeichnis

- [35] H.C. CASEY ; F. STERN: Concentration-dependent absorption and spontaneous emission of heavily doped GaAs. In: *J. Appl. Phys.* 47 (1976), S. 631–643.
<http://dx.doi.org/10.1063/1.322626>. – DOI 10.1063/1.322626
- [36] G.L. BIR ; A.G. ARONOV ; G.E. PIKUS: Spin relaxation of electrons due to scattering by holes. In: *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 69 (1975), Nr. 4, S. 1382 – 1397. – Sov. Phys.-JETP, Vol.42, No.4, p.705
- [37] G. FISHMAN ; G. LAMPEL: Spin relaxation of photoelectrons in *p*-type gallium arsenide. In: *Phys. Rev. B* 16 (1977), 820–831. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.16.820>. – DOI 10.1103/PhysRevB.16.820
- [38] A.M.T. KIM ; S. HUNSCHE ; T. DEKORSY ; H. KURZ ; K. KÖHLER: Timeresolved study of intervalence band thermalization in a GaAs quantum well. In: *Applied Physics Letters* 68 (1996), Nr. 21, 2956-2958. <http://dx.doi.org/10.1063/1.116367>. – DOI 10.1063/1.116367
- [39] L.W. JAMES ; J.L. MOLL: Transport Properties of GaAs Obtained from Photoemission Measurements. In: *Phys. Rev.* 183 (1969), 740–753.
<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.183.740>. – DOI 10.1103/PhysRev.183.740
- [40] S. KARKARE ; D. DIMITROV ; W. SCHAFF ; A. BARTNIK ; X. LIU ; E. SAWYER ; T. ESPOSITO ; I. BAZAROV: Monte Carlo charge transport and photoemission from negative electron affinity GaAs photocathodes. In: *J. Appl. Phys.* 113 (2013), Nr. 104904.
<http://dx.doi.org/10.1063/1.4794822>. – DOI 10.1063/1.4794822
- [41] W.E. SPICER (Hrsg.) ; A. HERRERA-GÓMES (Hrsg.) ; Stanford Linear Accelerator Center, Palo Alto (Veranst.): *Modern theory and applications of photocathodes*. SLAC-Publication, August 1993 (6306). – SPIE's 1993 International Symposium on Optics, Imaging and Instrumentation, San Diego, CA
- [42] D.L. RODE ; S. KNIGHT: Electron Transport in GaAs. In: *Phys. Rev. B* 3 (1971), 2534–2541.
<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.3.2534>. – DOI 10.1103/PhysRevB.3.2534
- [43] M.I. NATHAN ; W.P. DUMKE ; K. WRENNER ; S. TIWARI ; S.L. WRIGHT ; K.A. JENKINS: Electron mobility in *p*?type GaAs. In: *Applied Physics Letters* 52 (1988), Nr. 8, 654-656.
<http://dx.doi.org/10.1063/1.99395>. – DOI 10.1063/1.99395
- [44] P. HARTMANN: *Aufbau einer gepulsten Elektronenquelle polarisierter Elektronen*, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Diss., 1997
- [45] P. HARTMANN ; J. BERMUTH ; D.V. HARRACH ; J. HOFFMANN ; S. KÖBIS ; E. REICHERT ; K. AULENBACHER ; J. SCHULER ; M. STEIGERWALD: A diffusion model for picosecond electron bunches from negative affinity GaAs photocathodes. In: *J. Appl. Phys.* 86 (1999), Nr. 2245. <http://dx.doi.org/10.1063/1.371037>. – DOI 10.1063/1.371037
- [46] J. SINGH: *Electronic and Optoelectronic Properties of Semiconductor Structures*. Cambridge University Press, 2007. – ISBN-10: 0521035740, ISBN-13: 978-0521035743
- [47] W. DEMTRÖDER: *Experimentalphysik, Band 1: Mechanik und Wärme*. Springer Verlag, 1998. – 2. Auflage, ISBN: 3-540-64292-7
- [48] WILLE, K.: *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen: Eine Einführung*. Teubner B.G. GmbH, 1996 (Teubner-Studienbücher : Physik). – ISBN 9783519130871

