Frequenzverdopplung von hochfrequenz-synchronisierten Diodenlasern zur Erhöhung der Lebensdauer der MAMI-Photoquelle

Diplomarbeit

von Igor Constantin Alexander geboren am 01.03.1984 in Gießen

Fachhochschule Gießen-Friedberg Studiengang Physikalische Technik

Betreuer:

Prof. Dr. Klaus Behler PD habil. Dr. Kurt Aulenbacher

26. Dezember 2009

Eidesstattliche Erklärung

(Igor Constantin Alexander)

Abkürzungs- und Symbolverzeichnis

Abkürzung	Bezeichnung	Einheit
\overrightarrow{A}	Amplitude	(o.E.)
ADC	Analog-Digital-Konverter	(-)
Al_2O_3	Saphir	(-)
$B\left(E\right)$	Wahrscheinlichkeit für das Verlassen von e^- aus Festkörpern	(o.E.)
$c\left(r,t\right)$	Elektronenkonzentration	$(1/m^3)$
CEM	channel electron multiplier	(-)
Cs	Cäsium	(-)
cw	continious wave	(-)
d	Dicke	(m)
d_{eff}	d-Koeffizient des χ -Tensors	(m/V)
d_{QPM}	d-Koeffizient des χ -Tensors, angepasst an QPM	(m/V)
d_s	Dicke der Bandverbiegung	(m)
D	Diffusionskonstante	(m^2/s)
\overrightarrow{D}	dielektrische Verschiebung	(As/m ²)
dc	direct current	(-)
e	Ladung des Elektrons	(As)
\overrightarrow{E}	elektrische Feldstärke	(V/m)
E_g	Energie der Bandlücke	(eV)
E_L	Energie des Leitungsbandes	(eV)
E_V	Energie des Valenzbandes	(eV)
E_{vac}	Vakuumenergie	(eV)
EKAN	thermische Elektronenquelle	(-)
f	Brennweite	(m)
F	Fluor	(-)
FWHM	full width half maximum (Halbwertsbreite)	()
GaAs	Galliumarsenid	(-)
h	Höhe	(m)
h,\hbar	Plancksche Konstante	(Js)
$h\left(a,L,\sigma\right)$	Boyd-Kleinmann Reduktionsfaktor	(o.E.)
HDSM	harmonic double sided microtron	(-)

Abkürzung	Bezeichnung	Einheit
HF	Hochfrequenz	(-)
HV	Hochspannung	(-)
I	Strom	(A)
ILAC	injector linear accelerator	(-)
Index ss	steady state (eingeschwungener Zustand)	(-)
Index th	threshold (Schwelle)	(-)
InGaN	Indiumgalliumnitrid	(-)
IR	Infrarotbereich des Lichtes	(-)
J	Intensität	(W/m²)
$J_i\left(k_c r\right)$	i-te Besselfunktion	(o.E.)
j_s	Schwellenstromdichte	(A/m²)
K	Kopplungskonstante	(1/s)
\overrightarrow{k}	Impuls	(kgm/s)
k_B	Boltzmann-Konstante	(J/K)
k_c	cutoff-Wellenvektor	(1/m)
k_n	Kreiswellenzahl, Wellenvektor	(1/m)
L	Länge	(m)
L_D	Diffusionslänge	(m)
L_{esc}	Austrittstiefe	(m)
l_c	Kristallkohärenzlänge	(m)
l_{max}	Kristalllänge der maximalen Oberwellenintensität	(m)
$LiNbO_3$	Lithiumniobat	(-)
LUMO	Luminiszenz Monitor	(-)
m	Magnetquantenzahl	(o.E.)
M^2	Beugungsmaßzahl	(o.E.)
MAMI	Mainzer Mikrotron	(-)
MBE	Molekularstrahlepitaxie	(-)
MgO	Magnesiumoxid	(-)
MOPA	master oscillator power amplifier	(-)
MQW	multi quantum well	(-)
$N\left(t\right)$	Populationsinversion	(o.E.)
N_A	Konzentration der dotierten Atome	(1/m³)
N_{el}	Anzahl der Elektronen	(o.E.)
N_{ph}	Anzahl der Photonen	(o.E.)
n(t)	Photonenzahl	(o.E.)
n_i	Brechungsindex	(o.E.)
NA	numerische Apertur	(o.E.)

Abkürzung	Bezeichnung	Einheit
NEA	negative Elektronenaffinität	(-)
О	Sauerstoff	(-)
OFHC	oxygen free high conductive	(-)
\overrightarrow{P}	Polarisation	(As/m ²)
P_{opt}	optische Leistung	(W)
\overrightarrow{P}_s	spontane Polarisation	(As/m ²)
PKA1	Quelle polarisierter Elektronen	(-)
PKAT	Testquelle polarisierter Elektronen	(-)
PPLN	periodisch gepoltes Lithiumniobat	(-)
Q_{Gnd}	Ladung des Untergrundes des Elektronenbunches	(C)
Q_{Sig}	Ladung des Signals des Elektronenbunches	(C)
QE	Quanteneffizienz	(o.E.)
QW	quantum well	(-)
R	Reflexionskoeffizient	(o.E.)
r, w	Radius	(m)
r_0	Sollbahnradius des Toruskondensators	(m)
R_p	Pumprate	(o.E.)
RTM	Racetrack-Microtron	(-)
\overrightarrow{S}	Energieflussvektor (Pointingvektor)	(W/m²)
SHG	second harmonic generation (Oberwellenerzeugung)	(-)
Si	Silizium	(-)
T	Temperatur	(K)
t	Zeit	(s)
T_{acc}	Transmission am Beschleuniger	(o.E.)
t_{an}	Anregungszeit	(s)
t_{res}	Resonatorumlaufzeit	(s)
t_{trans}	Transportzeit	(s)
TEM	transversal elektromagnetischer Mode	(-)
TM	transversal magnetischer Mode	(-)
U, V	Spannung	(V)
UHV	Ultrahochvakuum	(-)
UV	ultravioletter Bereich des Lichtes	(-)
V_c	Volumen der Resonatormode	(m^3)
$V_{S/U}$	Signal zu Untergrund Verhältnis	(o.E.)
$V_{ret,loss}$	Reflexionsverluste der Glasfaser	(dB)
VIS	sichtbarer Bereich des Lichtes	(-)
x, y, z	Ortskoordinaten	(m)

Abkürzung	Bezeichnung	Einheit
z_R	Rayleigh-Länge	(m)
ZnS	Zinksulfid	(-)
α_0	Absorptionskoeffizient	(1/m)
c_0	Vakuumlichtgeschwindigkeit	(m/s)
δ	"walk-off"-Winkel	(rad)
ΔV_{BBR}	energetische Höhe der Bandbiegung	(eV)
ε_0	el. Feldkonstante des Vakuums (Permittivität)	As/Vm
ϵ_{el}	Emittanz des Elektronenstrahls	$\text{mm} \cdot \text{mrad}$
ϵ_F	Fermienergie	(eV)
$arepsilon_r$	materialspezifische el. Feldkonstante	(o.E.)
η_{diff}	differenzieller Wirkungsgrad	(W/A)
η_{SHG}	Konversionseffizienz	%/W
γ_2	Abklingrate angeregter Zustände	(1/s)
γ_c	Resonatorabklingrate	(1/s)
γ_n	Wachstumsrate der Photonenzahl im Resonator	(1/s)
γ_{rad}	Strahlungsabklingrate	(1/s)
γ_{sp}	Dämpfungsabklingrate	(1/s)
Γ	Konversionseffizienz	(1/W)
h,\hbar	Planksches Wirkungsquantum	(Js)
κ	Kopplungskoeffizient	(1/V)
λ	Wellenlänge	(m)
Λ	Polungsperiode	(m)
μ_0	mag. Feldkonstante des Vakuums (Permeabilität)	$\left(\frac{\text{kgm}}{\text{A}^2\text{s}^2} \right)$
μ_n	Elektronenbeweglichkeit	(m^2/V_s)
ν	Frequenz	(1/s)
ω	Kreisfrequenz	(1/s)
ω_a	Anregungsfrequenz atomarer Übergänge	(1/s)
ω_{sp}	Kreisfrequenz der Relaxationsschwingungen	(1/s)
ρ	Phasenwinkel	(°)
au	Lebensdauer	(s)
$ au_{an}$	Antwortzeit	(s)
θ	Divergenzwinkel	(rad)
ϑ	Phasenanpassungswinkel	(rad)
$\chi^{(1)}$	Suszeptibilitätstensor (1. Ordnung)	(o.E.)
$\chi^{(2)}$	Suszeptibilitätstensor (2. Ordnung)	(m/V)
$\chi^{(3)}$	Suszeptibilitätstensor (3. Ordnung)	(m^2/V^2)
χ_{EA}	Elektronenaffinität	(eV)

Abkürzung	Bezeichnung	Einheit
χ_{eff}	effektive Suszeptibilität	(o.E.)
ζ	Dispersion	$(\mu \text{m/eV})$

Inhaltsverzeichnis

Mot	ivation	I	3
Gru	ndlagei	n	9
2.1	Lasero	dioden	. 9
2.2	Freque	enzverdopplung	. 22
2.3	Period	disch gepoltes Lithiumniobat	. 31
2.4	Elektr	onenemission aus Galliumarsenid Halbleiterkathoden	. 37
	2.4.1	Photoeffekt an Halbleitern	. 38
	2.4.2	Photokathoden mit negativer Elektronenaffinität	. 38
	2.4.3	Spicers 3-Stufen Modell	. 42
Exp	erimen	teller Aufbau	47
3.1	Das L	asersystem	. 47
3.2	Die Te	estquelle polarisierter Elektronen am Mainzer Mikrotron	. 53
3.3	Zeitlio	che Vermessung der Elektronenpulse	. 59
Exp	erimen	te und Ergebnisse	63
4.1	Chara	kterisierung der Infrarot-Laserdioden	. 63
4.2	Erzeu	gung der Frequenzkonversion der Infrarot-Laserdiode	. 74
4.3	Chara	kterisierung der Ultraviolett-Laserdiode	. 79
4.4	Eigens	schaften der Elektronenpulse an der Quelle und der Testquelle po-	
	larisie	rter Elektronen	. 86
	4.4.1	Elektronenpulse mit der Frequenzkonversion	. 86
	4.4.2	Elektronenpulse mit der Ultraviolett-Laserdiode	. 90
Zus	ammen	afassung und Ausblick	103
Anh	ang		111
	Exp 3.1 3.2 3.3 Exp 4.1 4.2 4.3 4.4	Grundlager 2.1 Lasero 2.2 Freque 2.3 Period 2.4 Elektr 2.4.1 2.4.2 2.4.3 Experimen 3.1 Das L 3.2 Die To 3.3 Zeitlich Experimen 4.1 Chara 4.2 Erzeu 4.3 Chara 4.4 Eigens larisie 4.4.1 4.4.2	2.2 Frequenzverdopplung

1 Motivation

Motivation und Ziele dieser Arbeit

Zum gegenwärtigen Zeitpunkt werden an Beschleunigeranlagen Experimente mit spinpolarisierten und unpolarisierten Elektronenstrahlen durchgeführt. Für zukünftige Projekte und Experimente werden jedoch immer höhere Strahlströme benötigt. Am Mainzer
Mikrotron (MAMI) steht eine Stromquelle polarisierter Elektronen (PKA1) mit einem
mittleren Strahlstrom von $> 20\,\mu\text{A}$ und eine unpolarisierte Stromquelle (EKAN) mit
einem Strahlstrom von bis zu $100\,\mu\text{A}$ zur Verfügung. Diese Ströme können von der Beschleunigeranlage bis auf eine Energie von $1,508\,\text{GeV}$ beschleunigt werden. Im Jahr 2008wurde ca. 60% der Strahlzeit mit polarisiertem Strahl durchgeführt. Bei der PKA1 werden die Elektronen durch Photoemission an Galliumarsenid (GaAs) Halbleiterkathoden
erzeugt. Im Falle der EKAN geschieht dies durch thermische Anregung.

MAMI kann in mehrere einzelne Elemente unterteilt werden, die einer bestimmten Aufgabe zugeordnet werden können. In der Abbildung 1.1 wird der Grundriss des Beschleunigers gezeigt. Am Anfang des Beschleunigers befinden sich die Elektronenquellen EKAN und PKA1. Die Elektronenquellen beschleunigen die Elektronen mit Hilfe eines statischen elektrischen Feldes auf eine Energie von $100 \,\mathrm{keV}$. Anschließend beschleunigt ein Linearbeschleuniger (ILAC) die Elektronenpakete (Bunch) auf eine Energie von 3,5 MeV. In einem Linearbeschleuniger werden Elektronen durch ein elektromagetisches Wechselfeld nur zu bestimmten Zeiten beschleunigt und aus diesem Grund wird der Elektronenstrahl gepulst. Da der Energiegewinn pro Meter, genauso wie der zur Verfügung stehende Raum, begrenzt ist werden die beschleunigten Elektronen durch zwei Magnete so umgelenkt, dass sie den nachfolgenden Linearbeschleuniger mehrmals durchqueren. Bei jedem Durchgang erfahren die Elektronen den gleichen Energiegewinn. Da dieser Aufbau Ähnlichkeit mit einer Rennbahn hat, wird diese Art Beschleuniger auch Rennbahn-Mikrotron (RTM) genannt. Das Mainzer Mikrotron besteht aus drei solcher RTM's und die vierte und letzte Stufe (MAMIC) ist als harmonisch doppelseitiges Mikrotron (HDSM) ausgelegt. Das HDSM besitzt zwei Linearbeschleuniger, von denen einer mit der MAMI-Frequenz $\nu_{MAMI}=2,45\,\mathrm{GHz}$ und der andere mit der zweiten Harmonischen $\nu_{HDSM} = 4,90\,\mathrm{GHz}$ angesteuert wird.

Das Besondere am Mainzer Mikrotron ist, dass die Pulsstruktur des Elektronenstrahls aufgrund der hohen Wiederholfrequenz von den Sensoren der nachgeschalteten Experimente als kontinuierlich wahrgenommen wird. Aus diesem Grund zählt MAMI zu den

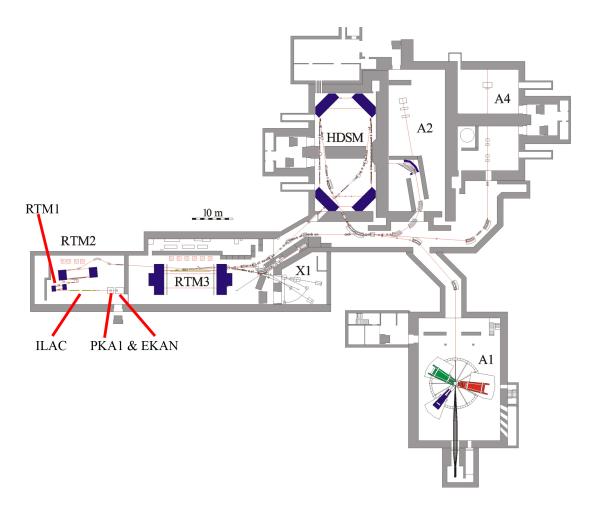


Abbildung 1.1: Hallenplan des Mainzer Mikrotrons. Der Anfang des Beschleunigers befindet sich unten links. In der ersten Halle sind die beiden Elektronenkanonen PKA1 und EKAN untergebracht, genauso wie zwei der drei Racetrack-Mikrotrone. Für den RTM3 und den HDSM gibt es separate Hallen. Nach den Beschleunigerstufen gibt es die Möglichkeit den Elektronenstrahl zu den verschiedenen Experimenten umzuleiten [A1, A2, A4].

Dauerstrichelektronenbeschleunigern.

Wird ein spinpolarisierter Elektronenstrahl benötigt, so steht die Stromquelle PKA1 zur Verfügung, die auf der Photoemission von Halbleitern beruht. Durch die Struktur der Halbleiterkathoden ist die Quantenausbeute QE und die Polarisation P der Elektronen von der Wellenlänge λ des Laserlichtes abhängig [Bard07]. Das Verhältnis der Anzahl der emittierten Elektronen zu der Anzahl der Photonen wird als Quantenausbeute oder Quanteneffizienz bezeichnet und diese ist durch

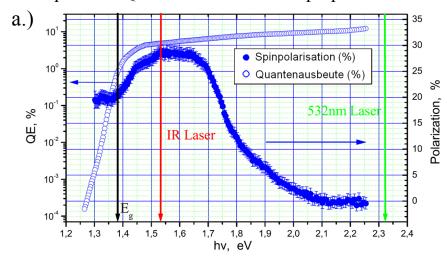
$$QE = \frac{N_e}{N_{ph}} = \frac{I_e}{e} \frac{h\nu}{P_{Laser}} \tag{1.1}$$

gegeben. In der Abbildung 1.2 a.) wird die Polarisation und die Quantenausbeute einer p-dotierten Galliumarsenid (GaAs) Halbleiterkathode gezeigt. Zudem sind auch die Energie der Bandlücke E_g , die Photonenenergie eines Infrarot-Lasers (IR) mit einer Wellenlänge von $\lambda_{IR} = 808\,$ nm und die Photonenenergie eines sichtbaren Lasers (VIS) mit einer Wellenlänge von $\lambda_{vis} = 532\,$ nm eingetragen. Die Quantenausbeute steigt mit zunehmender Photonenenergie. Im Bereich der höchsten Polarisation (IR-Bereich) ist die Quantenausbeute QE < 5% und bei Wellenlängen $\lambda < 550\,$ nm steigt sie bis auf QE > 10%.

Allerdings nimmt die Quantenausbeute bei gleichbleibendem Strahlstrom mit zunehmender Strahlzeit in fast allen Fällen exponentiell ab. Diesem Effekt kann mit Erhöhung der Laserleistung entgegengewirkt werden. Dieser Sachverhalt wird in der Abbildung 1.2 b.) dargestellt. Neben der Quantenausbeute QE und der Polarisation P gibt es somit noch eine weitere Eigenschaft der Photokathode, nämlich die Lebensdauer τ . Diese Lebensdauer gibt diejenige Zeit an, in der die Quantenausbeute auf den $\frac{1}{e}$ -ten Teil abgefallen ist und wird maßgebend von der Qualität des Vakuums und der Strahltransmission durch die Apparatur bestimmt. Dies kann damit begründet werden, dass die Effektivität der negativen Elektronenaffinität (NEA), die zum Erzeugen spinpolarisierter Elektronen ausgenutzt wird, durch Ionenbombardement abnimmt. Die Lebensdauer der Photokathode steigt mit abnehmender Wellenlänge [Bard07]. Somit ist es möglich mit einem Laser im sichtbaren bis ultravioletten (UV) Bereich des Lichtes einen stabileren Betrieb der Photoquelle zu erreichen. Dies könnte daran liegen, dass die so erzeugten Elektronen keine NEA benötigen, um den Halbleiter verlassen zu können. Der so produzierte Elektronenstrahl ist zwar unpolarisiert, ermöglicht es eventuell aber die gesamte Strahlzeit an MAMI mit nur einer Elektronenquelle - statt wie bisher mit PKA1 und EKAN - durchzuführen. Des Weiteren können so auch höhere Ströme erzeugt werden.

Ziel dieser Arbeit ist es, zu untersuchen, ob es möglich ist, mit frequenzverdoppelten Infrarot-Laserdioden ($\lambda_{FUN} \approx 980 \,\mathrm{nm}$, $\lambda_{SHG} \approx 490 \,\mathrm{nm}$) Elektronenpulse zu erzeugen, die eine Halbwertsbreite von < 150 ps aufweisen. Dies rührt daher, dass das Mikrotron wegen seiner Betriebsfrequenz nur eine begrenzte zeitliche Akzeptanz hat, was in der

Spektrale Quantenausbeute und Spinpolarisation



Abnahme der Quanteneffizienz b.) India a serieistung (o.E.) Abnahme der Quanteneffizienz Ende des Experiments O.2 O.3 Zeit (h) norm. Laserleistung (o.E.) norm. Quanteneffizienz (o.E.) norm. Strom (o.E.)

Abbildung 1.2: a.) Polarisation und Quantenausbeute aufgetragen über die Photonenenergie [Bard07]. Unterhalb der Bandlückenenergie fällt die Quanteneffizienz stark ab, da die Energie nicht mehr zum Anregen ins Leitungsband ausreicht. Kurz oberhalb der Bandlücke weist die Photokathode die
größte Polarisation auf. b.) Abnahme der Quantenausbeute mit zunehmender Strahlzeit. Bei erreichen der maximalen Laserleistung kann dem
Abfall der Quanteneffizienz nicht mehr entgegengewirkt werden und das
Experiment wird beendet.

Abbildung 1.3 verdeutlicht wird. Neben der Frequenzverdopplung wird auch die Eignung einer UV-Laserdiode untersucht. Für eine effiziente Strahlstromerzeugung ist es notwendig, dass das Lasersystem synchron zur Beschleuniger Hochfrequenz (HF) mit $\nu_{MAMI} = 2,45\,\mathrm{GHz}$ betrieben wird, da ansonsten zu viele Elektronen nicht genutzt werden können. Zudem ist die mit den Photokathoden erzeugbare Ladung wegen der Lebensdauereffekte begrenzt, was ebenfalls für einen gepulsten Laser spricht. Des Weiteren wird ein möglichst großes Signal zu Untergrund Verhältnis angestrebt, damit die begrenzte Ladung effektiv genutzt werden kann. Das Signal zu Untergrund Verhältnis kann anhand der Abbildung 1.3 verstanden werden. In der Abbildung 1.3 gibt es zwei unterschiedliche Bereiche. Im ersten etwa 150 ps langen Abschnitt werden die Elektronen vom MAMI beschleunigt. Hier befindet sich die Ladungsmenge Q_{Sig} . Im zweiten Bereich, hier schraffiert dargestellt, befindet sich die Ladung Q_{Gnd} die vom Beschleuniger nicht akzeptiert wird. Das Signal zu Untergrund Verhältnis berechnet sich zu:

$$V_{S/U} = \frac{Q_{Sig}}{Q_{Gnd}} \tag{1.2}$$

Eine weitere - aus dem Signal zu Untergrund Verhältnis ableitbare - Größe ist die Transmission T_{acc} . Diese ist gegeben durch

$$T_{acc} = \frac{Q_{Sig}}{Q_{Sig} + Q_{Gnd}} \tag{1.3}$$

und gibt die durch den Beschleuniger transmittierte Ladung im Bezug auf die erzeugte Gesamtladung an. Für den Fall das $Q_{Sig} \gg Q_{Gnd}$ gilt, kann T_{acc} über

$$T_{acc} \approx 1 - \frac{1}{V_{S/U}} \tag{1.4}$$

angenähert werden.

Akzeptierte Pulsstruktur des Mikrotrons 10 norm. Strom I/I max (o.E. akzeptierter Bereich < 150 ps norm. Strom I/I_{max} (o.E.) nicht akzeptierter Bereich > 250 ps 0,1 0,01 $Q_{Sig} = \int \frac{dI}{dt}$ $Q_{Gnd} = \int \frac{dI}{dt}$ 100 200 300 400 500 600 Zeit (ps)

Abbildung 1.3: Zeitliche Struktur der Elektronenpulse. MAMI beschleunigt nur Elektronen, die sich in einem Zeitfenster von < 150 ps befinden. Die Ladung die sich innerhalb dieses Zeitbereiches befindet wird hier mit Q_{Sig} bezeichnet. Der Bereich in dem MAMI keine Elektronen akzeptiert, ist schraffiert dargestellt und enthält die Ladung Q_{Gnd} . Die Zeiten ergeben sich aus der Betriebsfrequenz von $\nu_{MAMI} = 2,45\,\mathrm{GHz}$.

In den folgenden Abschnitten werden die Grundlagen der Laserdioden, der Frequenzverdopplung und des Photoeffektes an GaAs Halbleiterkathoden beschrieben. Des Weiteren werden ausgesuchte Eigenschaften von periodisch gepoltem Lithiumniobat $(LiNbO_3)$ Kristallen wiedergegeben, die in dieser Arbeit für die Frequenzkonversion genutzt werden.

2.1 Laserdioden

Da in dem hier aufgebauten Lasersystem Halbleiterlaser zum Einsatz kommen, werden in diesem Kapitel einige ausgewählte Eigenschaften von Laserdioden beschrieben. Angefangen bei den für die Photoemission grundlegenden Eigenschaften von Halbleitern über die Erzeugung einer Besetzungsinversion, bis hin zum Aufbau und den Strahleigenschaften von Laserdioden.

Grundlagen zu Halbleitern

Es gibt zwei Arten von Halbleitern und zwar direkte und indirekte Halbleiter. Wird der Verlauf des Energieniveaus über den Impulsraum des Elektrons aufgetragen, so ergeben sich die in Abbildung 2.1 verdeutlichten Sachverhalte. Abbildung 2.1 a.) veranschaulicht schematisch einen direkten Halbleiter am Beispiel des Galliumarsenids (GaAs), Abbildung 2.1 b.) hingegen einen indirekten Halbleiter am Beispiel des Siliziums (Si). Die untere Kurve verdeutlicht das Energieniveau des Valenzbandes und die obere Kurve das Energieniveau des Leistungbandes. Im Falle des direkten Halbleiters GaAs sitzt das Minimum des Leitungsbandes direkt über dem Maximum des Valenzbandes. Beim indirekten Halbleiter Si verhält es sich anders (vgl. Abbildung 2.1 b.)). Hier ist das Minimum des Leitungsbandes um einen gewissen Impuls k gegenüber dem Maximum des Valenzbandes verschoben. Somit besteht der Unterschied der beiden Halbleiterarten darin, dass die Minima und Maxima gegeneinander verschoben sind.

Im Gegensatz zu Festkörpern oder Gasen besitzen Halbleiter keine diskreten Energieniveaus, sondern quasi kontinuierliche Energiebänder¹. Im Leitungsband befinden sich

 $^{^{1}}$ quasi kontinuierliches Energieband: Sehr viele energetisch dicht beieinander liegende Energiezustände.

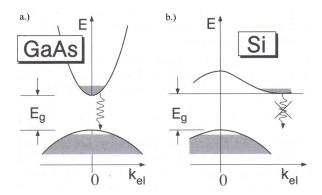


Abbildung 2.1: Energie-Impulsraum eines direkten (GaAs) und indirekten (Si) Halbleiters. Im oberen Teil wird der Verlauf des Leitungsbandes und im unteren Teil der Verlauf des Valenzbandes gezeigt. Die schraffierte Fläche deutet die besetzten Zustande der Bänder an und der mit E_g bezeichnete Energiebetrag gibt die Bandlücke an, in der sich keine Zustände befinden. Fällt ein Elektron vom Leitungs- ins Valenzband, so wird in a.) Strahlung freigesetzt, in b.) rekombinieren die Elektronen u.a. aufgrund von $\Delta k \neq 0$ strahlungsfrei [Mesc05].

angeregte Elektronen, die sich im Halbleiter frei bewegen können. Wird ein Elektron vom Valenzband ins Leitungsband angeregt, so bleibt ein Loch im Valenzband zurück. Die Löcher bilden die positiven Ladungsträger und können sich ebenfalls im Halbleiter bewegen. Der mit E_g bezeichnete Energiebetrag in der Abbildung 2.1 zwischen dem Valenz- und Leitungsband ist die Energie der Bandlücke. Innerhalb dieses Energiebereiches können keine Zustände besetzt werden (verbotener Bereich). Die dunkle Fläche deutet die besetzten Zustände der beiden Niveaus an. Rekombiniert ein Elektron mit einem Loch, so wird dabei Energie freigesetzt, die in Form von Photonen oder Phononen (Gitterschwingungen) abgegeben werden kann.

In der Abbildung 2.2 wird die Energie des Bandabstandes einiger Halbleitermaterialien im Bezug auf die Gitterkonstante gezeigt. Die ausgefüllten Symbole deuten direkte Halbleiter an und die offenen Zeichen verdeutlichen hingegen den Bandabstand von indirekten Halbleitern. Die mit den Pfeilen auf der x-Achse markierten Werte geben die Gitterkonstanten der Substrate Magnesiumoxid (MgO) und Saphire (Al_2O_3) an. Gegenüber der y-Achse wird die Energie des Bandabstandes als Bereich des Spektrums des sichtbaren Lichtes angegeben. Die Linien zwischen ausgewählten Verbindungen zeigen den durch Variation der Zusammensetzung veränderlichen Bandabstand.

Da für einen Übergang vom Leitungs- ins Valenzband neben der Energieerhaltung

$$E_{el}\left(\overrightarrow{k}_{el}\right) = E_{hole}\left(\overrightarrow{k}_{hole}\right) + \hbar\omega \tag{2.1}$$

auch die Impulserhaltung

$$h \overrightarrow{k}_{el} = h \overrightarrow{k}_{hole} + h \overrightarrow{k}_{ph}$$
(2.2)

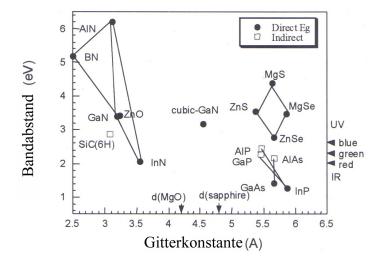


Abbildung 2.2: Energie des Bandabstandes verschiedener Halbleiter aufgetragen über die Gitterkonstante. Es werden direkte und indirekte Halbleiter unterschieden und zudem sind noch Bereiche des Spektrums des sichtbaren Lichtes eingezeichnet. Die Linien zwischen einigen Halbleitermaterialien verdeutlichen den durch Variation der Zusammensetzung verursachten veränderlichen Bandabstand [NC00].

gelten muss, kommt es bei indirekten Halbleitern zu keiner Photoemission bei Rekombination. Die Indizes el, hole und ph stehen für Elektron, Loch (hole) und Photon. $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ ist die Plancksche Konstante und ω ist die Kreisfrequenz der Photonen. Der Impuls eines Elektrons beträgt $k_{el} \approx 10^8 \, \mathrm{cm}^{-1}$ und ist damit viel größer als der des Photons mit $k_{ph} \approx 10^5 \, \mathrm{cm}^{-1}$ [Kneu05].

Um die Wahrscheinlichkeit von Rekombinationen zu erhöhen, müssen in einem abgegrenzten Gebiet Elektronen im Leitungsband und Löcher im Valenzband vorhanden sein. Dies ist im Bereich der Grenzfläche zwischen einem p- und n-dotierten Halbleiter der Fall. Ein n-dotierter Halbleiter weist viele Elektronen im Leitungsband und ein p-dotierter Halbleiter weist viele Löcher im Valenzband auf. In der Abbildung 2.3 werden drei verschieden beschaltete p-n-Übergänge dargestellt. Unter den schematischen Abbildungen werden die Verläufe der Energieniveaus der beiden Bänder gezeigt. Die Elektronen werden durch die dunkle Fläche sowie durch blaue Punkte und die Löcher durch rote Punkte angedeutet. In der Abbildung 2.3 a.) ist eine spannungsfreie Beschaltung zu sehen. Hier besitzt die Fermienergie² ϵ_F über den gesamten Bereich des p-n-Übergangs den gleichen Betrag. Die Elektronen, die sich im n-dotierten Bereich im Leitungsband befinden, können nicht mit den Löchern im p-dotierten Bereich rekombinieren. Aufgrund eines Konzentrationsgefälles diffundieren Elektronen des n-dotierten Bereiches in den p-dotierten Bereich und rekombinieren dort. Durch diese Diffusion ver-

²Die Fermienergie kennzeichnet die Energie, bei der die Besetzungswahrscheinlichkeit der Zustände 50% ist.

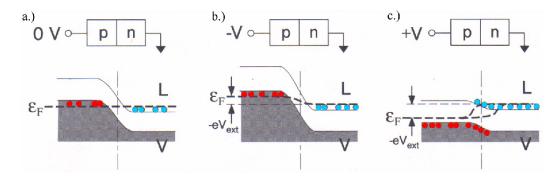


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung der Energieniveaus eines p-n-Übergangs. Es wird ein unbeschalterter a.), ein mit Gegenspannung betriebener b.) und ein mit Vorwärtsspannung betriebener p-n-Übergang gezeigt. Zudem ist der Verlauf der Fermienergie ϵ_F eingetragen [Mesc05].

armt die Randschicht und erzeugt ein elektrisches Feld, welches der weiteren Diffusion entgegenwirkt. Der zweite mögliche Fall der Beschaltung eines p-n-Übergangs wird in der Abbildung 2.3 b.) dargestellt, hier wird der p-n-Übergang mit Gegenspannung betrieben. Im Gegensatz zu a.) (Abbildung 2.3) verschieben sich die Energieniveaus und die Fermienergie im p-dotierten Bereich um den Betrag $-eV_{ext}$, wobei mit V_{ext} die extern angelegten Spannung bezeichnet wird. Auch in diesem Fall kommt keine Rekombination zu Stande. Im dritten Fall, siehe Abbildung 2.3 c.), wird der p-n-Übergang in Durchlassrichtung betrieben. Dabei werden die Energieniveaus des p-dotierten Bereiches um den Betrag $-eV_{ext}$ verringert. Zudem spaltet sich die Fermienergie ϵ_F im Bereich der Grenzfläche in eine für Elektronen und Löcher verschiedene Energie auf, die ebenfalls eine Enegiedifferenz von $-eV_{ext}$ aufweisen. Es entsteht ein Bereich in dem Elektronen und Löcher rekombinieren können. Dieser Bereich wird als aktive Zone bezeichnet. Der fließende Injektionsstrom sorgt für ständigen Nachschub an Elektronen im n-dotierten Bereich.

Das Aufspalten der Fermienergie rührt daher, dass sich der Halbleiter nicht in einem thermischen Gleichgewichtszustand befindet, da dem System ständig durch den Strom Energie zugeführt wird. Die Ladungsträger im p- und n-dotierten Bereich kommen innerhalb von ~ 1 ps ins Gleichgewicht und somit nimmt jede Sorte für sich ein "quasi-Ferminiveau" ein [Sing95].

Die Besetzungswahrscheinlichkeit der vorhandenen Zustände kann mit der Fermi-Dirac-Statistik berechnet werden [Kneu05]. Für Elektronen und Löcher können diese Wahrscheinlichkeiten wie folgt berechnet werden:

$$f_{el}(E, \epsilon_F) = \left(1 + e^{\frac{E - \epsilon_F}{k_B T}}\right)^{-1} \tag{2.3}$$

$$f_h(E, \epsilon_F) = 1 - f_{el}(E, \epsilon_F) = \left(1 + e^{\frac{\epsilon_F - E}{k_B T}}\right)^{-1}$$
 (2.4)

 k_B ist die Boltzmann-Konstante und T ist die absolute Temperatur. Grundlegende Voraussetzung für eine Lasertätigkeit ist das Vorhandensein einer Besetzungsinversion. Dies bedeutet, dass die Besetzungswahrscheinlichkeit für hohe Energieniveaus größer ist, als die für darunter liegende Energieniveaus. Das Erreichen einer Besetzungsinversion wird durch das so genannte "pumpen" realisiert.

Unterhalb der Fermienergie besitzen die Niveaus eine Besetzungswahrscheinlichkeit > 50% und darüber < 50%. Wenn die Elektronen, wie in der Abbildung 2.3 c.) dargestellt, in der aktiven Zone ein Ferminiveau $\epsilon_{F,el}$ haben, das zum n-dotierten Bereich gehört, dann ist $f_{el}(E_{L,n}, \epsilon_{F,el}) > 0, 5$. Für die Löcher ergibt sich unter der Voraussetzung, dass diese in der aktiven Zone ein Ferminiveau $\epsilon_{F,h}$ haben das zum p-dotierten Bereich gehört $f_h(E_{V,p}, \epsilon_{F,h}) > 0, 5$ und da $f_{el}(E_{V,p}, \epsilon_{F,h}) = 1 - f_h(E_{V,p}, \epsilon_{F,h}) < 0, 5$ folgt eine Besetzungsinversion.

Dies verdeutlicht, dass es durch das Beschalten eines p-n-Überganges in Vorwärtsrichtung möglich ist, eine Besetzungsinversion aufzubauen, die wiederum Voraussetzung für eine Lasertätigkeit und stimulierte Emission ist. Für weitere Informationen zur Absorption, zur spontanen Emission und zur stimulierten Emission wird u.a. auf folgende Literatur [Sieg86, Kneu05, Mesc05] verwiesen.

Grundlegender Aufbau von Laserdioden und deren Strahlcharakteristik

Zum Laserbetrieb wird neben der Besetzungsinversion auch eine Rückkopplung der erzeugten Photonen benötigt. Hierfür werden Resonatoren, bestehend aus zwei gegenüberliegenden Spiegeln, verwendet. Bei Laserdioden werden, aufgrund des Brechungsindexunterschiedes von GaAs und Luft, meist keine externen Spiegel benötigt. Der Brechungsindex für GaAs beträgt laut [Kneu05] $n_{GaAs} = 3,6$ und der Brechungsindex für Luft beträgt $n_{Luft} \simeq 1$. Somit kann die Reflexion an den Grenzflächen mit der Fresnelschen-Gleichung

$$R = \left(\frac{n_{GaAs} - n_{Luft}}{n_{GaAs} + n_{Luft}}\right)^2 = 0,3195$$
 (2.5)

berechnet werden [PP05]. Die beiden gegenüberliegenden Stirnflächen bilden einen so genannten Fabry-Perot-Resonator. Es ist darauf zu achten, dass der Brechungsindex von GaAs von der Dotierung, von der Temperatur und vom Injektionsstrom abhängig

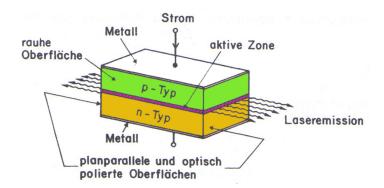


Abbildung 2.4: Schematischer Aufbau einer idealisierten Laserdiode. Zu sehen ist ein an der Ober- und Unterseite metallisch kontaktierter p-n-Übergang durch den ein Strom fließt. In der aktiven Zone entsteht Rekombinationsstrahlung die den p-n-Übergang an den polierten Flächen verlässt [Kneu05].

ist.

Der schematische Aufbau einer Laserdiode wird in der Abbildung 2.4 gezeigt. Die pund n-dotierten Halbleiter werden an der Ober- oder Unterseite metallisch kontaktiert. An der Kontaktfläche des p-n-Überganges bildet sich bei Stromfluss in Durchlassrichtung eine aktive Zone aus. Die Dicke d der aktiven Zone kann über die Rekombinationszeit τ der Elektronen mit $d = \sqrt{D\tau}$ bestimmt werden. D steht für die Diffusionskonstante und mit $D_{GaAs} = 10$ cm²/s sowie $\tau_{GaAs} \simeq 10^{-9}$ s ergibt sich eine Dicke $d \simeq 1 \,\mu\text{m}$ [Kneu05]. Die beiden Stirnflächen werden poliert, um plane Oberflächen zu erhalten. Um Laseremissionen in andere Raumrichtungen zu unterdrücken, werden die seitlichen Oberflächen rau belassen.

Die P(I)-Kennlinie weist zwei Bereiche auf, die durch den Schwellenstrom I_{th} getrennt werden. Der typische Verlauf einer P(I)-Kennlinie wird in den Abbildungen 4.1 und 4.9 gezeigt (siehe Seite 65 und 80). Der erste Bereich unterhalb des Schwellenstroms verläuft recht flach, hier überwiegt die spontane Emission. Dies liegt daran, dass unterhalb des Schwellenstroms die Verluste im Resonator größer sind, als die Verstärkung durch den Injektionsstrom. Im zweiten Teil, oberhalb des Schwellenstromes, steigt die Kennlinie stark an und durch die entstehende stimulierte Emission wird Rekombinationsstrahlung (Laserstrahlung) freigesetzt. Die Steigung der P(I)-Kennlinie oberhalb des Schwellenstromes ist ein Maß für den differentiellen Wirkungsgrad η_{diff} , der zum gegenwärtigen Zeitpunkt bei Laserdioden meist um die 1 W/A liegt [Kneu05].

Für den Aufbau des Lasersystems werden "quantum-well" - Laserdioden³ verwendet. Die Abbildung 2.5 zeigt den komplexen Aufbau einer Laserdiode aus Indiumgallium-nitrid (InGaN). QW-Laserdioden werden beispielsweise durch Molekularstrahlepitaxie (MBE) hergestellt. Bei diesem Herstellungsverfahren ist es möglich Schichten mit Di-

³quantum-well Laserdioden: QW-Laserdioden und bei mehreren Schichten: multi-quantum-well Laserdiode: MQW-Laserdiode.

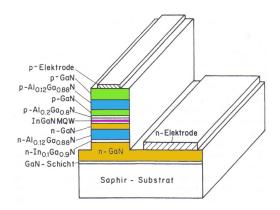


Abbildung 2.5: Aufbau einer multi-quantum-well Laserdiode aus InGaN. Diese Laserdioden sind komplex aufgebaut und die MQW-Schicht die Schichtdicken von < 5 nm aufweisen kann und die aktive Zone der Laserdiode bildet, kann durch MBE hergestellt werden [Kneu05].

cken von < 5 nm aus GaAs und $Ga_{1-x}Al_xAs$ herzustellen. Somit ergeben sich aktive Schichten, die im Bereich der De-Broglie-Wellenlänge $\lambda = \frac{h}{k}$ der Elektronen $\simeq 30 \text{ nm}$ liegen. Durch die kleinen Ausmaße der aktiven Schicht ergeben sich quantisierte Energiezustände und die Zustandsdichte ist nicht mehr parabolisch, sondern stufenförmig. Dies hat Auswirkungen auf das Emissionsspektrum der Laserdiode und die Temperaturabhängigkeit der Schwellenstromdichte. Zudem wird die Schwellenstromdichte reduziert.

Aufgrund der Bauform des Laserkristalls ergibt sich ein elliptisches Strahlprofil mit zwei unterschiedlichen Divergenzen. Dieser Unterschied in den Divergenzen wird oft auch als Astigmatismus⁴ bezeichnet. Die Strahlcharakteristik ist in Abbildung 2.6 dargestellt. Da die Abmessungen der aktiven Zone in der Größenordnung der Wellenlänge liegen, wird die Laserstrahlung beim Austritt aus dem Halbleiter gebeugt. Der Divergenzwinkel θ_{\perp} senkrecht zur Ebene des p-n-Übergangs ist beugungsbedingt größer als parallel θ_{\parallel} zu dieser. Bei Diodenlasern wird unter einer Nahfeld- und einer Fernfeld-Strahlcharakteristik unterschieden. Im Nahfeld ist das Strahlprofil elliptisch, wird mit zunehmender Entfernung vom Halbleiter rund und dann im Fernfeld wieder elliptisch. Der Astigmatismus lässt sich durch geschickte Anordnung zweier Zylinderlinsen oder zweier Prismen⁵ korrigieren.

Halbleiterlaser emittieren oberhalb des Schwellenstroms linear polarisiertes Licht. Die liegt an der stimulierten Emission, die durch das resonatorinterne Strahlungsfeld verursacht wird. In der Nähe der Schwellenstromstärke weist das Laserlicht einen höheren Anteil unpolarisierten Lichtes auf, was auf die spontane Emission zurückzuführen ist. Mit zunehmendem Injektionsstrom steigt das Polarisationsverhältnis bis zu einen Wert von > 100/1 in der Nähe der maximalen Ausgangsleistung [Kneu05, Kupk09].

⁴Astigmatismus – Versatz des horizontalen und vertikalen Brennpunktes.

 $^{^5}$ anamorphes Prismenpaar

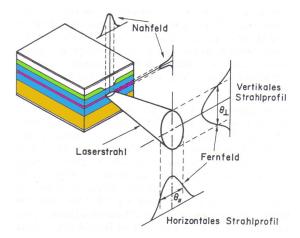


Abbildung 2.6: Strahlcharakteristik einer Laserdiode. Aufgrund der Form der aktiven Zone weist die Laserdiode zwei unterschiedliche Strahlprofile auf, die vertikal und horizontal zum p-n-Übergang orientiert sind [Kneu05].

Pulsbetrieb von Laserdioden

Für eine effiziente Strahlstromerzeugung ist es notwendig, dass die Elektronen durch einen synchron zur Beschleuniger Hochfrequenz gepulsten Laser erzeugt werden (siehe Abbildung 1.3). Es gibt verschiedene Verfahren um einen Pulsbetrieb beim Laser hervor zu rufen. Hierzu gehören das "Q-switching", das "cavity-dumping", das "Frequencyswitching", das "gain-switching" und das "mode-locking". Da das gain-switching bei dem in dieser Arbeit aufgebauten Lasersystem zum Einsatz kommt, wird nur auf dieses Verfahren eingegangen.

Das gain-switching kann u.a. durch die Phänomene der Relaxationsschwingung und des Spikings verstanden werden. Relaxationsschwingungen werden z.B. durch plötzliche Änderungen in der Verstärkung hervorgerufen und Spiking tritt beim Einschaltvorgang eines Lasers auf.

Für eine theoretische Beschreibung des gain-switchings werden single-mode und Einatom-Level Ratengleichungen für die Photonenzahl n(t) und die Populationsinversion N(t)herangezogen [Sieg86], die wie folgt ausgedrückt werden

$$\frac{dn(t)}{dt} = KN(t)n(t) - \gamma_c n(t)$$
(2.6)

$$\frac{dn(t)}{dt} = KN(t)n(t) - \gamma_c n(t)$$

$$\frac{dN(t)}{dt} = R_p - \gamma_2 n(t) - KN(t)n(t).$$
(2.6)

Hierin steht γ_c für die Abklingrate der Photonen im Resonator, R_p für die Pumprate und γ_2 für die Abklingrate der angeregten Zustände. Der Parameter K kennzeichnet eine Kopplungskonstante bei einer Lorenzverteilung der atomaren Übergänge, die fol-

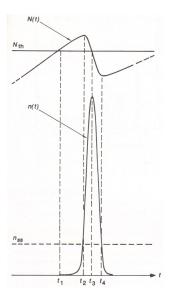


Abbildung 2.7: Darstellung der Entstehung eines einzelnen Spikes. Im oberen Teil wird der zeitliche Verlauf der Populationsinversion und im unteren Teil wird die Photonenzahl im Resonator gezeigt. Die angegebenen Zeiten t_i verdeutlichen markante Ereignisse [Sieg86].

gendermaßen definiert ist

$$K \equiv \frac{3}{4\pi^2} \frac{\omega_a \gamma_{rad} \lambda^3}{\Delta \omega_a V_c},\tag{2.8}$$

wobei V_c für das Volumen der Resonatormode, $\Delta \omega_a$ für die atomare Linienbreite bei der Frequenz ω_a und γ_{rad} für die Strahlungsabklingrate steht. Aufgrund des Produktes KN(t) n(t) zwischen der Photonenzahl und der Populationsinversion sind diese Gleichungen nichtlinear und zeigen unter bestimmten Bedingungen Spiking.

Das Spiking beim Einschalten eines Lasers⁶ wird anhand der Abbildung 2.7 für die Entstehung eines einzelnen Spikes erläutert. Der obere Teil der Abbildung gibt den zeitlichen Verlauf der Populationsinversion $N\left(t\right)$ wieder und der untere Teil verdeutlicht die Photonenzahl $n\left(t\right)$ im Resonator.

• Zu Anfang $t < t_1$ befindet sich die Populationsinversion unterhalb des Schwellenwertes N_{th} und somit übersteigen die Verluste die Verstärkung. Die Photonenzahl n(t) im Resonator, die im unteren Teil der Abbildung 2.7 gezeigt wird, ist zu diesem Zeitpunkt Null. Übersteigt die Populationsinversion den Schwellenwert N_{th} , so steigt die Photonenzahl im Resonator exponentiell an. Die Wachstumsrate der Photonenzahl setzt sich aus dem Verhältnis der Verstärkung zu den Resonatorverlusten $N(t)/N_{th}$ und der Photonenabklingrate des Resonators γ_c zusammen.

⁶Gilt nur für Laser in denen die Abklingrate des angeregten Zustandes γ_2 größer ist als die Photonenabklingrate des Resonators γ_c , da es sonst zu einer überkritischen Dämpfung kommt.

Für die Wachstumsrate der Photonenzahl n(t) gilt $\gamma_n = (N(t)/N_{th} - 1)\gamma_c$ und bis hin zur stimulierten Emission kann sie bis zu einigen hundertmal größer sein, als die Aufbaurate der Populationsinversion N(t).

- Zum Zeitpunkt t2 erreicht die Photonenzahl n (t) den Wert ns des eingeschwungenen Zustandes (steady-state) und die Populationsinversion N (t) ihr Maximum. Zu diesem Zeitpunkt werden die angeregten Zustände von den Photonen im Resonator lawinenartig abgeräumt, so dass die Pumpe nicht mehr genügend Elektronen ins Leitungsband anregen kann. Dies verursacht einen Rückgang in der Populationsinversion N (t), bis der Schwellenwert Nth zum Zeitpunkt t3 erreicht ist. Innerhalb des Zeitraumes t2 < t < t3 verzeichnet die Photonenzahl n (t) einen raschen Anstieg und erreicht zum Zeitpunkt t3 ihr Maximum.</p>
- Wird der Schwellenwert N_{th} unterschritten, so überwiegen wieder die Verluste im Resonator und es kommt zu keiner weiteren Verstärkung des Strahlungsfeldes. Somit beginnt die Zahl der Photonen im Resonator abzufallen, bis sie unterhalb des Wertes n_{ss} sinkt. Zur gleichen Zeit t_4 erreicht die Populationsinversion ein Minimum und da die Photonenzahl weiter abnimmt, ist die Pumpe wieder in der Lage eine Populationsinversion aufzubauen.
- Bevor die Populationsinversion N(t) wieder den Schwellenwert N_{th} erreichen kann, ist die Photonenzahl n(t) auf Null abgefallen. Nun beginnt der gesamte Prozess von neuem.

Die Berechnung des Spikings, anhand der exakten Lösung der oben dargestellten Ratengleichungen, ist komplex. Da dies auch nicht mit linearisierten Ratengleichungen (Kleinsignalanalyse) beschrieben werden kann, wird durch Division der Photonenzahl n(t) durch die Populationsinversion N(t) eine Differentialgleichung der Form

$$\frac{dn\left(t\right)}{dN\left(t\right)} = \frac{KN\left(t\right)n\left(t\right) - \gamma_{c}n\left(t\right)}{R_{p} - \gamma_{2}n\left(t\right) - KN\left(t\right)n\left(t\right)} \tag{2.9}$$

erzeugt. Diese Differenzialgleichung kann numerisch gelöst werden [Kneu05].

Relaxationsschwingungen der Ausgangsleistung werden durch kleine Veränderungen in der Verstärkung hervorgerufen. Für das Beschreiben der Relaxationsschwingungen wird eine Kleinsignalanalyse der Ratengleichungen Gl. 2.6 und Gl. 2.7 durchgeführt. Bei dieser Analyse werden die Lösungen für einen konstanten Laserbetrieb oberhalb der

Schwelle mit

$$N_{th} = \frac{\gamma_c}{K} \tag{2.10}$$

$$n_{ss} = \frac{R_p}{KN_{th}} - \frac{\gamma_2}{K} = \frac{(r-1)\gamma_2}{K}$$
 (2.11)

angegeben. Zudem wird angenommen, dass sich die Anzahl der Photonen n(t) und die Populationsinversion N(t) in der Nähe der Werte des eingeschwungenen Zustandes befinden und können somit in folgender Form beschrieben werden

$$n(t) = n_{ss} + n_1(t), \qquad n_1(t) \ll n_{ss}$$
 (2.12)

$$N(t) = N_{th} + N_1(t), \qquad N_1(t) \ll N_{th}.$$
 (2.13)

Werden diese beiden Gleichungen unter Berücksichtigung der Lösungen des konstanten Laserbetriebes in die Ratengleichungen Gl. 2.6 und Gl. 2.7 eingesetzt, so können die linearisierten Gleichungen

$$\frac{dn_1(t)}{dt} = (r-1)\gamma_2 N_1(t) \tag{2.14}$$

$$\frac{dn_1(t)}{dt} = (r-1)\gamma_2 N_1(t)$$

$$\frac{dN_1(t)}{dt} = -\gamma_c n_1(t) - r\gamma_2 N_1(t)$$
(2.14)

der Kleinsignalanalyse erhalten werden. Unter der Annahme, dass die Werte von $n_1(t)$ und $N_1(t)$ mit e^{st} variieren, folgt die Säkulargleichung⁷

$$s^{2} + r\gamma_{2}s + (r - 1)\gamma_{2}\gamma_{c} = 0, (2.16)$$

die der Differentialgleichung einer gedämpften Schwingung entspricht und welche die folgende Lösung hat

$$s_{1,2} = -\frac{r\gamma_2}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{r\gamma_2}{2}\right)^2 - (r-1)\gamma_2\gamma_c}.$$
 (2.17)

Abhängig vom Vorzeichen des Radikanten werden zwei Fälle unterschieden. Im erste Fall, in dem die atomare Abklingrate γ_2 und die Resonatorabklingrate γ_c in der gleichen Größenordnung liegen, kommt kein Spiking zustande. Dies ist in den meisten Gaslasern der Fall und wird hier nicht weiter diskutiert. Der zweite Fall hingegen, in dem die Resonatorabklingrate γ_c viel größer ist als die atomare Abklingrate γ_2 , zeigt Spiking-Verhalten. Diese Bedingung wird von den meisten Festkörper- und Halbleiterlasern erfüllt. Wird in der obigen Lösung für $s_{1,2}$ (Gl. 2.17) der Radikant mit -1

⁷Die Säkulargleichung ergibt sich aus dem charakteristischen Polynom bei der Betrachtung von Eigenwerten. Wird die Determinante det $(\mathbf{A} - \lambda_{eigen} \mathbf{1}) = 0$ für eine $n \times n$ -Matrix \mathbf{A} gelöst, so entsteht ein Polynom mit den Potenzen $\lambda_{eigen}^0 \dots \lambda_{eigen}^n \mathbf{1}$ beschreibt eine Einheitsmatrix und λ_{eigen} ist eine Konstante. [LP05]

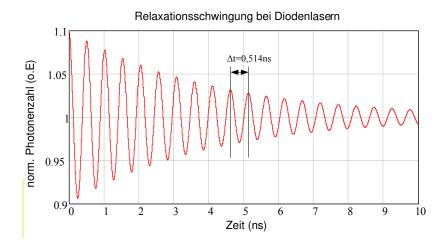


Abbildung 2.8: Relaxationsschwingungen in einem leicht gestörten Diodenlaser. Hier wird die normierte Photonenzahl über die Zeit aufgetragen. Für die Berechnung werden die unter der Gleichung 2.21 stehenden Werte in die Gleichung 2.20 eingesetzt. Die Amplitude der Störung beträgt 10% des Wertes im kontinuierlichen Betrieb und nimmt annähernd exponentiell ab.

multipliziert, so kann die Gleichung folgendermaßen geschrieben werden

$$s_{1,2} \approx -\frac{r\gamma_2}{2} \pm i\sqrt{(r-1)\gamma_2\gamma_c - \left(\frac{r\gamma_2}{2}\right)^2},\tag{2.18}$$

was gleich zu setzten ist mit

$$s_{1,2} = -\gamma_{sp} \pm i\omega'_{sp}.$$
 (2.19)

Dies führt auf eine exponentiell gedämpfte Variation der Photonenzahl

$$n(t) = n_{ss} + n_1 e^{-\gamma_{sp}t} cos\left(\omega'_{sp}t\right). \tag{2.20}$$

Hierin ist γ_{sp} gegeben durch $\gamma_{sp} = \frac{r\gamma_2}{2}$ und steht für die reziproke Abklingzeit der Dämpfung der Relaxationsschwingungen. Des Weiteren ist ω'_{sp} gegeben durch $\omega'_{sp} \equiv \sqrt{\omega_{sp}^2 - \gamma_{sp}^2} \approx \omega_{sp}$ mit $\omega_{sp} \equiv \sqrt{(r-1)\gamma_2\gamma_c}$ und gibt die Frequenz an, mit der die Relaxationsschwingungen erfolgen.

In der Abbildung 2.8 wird das typische Verhalten von Relaxationsschwingungen anhand der Lösung der Gleichung 2.20 gezeigt. Für die Lösung der zeitabhängigen Photonenzahl werden die unter Gleichung 2.21 aufgeführten Werte benutzt. Zu Anfang sind die Amplituden der Relaxationsschwingung recht groß und machen 10% des Wertes des konstanten Laserbetriebes aus. Mit fortlaufendem Auftreten von weiteren Schwingungen nimmt die Amplitude der Relaxationsschwingungen annähernd exponentiell ab.

Die Eigenfrequenz ω_{sp} der Relaxationsschwingungen für GaAs Halbleiterlaser ergibt

sich zu:

$$\frac{\omega_{sp}}{2\pi} \approx \sqrt{\frac{r-1}{\tau_c \tau_2}} \approx 2 \,\text{GHz}$$
 (2.21)

 $L = 300 \, \mu \mathrm{m}$ Resonatorlänge:

Brechungsindex: $n_{GaAs} = 3,35$ $2\alpha_0 \approx 60 \,\mathrm{cm}^{-1}$ Absorptionskoeffizient:

 $R_1 = R_2 \approx 0,3$ Reflaktivität der Endflächen:

Resonatorumlaufzeit:

Lebensdauer des angeregten Zustandes:

 $t_{res} = 2n_{GaAs} \frac{L}{c_0} \approx 6.7 \text{ ps}$ $\tau_2 = \gamma_2^{-1} \approx 3 \text{ ns}$ $\tau_c = \frac{t_{res}}{\left[4\alpha_0 L + ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right)\right]} \approx 1.1 \text{ ps}$ Resonatorlebensdauer:

Somit ist die Resonatorabklingrate γ_c größer als die atomare Abklingrate γ_2 und das Kriterium für das Auftreten von Spiking ist erfüllt. Der rasche Abfall der Amplitude der Relaxationsschwingung deutet auf eine geringe Güte $Q = 2\pi \frac{\tau}{\Delta t} \approx 20\pi$ des Resonators. Dies wiederum bedeutet, dass die Anregungsfrequenz nicht exakt der Eigenfrequenz entsprechen muss, um mit der Modulation des Injektionsstromes Spiking hervor zu rufen. Im Falle des gain-switchings bei Diodenlasern wird der anhand der Abbildung 2.7 verdeutlichte Sachverhalt gezielt durch die Modulation des Injektionsstromes mit einem sinusförmigen Signal hervorgerufen. Dies wird damit begründet, dass die Linearbeschleuniger vom MAMI mit sinusförmig modulierter HF-Leistung versorgt werden müssen und diese somit vorliegt. Wird das gain-switching mit einem Rechteckpuls erzeugt, so ergibt sich eine obere Grenze der Anregungsfrequenz die bei $\sim 15-20\,\mathrm{GHz}$ liegt [Sand05].

Modellrechnungen auf der Grundlage von Ratengleichungen wurden u.a. in Zalt98, Vasi92, Aule07 publiziert. In der Abbildung 2.9 wird das Ergebnis einer solchen Simulationsrechnung verdeutlicht. Hier beträgt die Stromdichte das eineinhalbfache der Schwellenstromdichte j_s und die sinusförmige Modulation erfolgt mit $0, 1j_s, 0, 5j_s$ und $1,0j_s$. Beträgt die Strommodulation mehr als $0,5j_s$, so ergeben sich annähernd gaußförmige Pulse ohne Untergrund. Im Falle der kleinsten Modulation ähnelt der Verlauf der Intensität eher einer sinusförmigen Modulation mit Untergrund. Um diese Berechnungen vorzunehmen wurden die Differenzialgleichungen, ähnlich den Gleichungen 2.6 und 2.7, numerisch Integriert [Aule07].

Die Näherung durch die Gleichung 2.21, mit den angenommen Werten für GaAs, zeigt, dass die Frequenz ω_{sp} der Relaxationsschwingung im Bereich der MAMI-Frequenz von $\nu_{MAMI} = 2,45\,\mathrm{GHz}$ liegen kann und es somit möglich ist, Laserpulse zu erzeugen die synchron zur Beschleunigerfrequenz $\nu_{MAMI} = 2,45\,\mathrm{GHz}$ erfolgen.

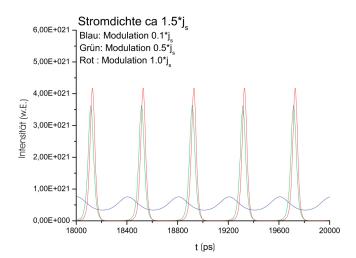


Abbildung 2.9: Simulationsrechnung zum "gain-switching" bei Diodenlasern. Wird eine Modulationsamplitude $> 0, 5j_s$ gewählt, so resultieren annähernd gaußförmige Laserpulse ohne Untergrund [Aule07].

2.2 Frequenzverdopplung

Wie in der Abbildung 1.2 a.) schon gezeigt wurde, wirkt sich kurzwelliges Licht (VIS bis UV) positiv auf die Quantenausbeute der Photokathoden aus. Diesbezüglich wird hier auf die Frequenzverdopplung⁸, die zu den Effekten der nichtlinearen Optik gehört, eingegangen. Neben der Frequenzmischung, der Summen- und Differenzfrequenzerzeugung, dem Pockels-Effekt, dem elektrooptischen Effekt und anderen, gehört die Frequenzverdopplung zu den Effekten zweiter Ordnung.

Um die Vorgänge bei der Frequenzverdopplung besser verstehen zu können, muss die Wechselwirkung zwischen Licht und Materie betrachtet werden. Wird ein Medium mit einer elektromagnetischen Welle bestrahlt, so werden die äußeren Elektronen der Atomkerne des Mediums um einen gewissen Betrag ausgelenkt. Diese Auslenkung erfolgt mit der Frequenz ω der eingestrahlten elektromagnetischen Welle⁹. Die Verschiebung eines Elektrons gegenüber seinem Atomkern wird Dielektrische-Verschiebung \overrightarrow{D} genannt. Die Summe aller dielektrischen Verschiebungen \overrightarrow{D} wird als Polarisation \overrightarrow{P} bezeichnet. Ist das Strahlungsfeld so intensiv, dass sich die Elektronen von den Atomkernen lösen können, so wird das Medium ionisiert.

Die Theorien der linearen Optik beschreiben ein System mit guter Genauigkeit nur im Bereich kleiner Feldstärken \overrightarrow{E} . Somit hängt die Auslenkung d eines Elektrons linear von der elektrischen Feldstärke \overrightarrow{E} des äußeren Feldes ab. Dieser Zusammenhang wird in

⁸Frequenzverdopplung wird in der Literatur oft auch als Oberwellenerzeugung oder second harmonic generation (SHG) bezeichnet.

⁹Dies gilt nur, wenn die Frequenz unterhalb der Absorptionsniveaus des Mediums liegt. Andernfalls können die Elektronen, aufgrund ihrer Trägheit, den Oszillationen des elektromagnetischen Feldes nicht mehr folgen.

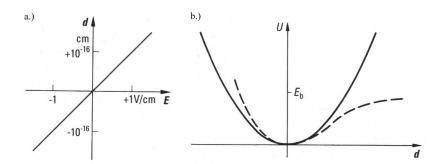


Abbildung 2.10: In Teil a.) ist die Auslenkung eines elastisch gebundenen Elektrons über die Feldstärke aufgetragen und in Teil b.) ist ein Vergleich zwischen idealem und realem Potentialverlauf eines Elektrons als Funktion der Auslenkung gezeigt. E_b gibt die Bindungsenergie des Elektrons an [BS03].

Abbildung 2.10 a.) verdeutlicht. Bei einer Feldstärke von $\overrightarrow{E} = 1 \text{ V/m}$ wird ein Elektron um $d \approx 10^{-18} \text{ m}$ ausgelenkt [BS03]. Die Polarisation \overrightarrow{P} eines Mediums hängt wie folgt von der elektrischen Feldstärke \overrightarrow{E} ab:

$$\overrightarrow{\underline{P}}(\omega) = \varepsilon_0 \chi(\omega) \, \overrightarrow{\underline{E}}(\omega) \tag{2.22}$$

 ε_0 ist die elektrische Feldkonstante des Vakuums (Permittivität) und $\underline{\chi}(\omega)$ ist der wellenlängenabhängige Suszeptibilitätstensor. Dieser ist mit $\underline{\chi}(\omega) = \chi_1(\omega) + i\chi_2(\omega) = \underline{\chi}_{ij}(\omega)$ definiert. Die Polarisation, die Suszeptibilität und die elektrische Feldstärke sind komplexe Größen, was durch die Unterstriche verdeutlicht wird. Der lineare Zusammenhang zwischen der Auslenkung d der Elektronen und der elektrischen Feldstärke \overrightarrow{E} lässt darauf schließen, dass sich das Elektron in einem Parabelpotential befinden muss. In der Abbildung 2.10 b.) ist der parabelförmige Potentialverlauf eines idealen Elektrons über seine Auslenkung aufgetragen (durchgehende Kurve). Zudem ist noch der reale Potentialverlauf eines Elektrons eingezeichnet (gestrichelte Kurve). Mit E_b wird die Bindungsenergie des Elektrons gekennzeichnet. Es wird ersichtlich, dass die Auslenkung d des Elektrons bei Annäherung an die Bindungsenergie stark vom idealen Parabelverlauf abweicht, wofür hohe Feldstärken \overrightarrow{E} benötigt werden. Diese hohen Feldstärken können zum gegenwärtigen Zeitpunkt problemlos mit Lasern erreicht werden. Um die resultierende Polarisation in Abhängigkeit der Feldstärke berechnen zu können, kann diese in einer Potenzreihe entwickelt und wie folgt ausgedrückt werden:

$$\overrightarrow{P} = \varepsilon_0 \left[\chi_t^{(1)} \overrightarrow{E} + \chi_t^{(2)} \overrightarrow{E} \overrightarrow{E} + \chi_t^{(3)} \overrightarrow{E} \overrightarrow{E} \overrightarrow{E} + \dots \right]$$
 (2.23)

Die in Klammern gesetzten hochgestellten Zahlen geben die i-te Ordnung $(i \in \mathbb{N})$ der

Suszeptibilität an und der Index t der Suszeptibilität soll andeuten, dass diese vom zeitlichen Verlauf der Feldstärke abhängt. Die Suszeptibilität erster Ordnung hat den Wert $\chi_t^{(1)} \approx 1$, die der zweiten Ordnung hat einen Wert $\chi_t^{(2)} \approx 10^{-11}\,\mathrm{m/v}$ und in der dritten Ordnung nimmt sie einen Wert von $\chi_t^{(3)} \approx 10^{-22}\mathrm{m^2/v^2}$ an [Lang08]. Es fällt auf, dass die Suszeptibilität mit zunehmender Ordnung rasch sehr klein wird. Für weitere Details des Suszeptibilitätstensors χ wird auf die Literatur [BS03, HL07, GKLC02] verwiesen.

In der Abbildung 2.11 wird im oberen linken Teil (a) eine nichtlineare Kennlinie eines Elektrons in Abhängigkeit des elektrischen Feldes gezeigt. Wenn nun die im unteren linken Teil (b) gezeigte sinusförmig modulierte elektromagnetische Welle mit dem Elektron wechselwirkt, so entsteht die unter (c) gezeigte Polarisation als Antwort auf die Anregung. Die Antwortfunktion der Polarisation ist eine nicht harmonische Schwingung und kann durch Fourierzerlegung in drei Anteile aufgeteilt werden. Der erste Teil $\overrightarrow{P}^{(0)}$ (0) (d_1) hat einen konstanten Wert und wird als optische Gleichrichtung bezeichnet. Der zweite, unter (d_2) zu sehende, Teil $\overrightarrow{P}^{(1)}(\omega)$ ist von der Frequenz ω der eingestrahlten elektromagnetischen Welle abhängig und der dritte Teil $\overrightarrow{P}^{(2)}(2\omega)$ (d_3) ist von der doppelten Anregungsfrequenz 2ω abhängig.

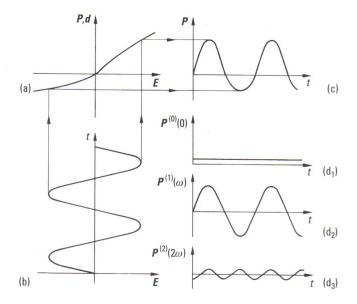


Abbildung 2.11: (a) Elektron mit nichtlinearer Kennlinie aufgetragen über die anliegende Feldstärke. (b) Eingestrahlte elektromagnetische Welle als Funktion der Zeit. (c) zeitlicher Verlauf der resultierenden Polarisation und das Resultat einer Fourierzerlegung (d) in einen Gleichanteil (d_1), einen von der Frequenz ω abhängigen (d_2) und einen von der doppelten Frequenz 2ω abhängigen Anteil (d_3) [BS03].