- [49] E.D. COURANT ; H.S. SNYDER: Theory of the alternating-gradient synchrotron. In: *Annals of Physics* 3 (1958), Nr. 1, S. 1 – 48.
[http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/0003-4916\(58\)90012-5](http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/0003-4916(58)90012-5). – DOI
[https://doi.org/10.1016/0003-4916\(58\)90012-5](https://doi.org/10.1016/0003-4916(58)90012-5). – ISSN 0003-4916
- [50] BAZAROV, Ivan V. ; KIM, Allen ; LAKSHMANAN, Manu N. ; MAXSON, Jared M.: Comparison of dc and superconducting rf photoemission guns for high brightness high average current beam production. In: *Phys. Rev. ST Accel. Beams* 14 (2011), Jul, 072001.
<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.14.072001>. – DOI
10.1103/PhysRevSTAB.14.072001
- [51] BRAUN, H.H.: *Das Chopper-System für den Injektor-Linac des Mainzer Mikrotrons*, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Diplomarbeit, 1988
- [52] R. BAKKER ; M.V. HARTROTT ; E. JAESCHKE ; D. KRÄMER ; J.P. CARNEIRO ; K. FLÖTTMANN ; P. PIOT ; J. ROSSBACH ; S. SCHREIBER ; K. ABRAHAMIAN ; J. BÄHR ; I. BOHNET ; V. DJORDJADZE ; U. GENSCHE ; H.J. GRABOSCHI ; Z. LI ; D. LIPKA ; A. OPPELT ; B. PETROSSYAN ; F. STEPHAN ; P. MICHELATO ; C. PAGANI ; D. SERTORE ; V. MILTACHEV ; I. TSAKOV ; A. LIERO ; H. REDLIN ; W. SANDNER ; R. SCHUMANN ; I. WILL ; R. CEE ; M. KRASSILNIKOV ; S. SETZER ; T. WEILAND: First beam measurements at the photo injector test facility at DESY Zeuthen. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 507 (2003), Nr. 1, S. 210 – 214. [http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01506-7](http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01506-7). – DOI [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01506-7](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01506-7). – ISSN 0168-9002. – Proceedings of the 24th International Free Electron Laser Conference and the 9th Users Workshop.
- [53] J.H. HAN ; M. KRASILNIKOV ; K. FLÖTTMANN: Secondary electron emission in a photocathode rf gun. In: *Phys. Rev. ST Accel. Beams* 8 (2005), 033501.
<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.8.033501>. – DOI
10.1103/PhysRevSTAB.8.033501
- [54] K. AULENBACHER ; R. BOSSART ; H. BRAUN ; J. CLENDENIN ; J.P. DELAHAYE ; J. MADSEN ; G. MULHOLLAN ; J. SHEPPARD ; G. SUBERLUCQ ; H. TANG: Initial Test of an RF Gun with a GaAs Cathode Installed. In: *SLAC-PUB* (1996), Nr. 7299
- [55] R. AKRE ; D. DOWELL ; P. EMMA ; J. FRISCH ; S. GILEVICH ; G. HAYS ; PH. HERING ; R. IVERSON ; C. LIMBORG-DEPREY ; H. LOOS ; A. MIAHNAHRI ; J. SCHMERGE ; J. TURNER ; J. WELCH ; W. WHITE ; J. WU: Commissioning the Linac Coherent Light Source injector. In: *Phys. Rev. ST Accel. Beams* 11 (2008), 030703.
<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.11.030703>. – DOI
10.1103/PhysRevSTAB.11.030703
- [56] A. NEUMANN (Hrsg.) ; D. BOEHLICK (Hrsg.) ; A. BUECHEL (Hrsg.) ; M. BUERGER (Hrsg.) ; A. BURRILL (Hrsg.) ; P. ECHEVARRIA (Hrsg.) ; A. FRAHM (Hrsg.) ; H.-W. GLOCK (Hrsg.) ; F. GOEBEL (Hrsg.) ; S. HEILING (Hrsg.) ; K. JANKE (Hrsg.) ; T. KAMPS (Hrsg.) ; S. KECKERT (Hrsg.) ; S. KLAUKE (Hrsg.) ; G. KLEMZ (Hrsg.) ; J. KNOBLOCH (Hrsg.) ; G. KOURKAFAS (Hrsg.) ; J. KUEHN (Hrsg.) ; O. KUGELER (Hrsg.) ; N. OHM (Hrsg.) ; E. PANOFSKI (Hrsg.) ; H. PLOETZ (Hrsg.) ; S. ROTTERDAM (Hrsg.) ; M. SCHENK (Hrsg.) ; H. STEIN (Hrsg.) ; M.A.H. SCHMEISSER (Hrsg.) ; M. SCHUSTER (Hrsg.) ; Y. TAMASHEVICH (Hrsg.) ; J. ULLRICH (Hrsg.) ; A. USHAKOV (Hrsg.) ; J. VOELKER (Hrsg.) ; A. MATHEISEN (Hrsg.) ; M. SCHMOEKEL (Hrsg.): *First commissioning of an SRF photo-injector module for bERLinPro*. Kopenhagen, Dänemark : Proceedings of IPAC 2017, 2017. – JACoW-IPAC2017-MOPVA049