Durch trigonometrisches Umformen und unter der Voraussetzung, dass die eingestrahlte Welle nur aus einer Kosinuswelle der Form $\overrightarrow{E}(\omega) = \overrightarrow{A}\cos(\omega t)$ besteht, folgt

für die Polarisation

$$\overrightarrow{P} = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \chi_t^{(2)} \overrightarrow{A} + \varepsilon_0 \chi_t^{(1)} \overrightarrow{A} \cos(\omega t) + \varepsilon_0 \chi_t^{(2)} \overrightarrow{A} \overrightarrow{A} \cos(2\omega t), \qquad (2.24)$$

$$\overrightarrow{P} = \overrightarrow{P}^{(0)}(0) + \overrightarrow{P}^{(1)}(\omega) + \overrightarrow{P}^{(2)}(2\omega). \tag{2.25}$$

Nichtlineare Effekte zweiter Ordnung können nicht in Kristallen mit Inversionszentrum¹⁰ auftreten, da $\overrightarrow{P}^{(2)}\left(\overrightarrow{E}\right) = \varepsilon_0 \chi_t^{(2)} \overrightarrow{E}^2 \neq -\overrightarrow{P}^{(2)}\left(-\overrightarrow{E}\right) = \varepsilon_0 \chi_t^{(2)}\left(-\overrightarrow{E}\right)^2$, außer bei $\overrightarrow{P}^{(2)}\left(\overrightarrow{E}\right) = 0$.

Um die Ausbreitung der erzeugten Oberwelle beschreiben zu können, wird die Grundgleichung der nichtlinearen Optik [BS03] genutzt:

$$\frac{\partial \overrightarrow{\underline{A}}_n}{\partial z} = i \frac{\mu_0}{2k_n} e^{-i(\omega_n t - k_n z)} \left(\frac{\partial \overrightarrow{\underline{P}}_{NL} \left(\overrightarrow{\underline{E}}_n, \overrightarrow{\underline{E}}_m \right)}{\partial t^2} \right)_k$$
 (2.26)

Hierin steht \overrightarrow{A}_n für die Amplituden der erzeugten Oberwellen und $k_n = \frac{\omega_n}{c_n} = \frac{\omega_n n_n}{c_0}$ für die Kreiswellenzahl der Oberwelle. Die nichtlineare Polarisation $\overrightarrow{P}_{NL}\left(\overrightarrow{\underline{E}}_n, \overrightarrow{\underline{E}}_m\right)$ ist gegeben durch $\overrightarrow{P}_{NL}\left(\overrightarrow{\underline{E}}_n, \overrightarrow{\underline{E}}_m\right) = \sum_i \frac{\varepsilon_0}{2} \left(\sum_{jk} \chi_{ijk}^{(a)} \underline{E}_j \underline{E}_k + \chi_{ijk}^{(b)} \underline{E}_j^* \underline{E}_k\right)^{11}$. Für die Wellengleichungen der Grund- $\underline{E}_1\left(\omega_1\right)$ und Oberwelle $\underline{E}_2\left(\omega_2\right)$ wird folgender Ansatz gewählt

$$\underline{E}_{1}(\omega_{1}) = \underline{A}_{1}(z) e^{i(\omega_{1}t - k_{1}z)}, \qquad (2.27)$$

$$\underline{E}_{2}(\omega_{2}) = \underline{A}_{2}(z) e^{i(\omega_{2}t - k_{2}z)}, \tag{2.28}$$

wobei $\omega_2 = 2\omega_1$. Eingesetzt in die Gleichung der nichtlinearen Polarisation folgt für diese

$$\underline{P}_{NL}(2\omega) = \frac{\varepsilon_0}{2} \chi_t^{(2)} \underline{A}_1 \underline{A}_1(z) e^{i(2\omega_1 t - 2k_1 z)}. \tag{2.29}$$

Nun kann die Amplitude der Oberwelle durch Einsetzen der nichtlinearen Polarisation in die Grundgleichung der nichtlinearen Optik (Gl. 2.26) nach

$$\frac{\partial \underline{A}_2}{\partial z} = -i \frac{k_2}{n_2^2} \frac{\chi^{(2)}}{4} \underline{A}_1 \underline{A}_1(z) e^{-i\Delta kz}$$
(2.30)

bestimmt werden. Für Δk gilt $\Delta k = 2k_1 - k_2 = 2\frac{\omega_1}{c_0} (n_1 - n_2)$. Durch Integration der Oberwellenamplitude (Gl. 2.30) kann über den Zusammenhang

$$J_2 = \frac{1}{2}\varepsilon_0 c_0 n_2 |\underline{A}_2|^2 \tag{2.31}$$

¹⁰Inversionszentrum: Es besteht die Möglichkeit einer Punkt zu Punkt Spiegelung jedes Bausteins des Kristalls durch eine punktförmiges Zentrum. [Borc09]

¹¹Die Indizes (a), (b) des Suszeptibilitätstensors deuten an, dass es sich um zwei verschiedene Tensoren handelt, da (a) die Frequenzverdopplung und (b) die Gleichpolarisation beschreibt.

auf die Intensität der Oberwelle geschlossen werden. Interessiert nun aber die resultierende Leistung der Oberwelle, so kann diese, unter der Annahme eines gauß'schen Strahls im TEM_{00} -Mode, über

$$P_2 = \frac{\Gamma^2 l^2 P^2}{\pi w_1^2} \tag{2.32}$$

berechnet werden [Mesc05]. Hierin gibt w_1 den Fokusradius der Fundamentalwelle an, zudem ist Γ^2 wie folgt definiert

$$\Gamma^2 = \frac{\kappa^2}{c\varepsilon_0\omega} = \frac{4d_{eff}^2\omega_1^2}{c_0^3\varepsilon_0n_\omega^2n_{2\omega}}$$
 (2.33)

und wird Konversionskoeffizient genannt. Der Parameter $d_{eff} = d_{ijk} = \frac{\chi_{ijk}^{(2)}}{2}$ gibt den Effektivwert der nichtlinearen Suszeptibilität des Festkörpers wieder. Das κ in Gl. 2.33 wird als Kopplungskoeffizient bezeichnet und dieser ist gegeben durch:

$$\kappa = \frac{2d_{eff}}{c_0} \cdot \sqrt{\frac{\omega_2 \omega_1^2}{n_{2\omega} n_{\omega}^2}} \tag{2.34}$$

Für die Erweiterung der Gleichung 2.32 auf den Fall der quasi-Phasenanpassung auf diese Technik wird später noch eingegangen (siehe Seite 30) - können verschiedene Terme hinzugefügt werden. Die Differenz der Wellenvektoren Δk wird durch Anfügen der Polungsperiode Λ des periodisch gepolten Kristalls angepasst und kann nun durch

$$\Delta k_m(T) = k_{2\omega}(T) - 2k_{\omega}(T) - \frac{2\pi}{\Lambda(T)}$$
(2.35)

beschrieben werden. Des Weiteren wird der d-Koeffizient dahingehend erweitert, dass der Phasensprung, der bei jeder Domäne des ferroelektrischen Kristalls auftritt, Berücksichtigung findet und dieser kann folgendermaßen geschrieben werden:

$$d_{QPM} = d_{eff}G_m = d_{eff}\frac{2}{m\pi}\sin\left(\frac{m\pi l}{\Lambda}\right)$$
 (2.36)

Der Faktor m=1,3,... gibt die Ordnung der quasi-Phasenanpassung an, da der Parameter G_m das Ergebnis einer Fourier-Reihenentwicklung ist. Zudem können noch Aspekte wie Winkelanpassung, Einfluss der Fokussierung und Absorption im so genannten Boyd-Kleinmann-Reduktionsfaktor

$$h(a, L, \sigma) = \frac{1}{2L} \int_{-L/2}^{+L/2} \int d\tau d\tau' \frac{e^{(-a(\tau + \tau' + L) - i\sigma(\tau - \tau'))}}{(1 + i\tau)(1 - i\tau')}$$
(2.37)

zusammengefasst werden [LZL08].

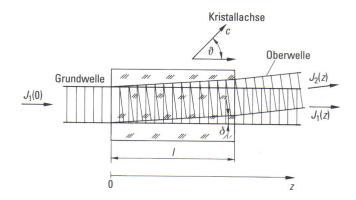


Abbildung 2.12: Erzeugung und Ausbreitung einer Oberwelle in einem nichtlinearen Kristall der Länge l. Von links wird eine Grundwelle eingestrahlt, die im Kristall eine Oberwelle erzeugt. Diese beiden Wellen laufen unter dem "walk-off" Winkel δ auseinander [BS03].

Die Abbildung 2.12 verdeutlicht die prinzipielle Oberwellenerzeugung. Hierin wird eine Grundwelle der Intensität J_1 (0) in einen Kristall der Länge l eingestrahlt. Die vertikalen, parallel verlaufenden Linien deuten die Phasenflächen der Wellen an. Es wird ersichtlich, dass die erzeugte Oberwelle J_2 (z) und die Grundwelle auseinander laufen. Dies liegt daran, dass die beiden Wellen aufgrund der Dispersion des Mediums unterschiedliche Brechungsindizes erfahren. Zudem sind Kristalle mit nichtlinearen Eigenschaften mindestens optisch einachsig und Doppelbrechend¹². Der Verlauf der c-Achse des Kristalls ist um den Winkel ϑ gegenüber der z-Achse geneigt. Die räumliche Trennung, die auch als "walk-off" bezeichnet wird und die unterschiedlichen Phasengeschwindigkeiten sind unerwünschte Effekte, die durch verschiedene Methoden wie Phasenanpassung¹³ oder quasi-Phasenanpassung¹⁴ reduziert werden können.

Phasenanpassung

Im Fall der Phasenanpassung wird $\Delta k = 0$ und somit sind die Brechungsindizes n_i der Grund- und Oberwelle identisch $n_o\left(\omega\right) = n_e\left(2\omega\right)$. Der Index o steht für den ordentlichen und der Index e für den außerordentlichen Strahl. Aufgrund der Dispersion kann diese Bedingung nicht für beliebige Wellenlängen erreicht werden. Für die in der Tabelle 2.1 wiedergegebenen Brechungsindize für $LiNbO_3$ wird $\Delta k = 0$ für eine Wellenlänge von $\lambda = 1038,846$ nm erreicht. Der Verlauf des logarithmisch aufgetragenen Betrages der Differenz des Wellenvektors $\Delta k\left(\omega\right)$ wird in der Abbildung 2.13 verdeutlicht. Neben dem

¹²Doppelbrechung: Aufgrund der Kristallstruktur erfahren horizontal und vertikal polarisiertes Licht, welches entlang einer definierten Achse im Kristall verläuft, unterschiedliche Brechungsindizes. Dies verursacht, dass die Pointingvektoren der Grund- und Oberwelle in verschiedene Richtungen zeigen.

 $^{^{13}{\}rm Phase nan passung}$ wird auch als phase- oder index matching bezeichnet. $^{14}{\rm quasi\text{-}Phase nan passung}$ wird auch als QPM (quasi-phase matching) bezeichnet.

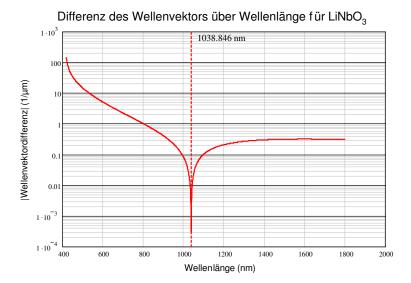


Abbildung 2.13: Differenz der Wellenvektoren Δk als Funktion der Wellenlänge für $LiNbO_3$. Der logarithmisch aufgetragene Betrag der Differenz der Wellenvektoren ist über die Wellenlänge aufgetragen und zudem ist noch die Wellenlänge eingetragen an der $\Delta k = 0$ wird. Die Brechungsindizes wurden mit der Sellmeier-Gleichung (Gl. 2.42) berechnet.

Verlauf wird auch die Wellenlänge verschwindender Differenz dargestellt. Zur Berechnung des dargestellten Verlaufes werden in $\Delta k = 2\frac{\omega_1}{c_0} (n_1 - n_2)$ die Brechungsindizes der in Abschnitt 2.3 angepassten Sellmeier-Gleichung eingesetzt. Der Brechungsindex kann durch Veränderung der Temperatur des Verdopplerkristalls noch angepasst werden, was einen größeren Wellenlängenbereich zur Folge hat.

In einem optisch einachsigen Kristall, dessen optische Achse c parallel zur z-Achse eines kartesischen Koordinatensystems verläuft, können die Brechungsindizes des ordentlichen Strahls $n_o = n_x = n_y$ und der des außerordentlichen Strahls über

$$\frac{1}{n^2(\omega,\vartheta)} = \frac{\cos^2\vartheta}{n_o^2(\omega)} + \frac{\sin^2\vartheta}{n_e^2(\omega)}$$
 (2.38)

verknüpft werden. Hierin steht ω für die Kreisfrequenz des eingestrahlten Laserlichtes und ϑ für den Winkel zwischen optischer Achse und dem Energieflussvektor \overrightarrow{S}_1 (Pointingvektor) des ordentlichen Strahls und wird Phasenanpassungswinkel genannt.

In der Abbildung 2.14 werden die verschiedenen Brechungsindizes in einem Polarkoordinatensystem mit ϑ und n gezeigt. Die Brechungsindizes der ordentlichen Strahlen sind nicht winkelabhängig und bilden somit Kreise. Laut der Gl. 2.38 ist die Brechzahl des außerordentlichen Strahls vom Winkel zwischen der optischen Achse und dem Wellenvektor der Grundwelle abhängig, was durch die Ellipsen verdeutlicht wird. Die Brechzahlen der Grundwelle sind in Magenta dargestellt und die Brechungsindizes der

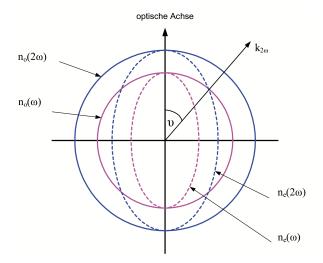


Abbildung 2.14: Indexellipsoid. Gezeigt werden die Brechungsindizes der ordentlichen (rund) und außerordentlichen (elliptisch) Strahlen der Grund- (magenta) und Oberwelle (blau). Am Schnittpunkt zwischen $n_o(\omega)$ und $n_e(2\omega)$ ist Phasenanpassung möglich.

Oberwelle sind blau eingefärbt. An der Stelle, an der sich $n_o(\omega)$ und $n_e(2\omega)$ schneiden, ist Phasenanpassung möglich und die Grund- und Oberwelle breiten sich mit der gleichen Geschwindigkeit im Kristall aus. Der Phasenanpassungswinkel ϑ_0 kann über

$$\sin^2 \vartheta_o = \frac{n_o^{-2} (\omega_1) - n_o^{-2} (\omega_2)}{n_e^{-2} (\omega_2) - n_o^{-2} (\omega_2)}$$
(2.39)

bestimmt werden.

Die Lage der einzelnen Vektoren wird anhand der Abbildung 2.15 erläutert. Hier wird ein kartesisches Koordinatensystem mit den Achsen x, y, z gezeigt und die optische Achse c des Kristalls fällt mit der z-Achse zusammen. Die Grundwelle wird unter dem Winkel $\vartheta \approx 50^\circ$ im Bezug zur optischen Achse eingestrahlt. Der Pointingvektor \overrightarrow{S}_1 der Grundwelle und die Wellenvektoren \overrightarrow{k}_i der Grund- und Oberwelle verlaufen parallel. Der Pointingvektor \overrightarrow{S}_2 der Oberwelle hingegen besitzt eine andere Ausbreitungsrichtung, was auf die doppelbrechenden Eigenschaften des Kristall zurückzuführen ist. Der Winkel δ zwischen den beiden Pointingvektoren \overrightarrow{S}_i wird als "walk-off" Winkel bezeichnet und ergibt sich zu:

$$\tan \delta = \frac{\left(n_o^2 - n_e^2\right) \tan \vartheta}{n_e^2 + n_o^2 \tan^2 \vartheta} \tag{2.40}$$

 \overrightarrow{A}_1 gibt die Richtung der Amplitude der Grundwelle an, diese zeigt aus der Abbildung 2.15 heraus und verläuft somit senkrecht zur optischen Achse c. Der Winkel φ zwischen der x-Achse und der eingestrahlten Grundwelle beträgt hier $\varphi = 45^{\circ}$. Es wird

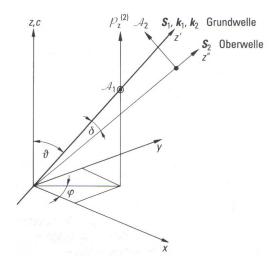


Abbildung 2.15: Verlauf der Vektoren bei Einstrahlung einer Grundwelle in einen einachsigen, doppelbrechenden Kristall. Die Winkel ϑ und φ haben folgende Werte $\vartheta \approx 50^\circ$ und $\varphi = 45^\circ$. Die Kristallachse c verläuft parallel zur z-Achse des Koordinatensystems. Die beiden Pointingvektoren S_1 und S_2 laufen, im Gegensatz zu den beiden Wellenvektoren k_1 und k_2 , unter dem "walk-off" Winkel δ auseinander [BS03].

ersichtlich, dass die Vektoren der Amplituden der Grund- \overrightarrow{A}_1 und Oberwelle \overrightarrow{A}_2 senkrecht aufeinander stehen. Des Weiteren steht die Amplitude \overrightarrow{A}_2 senkrecht auf \overrightarrow{S}_2 und mit $\overrightarrow{P}_z^{(2)}$ wird die Richtung der nichtlinearen Polarisation im Bezug auf die z-Achse verdeutlicht. Da die nichtlineare Polarisation $\overrightarrow{P}^{(2)}$ senkrecht auf der Polarisation $\overrightarrow{P}^{(1)}$ der Grundwelle steht, erzeugt sie einen außerordentlichen Strahl.

Allerdings ist das Problem des "walk-off" hiermit nicht gelöst. Bei der Methode der quasi-Phasenanpassung, die im folgenden Abschnitt erläutert wird, tritt dieses Problem nicht auf.

quasi-Phasenanpassung

Für die Frequenzkonversion wird periodisch gepoltes Lithiumniobat $(PPLN^{15})$ verwendet. Weiter oben, in der Gleichung 2.30, wurde gezeigt, dass die Amplitude der Oberwelle von der Differenz der Kreiswellenzahlen Δk abhängt. Im Idealfall sollte diese Differenz Null sein, was aber aufgrund der Dispersion und der unterschiedlichen Brechzahlen für den ordentlichen und außerordentlichen Strahl nicht immer möglich ist. Ist $\Delta k \neq 0$, so ist die Intensität der Oberwelle periodisch moduliert. Dieser Sachverhalt wird in der Abbildung 2.16 gezeigt. Hier wird die Oberwellenleistung über die Kristalllänge aufgetragen. Die Periodizität der Oberwelle ist auf konstruktive und destruktive Interferenz

 $^{^{15}\}mathrm{PPLN}:$ periodically poled lithium niobate

zwischen den schon existierenden und den neu erzeugten Wellen zurückzuführen. Die Kristalllänge l_{max} bei der die Oberwellenamplitude ihr Maximum erreicht, kann wie folgt berechnet werden:

$$l_{max} = \frac{\pi}{\Delta k} = \frac{l_c}{2} = \frac{\lambda_1}{4(n_2 - n_1)}$$
 (2.41)

Um die Periodizität der Oberwellenleistung zu verhindern, kann - im Idealfall nach der Strecke l_{max} - die Phase der Oberwelle um 180° gedreht werden. Durch Nacheinanderschalten von um 180° gedrehten Kristallen kann solch ein Phasensprung realisiert werden. In der Abbildung 2.17 wird eine solche Anordnung von Kristallen im Falle des $LiNbO_3$ gezeigt. Hier wird ein periodisch gepolter Kristall, dessen Orientierung nach der Länge d um 180° gedreht wird, von links mit einer in y-Richtung polarisierten Welle E_y bestrahlt. Die dadurch erzeugte Oberwelle E_z ist in Richtung der z-Achse polarisiert. Durch die Drehung der Orientierung des Kristalls um die b(x)-Achse werden die Elemente des d-Tensors durch ihre negativen Werte ersetzt, was zu einem Phasensprung um 180° führt. Für die Polungsperiode gilt $\Lambda = 2d$. Die Umorientierung der Kristallstruktur wird bei $LiNbO_3$, der ein ferroelektrischer Kristall ist, durch das Anlegen einer statischen Hochspannung erreicht. Somit werden ferroelektrische Domänen erzeugt, die eine Kantenlänge d von 5 μ m bis 50 μ m aufweisen.

In diesem Kapitel wurde gezeigt, wie es mit Hilfe der Frequenzverdopplung möglich ist die Wellenlänge von intensivem Licht zu halbieren. Auf diesen Effekt wird deswegen eingegangen, da in dieser Arbeit ein Lasersystem aufgebaut wird, in dem Infrarot-Laserdioden ($\lambda_{FUN} = 980 \,\mathrm{nm}$) frequenzverdoppelt werden, um so in den Bereich des sichtbaren Lichtes ($\lambda_{SHG} = 490 \,\mathrm{nm}$) zu gelangen, was mit der wellenlängenabhängigen Quanteneffizienz von GaAs Halbleiterkathoden begründet wird, die in der Abbildung 1.1 a.) verdeutlicht wird. Durch die Technik der periodischen Polung von ferroelektrischen Kristallen kann die Periodizität der Oberwellenleistung bei $\Delta k \neq 0$ (siehe Abbildung 2.16) positiv beeinflusst werden. Im folgenden Kapitel wird auf den verwendeten Verdopplerkristall eingegangen.

2.3 Periodisch gepoltes Lithiumniobat

In diesem Kapitel werden einige ausgewählte Eigenschaften des Lithiumniobat Kristalls wiedergegeben, da dieser in dieser Arbeit für die Frequenzverdopplung verwendet wird.

Lithiumniobat gehört zu der Gruppe der ferroelektrischen Kristalle und ist ein anorganisches, dielektrisches Material. Die chemische Formel lautet $LiNbO_3$ und die Symmetrie ist $3m^{16}$. Der Kristall ist somit uniaxial und die z-Achse ist durch die Kationen in den Sauerstoff-Oktaedern festgelegt [Müll04]. Somit gehört Lithiumniobat zu den einachsigen, doppelbrechenden Kristallen. Die Brechzahlen für den ordentlichen und den

 $^{^{16}3\}mathrm{m}$ Kristallsymmetrie: 3 - Richtung der Drehachse; m
 - Spiegelebene [BS03]

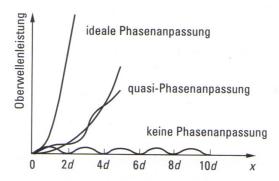


Abbildung 2.16: Resultierende Oberwellenleistung als Funktion der Kristalllänge. Es werden drei verschiedene Fälle gezeigt. Bei idealer Phasenanpassung nimmt die Oberwellenleistung stärker zu als im Falle der quasi-Phasenanpassung. Für den Fall, dass keine Phasenanpassung vorliegt, oszilliert die Oberwellenleistung mit fortlaufender Kristalllänge [BS03].

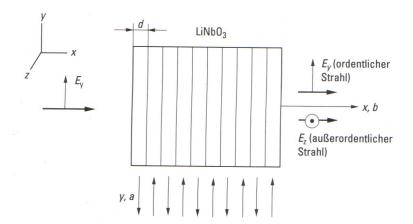


Abbildung 2.17: Realisierung des quasi-phasematchings an einem periodisch gepolten Lithiumniobat Kristall. Unterhalb der schematischen Darstellung des $LiNbO_3$ -Kristalls wird der Verlauf der Polarisation der einzelnen Perioden gezeigt. Die von links eingestrahlte elektromagnetische Welle teilt sich in zwei senkrecht zu einander polarisierte Anteile auf, die den ordentlichen und außerordentlichen Strahl bilden [BS03].

Di11003 [D500].						
$\lambda(\mathrm{nm})$	n_{o}	n_{e}				
420	2,4144	2,3038				
532	2,3281	2,2314				
630	2,2906	2,2001				
1064	2,2367	$2,\!1547$				
1200	2,2291	2,1481				
1400	2,2208	2,1410				
1600	2,2139	2,1351				
1800	2,2074	2,1297				

Tabelle 2.1: Wellenlängenabhängiger Brechungsindex des ordentlichen und außerordentlichen Strahl für $LiNbO_3$ [BS05].

außerordentlichen Strahl werden in der Tabelle 2.1 wiedergegeben [BS05]. Der Verlauf der beiden Brechungsindizes wird in der Abbildung 2.18 a.) gezeigt. Aus der Abbildung 2.18 a.) und der Tabelle 2.1 geht hervor, dass der Brechungsindex des außerordentlichen Strahls immer kleiner ist als der des ordentlichen Strahls. Durch die Bedingung $\Delta n = n_e - n_o$ ist Lithiumniobat ein negativ doppelbrechender Kristall [Hech05].

Um die Kristallkohärenzlänge l_c bestimmen zu können, werden Werte für den Brechungsindex des ordentlichen Strahls im Bereich von 980 nm und für des außerordentlichen Strahls im Bereich von 490 nm benötigt. Um diese Werte zu erhalten, werden die Daten der Brechungsindizes mit der Sellmeier-Gleichung [BS03] angenähert, wobei diese gegeben ist durch:

$$n(\lambda) = \sqrt{1 + \frac{B_1 \lambda^2}{\lambda^2 - C_1} + \frac{B_2 \lambda^2}{\lambda^2 - C_2} + \frac{B_3 \lambda^2}{\lambda^2 - C_3}}$$
 (2.42)

Die Sellmeier-Gleichung ist eine empirisch ermittelte Formel und liefert eine weitgehend exakte Beschreibung des Verlaufes des Brechungsindexes. Sie kann an vorhandene Brechungsindizes angepasst werden, wie es hier gemacht wird oder es kann auf tabellierte Koeffizienten zurück gegriffen werden [Scho07]. In der Abbildung 2.18 a.) sind neben den aus der Literatur entnommenen Werten der Brechungsindizes auch der Verlauf der Anpass-Funktion und die ermittelten Brechungsindizes der benutzen Wellenlängen eingezeichnet. Für den ordentlichen Strahl mit $\lambda_{FUN}=980\,\mathrm{nm}$ ergibt sich ein Brechungsindex von $n_o=2,2415$ und für den außerordentlichen Strahl mit $\lambda_{SHG}=490\,\mathrm{nm}$ ergibt sich ein Brechungsindex von $n_e=2,2521$. Mit der Gleichung 2.41 und den beiden Brechungsindizes ergibt sich eine Kristallkohärenzlänge von $l_c=46,54\,\mu\mathrm{m}$. In der Abbildung 2.18 b.) wird die Kristallkohärenzlänge für das Maximum der Konvergenzeffizienz für den Akzeptanzbereich des Lithiumniobat Kristalls gezeigt, der sich von $\lambda_{min}=976,7\,\mathrm{nm}$ bis $\lambda_{max}=984,7\,\mathrm{nm}$ erstreckt.

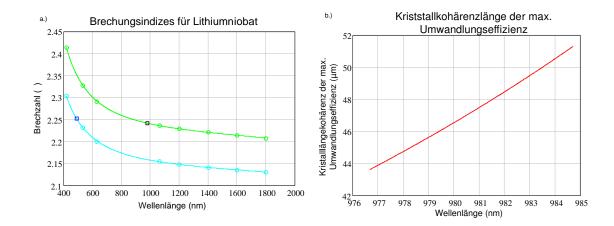


Abbildung 2.18: a.) Wellenlängenabhängiger Brechungsindex des ordentlichen und außerordentlichen Strahls für $LiNbO_3$. Die runden, offenen Symbole geben die Brechungsindizes aus der Tabelle 2.1 wieder und die rechteckigen Symbole deuten die gesuchten Brechungsindizes an. Die eingezeichneten Funktionen geben den Verlauf der an die Daten angepassten Sellmeier Gleichungen wieder. b.) Verlauf der Kristallkohärenzlänge als Funktion der Wellenlänge für den Akzeptanzbereich des Lithiumniobate Kristalls.

Der verwendete periodisch gepolte Lithiumniobat Kristall¹⁷ besitzt drei verschiedene Polungsperioden. Die kleinste Polungsperiode beträgt $\Lambda_{min}=5,00\,\mu\mathrm{m}$, die mittlere beträgt $\Lambda_{mid}=5,04\,\mu\mathrm{m}$ und die größte Polungsperiode beträgt $\Lambda_{max}=5,08\,\mu\mathrm{m}$ [Thor08]. Die Abweichungen zwischen den berechneten Polungsperioden und den umgesetzten Polungsperioden kann unter anderem auf die Tatsache zurückgeführt werden, dass sich die Brechungsindizes aus der Tabelle 2.1 auf stöchiometrisches $LiNbO_3$ beziehen, $LiNbO_3$ aber meistens nach der Czochralski-Methode in der kongruent schmelzenden Zusammensetzung hergestellt wird [Müll04]. Diese Zusammensetzung hat einen LiO_2 Anteil von 48, 4 mol% und weist somit, im Gegensatz zur stöchiometrischen Zusammensetzung, ein Lithiumdefizit auf. Ein weitere Grund kann darin liegen, dass der Brechungsindex des außerordentlichen Strahls vom Einstrahlwinkel im Bezug auf die optische Achse abhängig ist (siehe Gl. 2.38) und bei dem in dieser Arbeit verwendeten Kristall eventuell ein anderer Kristallschnitt Verwendung findet als in [BS05]. Der Kristallschnitt ist weder in [BS05] noch im Datenblatt [Thor08] des PPLN angegeben.

In der Abbildung 2.19 wird die Kristallstruktur von $LiNbO_3$ in der ferroelektrischen Phase schematisch dargestellt. In der jeweils linken Hälfte der beiden Teile a.) und b.) in der Abbildung 2.19 wird eine schematische 3-dimensionale Anordnung der Atome gezeigt. In der Mitte wird die relative Lage der Kationen zu den Ebenen der Sauerstoff-Oktaeder verdeutlicht und auf der jeweils rechten Seite wird die Orientierung der c-

¹⁷Thorlabs - SHG8-1: Länge: 1 mm

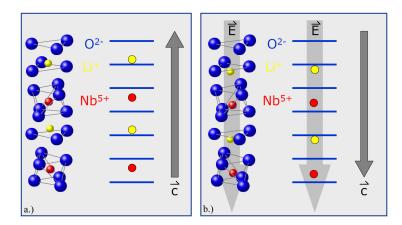


Abbildung 2.19: Schematische Darstellung der Kristallstruktur von $LiNbO_3$ in der ferroelektrischen Phase. a.) ohne angelegtes elektrisches Feld, b.) mit angelegtem elektrischen Feld. Im linken Teil der Abbildungen wird die 3-Dimensionale Struktur verdeutlicht und rechts ist die resultierende Polarisation zu sehen. In der Mitte wird zudem noch die relative Lage der Kationen im Bezug auf die Ebenen der Sauerstoff-Oktaeder gezeigt. geändert [Müll04]

Achse gezeigt. In Teil b.) der Abbildung 2.19 wurde die Orientierung der c-Achse durch Anlegen eines elektrischen Feldes umgekehrt.

Um die periodische Polung in einem Lithiumniobat Kristall herzustellen, werden mittels Lithografie Elektroden auf der Kristalloberfläche aufgebracht [Mill98]. Durch Anlegen einer Spannung im Bereich von $10\,\mathrm{kV/cm}$ bis $25\,\mathrm{kV/cm}^{18}$ kann die spontane Polarisation umgekehrt werden. In der Abbildung 2.20 a.) wird die Orientierung der periodischen Polung sowie die Lage der Elektroden dargestellt. Das eingezeichnete Koordinatensystem verdeutlicht, dass die spontane Polarisation entlang der z-Achse¹⁹ ausgerichtet ist. Die Abbildung 2.20 b.) veranschaulicht eine mikroskopische Aufnahme von periodisch gepoltem Lithiumniobat. Es fällt auf, dass die Polungsperioden nicht perfekt sind, da sie unterschiedliche Breiten haben und auch nicht völlig parallel verlaufen, was auf die Herstellungsmethode zurückzuführen ist.

Eine Polungsperiode besteht aus zwei Domänen mit entgegengesetzter Polarisation und eine Domäne ist ein physikalisch abgrenzbares Gebiet innerhalb eines Festkörpers, in dem eine charakterisierende vektorielle Größe überall den gleichen Wert hat. Im Falle des ferroelektrischen Lithiumniobates ist dies die spontane Polarisation P_S . Besitzt ein Kristall nur eine Domäne, so entsteht ein großes äußeres Feld. Dieses äußere Feld kann durch Unterteilung in mehrere 180° Domänen verringert werden. Aus energetischen Gründen besteht ein einkristalliner ferroelektrischer Kristall immer aus mehreren

 $^{^{18}}$ Thorlabs - SHG8-1: Umpolungsspannung: $22 \, ^{\mathrm{kV}/\mathrm{cm}}$

¹⁹Die z-Achse des Koordinatensystems in Abbildung 2.20 und die c-Achse aus Abbildung 2.3 verlaufen parallel.

2 Grundlagen

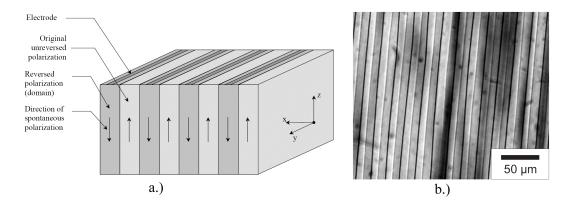


Abbildung 2.20: a.) Schematische Darstellung von periodisch gepoltem Lithiumniobat inkl. der Lage der Elektroden [Mill98]. b.) Aufnahme von periodisch gepoltem Lithiumniobat. Durch Ätzen mit Flusssäure konnten die Domänen sichtbar gemacht werden [Müll04].

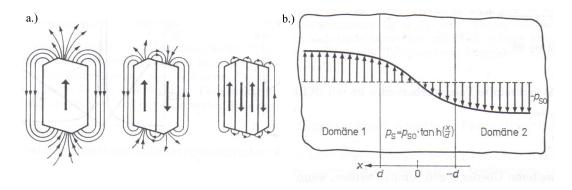


Abbildung 2.21: a.) Feldverteilung des äußeren Feldes eines in 180° Domänen unterteilten ferroelektrischen Kristalls. mit zunehmender Anzahl der Domänen sinkt das äußere Feld. b.) Verlauf der spontanen Polarisation in einer 180° Domänenwand. Die Ausdehnung der Domänenwand kann bis zu 2 nm betragen und erstreckt sich von d bis -d [Weiß95].

Domänen [Weiß95]. Dieser Sachverhalt wird in der Abbildung 2.21 a.) verdeutlicht. Die einzelnen Domänen werden durch Domänenwände getrennt in denen sich die spontane Polarisation, durch Änderung des Absolutbetrages von $+P_S$ über 0 nach $-P_S$, um 180° dreht, was in der Abbildung 2.21 b.) gezeigt wird. Typische Domänenwände haben eine Ausdehnung von bis zu 2 nm.

In der Tabelle 2.2 werden einige physikalische Eigenschaften von $LiNbO_3$ wiedergegeben. Lithiumniobat besitzt einen großen Transparenzbereich, der sich über das gesamte Spektrum des sichtbaren Lichtes bis hin ins mittlere Infrarot erstreckt. Durch seine Verbreitung in der Kommunikationstechnik sind die Herstellungsverfahren ausgereift und zuverlässig und somit ist $LiNbO_3$ leicht zu erhalten. Einer der wichtigsten Gründe für die Wahl des Lithiumniobates als Verdopplerkristall ist jedoch, dass er hohe Werte in

rabelle 2.2. Zasammemassang der physikansenen Eigensenarien von Einmanniosat				
Eigenschaft	Wert	Einheit		
Symmetrie	3m / optisch einachsig			
Transparenzbereich	0,33 - 5,50	$ m \mu m$		
Zerstörschwelle [10ns]	0,05	${ m GW/cm^2}$		
Temperaturausdehnungskoeffizient (a-Achse)	$15, 2 \cdot 10^{-6}$	$\mathrm{K}^{\text{-}1}$		
Temperaturausdehnungskoeffizient (c-Achse)	$4.8 \cdot 10^{-6}$	$\mathrm{K}^{\text{-}1}$		
Dichte	4,69	$ m g/cm^3$		
Schmelztemperatur	1513	K		
ferroelektrische Curie Temperatur	1403	K		
Elemente der d-Matrix @ $\lambda = 1064nm$				
$d_{15}, d_{24}, d_{32}, d_{31}$	-6	$10^{-12} \; { m m/V}$		
$-d_{21},-d_{16},d_{22}$	3,2	$10^{-12} \; {\rm m/V}$		
d_{33}	-34	$10^{-12} \; {\rm m/V}$		
Polungsperioden	5,00; 5,04; 5,08	$\mu\mathrm{m}$		

Tabelle 2.2: Zusammenfassung der physikalischen Eigenschaften von Lithiumniobat

der d-Matrix aufweist (KTP: $d_{33} = 14$, BBO: $d_{11} = -d_{12} = -d_{26} = 9$ und $LiNbO_3$: $d_{33} = -34$) [BS03]. Hinzu kommt noch, dass durch die Möglichkeit der periodischen Polung Effekte wie "walk-off" oder das Auftreten unterschiedlicher Brechungsindizes kompensiert werden können (siehe Seite 30). Des Weiteren liegt die Fundamentalwellenlänge der kommerziell erhältlichen und in dieser Arbeit verwendeten Laserdioden ($\lambda_{FUN} = 980 \,\mathrm{nm}$ siehe Abschnitt 4.1 auf der Seite 68) und die Wellenlänge der zweiten Harmonischen ($\lambda_{SHG} = 490 \,\mathrm{nm}$) im Transparenzbereich des Kristalls (siehe Tabelle 2.2).

2.4 Elektronenemission aus Galliumarsenid Halbleiterkathoden

In den folgenden Abschnitten werden ausgewählte Eigenschaften von Halbleitern erläutert die für die Elektronenemission wichtig sind. Angefangen wird beim Photoeffekt, wobei das Zusammenspiel zwischen Valenz- und Leitungsband im Hinblick auf einen Anregungsprozess betrachtet wird. Im nächsten Kapitel folgt die Beschreibung von Photokathoden mit negativer Elektronenaffinität (NEA). Hier wird das Oberflächenpotential durch Aufbringen eines Alkalimetalls so verändert, dass das Leitungsbandminimum über der Vakuumenergie liegt, was für die Erzeugung spinpolarisierter Elektronen entscheidend ist. Im letzten Abschnitt wird auf das 3-Stufen Modell von Spicer eingegangen, welches die Photoemission in drei Teilschritte unterteilt und getrennt voneinander betrachtet (siehe Abschnitt 2.4.3 auf der Seite 42).

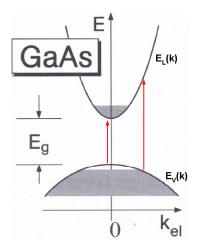


Abbildung 2.22: Anregung von Valenzbandelektronen ins Leistungband eines direkten Halbleiters am Beispiel des GaAs durch Photonen. Hier wird der Verlauf des Valenz- $E_V(k)$ und des Leitungsbandes $E_L(k)$ über dem Impuls k des Elektrons aufgetragen. Die mit Elektronen besetzten Zustände werden schraffiert dargestellt. Im Leitungsband sitzen thermisch angeregte Elektronen, da sich die Fermienergie ϵ_F in der Mitte der Bandlücke E_g befindet [Mesc05].

2.4.1 Photoeffekt an Halbleitern

Im Gegensatz zu den Laserdioden wird bei den Photokathoden nicht der innere Photoeffekt, sondern der äußere ausgenutzt. Ähnlich wie beim inneren Photoeffekt versprechen die k-erhaltenden Übergänge die größte Absorptionswahrscheinlichkeit. Wird die Energie der Bänder eines Halbleiters über den Impuls k aufgetragen, so finden k-erhaltende Übergänge parallel zur y-Achse statt, dies wird in der Abbildung 2.22 verdeutlicht. Hier wird ein direkter Halbleiter gezeigt, dessen Abstand zwischen Valenz- und Leitungsband durch die Energie E_g der Bandlücke gegeben ist. Für eine Anregung eines Valenzbandelektrons ins Leitungsband müssen die auftreffenden Photonen mindestens eine Energie von $\hbar\omega=E_g$ besitzen. In der Nähe der Bandlücke weisen Halbleiter einen geringen Absorptionskoeffizienten α_0 auf, der aber schon bei geringer Erhöhung der Energie um $+0,1\,e\text{V}$ auf $\sim 10^4\,cm^{-1}$ ansteigt. Dies wirkt sich positiv auf die Quantenausbeute QE der Elektronenemission aus. Zwischen den beiden Energiebändern befindet sich die Fermienergie ϵ_F , dadurch sitzen im Leitungsband thermisch angeregte Elektronen, die wiederum im Valenzband positive Löcher zurück lassen. Die mit Elektronen besetzten Zustände werden in der Abbildung 2.22 durch die schraffierte Fläche angedeutet.

2.4.2 Photokathoden mit negativer Elektronenaffinität

Damit Elektronen den Halbleiter verlassen können, müssen diese nicht nur zur Oberfläche diffundieren, sondern auch die Oberflächenrandschicht durchqueren. Alledings befindet sich zwischen Halbleiter und Vakuum eine Potentialbarriere, deren Energie durch

$$\chi_{EA} = E_{vac} - E_L \tag{2.43}$$

gegeben ist. χ_{EA} wird als Elektronenaffinität bezeichnet und E_{vac} sowie E_L stehen für die Vakuumenergie und die Energie des Leitungsbandminimums. In reinem GaAs beträgt die Elektronenaffinität $\chi_{EA,GaAs} = 4,1 \, eV$ [Herr94].

Im Fall polarisierter Elektronen ist es entscheidend, dass sich das Vakuumniveau unterhalb des Leitungsbandminimums befindet, denn nur ausgewählte Zustände, die sich knapp unterhalb des Valenzbandmaximums befinden, führen zu einer Asymmetrie in der Spinausrichtung der Elektronen (siehe Abbildung 2.23). Wird für die Anregung der Elektronen vom Valenz- ins Leitungsband σ^+ -polarisiertes Licht verwendet, so sind wegen der Tatsache, dass sich die magnetische Quantenzahl m nur um $\Delta m = \pm 1$ ändern darf, nur die in der Abbildung 2.23 gezeigten Übergänge möglich. Eine Spinpolarisation von 100% wird dann erreicht, wenn es gelingt, dass nur noch ein Übergang ausgenutzt wird. Für nähere Informationen zu spinpolarisierten Elektronen sowie der Aufspaltung der Bänder eines Halbleiters wird u.a. auf [Hart97, Stei98, Bard07, Schu06] verwiesen. Ist E_{vac} kleiner als E_L , so wird χ_{EA} negativ und als negative Elektronenaffinität (NEA) bezeichnet. Durch die negative Elektronenaffinität wird die Grenzwellenlänge für eine ausreichende Quanteneffizienz QE herabgesetzt, so dass sie sich bei $\lambda \approx \frac{hc}{E_a}$ befindet [Herr94]. Um eine negative Elektronenaffinität zu erreichen, muss der Halbleiter p-dotiert sein und auf der Oberfläche müssen wenige Monolagen eines Alkalimetalls aufgebracht werden [Hart97, Stei98, Herr94, Bard07, Schu06].

Innerhalb des Volumens eines Halbleiters besitzen die Potentiale des Valenz- und Leitungsbandes jeweils einen konstanten Wert. In der Nähe der Oberfläche ist das Kristallgitter jedoch gestört, da Gitterplätze entweder nicht oder durch Fremdatome besetzt sind. Dies führt zu einer Vielzahl an neuen Zuständen in dem durch E_g definierten Energiebereich. Da die Ladungen im Valenz- und Leitungsband ständig in Bewegung sind, können sie die oberflächennahen Zustände besetzen, wodurch eine Raumladungszone entsteht. Diese Raumladungszone verursacht eine räumliche Veränderung der Potentiale und es entsteht die so genannte Bandverbiegung ΔV_{BBR} . Durch die Bandverbiegung werden das Valenz- und Leitungsband im Volumen um $\Delta V_{BBR} \approx \frac{E_g}{2}$ angehoben, was in der Abbildung 2.24 b.) anhand eines p-dotierten Halbleiters verdeutlicht wird. Ist der Halbleiter p-dotiert, erfolgt die Bandverbiegung zu niedrigeren Energien. Beim n-dotierten Halbleiter verhält es sich genau andersherum.

Die Dicke d_s der Bandverbiegung kann, unter der Annahme, dass die gesamten Zustände des Akzeptorniveaus der Randschicht mit Elektronen besetzt sind, durch Lösen der Poisson-Gleichung zu

$$d_s = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_r\Delta V_{BBR}}{eN_A}} \tag{2.44}$$

2 Grundlagen

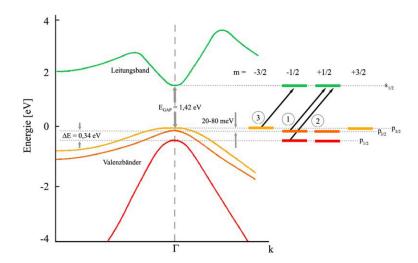
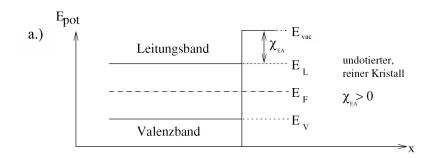
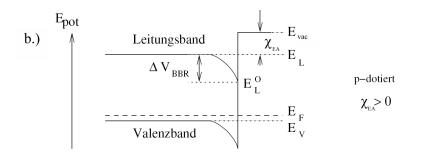


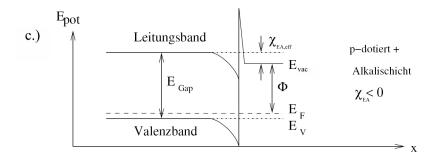
Abbildung 2.23: Mögliche Übergänge innerhalb des Bändermodells von GaAs. Links wird die Energie über den Impulsraum aufgetragen und rechts werden die Zustände mit ihren Quantenzahlen angegeben. Neben den möglichen Übergängen werden auch die zugehörigen Übergangswahrscheinlichkeiten dargestellt [Rieh06].

bestimmt werden [Herr94]. ε_r steht für die Dielektrizitätszahl des Medium, ΔV_{BBR} gibt die Höhe der Bandverbiegung an und N_A ist die Konzentration der dotierten Atome. Bei einer Dotierung von $N_A = 4 \cdot 10^{18} \, \mathrm{cm}^{-3}$ und $0, 5 \, eV < \Delta V_{BBR} < 0, 7 \, eV$ folgt für GaAs mit $\varepsilon_r = 13 \, d_s \approx 6 \, \mathrm{nm} \dots 12 \, \mathrm{nm}$. Aufgrund der hohen Oberflächenzustandsdichte verändert sich die Lage des Ferminiveaus an der Grenzfläche zwischen Halbeiter und Vakuum nur wenig gegenüber der Lage im Volumen. Dieser Effekt ist unter dem Begriff "Fermi Level Pinning" bekannt.

Da die Verbiegung des Valenz- und Leitungsbandes nicht ausreicht, um die Elektronenaffinität χ_{EA} negativ werden zu lassen, wird die Oberfläche mit wenigen Monolagen Cäsium (Cs) und Sauerstoff (O) oder Fluor (F) belegt. Cs gehört zu der Gruppe der Alkalimetalle und weist eine geringe Elektronenaffinität auf. Somit kann es leicht Valenzelektronen abgeben, wodurch eine Dipolschicht auf der Oberfläche entsteht, die das Vakuumpotential E_{vac} gegenüber dem Leitungsbandniveau E_L weiter absenkt. Somit kann χ_{EA} auf etwa $-0,5\,eV$ reduziert werden. Das Bändermodell mit aufgedampften Cs wird in der Abbildung 2.24 c.) dargestellt. Hier fällt auf, dass trotz der Absenkung der Vakuumenergie eine Potentialbarriere an der Grenzfläche auftritt. Diese kann aber aufgrund der geringen Ausdehnung von den angeregten Elektronen leicht durchtunnelt werden und somit kann eine NEA-Photokathode erzeugt werden. In der Abbildung 2.24 a.) ist zudem noch das Bändermodell eines undotierten Halbleiters gezeigt.







 ${f E}_{
m vac}$: Vakuumenergie ${f E}_{
m V}$: Leitungsbandminimum ${f E}_{
m F}$: Fermi–Energie ${f E}_{
m L}$: Valenzbandmaximum

 ΔV_{BBR} : Bandverbiegung Φ : Austrittsarbeit

E C : Leitungsbandminimum an der Oberfläche

Abbildung 2.24: Auswirkungen der NEA auf das Bändermodell eines Halbleiters. Die Abkürzungen werden im unteren Teil der Abbildung erläutert. a.) zeigt einen undotierten Halbleiter, hier ergibt sich die Elektronenaffinität zu $\chi_{EA} = E_{vac} - E_L = 4, 1\,e\mathrm{V}$. In b.) wird ein p-dotierter Halbleiter dargestellt. Durch die Dotierung entsteht in der Nähe der Oberfläche eine Bandverbiegung, die das Valenzband um $\Delta V_{BBR} < 1\,e\mathrm{V}$ anhebt. Somit rückt das Valenzbandmaximum E_V an die Fermienergie E_F heran. Durch zusätzliches Aufbringen eines Alkalimetalls auf der Oberfläche, zu sehen in c.), gelingt es nun die Vakuumenergie E_{vac} soweit abzusenken, so dass die Elektronenaffinität χ_{EA} negativ wird (typ. $-0, 5\,e\mathrm{V}$) [Schu06].

2 Grundlagen

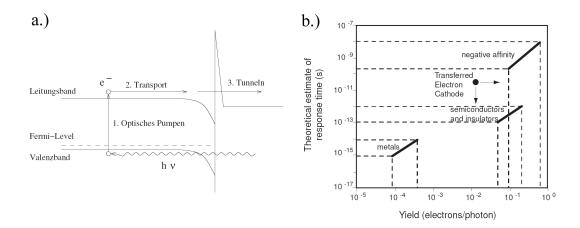


Abbildung 2.25: a.) Spicers 3-Stufen Modell bestehend aus, der Anregung eines Elektrons durch Absorption eines Photons, der Diffusion des Elektrons zur Oberfläche, sowie dem letzten Schritt, dem Verlassen des Festkörpers durch Tunneln [Schu06]. b.) Dargestellt ist die Antwortzeit verschiedener Festkörper aufgetragen über die Quanteneffizienz. Spicers Abschätzung der NEA-Kathoden prognostiziert eine Antwortzeit im nsBereich (negative affinity) [Spic93].

2.4.3 Spicers 3-Stufen Modell

Der Photoeffekt wurde bis in die 50er Jahre des 20. Jahrhunderts als Oberflächeneffekt verstanden. Erst 1953 veröffentlichte W. E. Spicer einen Artikel in dem er den Photoeffekt als Volumeneffekt in einem 3-Stufen Modell beschrieb. Die erste Stufe bildet die Anregung eines Elektrons vom Valenz- ins Leitungsband durch Absorption eines Photons. Anschließend muss dieses zur Oberfläche diffundieren, um im dritten Schritt den Festkörper verlassen zu können. Dieser Sachverhalt wird in der Abbildung 2.25 a.) gezeigt.

In diesem Modell wird angenommen, dass diese drei Stufen unabhängig voneinander ablaufen und somit kann die Wahrscheinlichkeit der Emission von Elektronen durch die Multiplikation der Einzelwahrscheinlichkeiten berechnet werden.

• Im ersten Schritt, der Absorption eines Photons, ist der wellenlängenabhängige Absorptionskoeffizient α (ω) entscheidend. Zur Anregung der Elektronen auf eine, im Vergleich zur Vakuumenergie, höhere Energie trägt aber nicht der gesamte Absorptionskoeffizient α (ω) bei, sondern nur α_{PE} (ω). Dies liegt daran, dass bei ausreichender Energie der Photonen Elektronen, die nicht in der Nähe der Valenzbandkante sitzen, ins Leitungsband angeregt werden können, diese aber dennoch nicht genügend Energie haben, um den Festkörper zu verlassen. Die Anzahl der

in der Tiefe z angeregten Elektronen pro Zeit und Volumen kann über

$$\frac{\alpha_{PE}(\omega)J(z)}{\hbar\omega} = \frac{J_0(1-\rho)}{\hbar\omega}\alpha_{PE}(\omega)\exp\left[-\alpha(\omega)z\right]$$
 (2.45)

bestimmt werden. J_0 ist die Anfangsintensität bei z=0 und ρ ist der Halbraumreflexionsgrad bei senkrechtem Strahlungseinfall.

- Im zweiten Schritt, der Diffusion der Elektronen zur Oberfläche, spielt die Austrittstiefe L_{esc} eine entscheidende Rolle. Über den Zusammenhang $\exp\left[-\frac{z}{L_{esc}}\right]$, der auch als Transportfaktor bezeichnet wird, kann auf die Wahrscheinlichkeit geschlossen werden, mit der ein in der Tiefe z angeregtes Elektron die Oberfläche bei z=0 erreicht.
- Bei der Emission der Elektronen, dem dritten und letzten Schritt, muss die Elektronenenergie über der Vakuumenergie liegen. Somit nimmt die energieabhängige Wahrscheinlichkeit B(E) für $E < E_{vac}$ den Wert Null an und für $E > E_{vac}$ gilt B(E) = konst..

Mit diesen Annahmen folgt für die spektrale Quanteneffizienz $QE(\hbar\omega)$ für $E > E_{vac}$ [Herr94, Spic93]:

$$QE(\hbar\omega) = (1 - \rho(\hbar\omega)) \frac{\alpha_{PE}(\hbar\omega)}{\alpha(\hbar\omega)} \frac{\alpha(\hbar\omega) L_{esc}(\hbar\omega)}{1 + \alpha(\hbar\omega) L_{esc}(\hbar\omega)} B(E)$$
 (2.46)

In der Abbildung 2.25 b.) werden die Antwortzeiten der Elektronenemission auf einen Photonenpuls für Metalle, Halbleiter und Isolatoren sowie NEA-Emitter wiedergegeben. Die Antwortzeit ist über die Quanteneffizienz aufgetragen und nimmt mit dieser zu. Dadurch, dass die Anregung der Elektronen im Volumen stattfindet, trägt nicht nur der Anregungsprozess, sondern auch der Transportprozess zur Antwortzeit bei. Bei einer Energielücke und einer energetischen Bandbreite der Photonen von 1 eV folgt für die Anregungszeit $10^{-15}s < t_{an} < 10^{-14}s$. Die Transportzeit der Elektronen hingegen liegt bei $t_{trans} \approx 10^{-12}s$ und somit liegt die Antwortzeit der Elektronenemission im ps-Bereich [Herr94]. Spicers Abschätzung der Antwortzeit bewegt sich im ns-Bereich, da hier von einer Dicken NEA Photokathode ausgegangen wird. Diese Kathoden haben eine Dicke von mehreren μ m und so können Elektronen tief im Inneren des Halbleiters $z \simeq L_{esc}$ angeregt werden. Die Photokathoden die am MAMI eingesetzt werden hingegen haben eine kleine aktive Zone von $d \approx 0, 1 \, \mu$ m. Über den Zusammenhang

$$\tau_{an} = 21 \,\mathrm{ps} \cdot d^2 \qquad d \,\mathrm{in} \,(\mu \mathrm{m}) \tag{2.47}$$

kann auf die Antwortzeit τ_{an} der Photokathode geschlossen werden [ASH+02]. Der Vor-

2 Grundlagen

faktor (21 ps) ist Modellabhängig. Auch hier ergeben sich Antwortzeiten im ps-Bereich. Mit der Gleichung 2.47 können die Halbwertsbreiten der Elektronenpulse berechnet werden. Interessiert jedoch die genaue zeitliche Verteilung der Elektronen innerhalb des Pulses, so kann eine dreiteilige Differenzialgleichung der Form

$$\frac{\partial c(r,t)}{\partial t} = g(r,t) - \frac{c(r,t)}{\tau_{an}} + D\nabla^2 c(r,t)$$
(2.48)

aufgestellt werden [Hart97]. Mit dieser Differenzialgleichung kann eine Elektronenkonzentration $c\left(r,t\right)$ zur Zeit t am Ort r bestimmt werden. Da die Elektronenverteilung des Pulses proportional zur Anzahl der Elektronen an der Oberfläche des Halbleiters ist, kann r=0 gesetzt werden.

• Mit dem ersten Term g(r,t) wird die Anzahl der durch Photonen angeregten Elektronen ausgedrückt. Dieser ist durch

$$g(r,t) = \begin{cases} \alpha J_0(1-\rho) e^{-\left(\frac{t-t_0}{\tau_0}\right)} e^{-\alpha z} & z < \text{aktive Zone} \\ 0 & z > \text{aktive Zone} \end{cases}$$
 (2.49)

definiert.

• Der zweite Term $\frac{c(r,t)}{\tau_{an}}$ verdeutlicht die Abnahme der Konzentration der angeregten Elektronen durch Rekombination mit Löchern die sich im Valenzband befinden. τ_{an} steht für die Antwortzeit der Halbleiters und wird von Spicer zu

$$\tau_{an} = \frac{L_D^2}{D} \tag{2.50}$$

abgeschätzt. Hierin steht L_D für die Diffusionslänge der Elektronen und $D=\frac{\mu_n k_B T}{e}$ für die Diffusionskonstante. μ_n steht für die Elektronenbeweglichkeit²⁰ des Halbleiters, k_B für die Boltzmann-Konstante, T die absolute Temperatur und e für die Ladung des Elektrons an.

• Der dritte und letzte Term der Differenzialgleichung $D\nabla^2 c(r,t)$ beschreibt die diffusionsbedingte Bewegung der Elektronen.

Alle Halbleiter spezifischen Konstanten α , τ_{an} und D sind temperatur- und dotierungsabhängig.

Zu Anfang des Kapitels sind ausgewählte Eigenschaften wie Strahlcharakteristik und Pulsbarkeit von Laserdioden beschrieben worden, da das hier aufgebaute Lasersystem

²⁰"Einstein-Relation"

synchron zur Beschleuniger-HF von $\nu_{MAMI}=2,45\,\mathrm{GHz}$ betrieben werden soll (siehe Abschnitt 1.1) und für eine effiziente Frequenzkonversion eine ausreichende Strahlungsintensität benötigt wird (siehe Gleichung 2.32). Da die Quanteneffizienz mit abnehmender Wellenlänge steigt (siehe Abbildung 1.2 a.)) wird das Licht von Infrarot-Laserdioden ($\lambda_{FUN}=980\,\mathrm{nm}$) mit Hilfe von nichtlinearen Effekten in einem periodisch gepolten Kristall (siehe Abschnitt 2.3) frequenzverdoppelt ($\lambda_{SHG}=490\,\mathrm{nm}$), um in den Bereich des sichtbaren Lichtes zu gelangen. Für die Erzeugung der Elektronen wird der Photoeffekt an GaAs Halbleiterkathoden genutzt, die sich in einer Elektronenkanone (PKAT) befinden in der die Elektronen durch ein Elektrischesfeld auf 100 keV beschleunigt werden können.

Die Umsetzung der geforderten Merkmale, sowie die dafür benötigten Komponenten werden im folgenden Kapitel beschrieben.

3 Experimenteller Aufbau

In diesem Teil wird das im Rahmen dieser Arbeit aufgebaute Lasersystems und der Aufbau der Elektronenkanone (PKAT) beschrieben. Das Lasersystem besteht aus einer Laserdiode, einem Verdopplerkristall, sowie frequenzselektierenden und strahlführenden Elementen. Der Laser soll so einfach und wartungsfrei wie möglich sein, da er sich, wenn er am MAMI eingesetzt wird, im Kontrollbereich¹ befindet. Eine der wichtigsten Eigenschaften des Laser - neben einer Wellenlänge von $< 500 \,\mathrm{nm}$ - ist, dass dieser synchron zur Beschleuniger HF betrieben werden kann (siehe Abschnitt 1.1 und 2.1) und Pulsdauern von $< 150 \,\mathrm{ps}$ aufweist. Zu der Elektronenkanone gehören die Photokathode aus GaAs, verschiedene apparative Komponenten (Toruskondensator, LUMO, HF-Resonator und Channeltron) und strahlformende Elemente (α -Magnet, Quadrupole, Solenoide und Wedler).

3.1 Das Lasersystem

Der optische Aufbau

Das Lasersystem, abgebildet in Abbildung 3.1, besteht aus einer 100 mW Laserdiode der Firma Laser2000 GmbH mit einer Wellenlänge von $\lambda=980\,\mathrm{nm}$. Es handelt sich um eine MQW single-mode Laserdiode in einem 5,6 mm Gehäuse. Die Laserdiode ist in einem Kollimatortubus der Firma Thorlabs untergebracht, der wiederum in einer Halterung befestigt ist, die zwei Peltier-Elemente zur Temperaturkontrolle sowie einen Thermistor hat. Diese Halterung wird in der Abbildung 3.2 gezeigt. Die Abbildung besteht aus drei Teilbildern die zweimal die Oberseite a.) und b.), sowie einmal die Unterseite c.) der Halterung zeigen. Zu sehen sind die Anschlüsse für die beiden Peltier-Elemente, die zur Temperaturstabilisierung verwendet werden sowie der Anschluss des Thermistors, der über den Diodentreiber² ausgelesen werden kann. Die Peltier-Elemente werden mit einer Konstantstromquelle³ betrieben. Für eine Diodentemperatur von $T_{Diode} \approx 20\,^{\circ}\mathrm{C}$ wird ein Strom von $I_{Peltier} \approx 500\,\mathrm{mA}$ benötigt. Die Kühlkörper führen die entstehende Wärme der Peltier-Elemente ab und der mittlere Bereich der Kollimatorhalterung besteht aus

¹Kontrollbereich: Bereich in dem u.a. Synchrotronstrahlung freigesetzt wird.

 $^{^2\}mathrm{Spectra}$ diode labs - SDL 800 Laser Diode Driver

 $^{^3}$ Heinzinger - TNs 32-130: Spannung: $\leq 30 \text{ V}$; Strom: $\leq 4 \text{ A}$

3 Experimenteller Aufbau

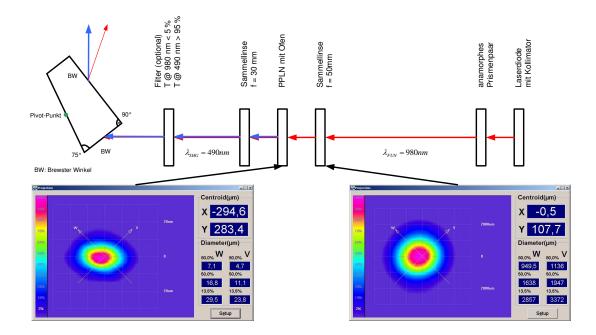


Abbildung 3.1: Schematische Übersicht über den Aufbau des Lasersystems. Der Strahl verläuft von rechts nach links und die Frequenzkonversion findet in der Mitte statt. Die beiden im unteren Teil der Abbildung dargestellten Strahlprofile zeigen den Rohstrahl (rechts) und das Intensitätsprofil an der Position des Verdopplerkristalls (links).

einem dünn gedrehten Rohr um die Wärmeleitung zu minimieren.

Da Laserdioden aufgrund ihres Designs zwei unterschiedliche Divergenzen haben, befindet sich in kurzem Abstand zur Laserdiode ein anamorphes Prismenpaar⁴, das aus einem rechteckigen Strahlprofil ein quadratisches macht. Das Ergebnis dieser Strahlformung ist in Abbildung 3.1 rechts unten zu sehen. Das Strahlprofil wurde mit einem Beamprofiler⁵ der Firma Newport Spectra Physics GmbH aufgenommen. Die Sammellinse mit einer Brennweite von $f=50\,\mathrm{mm}$, die den Laserstrahl in den nichtlinearen Kristall (PPLN) fokussiert, befindet sich in einem Abstand von 50 cm hinter dem Prismenpaar. Der Laserstrahl wird bis auf einen Strahldurchmesser von $d_w < 29,5\,\mu\mathrm{m}$ und $d_v < 23,8\,\mu\mathrm{m}$ fokussiert, was in Abbildung 3.1 links unten dargestellt wird.

Der nichtlineare Kristall befindet sich in einem Ofen⁶ der zwischen zwei Linsen positioniert ist. Dieser Teil des Aufbaus wird in der Abbildung 3.3 wiedergegeben. Mit Hilfe des Ofens kann der PPLN bis auf $200^{\circ}C$ aufgeheizt werden, was der Anpassung der Brechungsindizes dient und die Zerstörschwelle vergrößert. Für eine optimale Positionierung ist der Ofen auf einem dreiachsigen Tisch befestigt und kann somit genau

⁴Melles Griot: 3fach

⁵Newport Spectra Physics GmbH - KEP-3 SL; Wellenlängebereich: 350 nm - 1100 nm; Leistungsbereich: 10 µW - 1 W

⁶Thorlabs - Temperatur Controller TC200 mit Ofen: maximale Temperatur: 200°C; maximale Leistung für Peltierelement: 18 W; Temperaturstabilität: ±0, 1°C

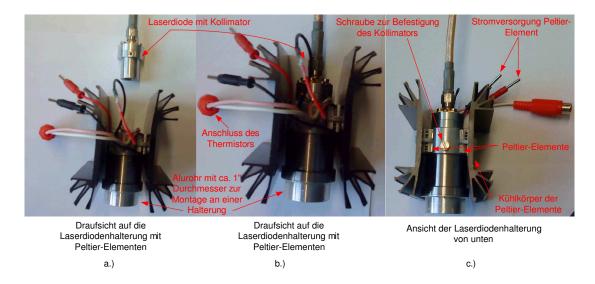


Abbildung 3.2: Laserdiodenhalterung mit Peltier-Elementen zur Temperaturkontrolle. Die beiden Teile a.) und b.) zeigen die Draufsicht auf die Halterung und der Teil c.) stellt die Ansicht von unten dar.

in den Fokussierbereich der Sammellinse bewegt werden. Der PPLN-Kristall hat eine Länge von 1 mm und aus diesem Grund wird eine Sammellinse mit einer Brennweite von $f=50\,\mathrm{mm}$ verwendet, da mit dieser Linse die doppelte Rayleigh-Länge der HPD $6110~2z_R\approx 1~\mathrm{mm}$ beträgt. Die nachfolgende Kollimationslinse hat eine Brennweite von $f=30\,\mathrm{mm}$, um den Strahlradius der zweiten Harmonischen nicht zu groß werden zu lassen.

Zur Unterdrückung der Pumpstrahlung kann ein Filter⁷ und zur Trennung der Fundamentalwelle von der Oberwelle ein Pellin-Broca-Prisma⁸ verwendet werden. Dieses Prisma vereint zwei 30°-Dispersionsprismen mit einem 90°-Umlenkprisma und ist so gefertigt, dass das eingestrahlte Licht unter dem Brewster-Winkel in das Prisma eintritt und der Austrittsstrahl das Prisma unter dem Brewster-Winkel wieder verlässt. Somit wird Streulicht vermieden und die Verluste werden reduziert. Die Dispersion des Prismas wird anhand der Abbildung 3.4 verdeutlicht. Hier befindet sich ein karierte Papier mit einem Raster von 5×5 mm² in einem Abstand von 12 cm hinter dem Pellin-Broca-Prisma und es sind die Strahlflecke der Fundamentalen und zweiten Harmonischen zu sehen. Die optischen Elemente zur Unterdrückung und Selektierung der Fundamentalwellenlänge werden hier nur für Untersuchungen und zur Charakterisierung des Lasersystems benötigt, da die Photokathode für die Wellenlängen $\lambda > 850$ nm sehr unempfindlich wird (siehe Abbildung 1.2 a.)).

⁷Thorlabs - Hot mirror FM01: durchschnittliche Transmission von $450\,\mathrm{nm} < \lambda < 645\,\mathrm{nm} : > 85\%;$ durchschnittliche Reflexion von $750\,\mathrm{nm} < \lambda < 1200\,\mathrm{nm} : > 90\%$

 $^{^8}$ Thorlabs - ADB10: Material: BK7; Designspektrum: $380\,\mathrm{nm} < \lambda < 2500\,\mathrm{nm}$; Höhe: $10\,\mathrm{mm}$

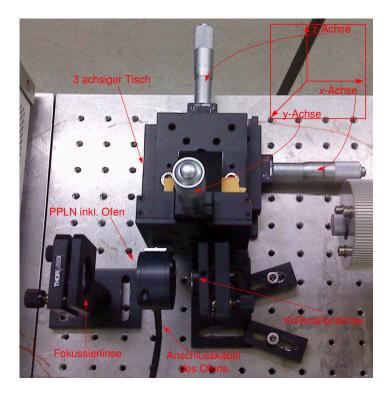


Abbildung 3.3: *PPLN*-Kristall mit Ofen und dreiachsigem Tisch. Von der linken Seite her wird der Strahl der HPD 6110 auf die Sammellinse gerichtet. Zwischen den beiden Linsen sitzt der heizbare *PPLN* Kristall, dessen Lage über den dreiachsigen Tisch optimiert werden kann. Das erzeugte, frequenzverdoppelte Laserlicht wird durch die Linse auf der rechten Seite kollimiert.

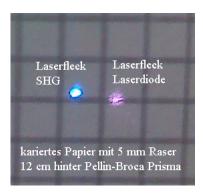


Abbildung 3.4: Mit einer CCD-Kamera aufgenommene Strahlflecke der Fundamentalen (rechts) und der zweiten Harmonischen (links) auf kariertem Papier hinter dem Pellin-Broca-Prisma.