Literaturverzeichnis

- [57] T. WEILBACH: *Minimal-invasive Strahldiagnose für hochintensive Elektronenstrahlen*, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Diss., in Vorbereitung
- [58] K.H. STEFFENS: *Konzeption und Optimierung eines 100 keV Injektionssystems zur Erzeugung eines longitudinal polarisierten Elektronenstrahls an MAMI*, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Diss., 1993
- [59] N.F. SCAHILL: *Dissertation in Vorbereitung*, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Diss., in Vorbereitung
- [60] E. KIRSCH: *Messung der Pulsantwortzeiten von Galliumarsenid und Kalium-Cäsium-Antimonid*, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Diplomarbeit, 2014
- [61] G.A. REIDER: *Photonik — Eine Einführung in die Grundlagen*. Springer Verlag, 2012.
<http://dx.doi.org/10.1007/978-3-7091-1521-3>. – ISBN 978-3-7091-1521-3. – 3. Auflage
- [62] FA. COHERENT: *The Coherent Mira Model 900 Laser, Technische Unterlagen*
- [63] F. FICHTNER: *interne Entwicklung Halbleiterverstärker und Mitteilungen*. Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2013
- [64] H. EUTENEUER ; H. SCHÖLER: Das Diagnose-Deflektorcavity. 1988. – Forschungsbericht
- [65] J. HAMSON (Hrsg.): *Optimization criteria for standing wave transverse magnetic deflection cavities*. Los Alamos, New Mexico, USA : Proceedings of the 1966 LinAC, 1966
- [66] F. FICHTNER: *interne Entwicklung elektronischer Phasenschieber und Mitteilungen*. Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2015
- [67] FA. CRYTUR: *Technische Unterlagen zu Ce:YAG-Materialien*
- [68] I.C. ALEXANDER: *Experimental investigation of the beam dynamics of the MESA photoinjector*, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Diss., 2018
- [69] KEITHLEY INSTRUMENTS, INC.: *Keithley, Modell 6485 Picoammeter, Instruction Manual*. 6485-901-01 Rev. A. 28775 Aurora Road, Cleveland, Ohio 44139, USA, 2001
- [70] W. NOLTING: *Grundkurs Theoretische Physik, Band 4: Spezielle Relativitätstheorie, Thermodynamik*. Vieweg Verlag, 1997. – 3. Auflage, ISBN 10: 3-528-16934-6
- [71] J. SCHULER: *Ultrakurzzeit-Spektroskopie in der Photoemission aus III/V-Halbleiter-Photokathoden*, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Diss., 2004
- [72] WAFER TECHNOLOGY LTD: single crystal material. In: *datasheet* (2008)
- [73] T. MARUYAMA ; D.-A. LUH ; A. BRACHMANN ; J.E. CLENDENIN ; E.L. GARWIN ; S. HARVEY ; J. JIANG ; R.E. KIRBY ; C.Y. PRESCOTT ; R. PREPOST ; A.M. MOY: Systematic study of polarized electron emission from strained GaAs/GaAsP superlattice photocathodes. In: *Appl. Phys. Lett.* 85 (2004), Nr. 13, S. 2640. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1795358>. – DOI 10.1063/1.1795358