Die HF-Ansteuerung

Da die Erzeugung der Elektronenpulse synchron zur Beschleuniger HF erfolgen soll, wird der dc-Strom 9 des Laserdiodentreibers mit einem HF-Signal überlagert. Die MAMI

⁹dc - direct current

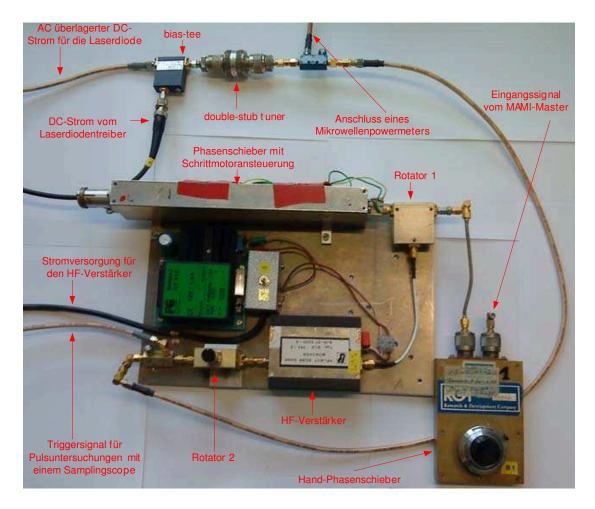


Abbildung 3.5: HF-Ansteuerung der Laserdiode. Das Signal des MAMI-Masters wird durch den HF-Verstärker verstärkt und durch das bias-tee mit dem Strom des Laserdiodentreibers überlagert. Nach dem Verstärker werden Teile der HF-Leistung (-20 dB) über die Richtkoppler für die Triggerung eines Samplingscopes und für ein Powermeter ausgekoppelt. Durch den double-stub Tuner kann die Impedanz so angepasst werden, dass die rückreflektierte Leistung minimal wird.

Frequenz beträgt $\nu_{MAMI} = 2,45\,\mathrm{GHz}$. Der Aufbau der HF-Ansteuerung wird in der Abbildung 3.5 gezeigt und zudem wird noch ein schematischer Aufbau in der Abbildung 3.6 wiedergegeben. Das Signal des MAMI-Masters, typischerweise einige $10\,\mathrm{mW}$, wird auf den Eingang eines Handphasenschiebers gelegt. Mit dem Handphasenschieber kann die Phasenbeziehung zwischen dem Master und dem Lasersystem verändert werden, was bei Pulsuntersuchungen (siehe Kapitel 4.4) unabdinglich ist. Nach dem Handphasenschieber folgt ein Zirkulator, an dem sich noch ein Phasenschieber befindet, der im Rahmen dieser Arbeit nicht genutzt wird. Am Ausgang des Zirkulators befindet sich ein HF-Verstärker¹⁰ mit einer Verstärkung von $V_{HF,Amp} \approx 20\,\mathrm{dB}$ auf den wiederum

¹⁰Helmut Bonn GmbH - BLA 245-2

3 Experimenteller Aufbau

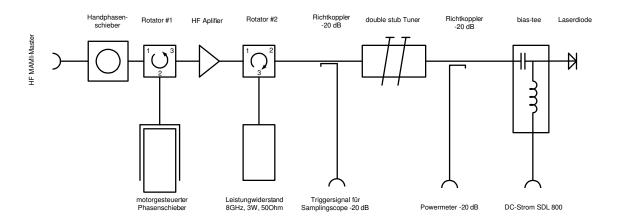


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung der HF-Ansteuerung der Laserdiode. Der Verlauf des HF-Signals erfolgt von links nach rechts.

ein Zirkulator folgt. Dieser Aufbau ist analog auch in optischen MOPA-Systemen 11 zu finden, um die vor dem Verstärker befindlichen Elemente vor rückreflektierter Leistung zu schützen.

Nach dem zweiten Zirkulator wird ein geringer Teil (-20 dB) der HF-Leistung über einen Richtkoppler ausgekoppelt und auf den Triggereingang eines Samplingscopes¹² gelegt. Des Weiteren befindet sich vor dem double-stub Tuner noch ein Richtkoppler an dem ein HF-Powermeter¹³ angeschlossen wird. Die Richtkoppler haben zwei Anschlüsse mit denen einmal die vorlaufende und einmal die rücklaufende Leistung ausgekoppelt werden kann. Im Falle des Triggersignals wird die vorlaufende Leistung und im Falle des Powermeters wird die rücklaufende Leistung ausgekoppelt. Somit kann mit dem HF-Powermeter und dem double-stub Tuner die rückreflektierte Leistung auf ein Minimum eingestellt werden. Über den double-stub Tuner kann die Impedanz der nachfolgenden Elemente so beeinflusst werden, dass annähernd die gesamte HF-Leistung in die Laserdiode gelangt. Das letzte Element vor der Laserdiode ist ein bias-tee, mit dem der Gleichstrom des Laserdiodentreibers mit dem verstärkten HF-Signal überlagert werden kann. Die HF-Seite sowie die dc-Seite sind aufgrund des bias-tee gegeneinander entkoppelt, so dass keines der beiden Signale das andere beeinflussen kann.

 $[\]overline{\ }^{11}MOPA$ - Master Oszillator Power Amplifier

¹²Tektronix Inc. - 7904 Oszilloscope mit 7S11 Sampling unit und Typ S-4 Sampling Head; Bandbreite: 14 GHz; Anstiegszeit: <25 ps

¹³Rhode & Schwarz - Powermeter NRVD mit Diode Power Sensor: Leistungsbereich: 20 nW . . . 500 mW; Frequenzbereich: 10 MHz . . . 18 GHz

3.2 Die Testquelle polarisierter Elektronen am Mainzer Mikrotron

Dieser Abschnitt widmet sich der Testquelle (PKAT) des Mainzer Mikrotrons (MAMI). Um Untersuchungen an Lasern oder den Photokathoden vorzunehmen, wurde ein Nachbau der Quelle polarisierter Elektronen (PKA1) des Beschleunigers angefertigt [Hart97], da es so möglich ist unabhängig vom Beschleunigerbetrieb Untersuchungen vorzunehmen. Der schematische Aufbau der Testquelle ist in der Abbildung 3.7 dargestellt. Eingefärbte Elemente werden in der Legende erläutert. Unterhalb des α -Magneten (rot) wird der Laserstrahl in die Vakuumapparatur eingestrahlt. Innerhalb des, als Beschleunigungsstrecke (hellgrün) markierten, Bereiches befindet sich die Photokathode. Um eine möglichst hohe Lebensdauer der Kathode zu erreichen, ist es unabdinglich, dass dort UHV-Bedingungen¹⁴ herrschen. Der anzustrebende Totaldruck der Quelle beträgt $p < 10^{-11}$ mbar [Stei98].

Die durch Photoemission erzeugten Elektronenpulse werden durch ein an der Elektrode anliegendes elektrisches Potential von $E_{stat} \leq -100\,\mathrm{kV}$ beschleunigt und vom α -Magneten um 270° umgelenkt. An der Position 15 (grau) befinden sich verschiedene Diagnoseinstrumente. Diese Diagnoseinstrumente bestehen aus einem LUMO und einem Faraday-Cup. Hinter der Position 15 folgt ein HF-Resonator (grün), der für Pulsuntersuchungen verwendet wird. Weitere Elemente, die zur Pulsuntersuchung dienen sind ein Toruskondensator (orange) mit davor befindlichem Spalt¹⁵ und ein Channeltron. Vor und nach jedem der genannten Elemente befinden sich Quadrupole (blau) und / oder Solenoide (hellblau) zur Strahlformung. Zur Erzeugung des Vakuums werden Ionen-Getter-Pumpen mit einer Saugleistung von $120\,\mathrm{l/s}$ und NEG-Pumpen eingesetzt, die eine Saugleistung von $500\,\mathrm{l/s}$ haben.

Toruskondensator

Der Toruskondensator stellt ein für den Elektronenstrahl dispersives Element dar und wird in der Abbildung 3.8 dargestellt. Die Oberflächen der beiden Segmente haben einen Abstand von 20 mm und sind toroidal geformt. Der gesamte Toruskondensator ist aus OFHC¹⁶-Kupfer gefertigt. Der Sollbahnradius des Elektronenstrahls beträgt $r_0 = 200\,$ mm [Stef93]. Die Kondensatorplatten werden je auf ein Potential von $\pm 9, 29\,$ kV gelegt. Vor und hinter dem Toruskondensator befinden sich Herzogblenden die zur Begrenzung des Randfeldes dienen [SAB+93]. Des Weiteren gibt es noch einen fahrbaren - aus Wolfram bestehenden - Eintrittsspalt mit dem zeitaufgelöste Messungen¹⁷

 $[\]overline{{}^{14}\text{UHV}}$ - Ultrahochvakuum: $10^{-7} \, mbar$

¹⁵Der Spalt hat eine Höhe von $100 \,\mu\mathrm{m}$ [Rieh06].

¹⁶OFHC - oxygen free high conductive

 $^{^{17}\}mathrm{F\ddot{u}r}$ zeitaufgelöste Messungen wird auch noch ein HF-Resonator benötigt.

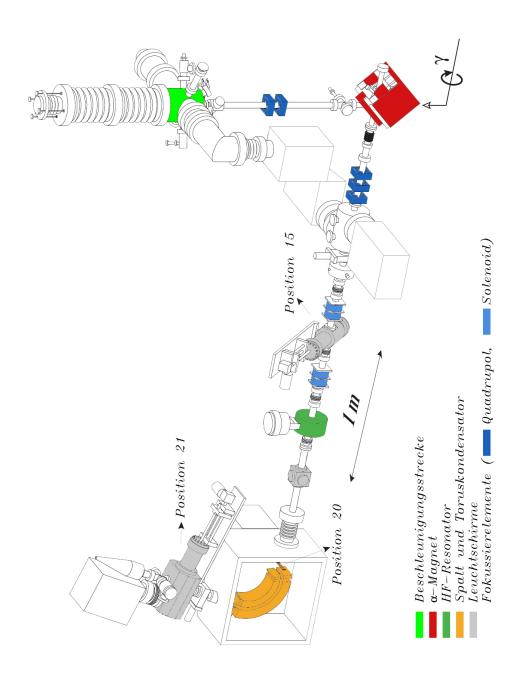


Abbildung 3.7: Schematische Darstellung des Aufbaus der PKAT (mit freundlicher Genehmigung von Dipl. Phy. E. J. Riehn). Durch Photoemission an einer GaAs-Halbleiterkathode, die sich in der Beschleunigungsstrecke befindet, werden Elektronenbunche erzeugt und in Richtung des α -Magnet beschleunigt. Der HF-Resonator und der vor dem Toruskondensator befindliche Spalt eignen sich für zeitaufgelösten Messungen. Alle farbigen Elemente werden in der Legende erläutert.

der Elektronenpulse ermöglicht werden. Die Dispersion des Toruskondensators beträgt $\zeta=6,94\pm0,01\,\frac{\mu\mathrm{m}}{e\mathrm{V}}$ für eine Spannung von $-100\,\mathrm{kV}$ [Hart97]. Ursprünglich wurde dieser Kondensator zur Drehung der Polarisationsrichtung um 90° für zeitaufgelöste Polarisationsmessungen mit einem Mott-Polarimeter angefertigt, was den in der Abbildung 3.8 eingezeichneten Ablenkwinkel von 107,7° erklärt. Für genauere Informationen bezüglich der Polarisationsmessung via Mottstreuung und die Spinpräzession wird auf die Literatur [Stei94, Hart97, BMT59] verwiesen.

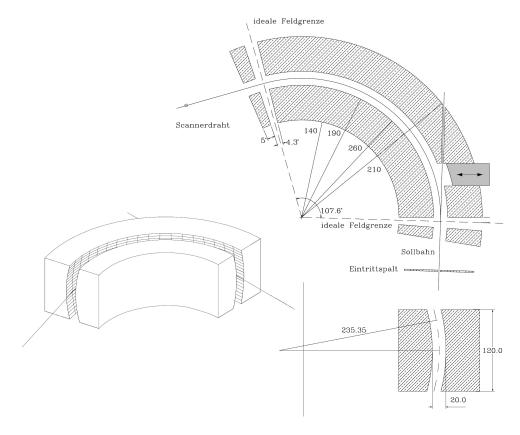


Abbildung 3.8: Technische Zeichnung des Toruskondensators. Der Toruskondensator besteht aus zwei, sich gegenüberliegenden Kreissegmenten, die toroidal geformt sind. Der Abstand zwischen den beiden Segnenten beträgt 20 mm und der Radius der Sollbahn der Elektronen $r_0 = 200$ mm. Die Kondensatorlatten können auf ein Potential von $\pm 9,29$ kV gelegt werden, wobei diese noch für die verschiedenen Beschleunigungsspannungen variiert werden können. Der dunkel schraffierte Teil, kurz hinter der Eingangsblende, ist ein Stopfenmechanismus der den Weg bei ausgeschaltetem Potential frei macht [Hart97].

LUMO

Mit LUMO wird ein Diagnoseschirm bezeichnet, der aus Zinksulfid (ZnS) besteht. Dieser befindet sich u.a. an der Position 15 in der Abbildung 3.7. Beim Auftreffen von

3 Experimenteller Aufbau

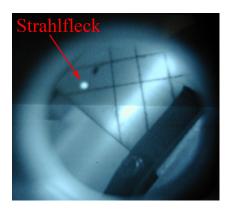


Abbildung 3.9: Erster Elektronenstrahl, der mit dem frequenzverdoppelten Diodenlasersystem erzeugt wurde, auf einem LUMO an der Position 15 der PKAT. Der Strahlfleck des Elektronenstrahls ist am unteren linken Rand des LUMOs zu sehen. Die Aufnahme wurde durch ein Vakuumfenster an dieser Position mit Hilfe einer Kamera gemacht und der Abstand der parallel verlaufenden Linien beträgt 5 mm.

Elektronen entsteht ein Luminiszenzleuchten, welches über eine Kamera beobachtet werden kann. Je nach Strahlstromstärke wird die Luminiszenz stärker oder schwächer. Die Kamera befindet sich außerhalb des Rezipienten und schaut durch ein Vakuumfenster. Zudem wird der LUMO durch eine Halogenlampe beleuchtet, damit die Position und die Größe des Strahls abgeschätzt werden kann. In der Abbildung 3.9 wird der erste Elektronenstrahl gezeigt, der mit dem frequenzverdoppelten Diodenlaser an der PKAT erzeugt wurde. Der Strahlfleck ist in der Mitte links zu sehen. Der langgezogene Strich, der parallel zur Halterung des LUMOs verläuft kommt von der Halogenlampe. Das Raster auf dem LUMO beträgt $5 \times 5 \,$ mm² und somit hat der erzeugte Elektronenstrahl an der Position des LUMOs einen Strahldurchmesser $d < 2 \,$ mm.

HF-Resonator

Die Aufgabe des HF-Resonators ist es, aus einem longitudinalen zeitlichen Verlauf der Elektronenpulse ein transversales örtliches Profil herzustellen. Hierfür werden die Elektronenpulse mit einer Frequenz von $\nu=2,45\,\mathrm{GHz}$ transversal mit einem Winkel von $\alpha=14,9\,\mathrm{mrad}$ abgelenkt [Hart97] und über den Eintrittsspalt des Toruskondensators bewegt. Der Resonator ist zylindrisch aufgebaut und auf den TM_{110} -Mode optimiert. Dieser Mode weist ein transversales Magnetfeld auf, dass den Elektronen einen Impuls senkrecht zur Flugrichtung aufprägt. Die elektrischen und magnetischen Felder der

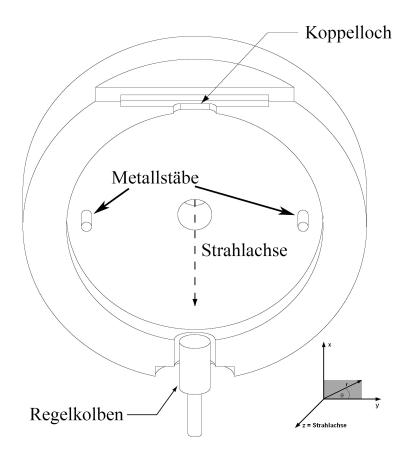


Abbildung 3.10: Technische Zeichnung des HF-Resonators zur Pulsuntersuchung. Über das Koppelloch wird die HF-Leistung eingekoppelt und durch den Regelkolben kann die Verlustleistung / reflektierte Leistung auf ein Minimum geregelt werden. Die beiden Metallstäbe sorgen für eine Unterdrückung unerwünschter Resonatormoden [Hart97].

 TM_{110} -Mode können über die folgenden Zusammenhänge [ES88]

$$E_z = E_0 J_1(k_c r) \sin \theta \cos \omega t$$

$$H_\theta = \frac{E_0}{\chi_{eff}} J_1'(k_c r) \sin \theta \sin \omega t$$

$$H_r = -\frac{E_0}{\chi_{eff}} \frac{J_1(k_c r)}{k_c r} \cos \theta \sin \omega t$$
(3.1)

berechnet werden. E_0 ist die maximale elektrische Feldstärke, $J_1(k_c r)$ ist die Besselfunktion erster Ordnung, k_c ist der cutoff-Wellenvektor, θ ist der Polarwinkel und $\chi_{eff} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}$ ist die effektive Suszeptibilität. Der HF-Resonator hat einen Radius von $r = 7,47\,\mathrm{cm}$ und eine Höhe von $h = 3,14\,\mathrm{cm}$. Die geometrischen Abmessungen ergeben sich aus den Randbedingungen, dass das transversale el. Feld an den Rändern des Resonators verschwinden soll und der Bedingung einer minimalen Verlustleistung.

3 Experimenteller Aufbau

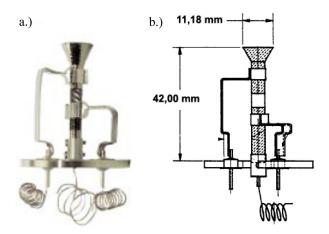


Abbildung 3.11: a.) Bild und b.) Skizze des Channeltrons. An die beiden, an der Oberseite des Glasröhrchens angebrachten, Elektroden kann eine negative Beschleunigungsspannung angelegt werden und das Signal des *CEM* wird über das mittlere Kabel abgeführt [Rieh06].

Der schematische Aufbau des HF-Resonators wird in der Abbildung 3.10 dargestellt. An der Oberseite des Resonators befindet sich ein Koppelloch, durch das die HF eingekoppelt werden kann. Die eingekoppelte HF-Leistung wird durch ein Klystron¹⁸ bereitgestellt, welches das Hochfrequenzsignal des *MAMI*-Master verstärkt. Im Zentrum ist die Eintrittsblende zu sehen, durch die die Elektronenpulse in den Resonator gelangen. Die Metallstäbe, die rechts und links neben der Eintrittsblende angebracht sind, dienen zur Unterdrückung unerwünschter Resonatormoden. Am unteren Ende des HF-Resonators befindet sich ein Regelkolben, mit dem die Verlustleistung / reflektierte Leistung auf ein Minimum geregelt werden kann.

Channeltron

Als Detektor, für die durch den Toruskondensator transmittierten Elektronen, kommt ein Channeltron 19 (channel electron multiplier / CEM) zum Einsatz, welches in der Abbildung 3.11 a.) gezeigt wird. Channeltrons funktionieren ähnlich wie Photomultiplier, mit dem Unterschied, dass beim Photomultiplier die Photonen über eine Photokathode Elektronen erzeugen, die im Falle des Channeltrons schon vorliegen. CEM bestehen meist aus einem Glasröhrchen, hier aus Blei-Silikat-Glas, welches gebogen oder auch gerade gestaltet werden kann. Das Blei-Silikat-Glas wird so hergestellt, dass es bei Auftreffen von Elektronen Sekundärelektronen erzeugt. Diese produzieren bei erneuter Berührung mit der Oberfläche weitere Elektronen. Zwischen Ein- und Ausgang

¹⁸Thomson - TH2404: max. Hochspannung: 7 kV; Eingangsleistung: 37 mW; max. Ausgangsleistung: 2 kW [Weis04]

 $^{^{19}\}mathrm{Detector}$ Technology - Model 2403

wird eine Beschleunigungsspannung²⁰ von einigen kV angelegt, damit die erzeugten Sekundärelektronen zum Ende des CEM fließen, wo sie durch ein Amperemeter gemessen werden können. Eine Öffnung des Glasröhrchens ist trichterförmig und wird als Eingang verwendet. Dies erleichtert den Eintritt in das Channeltron. Da der Strahldurchmesser $< 2\,\mathrm{mm}$ ist (siehe Abbildung 3.9), ist das Channeltron somit leicht zu treffen. Die Abbildung 3.11 b.) zeigt eine Skizze des verwendeten Channeltrons. Hier sind die Höhe $h=42,00\,\mathrm{mm}$ und der Durchmesser der Eintrittsöffnung $d=11,18\,\mathrm{mm}$ angegeben. Zudem sind die Anschlüsse für die Beschleunigungshochspannung (auf der Oberfläche des Glasröhrchens angebracht) und der Abgriff des Detektorsinals (Mitte) zu sehen. Zwischen den Hochspannungsanschlüssen kann eine Spannung von maximal $-3\,\mathrm{kV}$ angelegt werden, wobei der untere Abgriff auf Masse gelegt wird. Der Untergrundstrom bei einer Spannung von 1750 V beträgt weniger als 1 pA und der maximale Ausgangsstrom des Channeltrons beträgt $\approx 2\,\mu\mathrm{A}$. Das gesamte Channeltron befindet sich innerhalb des Vakuumbereiches der PKAT.

3.3 Zeitliche Vermessung der Elektronenpulse

Da das Ziel dieser Arbeit ein gepulster Elektronenstrahl mit Pulslängen < 150 ps ist, wird hier auf das Verfahren eingegangen, mit dem die erzeugten Elektronenpulse untersucht werden. Für die zeitaufgelösten Messungen der Elektronenpulse wird der HF-Resonator (grün), der Spalt (orange) vor dem Toruskondensator und das Channeltron benötigt (Funktionsbeschreibung siehe Abschnitt 3.2). Der schematische Aufbau der zeitaufgelösten Pulsuntersuchung wird in der Abbildung 3.12 verdeutlicht. Von links unten kommend wird der Laserpuls (Funktionsbeschreibung siehe Abschnitt 3.1) in der Nähe des α -Magneten (rot) in den Vakuumbereich der PKAT eingestrahlt. Der Lichttransport geschieht entweder über Prismen oder über einen Lichtwellenleiter. Sobald der Laserpuls auf die Kathode (hellgrün) trifft, werden in ihr Elektronen erzeugt und durch eine Hochspannung beschleunigt. Der α -Magnet lenkt den vertikal verlaufenden Elektronenstrahl um 270° um und der Elektronenstrahl verläuft anschließend in der Horizontalen und durchquert den HF-Resonator (grün). Dieser wird genau wie die Laserdiode mit dem HF-Signal des MAMI-Masters versorgt. Allerdings muss dieses vorher noch durch ein Klystron verstärkt werden. Zwischen α -Magneten und HF-Resonator in der Abbildung 3.12 wird ein Elektronenpaket (Bunch) und dessen zeitliche Elektronenverteilung (schwarz) gezeigt. Die beiden anderen Verteilungen (hellblau) sollen eine mögliche Veränderung in der Phasenbeziehung zwischen dem HF-Resonator und dem Diodenlaser andeuten. Gleiches gilt für den gezeigten Laserpuls, nur dass es sich hier um die zeitliche Photonenverteilung handelt. Die Änderung in der Phasenbeziehung

 $^{^{20}\}mathrm{LeCroy}$ - High Voltage Modul, Model 1461: maximale Ausgangsspannung 3 kV; Kanäle: 12

3 Experimenteller Aufbau

zwischen dem HF-Resonator und der Laserdiode wird über einen Handphasenschieber vorgenommen. Nachdem der Bunch den HF-Resonator durchquert hat, trifft er auf dem Spalt auf, durch den nur ein kleiner Teil transmittieren kann. Eine Änderung in der zeitlichen Phasendifferenz zwischen dem Diodenlaser und dem HF-Resonator verursacht auf dem Spalt eine örtliche Verschiebung des Elektronenpaketes. Somit kann das zeitliche Intensitätsprofil des Bunches untersucht werden. Die transmittierten Elektronen werden in einem Channeltron gesammelt und verstärkt.

Zeitliche Vermessung der Elektronenpulse (schematisch)

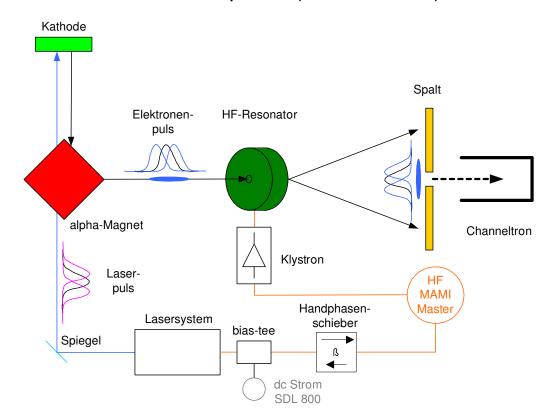


Abbildung 3.12: Schematischer Aufbau der zeitaufgelösten Pulsuntersuchung. Der von links unten Eingestrahlte Laserpuls erzeugt in der Kathode einen Elektronenbunch der durch den α-Magneten von der Vertikalen in die Horizontale gedreht wird. Beim Durchqueren des HF-Resonators wird das zeitliche Profil des Elektronenpulses in ein transversales örtliches Profil umgewandelt. Durch Veränderung der Phasenbeziehung zwischen dem HF-Resonator und dem Lasersystem kann das örtliche Profil über einen Spalt bewegt werden. Hinter dem Spalt sitzt ein CEM als Detektor. Zudem sind noch die für die HF notwendigen Elemente dargestellt.

Bei Phasendifferenzen von $\varphi = 0^{\circ}$, $\varphi = 180^{\circ}$ und $\varphi = 360^{\circ}$ findet keine Ablenkung

des Elektronenbuches durch den HF-Resonator statt. Somit ist zu Beachten, dass beim Verändern der Phasenlage von $\varphi = 0^{\circ}$ bis $\varphi = 360^{\circ}$ ein Bunch zweimal vermessen wird. Hieraus ergeben sich bei der Berechnung des Signal zu Untergrund Verhältnisses sowie der Transmission einige Schwierigkeiten, da zu jeder beliebigen Phase eine Überlagerung der Ströme $I_{el}(\varphi)$ und $I_{el}(\varphi + 180^{\circ})$ vermessen wird. Im Falle des Choppers, der bei MAMI als Ablenkresonator verwendet wird, tritt dies nicht auf (siehe Abbildung 4.20 b.) auf Seite 99). Mit ihm ist es möglich eine ganze Periodendauer zu untersuchen.

Für die Aufnahme eines Pulsprofils wird die Phasendifferenz φ in Schritten der Größe $\Delta \varphi = 6^{\circ}$ geändert, was einer Zeit von $t \simeq 6,802\,\mathrm{ps}$ entspricht, anschließend wird der Strom des Channeltrons elektronisch erfasst. Die Phasendifferenz wird über die Beziehung

$$1^{\circ} \equiv \frac{1}{2,45 \text{GHz} \cdot 360^{\circ}}$$
 (3.2)

in eine Zeit umgerechnet. Die Zeit für eine Periode bei einer Frequenz von $\nu_{MAMI} = 2,45\,\mathrm{GHz}$ entspricht $t \approx 408\,\mathrm{ps}$.

Dieses Verfahren beruht auf der Tatsache, dass es sich um periodische Signale handelt. Hiermit ist es nicht möglich die Pulsstruktur einzelner Pulse zu untersuchen. Dies gilt auch für die gewählte Methode bei der Vermessung der Laserpulse im IR-Bereich des Lichtes mittels schnellem Photodetektor und Samplingscope (siehe Abschnitt 4.1.1).

In diesem Kapitel sind die apparativen Aufbauten (Lasersystem und PKAT) beschrieben worden, mit denen die Experimente des folgenden Kapitels durchgeführt werden. Zu Anfang ist das im Rahmen dieser Arbeit aufgebaute Lasersystem erläutert worden, mit dem Elektronenpulse erzeugt werden sollen, die synchron zur Beschleuniger HF erfolgen. Für dieses System werden zwei Laserdioden auf verschiedene Eigenschaften hin getestet. Die erzeugten Elektronenpulse werden im folgenden Kapitel mit der in Abschnitt 3.3 dargestellten Methode an der in Abschnitt 3.2 gezeigten Elektronenquelle untersucht.

4 Experimente und Ergebnisse

Im vorangegangenen Kapitel wird der Aufbau, mit dem synchron zur Beschleuniger HF gepulste Elektronenstrahlen erzeugt werde sollen, beschrieben. In den folgenden Abschnitten werden die Experimente und deren Ergebnisse, die zu Erreichung der in Kapitel 1.1 beschriebenen Anforderungen durchgeführt werden, dargestellt und diskutiert. Zunächst werden die Eigenschaften der IR-Laserdioden im Hinblick auf die Frequenzverdopplung und die Pulsbarkeit untersucht. Mit dem Lasersystem soll ein möglichst einfaches und störungsfreies System aufgebaut werden, das Laserpulse im sichtbaren Licht mit einer Pulsdauer < 150 ps erzeugt. Um in den Bereich des sichtbaren Lichtes zu gelangen, wird das Licht von IR-Laserdioden ($\lambda_{FUN} = 980$ nm) durch periodisch gepoltes Lithiumniobat (siehe hierzu Abschnitt 2.3) frequenzverdoppelt ($\lambda_{SHG} = 490$ nm). Wegen der angestrebten Einfachheit des Lasers werden auch Experimente mit einer UV-Laserdiode gemacht. Im letzten Teil werden die Merkmale der - mit dem frequenzverdoppelten Laserlicht der IR-Laserdioden oder der UV-Laserdiode erzeugten - Elektronenpulse im Hinblick auf die Anforderungen des MAMI untersucht.

4.1 Charakterisierung der Infrarot-Laserdioden

Dieses Kapitel widmet sich den Eigenschaften der IR-Laserdioden L980P030 und HPD 6110, deren Wellenlänge von $\lambda_{FUN} = 980 \,\mathrm{nm}$ durch Frequenzverdopplung in den Bereich des sichtbaren Lichtes konvertiert werden soll, da die Quantenausbeute der am MAMI eingesetzten Halbleiterkathoden mit abnehmender Wellenlänge steigt (siehe Abbildung 1.2 a.)). Es werden die Kriterien Ausgangsleistung, Fokussierbarkeit, Wellenlänge und Pulsbarkeit untersucht.

Ausgangsleistung

Da die Ausgangsleistung der Frequenzverdopplung quadratisch mit der Leistung der Fundamentalwellenlänge zusammenhänge (siehe Gleichung 2.32) wird hier die Leistung der IR-Laserdioden bestimmt. Für die Frequenzverdopplung wurden zwei verschiedene IR-Laserdioden¹ getestet. Die L980P030 hat eine maximale Ausgangsleis-

¹1. Thorlabs: L980P030; 2. Laser2000: HPD 6110

tung von $P_{max}=30\,\mathrm{mW}$ und die HPD 6110 hat eine maximale Ausgangsleistung von $P_{max}=100\,\mathrm{mW}$. In der Abbildung 4.1 sind die Ausgangsleistungen über den Injektionsstrom für den cw- sowie Pulsbetrieb aufgetragen. Hier deuten die ausgefüllten Symbole die Daten des cw-Betriebes und die offenen Symbole die des Pulsbetriebes an. Im Falle des Pulsbetriebes ist mit "Leistung" die mittlere Leistung und mit "Injektionsstrom" der dc-Strom des Laserdiodentreibers gemeint. Die eingespeiste HF-Leistung wird konstant gelassen. Die HPD 6110 hat nicht nur eine höhere Leistung, sondern auch einen besseren differenziellen Wirkungsgrad η_{diff} . Dieser bezieht sich hier auf die Steigung der Laserleistung oberhalb des Schwellenstromes. Mit der durchgehenden Linie wird der Verlauf der linearen Anpass-Funktion des cw-Betriebes verdeutlicht und die Daten des Pulsbetriebes werden mit der gestrichelt dargestellten Funktion angepasst.

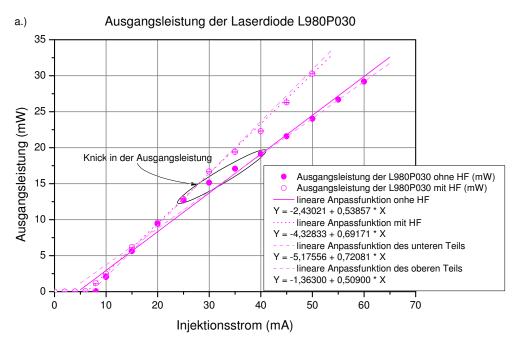
Für die L980P030 ergibt sich der differenzielle Wirkungsgrad von $\eta_{diff,cw}=0,54\pm0,001\,\text{W/A}$ für den cw-Betrieb und im Pulsbetrieb von $\eta_{diff,HF}=0,69\pm0,001\,\text{W/A}$ (siehe Abbildung 4.1 a.)). Im Falle des cw-Betriebes knickt die Ausgangsleistung im Bereich des Injektionsstromes von $25\,\text{mA} < I_{inj} < 40\,\text{mA}$ ab, was zu der Differenz der beiden Wirkungsgrade führt. Dies könnte an einer Modeninstabilität der Laserdiode liegen [Mesc05]. Aus diesem Grund weist die L980P030 zwei Bereiche mit unterschiedlichen differenziellen Wirkungsgraden auf, die in einen unteren Teil mit $\eta_{diff,cw,unten}=0,72\pm0,003\,\text{W/A}$ und in einen oberen Teil mit $\eta_{diff,cw,oben}=0,51\pm0,005\,\text{W/A}$ aufgeteilt wird. Da das gain-switching Auswirkungen auf die Resonatormoden hat, besitzt der Pulsbetrieb keinen Knick.

Der Verlauf der HPD 6110 hingegen ist linear und wird in der Abbildung 4.1 b.) dargestellt. Für den cw-Betrieb ergibt sich der differenzielle Wirkungsgrad zu $\eta_{diff,cw}=1,22\pm0,001\,\text{W/A}$ und im Pulsbetrieb nimmt er einen Wert von $\eta_{diff,HF}=1,18\pm0,001\,\text{W/A}$ an. Es fällt auf, dass sich die differentiellen Wirkungsgrade nicht sonderlich unterscheiden, was an den Eigenschaften der internen Struktur, wie single-mode, MQW und einer kleinen aktiven Zone, der Laserdiode liegen könnte.

Zur Bestimmung der Ausgangsleistung wird die jeweilige Diode in einen Kollimatortubus eingebaut, der sich wiederum in einer "thermisch" entkoppelten Halterung befindet (siehe Abbildung 3.2). In einem Abstand von 5 cm bis 10 cm hinter der Halterung wird die Leistung mit einem Powermeter² aufgenommen.

Die Schwellenstromstärke der L980P030 liegt bei $I_{th} \simeq 5\,\mathrm{mA}$ und ist wesentlich geringer als bei der HPD 6110 deren Schwellenstromstärke bei $I_{th} \simeq 25\,\mathrm{mA}$ liegt. Die Ausgangsleistung der HPD 6110 kann mit dem verwendeten Detektor nicht bis zur maximalen Ausgangsleistung vermessen werden, denn dieser ist nur bis $\sim 80\,\mathrm{mW}$ einsetzbar. Da die Leistung linear vom Injektionsstrom abhängt, können alle weiteren Punkte bis zu einem Injektionsstrom von $I_{inj} = 120\,\mathrm{mA}$ extrapoliert werden.

 $^{^2 \}rm Coherent$ Inc. - Field Master GS: Leistungsbereich: 100 nW - 50 mW; Spektralbereich: 250 nm < $\lambda < 1065 \, \rm nm$



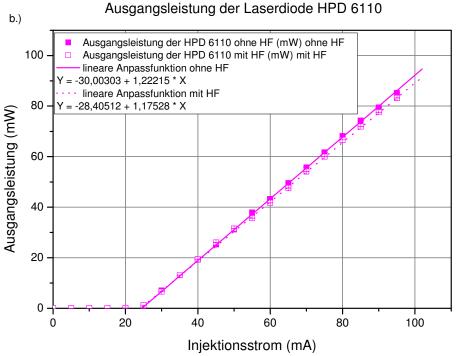


Abbildung 4.1: Ausgangsleistung der Laserdioden im cw- sowie Pulsbetrieb als Funktion des Injektionsstromes für a.) Diode L980P030 und b.) Diode HPD 6110. In a.) ist ein markanter Unterschied in den differentiellen Wirkungsgraden des cw- und Pulsbetriebes zu sehen, was an dem Knick der Ausgangsleistung in Bereich von $25\,\mathrm{mA} < I_{inj} < 40\,\mathrm{mA}$ liegt. Die Ausgangsleistung der HPD 6110 dargegen, dargestellt in b.), weist keinen Unterschied der Wirkungsgrade auf.

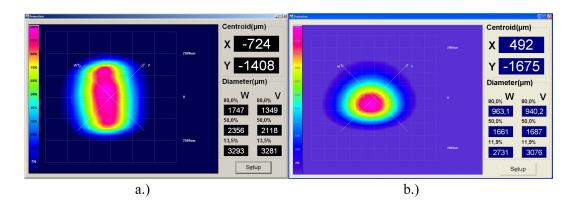


Abbildung 4.2: Strahlbreite hinter dem anamorphen Prismenpaar. a.) verdeutlicht das Strahlprofil der Laserdiode L980P030, hier fällt auf, dass der Astigmatismus durch das anamorphe Prismenpaar nicht behoben werden kann. In b.) ist das Strahlprofil der Laserdiode HPD 6110 annähernd rund, aber dennoch leicht deformiert. Unter "Centroid" wird die Lage des Strahls auf dem Detektor wiedergegeben.

Fokussierbarkeit

Als nächster Punkt wird die Fokussierbarkeit der Laserdioden diskutiert, da diese für eine möglichst hohe Intensität bei geforderter Rayleigh-Länge wichtig ist. Die doppelte Rayleigh-Länge sollte der Kristalllänge des Verdopplerkristalls (1 mm) entsprechen. Ziel ist es herauszufinden, welche der beiden Laserdioden ein besseres Strahlparameterprodukt (siehe Gleichung 4.2) aufweist. Hierfür wird das Strahlprofil der Laserdioden mit einem Beamprofiler³ (Strahlanalysegerät) aufgenommen. Da Laserdioden im Fernfeld ein stark elliptisches Strahlprofil aufweisen, wird dieses mit einem anamorphen Prismenpaar korrigiert. In der Abbildung 4.2 wird das Strahlprofil der Laserdioden hinter dem Prismenpaar gezeigt (a.) Strahlprofil der L980P030 und b.) Strahlprofil der HPD 6110). Es fällt auf, dass der Strahl der L980P030 immer noch elliptisch ist, was auf den großen Unterschied der beiden Divergenzwinkel zurückzuführen ist. Das Profil der Laserdiode HPD 6110 ist zwar nicht vollständig rund, aber es weist eine > 95%-ige Übereinstimmung mit einer gauß'schen Leistungsverteilung auf. Somit ist es nach dem anamorphen Prismenpaar wesentlich "runder" als das Profil der L980P030. Die mit "v" und "w" bezeichneten Achsen in der Abbildung 4.2 und der Tabelle 4.1 sind zwei senkrecht aufeinander stehende Achsen⁴ die um 45° gegenüber der Horizontalen verkippt sind.

Zur optimalen Fokussierung der Laserstrahlung in den PPLN-Kristall wird die Kaustik⁵ der beiden Laserdioden hinter einer Sammellinse mit $f=50\,\mathrm{mm}$ aufgenommen.

 $^{^3} Newport$ Spectra Physics GmbH - KEP-3 SL; Wellenlängebereich: 350 nm - 1100 nm; Leistungsbereich: 10 μW - 1 W

 $^{^4\}mathrm{Je}$ nach Hersteller können die Achsen auch andere Bezeichnungen tragen.

⁵Die Kaustik gibt die Einhüllende des Strahlverlaufes für eine feste Intensität wieder.

memmse mit $j = 50$ mm.			
Eigenschaft	Wert	Wert	Einheit
	L980P030	HPD 6110	
Rohstrahlradius v/w-Achse	1641 / 1647	1538 / 1366	$\mu\mathrm{m}$
Fokusradius v/w-Achse	46 / 56	12 / 15	$\mu\mathrm{m}$
Rayleigh-Länge v/w-Achse	1,41 / 1,71	0,40 / 0,54	mm
Divergenzwinkel v/w-Achse	0,033 / 0,033	0,030 / 0,027	rad
M ² v/w-Achse	4.9 / 5.9	1,2 / 1,3	

Tabelle 4.1: Ergebnisse der Kaustikmessung der beiden Laserdioden hinter einer Sammellinse mit $f = 50 \,\mathrm{mm}$.

Hierzu wird der Beamprofiler auf einem dreiachsigen Tisch montiert und es wird im Abstand von $\Delta z=1\,\mathrm{mm}$ je ein Strahlprofil aufgenommen. Da der radiale Leistungsverlauf von kollimiertem Laserlicht eine stetige Funktion ist - im TEM_{00} -Mode eine Gauß-Funktion - wird der Radius w durch das $\frac{1}{e^2}$ -Kriterium festgelegt [Sieg86]. Dieses Kriterium definiert den Radius auf die Entfernung vom Mittelpunkt, bei der die Leistung auf den $\frac{1}{e^2}$ -ten Teil der maximalen Leistung abgefallen ist. Somit werden 86% der Leistung unterhalb einer Gauß-Funktion erfasst.

Der Verlauf der Kaustik kann über die Funktion

$$w(x) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{x}{z_R}\right)^2} \tag{4.1}$$

berechnet werden. x steht für die Entfernung zwischen dem Fokuspunkt und dem aktuellen Punkt und z_R wird als Rayleigh-Länge bezeichnet. Die Rayleigh-Länge gibt die Entfernung vom Fokuspunkt an, nach der die Strahlquerschnittsfläche auf den doppelten Wert angestiegen ist, der Radius w(z) also gleich $w(z_R) = \sqrt{2}w_0$ ist. Um z_R bestimmen zu können werden der Rohstrahlradius an der Position der Linse, der Fokusradius und die Brennweite der Linse benötigt. Diese Werte können der Tabelle 4.1 entnommen werden.

Die Fokussierbarkeit monochromatischen Lichtes kann über das "Strahlparameterprodukt"

$$\theta w = M^2 \frac{\lambda}{\pi} \tag{4.2}$$

berechnet werden. Hierfür werden der halbe Divergenzwinkel θ , der Fokusradius w_0 und die Wellenlänge λ benötigt, um auf den Strahlpropagationsfaktor M^2 schließen zu können. Im Falle eines gauß'schen Strahls ergibt sich der Strahlpropagationsfaktor zu $M^2 = 1$. Die Divergenzwinkel können mit den Rohstrahlradien vor der Sammellinse und der Brennweite der Linse (f = 50 mm) bestimmt werden und sind in der Tabelle 4.1 aufgelistet.

Werden die Ergebnisse der Fokusradien der beiden Laserdioden miteinander verglichen (siehe Tabelle 4.1), fällt auf, dass die Diode L980P030 einen fünfmal größeren Wert

aufweist als die HPD 6110. Da die frequenzverdoppelte Leistung quadratisch von der Intensität der Fundamentalen abhängt (siehe Gleichung 2.32), ist ein kleiner Fokusradius besser geeignet. Auch die Rayleigh-Länge der L980P030 ist größer als die der HPD 6110. Auf Grund des verwendeten nichtlinearen Kristalls sollte die doppelte Rayleigh-Länge $2z_R=1$ mm betragen und somit fällt die der L980P030 dreimal so groß aus, wohingegen dieses Kriterium von der HPD 6110 eher erfüllt wird. Mit den gemessenen und berechneten Werten ergibt sich der Strahlpropagationsfaktor der Laserdiode L980P030 zu $M^2\approx 5$ und für die Laserdiode HPD 6110 zu $M^2\approx 1,2$, was einem annähernd gauß-förmigen Strahl entspricht.

Wegen der schlechteren Strahlqualität, der geringeren Ausgangsleistung sowie dem nichtlinearen Verlauf der Ausgangsleistung der L980P030 (siehe Abbildung 4.1 a.)) wird für weitere Untersuchungen nur noch die HPD 6110 verwendet. Beide Laserdioden werden von den Vertreibern als "single-mode" deklariert und aus den Datenblättern ist der Unterschied der Strahlqualitäten nicht erkennbar (siehe Datenblätter im Anhang).

Wellenlänge

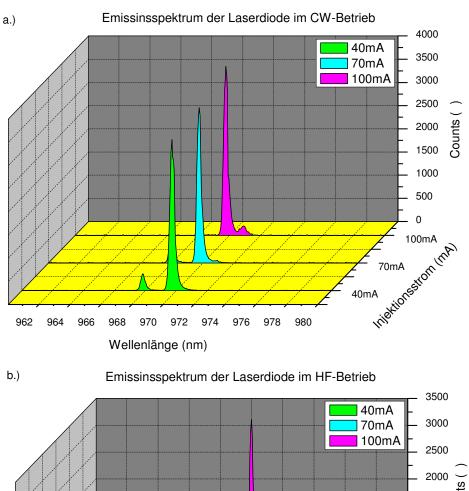
Da die Umwandlungseffizienz des zur Frequenzverdopplung genutzten Kristalls nur innerhalb eines bestimmten Wellenlängenbereiches - durch anpassen seiner Temperatur - optimiert werden kann, wird hier die Emissionswellenlänge der Laserdioden untersucht. Für die Vermessung des Emissionsspektrums der, in einen Kollimatortubus eingebauten, Laserdiode wird ein Spektrometer⁶ der Firma APE GmbH verwendet. Das Spektrum der HPD 6110 wird in der Abbildung 4.3 für drei verschiedene Injektionsströme gezeigt. In a.) werden die Spektren im cw-Betrieb und in b.) werden die Spektren des Pulsbetriebs gezeigt. Das Emissionspektrum der Laserdiode HPD 6110 kann im cw-Betrieb als single-mode beschrieben werden, da bei allen Injektionsströmen nur eine Lasermode anspringt. Im Pulsbetrieb hingegen, der in der Abbildung 4.3 b.) wiedergegeben wird besitzt die Laserdiode HPD 6110 bei niedrigen Injektionsströmen ein breites, aus mehreren Moden bestehendes Spektrum. Die Anzahl der verstärkten Moden nimmt mit zunehmendem Injektionsstrom ab, so dass ab einem gewissen Strom nur noch eine Mode anspringt. Dieser Schwellenstrom im Bezug auf den single-mode-Betrieb steigt mit zunehmender Betriebstemperatur der Laserdiode.

Die Halbwertsbreite (FWHM⁷) des dominierenden Modes der Wellenlänge bei einem Injektionsstrom von $I_{inj}=100\,\mathrm{mA}$ beträgt im cw-Betrieb $\Delta\lambda_{FWHM,cw}=0,65\pm0,004\,\mathrm{nm}$ und im Pulsbetrieb $\Delta\lambda_{FWHM,Puls}=0,66\pm0,004\,\mathrm{nm}$.

Werden die drei Spektren des Pulsbetriebes (siehe Abbildung 4.3 b.)) verglichen, so fällt auf, dass sich der dominierende Mode mit zunehmendem Injektionsstrom zu

⁶APE GmbH - Wave Scan; Spektralbereich: 500 nm - 1100 nm

⁷FWHM: full width @ half maximum



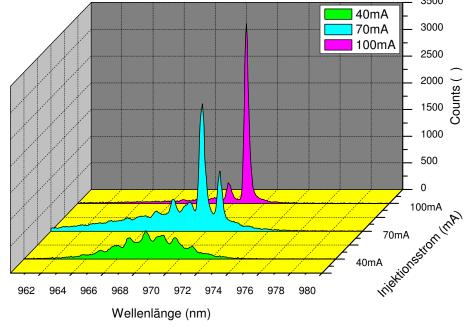


Abbildung 4.3: Wellenlänge als Funktion des Injektionsstromes. a.) zeigt das Emissionsspektrum im cw-Betrieb. Hier ist, für die unterschiedlichen Injektionsströme, je nur ein dominierender Mode zu sehen. In b.) hingengen, wo der HF-Betrieb gezeigt wird, besteht das Spektrum im Bereich kleiner Injektionsströme aus mehreren, sich überlagenden Moden.

größeren Wellenlängen verschiebt.

Da der verwendete periodisch gepolte, nichtlineare Verdopplerkristall einen begrenzten Akzeptanzbereich aufweist und die Konversionseffizienz von der Wellenlänge abhängt, ist eine möglichst schmalbandige Fundamentalwellenlänge anzustreben. Ein weiterer Grund für eine single-mode Laserdiode ist, dass die Ausgangsleistung der SHG quadratisch mit der Leistung der Fundamentalen steigt (siehe Gleichung 2.32) und somit die Leistung auf einen engen Wellenlängenbereich konzentriert sein sollte. Die Modenstruktur der Fundamentalwelle ist im Spektrum der SHG wiederzufinden, was in der Abbildung 4.8 zu sehen ist.

Laserdiode im Pulsbetrieb

Die mit dem Lasersystem erzeugten Elektronenpulse sollen auf die MAMI-Betriebsfrequenz von 2,45 GHz synchronisiert werden. Hierzu wird die Pulsbarkeit der Laserdiode genauer betrachtet. Der Mechanismus des gain-switching, der zum Pulsen der Dioden verwendet wird, wird in Abschnitt 2.1 (siehe Seite 16)beschrieben.

Die Laserdiode HPD 6110 befinden sich in der zu Anfang beschriebenen, zur Kollimation verwendeten, Halterung (siehe auch Abbildung 3.2). Anschließend wird das Strahlprofil durch ein anamorphes Pismenpaar korrigiert und über einen Faserkoppler in eine Glasfaser eingespeist. Das andere Ende des Lichtwellenleiters wird an einen schnellen Photodetektor⁸ angeschlossen. Dieser Photodetektor wird mit einem Samplingscope⁹ ausgelesen. In der Abbildung 4.4 wird ein solches Oszillogramm dargestellt. Zu sehen ist der zeitliche Intensitätsverlauf der Pulse bei einem Injektionsstrom von 120 mA. Die Skalierung der x-Achse ist $100 \, \mathrm{ps}/\mathrm{DIV}$ und die Skalierung der y-Achse ist $10 \, \mathrm{mV}/\mathrm{DIV}$. Aufgrund der Bandlücke der Photokathoden können die Laserpulse der IR-Laserdioden (980 nm) nur mit einem Photodetektor und einem Samplingscope aber nicht mit der PKAT oder der PKA1 vermessen werden. Die frequenzverdoppelten Laserpulse (490 nm) hingegen können wegen der niedrigen Leistung und der geringen Empfindlichkeit des Photodetektors nur mit einer Elektronenquelle (PKAT oder PKA1) untersucht werden.

Nach dem Hauptpuls folgen zwei Nebenpulse, deren Amplitude schnell abnimmt. Das Amplitudenverhältnis des ersten und zweiten Pulses beträgt, für den in der Abbildung 4.4 gezeigten Fall, $V_{1./2.}=8,08$. Aufgrund der Frequenzverdopplung wird der zweite Puls, durch die quadratische Abhängigkeit von der Fundamentalleistung, noch weiter unterdrückt. In den in Abschnitt 4.4.1 dargestellten Ergebnissen ist dieser zweite Puls

⁸ new focus - Model 1434: Bandbreite: 25 GHz; Anstiegszeit: 14 ps; Sättigungsleistung: 8 mW; Wellenlängenbereich: 500 nm - 1630 nm

 $^{^9}$ Tektronix Inc. - 7904 Oszilloscope mit 7S11 Sampling Unit und Typ S-4 Sampling Head: Bandbreite: 14 GHz ; Anstiegszeit: $<\!25$ ps

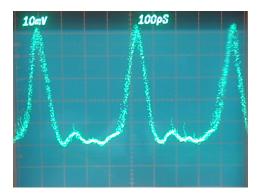


Abbildung 4.4: Oszillogramm der Pulsvermessung bei einem Injektionsstrom von $120\,\mathrm{mA}$. Es werden drei aufeinander folgende Pulse der Laserdiode HPD 6110 gezeigt. Nach dem Hauptpuls folgen noch zwei weitere Pulse deren Amplitude rasch abnimmt. x-Achse: $100\,\mathrm{ps/DIV}$; y-Achse: $10\,\mathrm{mV/DIV}$

elektronisch nicht erkennbar.

In der Tabelle 4.2 werden die Pulsbreiten für verschieden Injektionsströme wiedergegeben und in der Abbildung 4.5 dargestellt. Diese Pulsbreiten werden durch Anpassen einer Gauß-Funktion mit Untergrund an die Messdaten des Samplingscopes berechnet. Laut [Tech] muss allerdings bei sehr kurzen Pulsen die Halbwertsbreite des Photodetektors und des Oszilloskopes beachtet werden. Diese Halbwertsbreiten können über den Zusammenhang $FWHM \approx \frac{0.44}{\nu}$ angenähert werden, wobei ν für die Bandbreite steht. Für den Photodetektor ergibt sich somit eine Halbwertsbreite von $FWHM_{Detektor} \approx 17,60\,\mathrm{ps}$ und für das Samplingscope von $FWHM_{Oszi} \approx 31,43\,\mathrm{ps}$. Die gemessene Pulsbreite ergibt sich zu

$$FWHM_{Fit} = \sqrt{(FWHM_{Detektor})^2 + (FWHM_{Oszi})^2 + (FWHM_{Puls})^2}.$$
 (4.3)

Der Index Detektor, Oszi und Puls steht respektive für den Photodetektor, das Samplingscope und den Laserpuls. Da die Steckerverbindung zwischen Detektor und Samplingscope auch einen Anteil zur Gesamtbandbreite beitragt, wird die Bandbreite des Samplingscopes auf $\nu_{Oszi} \approx 8\,\mathrm{GHz}$ abgeschätzt und für die Halbwertsbreite folgt $FWHM_{Oszi} \approx 55,00\,\mathrm{ps}$. Die Halbwertsbreiten der Laserpulse im Bezug auf diese Abschätzung werden mit offenen Symbolen in der Abbildung 4.5 dargestellt und stehen in der rechten Spalte der Tabelle 4.2. Die korrigierten Halbwertszeiten - beruhend auf der durch den Hersteller angegebenen Bandbreite - werden in der Abbildung 4.5 durch die offenen Symbole mit einem Kreuz angedeutet.

Bis zu einem Injektionsstrom von 110 mA ist eine klare Abnahme der Halbwertsbreite zu erkennen. Der letzte Punkt bei einem Injektionsstrom von 120 mA sticht jedoch heraus, da er oberhalb des zu erwartenden Wertes liegt. In den Messungen der Pulsdauer der Elektronenpulse der Frequenzverdopplung (siehe Abbildung 4.13 b.) auf Seite 88) ist

Tabelle 4.2: Halbwertsbreiten der Pulse der Laserdiode HPD 6110

Injektionsstrom (mA)	FWHM (ps) (Fit)	FWHM (ps)
50	$89,068 \pm 1,777$	$67,811 \pm 1,353$
60	$97,596 \pm 2,171$	$65,866 \pm 1,633$
70	$87,417 \pm 2,903$	$65,627 \pm 2,180$
80	$80,392 \pm 1,238$	$55,929 \pm 0,861$
90	$78,144 \pm 1,255$	$52,647 \pm 0,845$
100	$77,100 \pm 1,191$	$51,084 \pm 0,790$
110	$74,270 \pm 1,180$	$46,703 \pm 0,742$
120	$81,203 \pm 1,131$	$57,090 \pm 0,922$

Halbwertsbreiten der Laserdiode HPD 6110

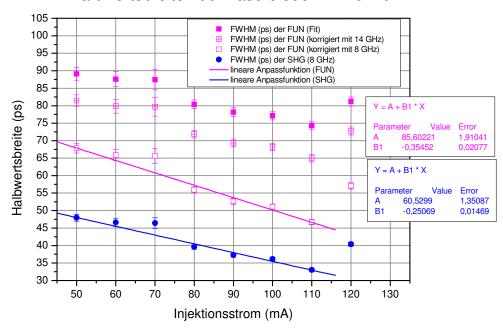


Abbildung 4.5: Verlauf der Halbwertsbreiten der Laserdiodenpulse für verschiedene Injektionsströme. Die ausgefüllten, rechteckigen Datenpunkte geben die Halbwertsbreiten der Oszillogramme wieder und die offenen, rechteckigen Symbole verdeutlichen die korrigierten Werte. Zudem wird mit den runden Zeichen eine Abschätzung der möglichen Pulsbreite der frequenzverdoppelten Pulse wiedergegeben.

dieses Verhalten nicht zu erkennen. Die linearen Anpass-Funktionen in der Abbildung 4.5 b.) sind empirisch ermittelt. Zudem sind die zu erreichenden Pulshalbwertsbreiten der SHG in der Abbildung 4.5 b.) eingetragen. Für die Berechnung der Pulsdauern wurden die ermittelten Werte mit $\sqrt{2}$ dividiert. Dies folgt aus dem Verhältnis einer Gauß-Funktion zu ihrem Quadrat. Die Gauß-Funktion und das Quadrat dieser seien wie folgt definiert:

$$f(x) = Ae^{-b\left(\frac{x-x_0}{w}\right)^2} \tag{4.4}$$

$$f^{2}(x) = A^{2}e^{-2b\left(\frac{x-x_{0}}{w}\right)^{2}}$$
(4.5)

Wird nun für f(x) = 0.5A angesetzt, so folgt für den Parameter x:

$$x^{(1)} = 2\sqrt{|2w^2 \frac{\ln(0,5)}{-b}|} + x_0$$
$$x^{(2)} = 2\sqrt{|2w^2 \frac{\ln(0,5)}{-2b}|} + x_0$$

Somit folgt für den Quotienten $\frac{x^{(1)}}{x^{(2)}} = \frac{\sqrt{|\frac{\ln(0,5)}{-b}|}}{\sqrt{|\frac{\ln(0,5)}{-2b}|}} = \sqrt{2}$. Mit dieser Abschätzung könnten Elektronenpulse mit einer Halbwertsbreite von $FWHM < 50\,\mathrm{ps}$ erreicht werden. Die Akzeptanz des Beschleunigers liegt dank des 2f-Bunchers bei $150\,\mathrm{ps}$ [Shve96]. Wie in der Abbildung 4.13 b.) auf Seite 88 ersichtlich wird, liegen die abgeschätzten Halbwertsbreiten nahe bei den vermessenen. Dies bekräftigt die Abschätzung der Halbwertsbreite des Samplingscopes von $\nu_{Oszi} \approx 8\,\mathrm{GHz}$.

Sollte diese Abschätzung nicht genügen, so kann die Halbwertsbreite des Detektorsystems, bestehend aus Detektor, Steckerverbindung und Samplingscope, beispielsweise mit einem Femtosekunden-Laser¹⁰ bestimmt werden. Die auf dem Samplingscope dargestellten Pulshalbwertsbreiten entsprechen dann der Halbwertsbreite des Detektorsystems.

In der Abbildung 4.6 wird neben den Leistungen¹¹ im AC- und DC-Betrieb das AC/DC Verhältnis der Ausgangsleistung der IR-Laserdiode verdeutlicht, welche über den Injektionsstrom aufgetragen werden. Die dargestellten Ergebnisse werden mit dem gleichen Aufbau wie zu Angang des Abschnittes beschrieben gewonnen. Die Abbildung 4.6 ist in drei Teile unterteilt, die durch die markierten Messbereichsänderungen des Oszilloskopes verursacht werden. Nach jedem Umschalten des Messbereiches sinkt das AC/DC-Verhälnis ab und nimmt anschließend wieder Werte im Bereich von ≈ 5 an. Im Mittel ist die Leistung im Pulsbetrieb fünfmal größer als im cw-Betrieb.

 $^{^{10}\}mathrm{Coherent~GmbH}$ - MIRA 900: Pulsdauer $<200\,\mathrm{fs}$

¹¹Mit Leistung ist hier die max. Spannung (mV) am Ausgang des Photodetektors gemeint, die auf dem Schirm des Oszilloskopes abgelesen wird, da diese proportional zur Leistung ist.

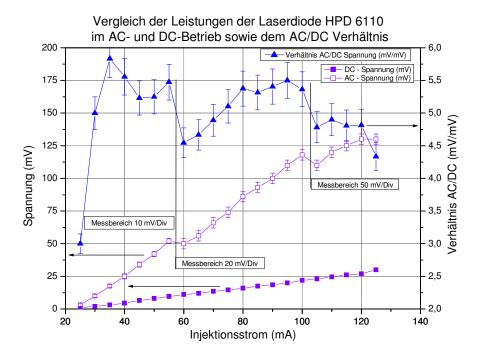


Abbildung 4.6: Gezeigt wird das cw- / Pulsleistungsverhältnis der HPD 6110. Desweiteren sind die Leistungen der beiden Betriebsmodi eingetragen. Die Abbildung wird durch Messbereichsänderungen in drei Teile unterteilt und das gemittelte cw- / Pulsleistungsverhältnis ist ≈ 5 .

4.2 Erzeugung der Frequenzkonversion der Infrarot-Laserdiode

In diesem Kapitel werden einige ausgewählte Eigenschaften der Frequenzkonversion der verwendeten IR-Laserdiode betrachtet und diskutiert. Die Frequenzverdopplung wird nur mit der Laserdiode HPD 6110 durchgeführt, was aufgrund ihrer höheren Ausgangsleistung (siehe Abbildung 4.1) und ihrer besseren Fokussierbarkeit (siehe Tabelle 4.1) geschieht. Der Grund für die Frequenzverdopplung von Infrarot-Laserdioden liegt in der wellenlängenabhängigen Quanteneffizienz der GaAs Halbleiterkathoden (siehe Abbildung 1.2 a.)), sowie in der damit verbundenen höheren Lebensdauer τ . Werte wie die injektionsstromabhängige Ausgangsleistung, die Konversionseffizienz und die Wellenlänge werden untersucht. Aufgrund der Wellenlänge der zweiten Harmonischen sind keine lichtoptischen Pulsuntersuchungen möglich. Diese werden in dieser Arbeit mit elektronenoptischen Methoden (siehe Kapitel 3.3) durchgeführt.

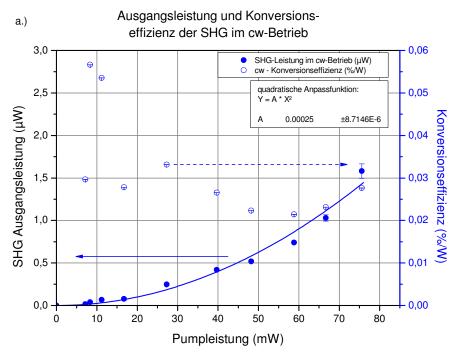
Ausgangsleistung der Frequenzkonversion

Damit das hier aufgebaute Lasersystem am MAMI eingesetzt werden kann, muss damit mindestens ein Elektronenstrom von $I_{el}\approx 20\,\mu\mathrm{A}$ erzeugbar sein. Abhängig vom schon extrahierten Strom und dem Alter der Kathode, sowie der Qualität des Vakuums sind hierfür Leistungen im sichtbaren Bereich des Lichtes von $P>400\,\mu\mathrm{W}$ notwendig (siehe Abschnitt 4.4.2 auf der Seite 93). Für die Bestimmung der Ausgangsleistung der Frequenzkonversion wird der in der Abbildung 3.1 gezeigte Aufbau des Lasersystems verwendet. Hinter dem Pellin-Broca-Prisma wird ein Powermeter positioniert, welches gegen das Umgebungslicht abgeschirmt wird. In der Versuchsreihe wird die Temperatur des PPLN für einen Injektionsstrom von $I_{inj}=110\,\mathrm{mA}$ auf maximale Ausgangsleistung optimiert. Diese liegt bei $T_{PPLN}=45,5^{\circ}C$. Anschließend wird zwischen dem anamorphen Prismenpaar und der Sammellinse ein einstellbarer Abschwächer eingebaut, um die Pumpleistung stufenlos variieren zu können. In der Abbildung 4.7 werden in a.) die Ergebnisse des cw- und in b.) die Ergebnisse des Pulsbetriebes wiedergegeben. Die Ausgangsleistungen werden mit ausgefüllten Punkten und die Konversionseffizienzen mit offenen Punkten verdeutlicht.

In der Abbildung 4.7 a.) wird an die Messdaten eine quadratische Funktion der Form $P_{SHG} = \eta_{SHG} \cdot P_{FUN}^2$ angepasst. Es wird ersichtlich, dass die Messwerte deutlich um diese Funktion herum verteilt liegen, was auf Modeninstabilitäten der Laserdiode zurückzuführen ist. Hierdurch springt die Wellenlänge und da die Temperatur des PPLN nur auf eine bestimmte Wellenlänge optimiert wird, ändert sich auch die Konversionseffizienz. Das Mittel der Konversionseffizienz liegt bei $\eta_{SHG,cw} \simeq 0,025 \pm 0,001 \%$ /w. Die Einheit der Konversionseffizienz η_{SHG} wird in %/w angegeben, da die Frequenzverdoppelte Leistung P_{SHG} eine quadratische Abhängigkeit der Fundamentalleistung P_{FUN} aufweist (siehe Gleichung 2.32).

Die Abbildung 4.7 b.) zeigt die Ergebnisse der Ausgangsleistung der Frequenzkonversion im HF-Betrieb. Auch hier wurde eine quadratische Funktion an die Messpunkte angepasst. Im Gegensatz zu Abbildung 4.7 a.) liegen die Messdaten auf der Anpass-Funktion und somit ist auch die Schwankung in der Konversionseffizienz geringer als im cw-Betrieb. Es ist möglich, dass die Überlagerung der Hochfrequenz eine stabilisierende Wirkung auf die Moden der Laserdiode hat. Hier ergibt sich die mittlere Konversionseffizienz zu $\eta_{SHG,HF} \simeq 0.044 \pm 0.001$ %/w.

Werden die Ausgangsleistungen verglichen, so fällt auf, dass die Leistung im HF-Betrieb doppelt so groß ist wie im cw-Betrieb. Für eine Pumpleistung von $P_{FUN} = 66,7\,\text{mW}$ wird im cw-Betrieb eine Leistung von $P_{SHG,cw} = 1,03\pm0,04\,\mu\text{W}$ und im HF-Betrieb von $P_{SHG,HF} = 1,93\pm0,06\,\mu\text{W}$ gemessen. Aufgrund des Zusammenspiels zwischen der Pulsleistung (siehe Abbildung 4.6) und dem Puls / Pulspause Verhältnis, müsste diese aber fünfmal so groß ausfallen wie die Ausgangsleistung im cw-Betrieb,



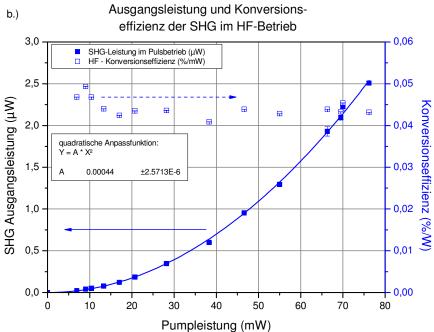


Abbildung 4.7: Darstellung der Ausgangsleistung und der Konversionseffizienz der Frequenzverdopplung. a.) zeigt die Ausgangsleistung im cw-Betrieb und b.) verdeutlicht die Ausgangsleistung im HF-Betrieb mit dazugehörigen Konversionseffizienzen. Die Ausgangsleistung im HF-Betrieb zeigt eine eindeutigere quadratische Abhängigkeit von der Pumpleistung im Gegensatz zum cw-Betrieb, was an der Übereinstimmung der Messwerte mit der quadratischen Funktion zu erkennen ist.

da in beiden Fällen die mittlere Leistung gemessen wird¹². Die Differenz kann auf die unterschiedlichen Wellenlängen im cw- und Pulsbetrieb zurückgeführt werden, da die Temperatur des PPLN auf die cw-Wellenlänge optimiert wurde.

Mit einem Injektionsstrom von $I_{inj}=120\,\mathrm{mA}$, eingeschalteter HF und abgestimmter Temperatur des Verdopplerkristalls kann eine Ausgangsleistung von $P_{SHG,HF}=7,51\pm0,67\,\mu\mathrm{W}$ erreicht werden, was einer Konversionseffizienz von $\eta_{SHG,HF}\simeq0,083\,\%/\mathrm{W}$ entspricht.

Wellenlänge der Frequenzkonversion

Die Untersuchung des Emissionsspektrums der Oberwelle kann nicht mit dem Spektrometer der Firma APE GmbH durchgeführt werden, da dieses nur bis zu einer Wellenlänge von $\lambda=500\,\mathrm{nm}$ verwendet werden kann. Aus diesem Grund wird auf einen Monochromator der Firma Jobin Yvon¹³ zurückgegriffen. Hinter dem Austrittsspalt wird ein Photodetektor¹⁴ positioniert, dessen auf das Maximum normierte Signal die Emissionsspektren liefert, die in der Abbildung 4.8 für verschiedene Injektionsströme der HPD 6110 dargestellt sind. Für die Erzeugung der zweiten Harmonischen wird der in der Abbildung 3.1 gezeigte Aufbau verwendet.