- [74] M. WEIS: *Analyse und Verbesserung der Zeitauflösung der Testquelle polarisierter Elektronen an MAMI*, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Diplomarbeit, 2004
- [75] M.A. DEHN ; K. AULENBACHER ; V. BECHTHOLD ; F. FICHTNER: Reducing the contribution of the photoemission process to the unwanted beam in photoelectron sources at accelerators. In: *Appl. Phys. Lett.* 111 (2017), Nr. 132105. <http://dx.doi.org/{10.1063/1.4996977}>. – DOI 10.1063/1.4996977
- [76] C. GHOSH ; B.P. VARMA: Preparation and study of properties of a few alkali antimonide photocathodes. In: *J. Appl. Phys.* 49 (1978), Nr. 8. – 0021-8979178/4908-4549\$01.10
- [77] R. NATHAN ; C.H.B. MEE: The Energy Distribution of Photoelectrons from the K₂CsSb Photocathode. In: *phys. stat. sol. (a)* 2 (1970), S. 67–72.
<http://dx.doi.org/{10.1002/pssa.19700020107}>. – DOI 10.1002/pssa.19700020107
- [78] H. XIE ; I. BEN-ZVI ; T. RAO ; T. XIN ; E. WANG: Experimental measurements and theoretical model of the cryogenic performance of bialkali photocathode and characterization with Monte Carlo simulation. In: *Physical Review Accelerators and Beams* 19 (2016), Nr. 10. <http://dx.doi.org/{10.1103/PhysRevAccelBeams.19.103401}>. – DOI 10.1103/PhysRevAccelBeams.19.103401
- [79] V. BECHTHOLD (Hrsg.) ; K. AULENBACHER (Hrsg.) ; M.A. DEHN (Hrsg.) ; S. FRIEDERICH (Hrsg.): *Investigation of K₂CsSb photocathodes*. Genf, Schweiz : Proceedings of ERL 2017, 2017 . – MOPSP004
- [80] R. BARDAY: *Untersuchungen zur Lebensdauer von NEA-Photokathoden bei der Extraktion sehr hoher mittlerer Ströme*, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Diss., 2007
- [81] J.L. MCCARTER (Hrsg.) ; T. RAO (Hrsg.) ; J. SMEDLES (Hrsg.) ; J. GRAMES (Hrsg.) ; R. MAMMEI (Hrsg.) ; M. POELKER (Hrsg.) ; R. SULEIMAN (Hrsg.): *Performance study of K₂CsSb photocathode inside a dc high voltage gun*. New York, NY, USA : Proceedings of PAC 2011, 2011 . – WEP284
- [82] R.E. VITURRO ; J.L. SHAW ; C. MAILHIOT ; L.J- BRILLSON ; N. TACHE ; J. MCKINLEY ; G. MARGARITONDO ; J.M. WOODALL ; P.D. KIRCHNER ; G.D. PETTIT ; S.L. WRIGHT: Band bending and interface states for metals on GaAs. In: *Applied Physics Letters* 52 (1988), Nr. 24, 2052-2054. <http://dx.doi.org/10.1063/1.99578>. – DOI 10.1063/1.99578
- [83] D.A. ORLOV ; V.É. ANDREEV ; A.S. TEREKHOV: Elastic and inelastic tunneling of photoelectrons from the dimensional quantization band at a p+-GaAs-(Cs,O) interface into vacuum. In: *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters* 71 (2000), Nr. 4, 151–154. <http://dx.doi.org/10.1134/1.568302>. – DOI 10.1134/1.568302. – ISSN 1090-6487
- [84] S. FRIEDERICH: *Elektronenquelle mit minimaler Emittanz*, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Diss., in Vorbereitung
- [85] M. BREIDENBACH ; M. FOSS ; J. HODGSON ; A. KULIKOV ; A. ODIAN ; G. PUTALLAZ ; H. ROGERS ; R. SCHINDLER ; K. SKARPAAS ; M. ZOLOTOREV: An inverted-geometry, high voltage polarized electron gun with UHV load lock. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*

Literaturverzeichnis

- 350 (1994), Nr. 1, S. 1 – 7.
[http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/0168-9002\(94\)91146-0](http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/0168-9002(94)91146-0). – DOI
[https://doi.org/10.1016/0168-9002\(94\)91146-0](https://doi.org/10.1016/0168-9002(94)91146-0). – ISSN 0168-9002
- [86] M. POELKER ; P.A. ADDERLY ; J. CLARK ; J. GRAMES ; J. HANSKNECHT ; K. SURLES-LAW ; D. MACHIE ; M.L. STUTZMAN ; R. SULEIMAN: Load-locked dc high voltage GaAs photogun with an inverted-geometry ceramic insulator. In: *Phys. Rev. ST Accel. Beams* 13 (2010), S. 010101. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.13.010101>. – DOI
10.1103/PhysRevSTAB.13.010101
- [87] HEIN, L.M.: Spock — Short Pulse Source at KPH. 2018. – Forschungsbericht

A Veröffentlichungen

Hauptautor

1. **Pulse Response Measurements of NEA Photocathodes at Different Laser Wavelengths**
M.A. Dehn, K. Aulenbacher, V. Bechthold; Proceedings der IPAC 2016, Busan, Südkorea, 08.-13.05.2016, S. 3931–3933
<http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/ipac2016/papers/thpow004.pdf>
2. **Longitudinal Beam Halo in the Photoemission from GaAs-Photocathodes in a 100 keV DC Gun**
M.A. Dehn, K. Aulenbacher, F. Fichtner, E. Kirsch, V. Tioukine; Proceedings der ERL 2013, Novosibirsk, Russland, 09.-13.09.2013, S. 72–74
<http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/ERL2013/papers/wg502.pdf>
3. **Reducing the contribution of the photoemission process to the unwanted beam in photoelectron sources at accelerators**
M.A. Dehn, K. Aulenbacher, V. Bechthold, F. Fichtner; Appl. Phys. Lett 111, 132105 (2017); doi: 10.10631/1.4996977
<http://dx.doi.org/10.10631/1.4996977>

Nebenautor

1. **Investigation of K₂CsSb photocathodes**
V. Bechthold, K. Aulenbacher, M.A. Dehn, S. Friederich; Proceedings der ERL 2017, Genf, Schweiz, 18.-23.06.2017
2. **SPOCK — a Triode DC Electron Gun with Variable Extraction Gradient**
L.M. Hein, K. Aulenbacher, V. Bechthold, M.A. Dehn, S. Friederich, C. Matejcek; Proceedings der ERL 2017, Genf, Schweiz, 18.-23.06.2017