In der Abbildung 4.8 ist zu erkennen, dass das Spektrum der SHG bei kleinen Injektionsströmen der HPD 6110 mehrere Moden aufweist, wie das auch im Spektrum der Laserdiode der Fall ist (siehe Abbildung 4.3). Allerdings werden, durch die begrenzte Akzeptanz des *PPLN*-Kristalls, nicht alle Moden der Fundamentalen auch frequenzverdoppelt. Mit zunehmendem Injektionsstrom begrenzt sich das Emissionsspektrum auf eine einzelne Wellenlänge. Durch die quadratische Abhängigkeit der Oberwellenleistung von der Fundamentalleistung werden die Nebenmoden der Laserdiode schnell unterdrückt.

Die Halbwertsbreite der Wellenlänge bei einem Injektionsstrom von $I_{inj}=100\,\mathrm{mA}$ beträgt im Pulsbetrieb $\Delta\lambda_{FWHM,Puls}=0,83\pm0,003\,\mathrm{nm}$ und ist somit etwas breiter als die Halbwertsbreite der HPD 6110 (siehe Abschnitt 4.1 auf der Seite 68). Zudem wird in der Abbildung 4.8 ersichtlich, dass sich die Zentralwellenlänge mit zunehmendem Injektionsstrom von $\lambda_{SHG,50mA}\approx483\,\mathrm{nm}$ nach $\lambda_{SHG,110mA}\approx485\,\mathrm{nm}$ verschiebt. Dies kann auf einen Wellenlängendrift der Laserdiode HPD 6110 zurückgeführt werden (siehe Abbildung 4.3).

¹²Eine Leistungserhöhung der FUN um den Faktor 5 verursacht eine Steigerung der Leistung der SHG um den Faktor 25, was auf die quadratische Abhängigkeit der SHG von der FUN zurückzuführen ist (siehe Gl. 2.32). Durch das Pulsen der Laserdiode ist nur in einem Fünftel des MAMI Zeitintervalls von 408 ps Intensität vorhanden und die Steigerung der SHG-Leistung reduziert sich auch das fünffache des cw-Betriebes.

 $^{^{13} \}rm Jobin \; Yvon$ - HR250 M: Wellenlängenbereich: $340 \, \rm nm \; bis \; 1200 \, nm$

 $^{^{14}\}mathrm{Thorlabs}$ - DET 110: high-speed Si Detektor; Wellenlängebereich: 350 nm bis 1100 nm

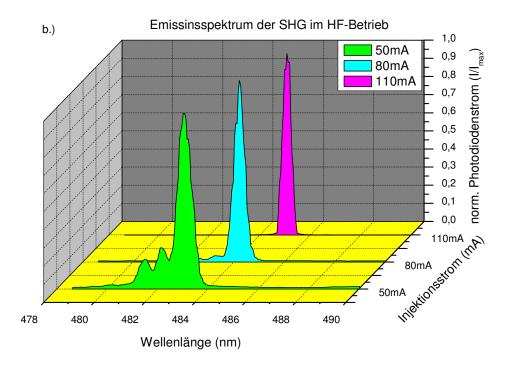


Abbildung 4.8: Wellenlänge der SHG für verschiedene Injektionsströme der Laserdiode HPD 6110. Die Struktur des Spektrums besteht bei kleinen Injektionsströmen aus mehreren Moden. Dies ändert sich mit zunehmendem Strom, bis nur noch eine Mode umgewandelt wird.

Schlussfolgerungen aus Kapitel 4.1 und 4.2

In der Tabelle 4.3 werden die für den Einsatz am MAMI wichtigen Parameter des Lasersystems zusammengefasst. Die Pulsdauer der IR-Laserdiode liegt innerhalb des vom MAMI akzeptierten Zeitbereiches von $< 150\,\mathrm{ps}$ und somit wird auch erwartet, dass die frequenzverdoppelten Laserpulse diesem Kriterium entsprechen. Allerdings fällt die Ausgangsleistung der zweiten Harmonischen zu niedrig aus, um einen Elektronenstrom von $I_{el} \approx 20\,\mu A$ erzeugen zu können. Aus diesem Grund wurden Recherschen zu komerziell erhältlichen Ultraviolett-Laserdioden angestellt. Im nachfolgenden Kapitel wird die Eignung der ausgesuchten UV-Laserdiode überprüft.

Tabelle 4.3: Zusammenfassung der Parameter des Lasersystems

Eigenschaft	Wert	Einheit
Wellenlänge der SHG	< 490	nm
Pulshalbwertsbreite der FUN	< 70	ps
Ausgangsleistung der SHG	< 10	μW
Pulswiederholfrequenz	2,45	GHz

4.3 Charakterisierung der Ultraviolett-Laserdiode

Dieses Kapitel widmet sich einer UV-Laserdiode die im Laufe dieser Arbeit ausgesucht wurde, da die Ausgangsleistung der Frequenzverdopplung für einen Strahlbetrieb am MAMI nicht ausreichend ist. Ebenso wie bei den Infrarot-Laserdioden (siehe Kapitel 4.1) werden hier Eigenschaften wie die Ausgangsleistung, die Wellenlänge und die Fokussierbarkeit betrachtet. In Kapitel 4.2 wurde bereits erwähnt, dass aufgrund der Wellenlänge keine lichtoptischen Pulsuntersuchungen möglich sind und deswegen werden diese mit einer elektronenoptischen Methode (siehe Kapitel 3.3) durchgeführt.

Ausgangsleistung

Um die geringe Ausgangsleistung nach der Frequenzverdopplung (siehe Abschnitt 4.2) zu umgehen wird eine Laserdiode¹⁵ mit einer Wellenlänge von $\lambda_{UV}=406\,\mathrm{nm}$ beschafft. Die vom Injektionsstrom abhängige Ausgangsleistung wird in kurzem Abstand hinter einem Kollimator mit einem Powermeter im cw- und im Pulsbetrieb gemessen und in der Abbildung 4.9 wiedergegeben. Unterhalb des Schwellenstromes von $I_{th,cw}\approx 27\,\mathrm{mA}$ bzw. $I_{th,puls}\approx 26\,\mathrm{mA}$ überwiegt die spontane Emission und die Ausgangsleistung steigt nur langsam mit dem Strom. Oberhalb des Schwellenstromes besitzt die Laserdiode einen differenziellen Wirkungsgrad von $\eta_{diff,cw}=0,99\pm0,001\,\mathrm{W/A}$ bzw. $\eta_{diff,puls}=0,96\pm0,001\,\mathrm{W/A}$. Es fällt auf, dass mit eingeschalteter HF die Ausgangsleistung im Gegensatz zum cw-Betrieb leicht erhöht ist. Dadurch verschiebt sich der Schwellenstrom gering zu kleineren Werten und der differenzielle Wirkungsgrad wird verringert, da die HF-Leistung mit steigendem Injektionsstrom einen immer geringeren Einfluss auf die Ausgangsleistung der Laserdiode hat.

Da die UV-Laserdiode hier im gleichen Kollimatortubus - der für den roten und nahinfraroten Spektralbereich vergütet ist - verbaut wird wie die IR-Laserdioden, wird mit erhöhten Reflexionsverlusten gerechnet. Aus diesem Grund wird die Ausgangsleistung nur bis ca. 15 mW bestimmt. Die Vermessung der Leistung erfolgt deswegen inklusive des Kollimators, da dieser für alle weiteren Experimente benutzt wird.

Wegen der größeren Ausgangsleistung der UV-Laserdiode im Vergleich zur Frequenzverdopplung muss diese abgeschwächt werden, um den Elektronenstrom an der PKAT zu begrenzen. Damit die Hochspannung im Quellenraum nicht für jeden Messpunkt anund ausgeschaltet werden muss, um den Abschwächer zu verstellen, wird die Laserdiode im Laserlabor aufgebaut und der Strahltransport zur PKAT wird mit einer Glasfaser¹⁶ realisiert. Die Glasfaser ist für einen Wellenlängenbereich von $400\,\mathrm{nm} < \lambda < 525\,\mathrm{nm}$ ausgelegt und hat die in der Tabelle 4.4 aufgeführten Eigenschaften. Typischerweise

 $^{^{15}\}mathrm{Sharp}$ - GH04020A2GE: Wellenlänge: 406 nm; maximale Ausgangsleistung: 20 mW

 $^{^{16}}$ Thorlabs - P1-405A-FC-5: Länge: 5 m; Anschluss: FC/PC; Akzeptanzwellenlänge: 400 nm $<\lambda<525\,\mathrm{nm}$

Ausgangsleistung der Laserdiode GH04020A2GE

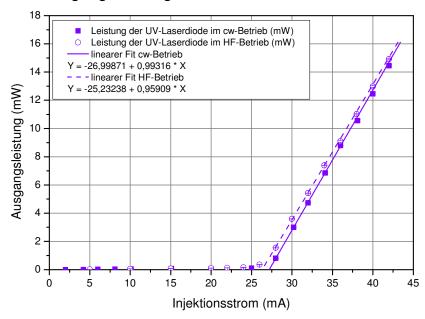


Abbildung 4.9: Über den Injektionsstrom aufgetragene Ausgangsleistung der Laserdiode GH04020A2GE für den cw- und Pulsbetrieb. Die Schwellenströme des cw- und Pulsbetriebes unterscheiden sich kaum und auch die differenziellen Wirkungsgrade weisen nur einen geringen Unterschied auf. Im Falle des Pulsbetriebes ist die Ausgangsleistung bei geringen Injektionsströmen oberhalb des Schwellenstromes größer als im cw-Betrieb. Die Differenz der beiden Ausgangsleistung wird mit zunehmendem Injektionsstrom immer geringer.

funktionieren diese Glasfasern ca. 100 nm oberhalb der cutoff-Wellenlänge und sind laut Hersteller ab $\lambda=405\,\mathrm{nm}$ einsetzbar. Unterhalb der cutoff-Wellenlänge können sich mehrere Moden im Lichtwellenleiter ausbreiten, womit der single-mode Charakter der Faser verloren geht. Da es sich um einen single-mode Lichtwellenleiter handelt, ist der Modenfeld-Durchmesser sehr klein und für eine hohe Transmission wird eine gute Strahlqualität benötigt. Mit der numerischen Apertur (NA) wird der Akzeptanzwinkel der Glasfaser angegeben. Diese ist durch

$$NA = sin\theta \tag{4.6}$$

definiert und somit steigt der Akzeptanzwinkel mit zunehmender numerischer Apertur. Der Winkel θ gibt den halben Akzeptanzwinkel der Glasfaser an. Um eine möglichst hohe Transmission zu erreichen ist es notwendig, dass das Laserlicht, unter einem kleineren Winkel als dem Akzeptanzwinkel, auf den Modenfeld-Durchmesser fokussiert wird.

Der Wert in der Spalte "return loss", in der Tabelle 4.4, gibt das Verhältnis der

rabelle 1.1. Eigenbehalten der Glabiabet			
Eigenschaft	Wert	Einheit	
cutoff-Wellenlänge	300 - 400	nm	
Akzeptanzwellenlänge	400 - 525	nm	
Modenfeld-Durchmesser	$3,2 \pm 0,5$	$\mu\mathrm{m}$	
Cladding-Durchmesser	$125 \pm 1,0$	$\mu\mathrm{m}$	
Numerische Apertur	0,12		
return loss	50	$\mathrm{d}\mathrm{B}$	

Tabelle 4.4: Eigenschaften der Glasfaser

internen zur reflektierten Leistung in dB wieder. Dieser Wert kann nach $V_{ret.loss} = 10 \lg \left(\frac{P_{intern}}{P_{reflektiert}} \right)$ berechnet werden.

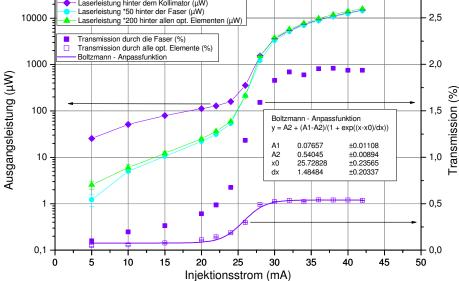
Die Transmission durch die Glasfaser hängt von der Strahlqualität und der optischen Vergütung der Oberflächen, sowie von der Akzeptanzwellenlänge ab. In der Abbildung 4.10~a.) wird die Transmission durch die Glasfaser und die anschließenden optischen Elemente der PKAT gezeigt. Zudem werden die Leistungen nach dem Kollimator, nach der Glasfaser (50-fach) und hinter den optischen Elementen (200-fach) wiedergegeben. Die weiteren optischen Elemente der PKAT bestehen aus einem Polarisator, einer Pockels-Zelle, mit der zirkular polarisiertes Licht erzeugt und umgeschaltet werden kann und einem Teleskop, das den Laserstahl aufweitet und auf die Photokathode fokusiert. Diese optischen Elemente gehören zur regulären Strahlführung an der PKAT, sie sind für den IR-Bereich vergütet und werden zur Bestimmung der Spinpolarisation der Elektronenbunche mittels Mott-Messung eingesetzt. Auf Grund des Wellenlängenunterschiedes zwischen der Vergütung und der UV-Laserdiode ergibt sich die Transmission durch diese optischen Elemente zu ca. 25% und ist über den gesamten Bereich des Injektionsstromes der GH04020A2GE konstant.

Unterhalb der Schwellenstromstärke ist die Transmission durch die Glasfaser, aufgrund der nicht gauß-förmigen radialen Leistungsverteilung, sehr gering. Das Strahlprofil der Laserdiode GH04020A2GE weist unterhalb der Schwellenstromstärke, außerhalb des durch $\frac{1}{e^2}$ gekennzeichneten Radius, eine höhere Leistungsverteilung auf als bei einem gauß schen Profil¹⁷. Dieser Sachverhalt wird in der Abbildung 4.10 b.) verdeutlicht. Mit Erreichen der Schwellenstromstärke steigt die Transmission rasch an und nimmt für Injektionsströme > 30 mA einen konstanten Wert an. Der Anstieg kann auf den Rückgang der in der Abbildung 4.10 b.) gekennzeichneten Bereiche zurückgeführt werden. Die allgemein gering ausfallende Transmission kann auf die niedrige Wellenlänge von $\lambda \approx 406\,\mathrm{nm}$ der Laserdiode zurückgeführt werden, da diese sehr nahe an der unteren Grenze der Akzeptanzwellenlänge des Lichtwellenleiters liegt. Zudem kommt hinzu, dass

Dies wird bei Elektronenstrahlen als HALO bezeichnet.

4 Experimente und Ergebnisse

a.) Transmission und Leistung der Laserdiode GH04020A2GE nach den optischen Elementen Laserleistung hinter dem Kollimator (µW) Laserleistung *50 hinter der Faser (µW) Laserleistung *200 hinter allen opt. Elementen (µW)



b.) Radiale Leistungsverteilung der UV-Laserdiode bei niedrigen Injektionsströmen

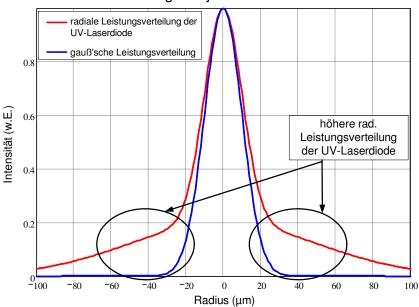


Abbildung 4.10: a.) Transmission durch die Glasfaser und die optischen Elemente im Quellenraum. Unterhalb des Schwellenstromes ist die Transmission gering und nimmt beim Überschreiten des Schwellenwertes des Injektionsstromes zu, bis sie sich bei höheren Injektionsströmen einem konstanten Wert nähert. b.) Radiale Leistungsverteilung der UV-Laserdiode. Mit zunehmendem Injektionsstrom wird das Profil immer gaußförmiger.

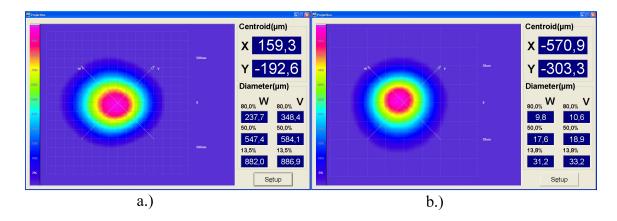


Abbildung 4.11: Strahlprofil der Laserdiode GH04020A2GE. In a.) wird der Rohstrahl in $100\,\mathrm{cm}$ Entfernung zum Kollimator gezeigt und in b.) ist die Intensitätsverteilung im Fokusbereich einer Sammellinse mit $f=50\,\mathrm{mm}$ zu sehen.

der Glasfaserkoppler¹⁸ für einen Strahldurchmesser von $d \approx 1-2 \,\mathrm{mm}$ vorgesehen ist und der Strahldurchmesser der GH04020A2GE geringer ausfällt (siehe Abbildung 4.11). Dies verursacht einen kleineren Divergenzwinkel und somit einen größeren Fokusdurchmesser (siehe Gleichung 4.2).

Die Untersuchung der Ausgangleistung der UV-Laserdiode hat ergeben, dass es möglich ist ca. $100\,\mu\mathrm{W}$ Laserleistung bis vor die Vakuumkammer der PKAT zu leiten, was für Pulsuntersuchungen der Elektronenbunche (siehe Kapitel 4.4 auf der Seite 86) ausreichend ist, aber für einen Strahlbetrieb am MAMI nicht genügt.

Fokussierbarkeit

Im Gegensatz zu den anfangs vorgestellten Laserdioden mit einer Wellenlänge von $\lambda=980\,\mathrm{nm}$ ist die GH04020A2GE keine single-mode Laserdiode, sondern emittiert mehrere Moden mit einem Modenabstand von $<0,1\,\mathrm{nm}$ (siehe Datenblatt im Anhang). Um die Strahlqualität zu bestimmen wird eine Kaustikmessung durchgeführt, deren Ergebnisse in der Tabelle 4.5 dargestellt werden. Für die Vermessung des Strahlverlaufes wird wie bei den IR-Laserdioden auf der Seite 66 verfahren, d.h. diese wird ohne Glasfaser oder andere optische Elemente der PKAT durchgeführt.

Zuerst wird der Rohstrahl in einem Abstand von $100\,\mathrm{cm}$ hinter dem Kollimator mit einem Beamprofiler aufgenommen, um mit Hilfe der Brennweite einer Sammellinse mit $f=50\,\mathrm{mm}$ den Divergenzwinkel bestimmen zu können. Das Rohstrahlprofil wird in der Abbildung 4.11 a.) gezeigt. Da die Laserdiode in einem Abstand von $100\,\mathrm{cm}$ ein rundes Strahlprofil aufweist, wird kein anamorphes Prismenpaar zur Astigmatismuskorrektur

 $^{^{18}}$ Schäfter & Kirchhoff GmbH - 60SMS-1-0-M12-33: NA=0,2; Antireflexionsbeschichtung 390 nm < $\lambda < 670$ nm

anniformise into $j = 00$ into.		
Eigenschaft	Wert	Einheit
	GH04020A2GE	
Rohstrahlradius v/w-Achse	887 / 882	$\mu\mathrm{m}$
Fokusradius v/w-Achse	16 / 15	$\mu\mathrm{m}$
Rayleigh-Länge v/w-Achse	0,88 / 0,87	mm
Divergenzwinkel v/w-Achse	0,018 / 0,018	rad
M ² v/w-Achse	2.2 / 2.1	

Tabelle 4.5: Ergebnisse der Kaustikmessung der Laserdiode GH04020A2GE hinter einer Sammellinse mit $f=50\,\mathrm{mm}$.

verwendet. Für die Kaustikvermessung wird der Fokusbereich der Sammellinse in $\Delta z = 1$ mm Schritten abgetastet. Das Strahlprofil im Bereich des Brennpunktes wird in der Abbildung 4.11 b.) dargestellt.

Die in der Tabelle 4.5 angegebenen Strahlradien werden durch Messungen ermittelt und alle anderen Werte werden wie in Abschnitt 4.1 (siehe Seite 66) beschrieben berechnet. Mit den ermittelten und berechneten Werten ergibt sich der Strahlqualitätsfaktor M^2 zu $M^2 \approx 2,1$, was bedeutet, dass der Fokusradius doppelt so groß ist wie bei einem gauß-förmigen Strahlprofil sowie einer gauß-förmigen Linienbreite.

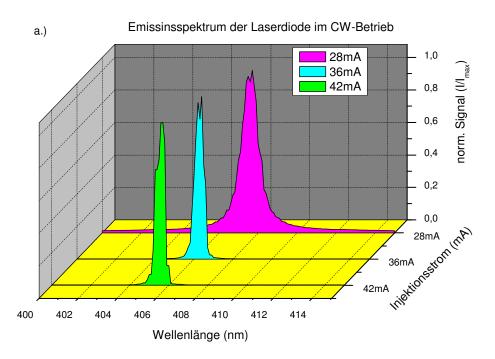
Die Untersuchung der Kaustik der Laserdiode GH04020A2GE hat ergeben, dass der multi-mode Charakter keinen gravierenden Einfluss auf die Fokussierbarkeit hat.

Wellenlänge

Ebenso wie schon bei der Oberwelle kann die Untersuchung des Spektrums der GH04020A2GE nicht mit dem Spektrometer der Firma APE GmbH durchgeführt werden und somit werden diese Untersuchungen auch mit dem Monochromator der Firma Jobin Yvon durchgeführt.

In Teil a.) der Abbildung 4.12 wird das Spektrum des cw-Betriebes und unter Teil b.) das Spektrum für den Pulsbetrieb für verschiedene Injektionsströme wiedergegeben. Es fällt auf, dass das Emissionsspektrum der GH04020A2GE bei kleinen Injektionsströmen recht breit ist. Mit zunehmendem Injektionsstrom jedoch nähert sich die Halbwertsbreite schnell einem Wert von $\Delta \lambda_{FWHM,cw} \approx 1,1$ nm. Im Pulsbetrieb hingegen besitzt die spektrale Breite über den untersuchten Bereich des Injektionsstromes annähernd einen konstanten Wert von $\Delta \lambda_{FWHM,cw} \approx 2,5$ nm.

Die Halbwertsbreite der Wellenlänge bei einem Injektionsstrom von $I_{inj}=42\,\mathrm{mA}$ beträgt im cw-Betrieb $\Delta\lambda_{FWHM,cw}=1,07\pm0,015\,\mathrm{nm}$ und im Pulsbetrieb $\Delta\lambda_{FWHM,Puls}=2,64\pm0,007\,\mathrm{nm}$.



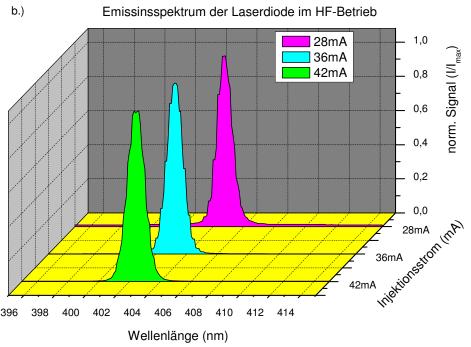


Abbildung 4.12: Wellenlänge der GH04020A2GE im cw- und Pulsbetrieb bei verschiedenen Injektionsströmen. Das Spektrum der Laserdiode im cw-Betrieb, verdeutlicht in a.), ist bei niedrigen Injektionsströmen recht breit und wird mit zunehmendem Strom schmaler. In b.) wird das Emissionsspektrum des Pulsbetriebes wiedergegeben. Hier besitzt die Halbwertsbreite des Spektrums annähernd den gleichen Wert über den gesamten Bereich des Injektionsstromes.

Schlussfolgerungen aus Kapitel 4.3

In der Tabelle 4.6 werden die für den Einsatz am MAMI wichtigen Parameter der Laserdiode GH04020A2GE zusammengefasst. Die Wellenlänge der Ultraviolett-Laserdiode ist ca. 80 nm kürzer als die der frequenzverdoppelten Infrarot-Laserdioden (siehe Tabelle 4.3), was sich positiv auf die Quantenausbeute der GaAs Halbleiterkathoden am MAMI auswirkt (siehe Abbildung 1.2 a.)). Mit einer Pulshalbwertsbreite von < 100 ps und der Möglichkeit die UV-Laserdiode mit einer Frequenz von $\nu_{MAMI} = 2,45\,\mathrm{GHz}$ zu pulsen, werden die in der Abbildung 1.3 gezeigten Anforderungen erfüllt. Hinzu kommt noch die 10^3 -fach höhere Ausgangsleistung im Vergleich zur SHG.

Tabelle 4.6: Zusammenfassung der Parameter der Laserdiode GH04020A2GE

Eigenschaft	Wert	Einheit
Wellenlänge der UV-Laserdiode	< 406	nm
Pulshalbwertsbreite der UV-Laserdiode	< 100	ps
Ausgangsleistung der UV-Laserdiode	< 20	mW
Pulswiederholfrequenz	2,45	GHz

4.4 Eigenschaften der Elektronenpulse an der Quelle und der Testquelle polarisierter Elektronen

Im folgenden werden die an der PKAT erzeugten Elektronenpulse charakterisiert. Zuerst werden die Ergebnisse der frequenzverdoppelten Infrarot-Laserdioden erläutert und anschließend die der Ultraviolett-Laserdiode. Es werden Experimente zur Pulsdauer, zum Signal zu Untergrund Verhältnis und der Kathodenlebensdauer gemacht. Die Lebensdaueruntersuchungen werden nur mit der Laserdiode GH04020A2GE durchgeführt, da die Leistung der SHG nicht ausreichend ist, um einen Elektronenstrom von $I_{el} \approx 18 \,\mu\text{A}$ zu erzeugen. Zudem werden auch Untersuchungen an der PKA1 von MAMI durchgeführt. Hierzu gehören die Bestimmung der Pulsdauer der Elektronenbunche und die Erzeugung hoher Ströme (> 400 μ A).

4.4.1 Elektronenpulse mit der Frequenzkonversion

Für die Vermessung der zeitlichen Struktur der Elektronenpulse wird der in Abschnitt 3.3 erläuterte Aufbau verwendet. Die Ergebnisse der Pulsuntersuchungen der Elektronenbunche, die mit dem frequenzverdoppelten Diodenlaser erzeugt werden, werden in der Abbildung 4.13 gezeigt. Zur Bestimmung der Halbwertsbreiten der Pulse wird eine

erzeugten Elektronenpulse (SHG)			
Injektionsstrom (mA)	FWHM (ps)	$\frac{Signal}{Untergrund}$ (o.E.)	Transmission (%)
40	$60,044 \pm 0,406$	$59 \pm 0,35$	$98,3 \pm 0,01$
50	$56,164 \pm 0,908$	$143 \pm 2,06$	$99,3 \pm 0,01$
60	$47,963 \pm 1,393$	$144 \pm 2, 10$	$99,3 \pm 0,01$
70	$44,665 \pm 0,674$	$355 \pm 12,66$	$99,7 \pm 0,01$
90	$38,862 \pm 0,405$	$325 \pm 10,59$	$99,7 \pm 0,01$
100	$38,238 \pm 0,587$	$367 \pm 13,52$	$99,7 \pm 0,01$
110	$35,831 \pm 0,530$	$359 \pm 12,88$	$99,7 \pm 0,01$
120	$33,967 \pm 0,477$	$358 \pm 12,85$	99.7 ± 0.01

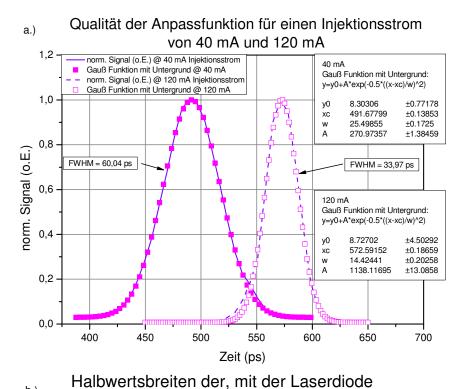
Tabelle 4.7: Halbwertsbreiten, Signal zu Untergrund Verhältnis und Transmission der erzeugten Elektronenpulse (SHG)

Gauß-Funktion mit Untergrund der Form

$$I_{el}(x) = y_0 + Ae^{-0.5\left(\frac{x-x_c}{w}\right)^2}$$
 (4.7)

an die Messdaten angepasst. In Abbildung 4.13 a.) werden die Messdaten des zeitlichen Intensitätsverlaufes eines Bunches und die Anpass-Funktionen für zwei Injektionsströme von $I_{inj} = 40 \,\mathrm{mA}$ und $I_{inj} = 120 \,\mathrm{mA}$ gezeigt. Hieraus geht hervor, dass die Gauß-Funktion mit Untergrund zur Beschreibung der Pulsform herangezogen werden kann. In Abbildung 4.13 b.) werden die Halbwertsbreiten der an die Messdaten angepassten Gauß-Funktionen über den Injektionsstrom der Laserdiode aufgetragen. Die Daten sind der Tabelle 4.7 zu entnehmen. Hier ist ein klarer exponentieller Abfall der Halbwertsbreite von $FWHM_{40mA} \approx 60 \,\mathrm{ps}$ bei einem Injektionsstrom der HPD 6110 von $I_{inj} = 40 \,\mathrm{mA}$ bis auf $FWHM_{120mA} \approx 34 \,\mathrm{ps}$ bei einem Injektionsstrom von $I_{inj} = 120 \,\mathrm{mA}$ zu erkennen. Des Weiteren sind in der Abbildung 4.13 b.) die aus Abschnitt 4.1.1 abgeschätzten Halbwertsbreiten eingetragen. Im Gegensatz zum Verlauf der Halbwertsbreiten der Laserdiode HPD 6110 (siehe Abbildung 4.5 b.) auf Seite 72) wird der Verlauf der Halbwertsbreiten der Elektronenbunche nicht mit einer linearen Funktion sondern mit einer Exponential-Funktion mit Untergrund angepasst. Diese Anpass-Funktionen in den Abbildungen 4.13 b.) und 4.5 b.) sind empirisch ermittelt. Trotzdem ist für Injektionsströme $I_{inj} > 60 \,\mathrm{mA}$ eine ersichtliche Übereinstimmung zwischen den in Abschnitt 4.1 gemachten Vorhersagen und den Messdaten vorhanden. Der Anstieg der Pulshalbwertsbreite der Laserdiode HPD 6110 bei einem Injektionsstrom von $I_{inj}=120\,\mathrm{mA}$ (siehe Abbildung 4.5 b.) auf Seite 72) ist in der Abbildung 4.13 b.) nicht vorhanden. Zudem wird bei einem Injektionsstrom von $I_{inj} = 120 \,\mathrm{mA}$ die Pulslänge fast nur noch durch den Untergrund bestimmt.

Des Weiteren wird in der Tabelle 4.7 das Signal zu Untergrund Verhältnis und die Transmission angegeben. Diese beiden Werte können anhand der Abbildung 1.3 verstanden und durch die Gleichungen 1.2 und 1.4 berechnet werden.



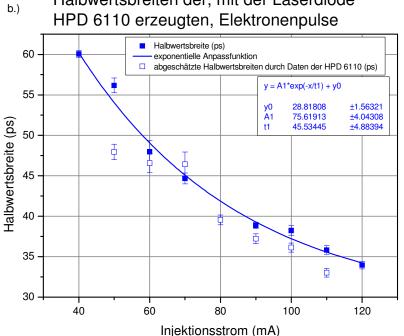


Abbildung 4.13: a.) Dargestellt werden die Messdaten des zeitlichen Intensitätsverlaufes für $I_{inj}=40\,\mathrm{mA}$ und $I_{inj}=120\,\mathrm{mA}$ und die dazugehörigen Anpass-Funktionen. b.) Verlauf der Halbwertsbreiten der Gauß-Funktionen aufgetragen über den Injektionsstrom der HPD 6110. An diese Daten wurde eine Exponential-Funktion angepasst, deren Parameter in der Abbildung wiedergegeben werden.

Der Verlauf des Signal zu Untergrund Verhältnisses sowie die Transmission werden in der Abbildung 4.14 über den Injektionsstrom der HPD 6110 aufgetragen. Das Signal zu Untergrund Verhältnis kann in zwei Abschnitte eingeteilt werden. Im ersten Abschnitt, der von $I_{inj}=40\,\mathrm{mA}$ bis $I_{inj}=60\,\mathrm{mA}$ geht, nimmt es Werte <150/1 an. Für Injektionsströme $I_{inj}>60\,\mathrm{mA}$ werden Werte >320/1 erreicht. Somit ergibt sich die Transmission, für alle vermessenen Injektionsströme, zu $T_{acc}\approx99\%$.

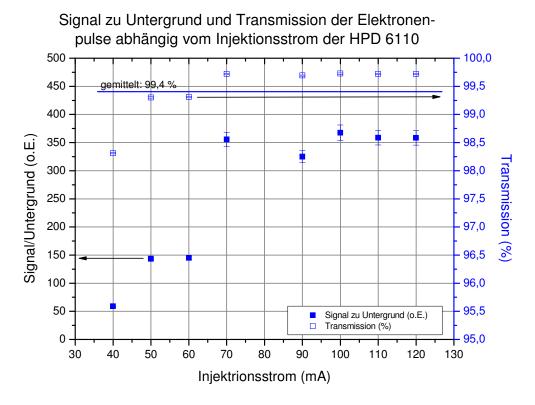


Abbildung 4.14: Signal zu Untergrund Verhältnis und Transmission der Elektronenpulse für verschiedene Injektionsströme der HPD 6110. Oberhalb eines Injektionsstromes von $I_{inj}=60\,\mathrm{mA}$ werden Werte von >320/1 erreicht. Der Mittelwert der Transmission liegt bei $T_{acc}=99,4\%$.

Wie schon in Abschnitt 3.3 angedeutet wurde, muss bei den Messungen der zeitlichen Intensitätsverteilung mit der PKAT die Tatsache berücksichtigt werden, dass sich der detektierte Strom wie folgt zusammen setzt:

$$I_{el,PKAT}(\varphi) = I_{el}(\varphi) + I_{el}(\varphi + 180^{\circ})$$
(4.8)

Somit ist es nur möglich die erste Hälfte der Periodendauer zu untersuchen, da sich 180° nach dem Maximum des Pulses ein weiteres Maximum befindet. Dieser Sachverhalt wird in der Abbildung 4.15 dargestellt. Die Abbildung Abbildung 4.15 a.) stellt einen "langen" Puls und die Abbildung 4.15 b.) einen "kurzen" Puls dar. Für die Berechnung des

4 Experimente und Ergebnisse

Signal zu Untergrund Verhältnisses und der Transmission bedeutet dies, dass im nichtakzeptierten Bereich von MAMI - anhand der Messdaten - die doppelte Ladungsmenge Q_{Gnd} angenommen wird. Somit ist die hier angegebene Transmission als Untergrenze anzusehen. Zum Vergleich wird in der Abbildung 4.15 neben dem Originalsignal und dem an der PKAT vermessenen Signal auch das Signal verdeutlicht, wie es aussehen würde, wenn es mit der PKA1 vermessen wird.

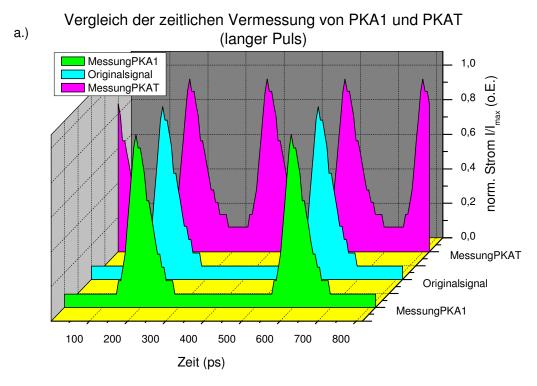
Um die auftretende Strahlenbelastung während des Betriebes des Beschleunigers zu minimieren, ist es notwendig, dass zwischen den Pulsen möglichst keine Intensität vorhanden ist. Bei MAMI wird das Signal zu Untergrund Verhältnis zur Zeit durch einen Chopper (siehe Abbildung 4.20 b.) auf Seite 99) nachträglich verbessert. Dieser Chopper stellt eine Art Blende dar über die der Elektronenstrahl gelenkt wird. Die Phase zwischen HF-Resonator, der zur Ablenkung genutzt wird und dem Lasersystem wird so eingestellt, dass nur Elektronenpulse passieren können.

4.4.2 Elektronenpulse mit der Ultraviolett-Laserdiode

Pulsuntersuchungen an der Testquelle polarisierter Elektronen

Die Pulsuntersuchungen der - mit der Laserdiode GH04020A2GE erzeugten - Elektronenbunche werden wie unter Abschnitt 3.3 beschrieben durchgeführt und in der Abbildung 4.16 verdeutlicht. In der Abbildung 4.16 a.) sind die normierten, zeitlichen Intensitätsverläufe der Bunche für verschiedene Injektionsströme aufgetragen. Die Halbwertsbreiten, der an die Messdaten angepassten Gauß-Funktionen, werden in der Abbildung 4.16 b.) gezeigt. Auch hier nimmt die Halbwertsbreite der Bunche exponentiell mit zunehmendem Injektionsstrom ab, dies wird durch die Anpass-Funktion verdeutlicht. Etwas oberhalb der Schwellenstromstärke besitzen die Pulse eine Halbwertsbreite von $FWHM_{28mA} \approx 100 \,\mathrm{ps}$, welche bei einem Injektionsstrom von $I_{inj} = 42 \,\mathrm{mA}$ bis auf einen Wert von $FWHM_{42mA} \approx 33 \,\mathrm{ps}$ abfallen. Die Daten der Halbwertsbreiten werden zudem in der Tabelle 4.8 angegeben.

Wie bereits in der Tabelle 4.7 werden in der Tabelle 4.8 die Signal zu Untergrund Verhältnisse und die Transmission der einzelnen Injektionsströme wiedergegeben. Die Daten der Tabelle 4.8 werden zudem in der Abbildung 4.17 grafisch dargestellt. Kurz oberhalb des Schwellenstromes weist das Signal zu Untergrund Verhältnis Werte um die 10/1 auf und bei höheren Injektionsströmen nähert sich das Verhältnis dem Wert 20/1. Der über den gesamten Bereich des Injektionsstromes gemittelte Wert der Transmission beträgt $T_{acc} = 93,4\%$ und ist somit niedriger als im Falle der Frequenzverdopplung. Wie schon bei der Pulsvermessung der Elektronenbunche mit dem frequenzverdoppelten Laserlicht ist die hier angegebene Transmission als Untergrenze zu sehen.



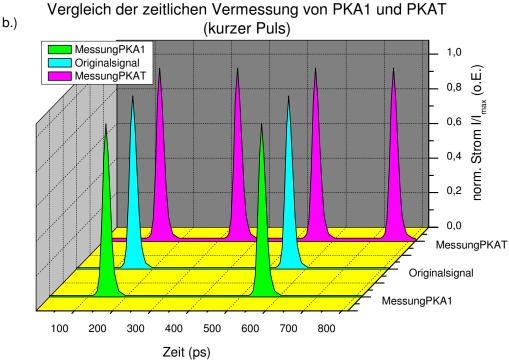


Abbildung 4.15: Vergleich der zeitlichen Vermessung der Elektronenbunche an der PKAT und der PKA1. In a.) wird dies anhand eines "langen" Pulses und in b.) anhand eines "kurzen" Pulses verdeutlicht.

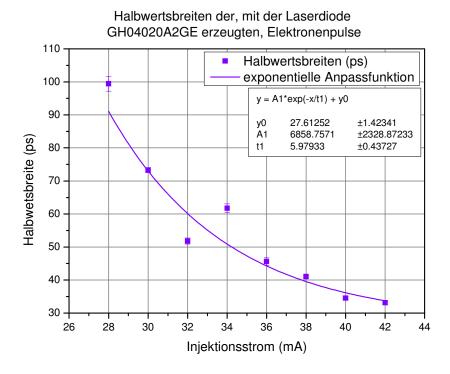


Abbildung 4.16: Verlauf der Halbwertsbreiten der Gauß-Funktionen aufgetragen über den Injektionsstrom der GH04020A2GE. An diese Daten wird eine Exponential-Funktion angepasst, deren Parameter in der Abbildung wiedergegeben werden.

Tabelle 4.8: Halbwertsbreiten, Signal zu Untergrund Verhältnis und Transmission der erzeugten Elektronenpulse (UV-Laserdiode)

Injektionsstrom (mA)	FWHM (ps)	$\frac{Signal}{Untergrund}$ (o.E.)	Transmission (%)
28	$99,455 \pm 2,261$	$11 \pm 0,02$	$90,9 \pm 0,02$
30	$73,267 \pm 0,742$	$12 \pm 0,01$	$91,7 \pm 0,01$
32	$51,796 \pm 0,908$	$10 \pm 0,02$	$89,9 \pm 0,02$
34	$61,727 \pm 1,329$	$18 \pm 0,01$	$94, 3 \pm 0, 01$
36	$45,595 \pm 1,121$	$21 \pm 0, 19$	$95,3 \pm 0,04$
38	$41,009 \pm 0,374$	$19 \pm 0, 21$	$94,8 \pm 0,06$
40	$34,532 \pm 0,451$	$22 \pm 0, 12$	$95, 4 \pm 0, 02$
42	$33,110 \pm 0,604$	$19 \pm 0,05$	$94,6 \pm 0,01$

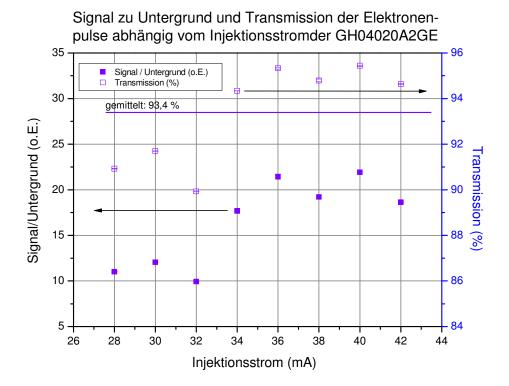


Abbildung 4.17: Signal zu Untergrund Verhältnis und Transmission der Elektronenpulse für verschiedene Injektionsströme der GH04020A2GE. Oberhalb des Schwellenstromes ergeben sich Werte für das Signal zu Untergrund Verhältnis von $\approx 10/1$ welches sich bei höheren Injektionsströmen einem Wert von $\approx 20/1$ nähert. Der Mittelwert der Transmission beträgt $T_{acc} = 93,4\%$.

Die mit der Laserdiode GH04020A2GE gewonnen Ergebnisse zeigen, dass sich diese Laserdiode am Beschleunigerkomplex einsetzen lässt. Die erzeugten Elektronenpulse liegen innerhalb der zeitlichen Akzeptanz vom MAMI und mit der Ausgangsleistung von 20 mW können HF-synchronisierte Strahlströme von > 1 mA aus den Photokathoden extrahiert werden. Dies bedeutet fünfmal soviel, wie mit dem am MAMI verwendeten MOPA-System, im infraroten Spektralbereich, erzeugt werden kann.

Lebensdauermessung an der Testquelle polarisierter Elektronen

Wie in der Motivation schon kurz erläutert ist die Quanteneffizienz eine von der Zeit t und der Laserleistung P_{opt} abhängige Funktion. Der zeitliche Verlauf der Quanteneffizienz kann, für den Fall, dass ein konstanter Strom extrahiert wird, durch eine exponentielle Funktion der Form

$$QE(t) = y_0 + A \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \tag{4.9}$$

4 Experimente und Ergebnisse

beschrieben werden (siehe Abbildung 1.2 b.)). y_0 ist der Abstand zur x-Achse, dem sich die Funktion für große Werte asymptotisch nähert, A steht für die Amplitude und τ deutet die Lebensdauer an. Wird ein Experiment nicht mit konstantem Strahlstrom, sondern mit konstanter Laserleistung durchgeführt, so nimmt die Quantenausbeute hyperbolisch ab. Je mehr Strahlstrom mit der Kathode erzeugt wird um so kürzer ist die Lebensdauer.

Für die Untersuchungen der Lebensdauer wird der Strahl der Laserdiode GH04020A2GE in eine Glasfaser eingekoppelt und in den Quellenraum geleitet. Um die hohen Verluste der üblichen Strahlführung zu umgehen, wird der Laserstrahl diesmal nicht in der Nähe des α -Magneten in die PKAT eingestrahlt, sondern über ein seitlich angebrachtes Vakuumfenster. Dieses Vakuumfenster ermöglicht die direkte Beleuchtung der Kathode und befindet sich im Bereich der Beschleunigungsstrecke (siehe Abbildung 4.19). Für den direkten Vergleich wird das gleiche Experiment auch mit einem IR-Laser durchgeführt. Die verwendete Kathode trägt die Bezeichnung 6-906 und hat zwei Superlattice Strukturschichten.

Zu Anfang wird der Injektionsstrom der Laserdiode so gewählt, dass der Elektronenstrom $18\,\mu\text{A}$ beträgt. Hierfür sind $32,2\,\text{mA}$ zur Anregung des Laserpulses nötig, was am Ende der Glasfaser einer Laserleistung von $P_{opt}=0,39\pm0,001\,\text{mW}$ entspricht. Somit ergibt sich die, nach Gleichung 1.1 berechnete, Quanteneffizienz zu QE=13,93%. Der Elektronenstrom wird mit einem Faradaycup an der Position 15 der PKAT (siehe Abbildung 3.7) über einen ADC ausgelesen, wobei der Strom über einen I/U-Konverter zuvor in eine Spannung umgewandelt wird. Die Ergebnisse der Messung mit der UV-Laserdiode werden in der Abbildung 4.18 a.) und die eines IR-Lasers in der Abbildung 4.18 b.) wiedergegeben. Im Falle des IR-Lasers ergibt sich die Quanteneffizienz zu QE=0,61%.

Der Verlauf des Elektronenstromes kann, im Teil b.) der Abbildung 4.18, innerhalb der ersten zwei Stunden als konstant angesehen werden. Nach diesem Plateau fällt der Strom der Kathode mit einer Lebensdauer von $\tau_{UV}=1,79\pm0,029\,\mathrm{h}$ exponentiell ab. In der Abbildung 4.18 a.) hingegen ist kein solches Plateau zu erkennen und der Strahlstrom sinkt gleich mit einer Lebensdauer von $\tau_{IR}=4,62\pm0,067\,\mathrm{h}$ ab. Dieser Bereich wird in den Abbildungen 4.18 a.) und b.) durch die rote Anpass-Funktion markiert. Wird der Verlauf des Strahlstromes genauer betrachtet, so fällt auf, dass dieser eine Art Sägezahnmuster aufweist. Diese kurzzeitigen Anstiege werden durch eine Temperaturschwankung im Labor verursacht, die Auswirkung auf die Wellenlänge Lasers und die NEA der Halbleiterkathoden hat. Die Labortemperatur wird über eine Klimaanlage geregelt. Ab einer Zeit von > 8 h nach Beginn des Experimentes mit der Laserdiode GH04020A2GE weist der Verlauf des Elektronenstromes eine Lebensdauer von $\tau_{UV}=46,48\pm3,503\,\mathrm{h}$ auf. Für den IR-Laser nähert sich die Lebensdauer 5 h nach Beginn des Experimentes einem Wert von $\tau_{IR}=16,71\pm0,351\,\mathrm{h}$ an. Der Unterschied

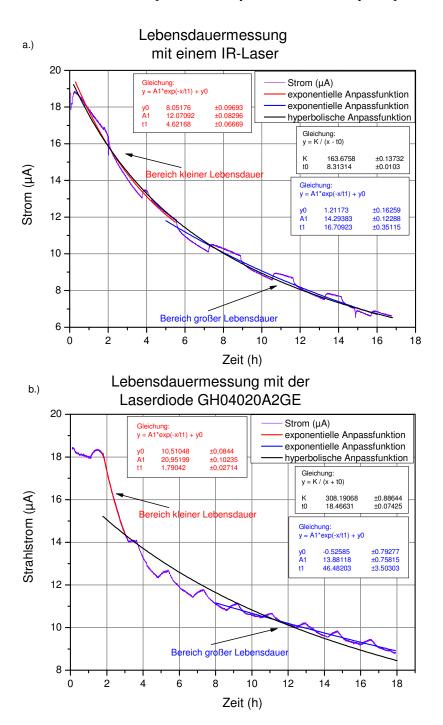


Abbildung 4.18: Hier wird der Elektronenstrom, bei fest eingestellter Laserleistung, über die Zeit aufgetragen. a.) Lebensdauermessung mit einem IR-Laser. Der Strahlstrom sinkt direkt mit einer Lebensdauer von $\tau_{IR} = 4,6\,\mathrm{h}$ ab (rot). 5 h nach Beginn des Experimentes weist die Photokathode eine Lebensdauer von $\tau_{IR} = 16,7\,\mathrm{h}$ auf (blau). b.) Lebensdauermessung mit der UV-Laserdiode. Nach einen kleine Plateau fällt der Strahlstrom mit einer Lebensdauer von $\tau_{UV} = 1,8\,\mathrm{h}$ ab, welche sich nach weiteren 5 h einem Wert von $\tau_{UV} = 46,5\,\mathrm{h}$ annähert. Zudem wird noch der Verlauf einer hyperbolischen Anpass-Funktion dargestellt.

4 Experimente und Ergebnisse

zwischen der Lebensdauer von Anfang und Ende des Experimentes ist auf die Stromabhängigkeit dieser zurückzuführen, denn je mehr Strom aus der Kathode extrahiert wird umso kürzer ist die Lebensdauer.

Wird die Lebensdauer anhand der Messdaten über diejenige Zeit bestimmt, in der der Strom auf den $\frac{1}{e}$ -ten Teil abgefallen ist, so ergibt sich im Infraroten ein Wert von $\tau_{IR} = 15,4\,\mathrm{h}$ und im Ultravioletten ein Wert von $\tau_{UV} = 29,4\,\mathrm{h}$. Somit ist die Lebensdauer des Kristalls, je nach dem ob die gesamte Messung oder nur ein Teil dieser betrachtet wird, im ultravioletten Bereich des Lichtes zwei bis drei mal so groß wie im infraroten Bereich.

Neben den beiden exponentiellen Anpass-Funktionen wird in den Abbildungen 4.18 a.) und b.) auch noch der Verlauf einer hyperbolischen Funktion gezeigt. Diese ist folgendermaßen definiert:

$$QE(t) = \frac{K}{t + t_0} \tag{4.10}$$

K und t_0 stehen für anpassbare Parameter. Diese Funktion beschreibt die zeitliche Abnahme des Strahlstromes im Falle des IR-Lasers exakter als eine exponentielle Funktion. Die Daten der UV-Laserdiode hingegen werden, aufgrund der raschen Abnahme des Strahlstromes im Bereich von 2 h bis 3 h, nicht exakt beschrieben.

Die Untersuchungen dieses Kapitels haben ergeben, dass die Lebensdauer der Photokathode durch den Einsatz von ultraviolettem Licht um einen Faktor zwei bis drei - im Vergleich zu infrarotem Licht - gesteigert werden kann. Trotzdem kann auf den Einsatz von IR-Lasern am MAMI nicht verzichtet werden, da diese für die Erzeugung spinpolarisierter Elektronen genutzt werden (siehe Abbildung 1.2 a.)). Die allgemein gering ausfallenden Lebensdauern sind auf den kurzen Strahlweg von der Kathode bis zum Faraday-Cup zurückzuführen, da die Gasabgabe des Faraday-Cups das Vakuum der PKAT negativ beeinflusst und die Lebensdauer von der Qualität des Vakuums abhängt.

Experimente an der Quelle polarisierter Elektronen am Mainzer Mikrotron

In diesem Kapitel werden die Pulsuntersuchungen der GH04020A2GE an der PKAT mit Hilfe der PKA1 am MAMI überprüft. Dies geschieht aus dem in der Abbildung 4.15 gezeigten Sachverhalt, da sich der Elektronenstrom an der PKAT wie in Gleichung 4.8 beschrieben zusammensetzt. Bevor die zeitliche Struktur der Elektronenbunche betrachtet werden kann, wird die Strahlqualität des Elektronenstrahles durch eine Emittanzmessung bestimmt und mit den Werten des IR-Lasers an der PKA1 verglichen. Da die Ausgangsleistung der frequenzverdoppelten IR-Laserdiode nicht ausreicht um Elektronenströme im μ A-Bereich zu erzeugen (siehe Abschnitt 4.2 auf der Seite 75 und Tabelle 4.3), werden diese Experimente nur mit der UV-Laserdiode durchgeführt.

Für die Untersuchungen der Elektronenpulse an der Quelle polarisierter Elektronen

von MAMI wird die Laserdiode GH04020A2GE in der Nähe der Beschleunigungsstrecke der Elektronenquelle montiert. Wie auch schon an der PKAT ist der optische Strahlengang der PKA1 am Beschleuniger für den IR-Bereich vergütet, was erhöhte Verluste bei einer Wellenlänge von $\lambda = 406\,\mathrm{nm}$ mit sich bringt. Da die PKA1 drei Vakuumfenster in Höhe der Kathodenhalterung besitzt, wird der Laserstrahl seitlich über einen Spiegel in die Vakuumapparatur eingekoppelt und die Leistung wird um den Faktor 100 abgeschwächt. Eine technische Zeichnung der Elektronenquelle wird in der Abbildung 4.19 verdeutlicht. Hier wird auch die Position gezeigt, an der der Laserstrahl in den Rezipienten eingestrahlt wird.

Die einzelnen Elektronen innerhalb eines Bunches besitzen einen Abstand x zur Strahlachse, der als Ablage bezeichnet wird und einen Winkel x' der die Orientierung der Flugrichtung im Bezug auf die Strahlachse angibt. Eine Emittanz bezeichnet die Fläche einer Ellipse in einem x'-x-Koordinatensystem¹⁹. Der Beschleuniger ist so gebaut, dass dieser nur gewisse Emittanzen zulässt und somit werden nicht alle Ablagen und Winkel erfasst. Die Abbildung 4.20 a.) stellt ein Beispiel für eine Emittanzmessung und die Darstellung in einem x'-x-Koordinatensystem dar. Hier wird die vertikale Emittanz des Elektronenstrahl gezeigt, der mit der Ultraviolett-Laserdiode erzeugt wird. Umso kleiner die Emittanz ist, umso besser lässt sich der Elektronenstrahl kollimieren. Um den Elektronenstrahl an die zulässige Emittanz des Beschleunigers anzupassen, befinden sich vor dem ILAC verschiedene Blenden. Die hier durchgeführten Emittanzmessungen mit dem IR-Lasersystem der PKA1 und der Laserdiode GH04020A2GE haben gezeigt, dass diese bei beiden Elektronenstrahlen hinter den Blenden vergleichbar sind. Mit "IR-Lasersystem" ist nicht das im Rahmen dieser Arbeit aufgebaute System gemeint, sondern ein Laser, der zur Erzeugung spinpolarisierter Elektronen genutzt wird. Seine Photonenenergie ist auf die Energie der Bandlücke der NEA-Kathoden abgestimmt ($\lambda \approx 800\,\mathrm{nm}$) und variiert von Kathodentyp zu Kathodentyp. Im Falle des IR-Lasers beträgt die horizontale Emittanz $\epsilon_{el,IR,hori} = 0,858\,\pi\mathrm{mm}\cdot\mathrm{mrad}$ und die vertikale $\epsilon_{el,IR,vert} = 0,692\,\pi\mathrm{mm}\cdot\mathrm{mrad}$. Für die UV-Laserdiode ergibt sich die horizontale Emittanz zu $\epsilon_{el,UV,hori} = 0,884\,\pi\mathrm{mm}\cdot\mathrm{mrad}$ und die vertikale zu $\epsilon_{el,UV,vert} = 0,721 \, \pi \text{mm} \cdot \text{mrad}$. Allerdings werden beim Strahl, der durch die Laserdiode GH04020A2GE erzeugt wird, ca. 8% der Elektronen an den Blenden gestoppt, was auf eine größere Anfangsemittanz deutet, da der Verlust im Infraroten nur ca. 3% ausmacht.

Die letzte Blende bildet der so genannte Chopper. Dieser besteht aus einen HF-Resonator der den Elektronenstrahl kreisförmig ablenkt. Der abgelenkte Strahl wird über eine Blende bewegt, deren Breite eingestellt werden kann. Die Funktionsweise des Choppers wird in der Abbildung 4.20 b.) schematisch verdeutlicht. Die Phasenbeziehung zwischen dem Lasersystem und dem HF-Resonator wird so eingestellt, dass der Elek-

¹⁹Diese Art Koordinatensystem wird auch als Phasenraum bezeichnet.

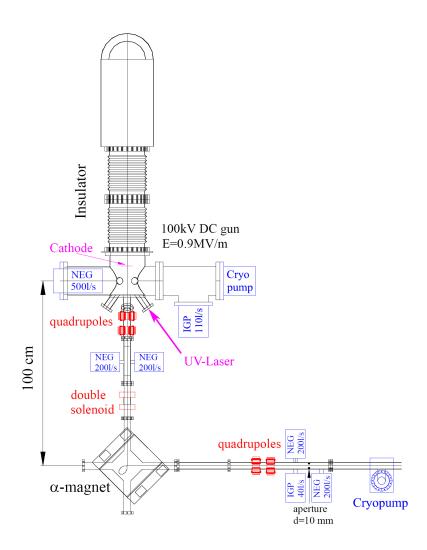


Abbildung 4.19: Zeichnung der Elektronenquelle. Im oberen Teil, unterhalb des Isolators, befindet sich die Photokathode. Hier wird die UV-Laserdiode, unter schrägem Einfall, in den Rezipienten eingestrahlt. Die blau dargestellten Elemente stellen die Vakuumpumpen der Quelle dar und die roten Elemente zeigen die Positionen an, an denen sich strahlformende Quadrupole oder Solenoide befinden. Der α -Magnet im unteren linken Teil der Abbildung lenkt den Elektronenstrahl um 270° von der vertikalen in die horizontale um [AB07].

4.4 Eigenschaften der Elektronenpulse an der Quelle und der Testquelle polarisierter Elektronen

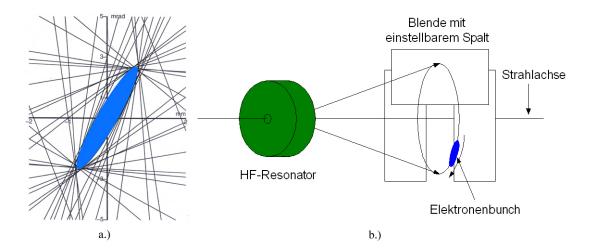


Abbildung 4.20: a.) verdeutlicht eine Emittanzmessung und die Darstellung in einem x'-x-Koordinatensystem. Die Fläche der blau eingefärbten Ellipse steht für die Emittanz. Hier wird die vertikale Emittanz des Elektronenstrahls gezeigt, der mit der UV-Laserdiode erzeugt wird. b.) stellt schematisch die Funktionsweise des Choppers dar. Der von links kommende Elektronenstrahl wird von dem HF-Resonator kreisförmig über eine einstellbare Blende bewegt. Nur Pulse mit einer Halbwertsbreite von $< 150\,ps$ können ihn, während des Beschleunigerbetriebs, ohne große Verluste passieren.

tronenbunch die Blende passieren kann. Ist die Pulsdauer zu groß, so werden Teile des Pulses abgeschnitten. Durch Veränderungen in der Phase zwischen Laser und Resonator sowie dem Verkleinern der Blendenbreite kann der Puls auf seine Zeitstruktur hin untersucht werden. Ein ähnliches Verfahren wird auch bei den Pulsuntersuchungen mit der PKAT genutzt (siehe Abschnitt 3.3 auf Seite 59). Ein wichtiger Unterschied zwischen Chopper (PKA1) und HF-Resonator (PKAT) ist, dass hier eine komplette Periodendauer untersucht werden kann und nicht eine Überlagerung von $I_{el}(\varphi) + I_{el}(\varphi + 180^{\circ})$. Anhand der Daten der Abbildung 4.21 wird bestätigt, dass die Ergebnisse der PKAT auf die PKA1 übertragbar sind.

In der Abbildung 4.21 ist wie schon in den Abbildungen 4.13 und 4.16 zu erkennen, dass die Halbwertsbreite der Elektronenpulse mit zunehmendem Strom exponentiell abfällt. Neben den Ergebnissen der Untersuchungen am Beschleuniger sind noch einmal die Halbwertsbreiten der Elektronenpulse der PKAT zum Vergleich eingetragen. Es ist zu erkennen, dass die Pulse an der $PKA1 \approx 10\%$ kürzer sind als die an der PKAT. Dies kann darauf zurückgeführt werden, dass der Lichttransport am Beschleuniger über Spiegel realisiert wird, wohingegen an der Testquelle polarisierter Elektronen mit einer Glasfaser gearbeitet wird. Aufgrund von Dispersionseffekten kommt es in Glasfasern zu einer zeitlichen Verbreiterung von kurzen Pulsen. Dieser Effekt ist umso größer je kürzer die Pulse sind und um so länger die Glasfaser ist.

Halbwertsbreiten der Elektronenpulse der Quelle polarisierter Elektronen mit der Laserdiode GH04020A2GE

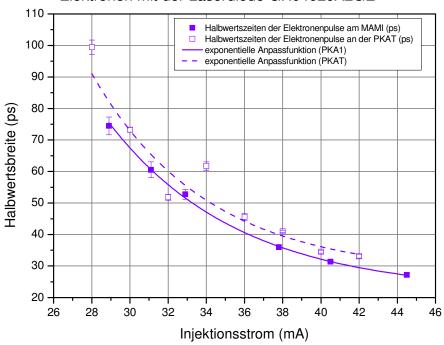
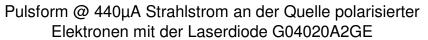


Abbildung 4.21: Über den Injektionsstrom aufgetragen Halbwertsbreiten der Elektronenpulse der PKA1 (ausgefüllte Symbole). Zum Vergleich der ermittelten Pulszeiten sind die Ergebnisse der PKAT (offene Symbole) mit eingetragen. Mit zunehmendem Strahlstrom fällt die Pulsdauer exponentiell gegen einen Untergrund von ≈ 21 ps ab.

Die an der PKAT und der PKA1 gewonnenen Erkenntnisse über die zeitliche Struktur der Elektronenpulse, einer Pulshalbwertsbreite von < 100 ps sowie einer überzeugenden Quantenausbeute führen dazu, dass versucht wird Strahlströme > $20\,\mu\mathrm{A}$ zu produzieren.

Bei hohen Strahlströmen wird die Ladungsträgerdichte so hoch, dass die Elektronen die Felder der anderen im Bunch befindlichen Elektronen wahrnehmen. Durch diese Wechselwirkung driften die Elektronen longitudinal auseinander, was eine zeitliche Verbreiterung der Pulse bewirkt. In transversaler Richtung wird das Auseinanderdriften durch magnetische Felder von beispielweise Solenoiden oder Quadrupolen, die zur Strahlformung dienen, unterdrückt. Dies wird in der Abbildung 4.22 verdeutlicht. Hier wird die Pulsstruktur bei einem Strahlstrom von $I_{el}=440\,\mu\text{A}$ gezeigt. Die Halbwertsbreite beträgt $FWHM_{440\,\mu\text{A}}=98,89\pm19,747\,\text{ps}$. Neben den Daten der Messung bei $I_{el}=440\,\mu\text{A}$ sind zum Vergleich auch die Daten einer Messung bei einem Strom von $I_{el}=4,05\,\mu\text{A}$ in der Abbildung 4.22 dargestellt. Der eigentliche Laserpuls und der Elektronenpuls bei $I_{el}=4,05\,\mu\text{A}$ haben jedoch eine Halbwertsbreite von $<55\,\text{ps}$. Beide Extronenpuls bei $I_{el}=4,05\,\mu\text{A}$ haben jedoch eine Halbwertsbreite von $<55\,\text{ps}$. Beide Extronenpuls bei

perimente werden an der PKA1 durchgeführt. Des Weiteren werden selbst bei kleinen Injektionsströmen der Laserdiode GH04020A2GE und bei niedrigeren Strahlströmen kürzere Pulse gemessen (siehe Abbildung 4.21). Die zeitliche Struktur des Elektronenpulses hat im ansteigenden Teil einen steileren Verlauf als im abfallenden.



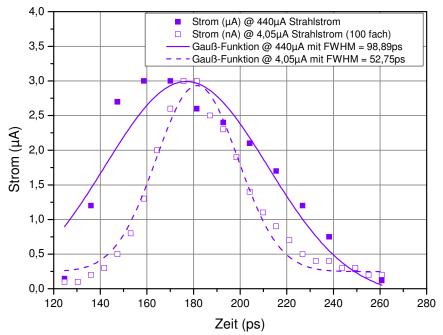


Abbildung 4.22: Pulsform bei einem Strahlstrom von $I_{el}=440\,\mu\text{A}$. Die große Ladungsträgerdichte bewirkt, dass die Elektronen durch die Felder der anderen Elektronen die sich im Bunch befinden miteinander in Wechselwirkung treten. Dies bewirkt eine zeitliche Verbreiterung des Elektronenpulses. Die Halbwertsbreite des dargestellten Pulses beträgt $FWHM_{440\,\mu\text{A}}=98,889\pm19,747\,\text{ps},$ wobei der Laserpuls < 55 ps lang ist.

Die bisherigen Strahlströme sind auf eine Energie von $100\,\mathrm{keV}$ beschleunigt worden. Um die Einsatzmöglichkeit von UV-Laserdioden am MAMI weiter zu untermauern, ist mit der Laserdiode GH04020A2GE ein Strahlstrom von $I_{el}=20\,\mu\mathrm{A}$ auf eine Energie von $855\,\mathrm{MeV}$ beschleunigt worden. Hierzu wird der Elektronenstrahl bis hinter die dritte Stufe (siehe RTM3 in der Abbildung 1.1) des Beschleunigers geleitet. Höhere Strahlströme wurden jedoch nicht auf diese Energie beschleunigt, da die Strahlungswerte der Abluft des Beamdump ansonsten zu groß geworden wären.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war es zu untersuchen, ob es möglich ist mit Laserpulsen im blauen bis ultravioletten Bereich des Lichtes Elektronenbunche zu erzeugen. Die Laserpulse sollen mit einer Frequenz von $\nu=2,45\,\mathrm{GHz}$ und somit synchron zur Beschleuniger HF erfolgen. Um Wellenlängen im angestrebten Bereich zu erhalten, gibt es verschiedene Möglichkeiten von denen hier die Frequenzverdopplung von IR-Laserdioden und der Einsatz von UV-Laserdioden gewählt wurde.

Mit beiden Verfahren ist es möglich Elektronenpulse zu erzeugen die eine Wiederholfrequenz von $\nu=2,45\,\mathrm{GHz}$ aufweisen, wobei die UV-Laserdiode eine ungleich einfacherer Aufbau ist, als die Frequenzverdopplung einer Infrarot-Laserdiode. Bei einem Vergleich beider Verfahren bietet die Frequenzverdopplung der IR-Laserdioden im Hinblick auf das Signal zu Untergrund Verhältnis Vorteile gegenüber der UV-Laserdiode. Dieses war hier fünfmal so groß. Der Nachteil der SHG ist jedoch ein größerer Platzbedarf und, wenn Maßnahmen zur Erhöhung der Ausgangsleistung umgesetzt werden, ein höherer apparativer und regelintensiver Aufbau. Die Vorteile der UV-Laserdiode liegen in der hohen Ausgangsleistung von $> 20\,\mathrm{mW}$ und der Tatsache, dass diese ohne weitere Geräte betrieben werden kann.

Die Strahlqualität des Elektronenstrahls, der mittels UV-Laserdiode an der PKA1 extrahiert wurde, ist für einen Beschleunigerbetrieb ausreichend. Die Strahlungswerte während des Betriebes mit der UV-Laserdiode sind mit den Werten des Standardbetriebes vergleichbar. Mit der Laserdiode GH04020A2GE wurde ein Elektronenstrom von ca. $500\,\mu\text{A}$ an der PKA1 erzeugt, was dem fünffachen des bisherigen Maximums am MAMI entspricht. Größere Strahlströme wurden nur durch technische Probleme der Interlockund Vakuumapparaturen verhindert. Da während des Betriebes mit $500\,\mu\text{A}$ noch Leistungsreserven vorhanden waren, wäre bis zu 1 mA möglich gewesen. Die UV-Laserdioden könnten an zukünftigen Projekten wie "Berlin-Pro" [AAK+09] oder MESA (Mainzer Energy recovery Superconductive Accelerator) [AA09] eingesetzt werden. Im Gegensatz zu MAMI, an dem ein Strom von $100\,\mu\text{A}$ mit einem Durchmesser von $0,3\,\text{mm}$ erzeugt wird, werden hier Strahlströme von $10-100\,\text{mA}$ mit einem Durchmesser von $5\,\text{mm}$ angestrebt.

Danksagungen

Besonderen Dank gebührt Herrn Dr. habil. Kurt Aulenbacher für die Aufgabenstellung der Diplomarbeit sowie für die hervorragende Betreuung und das mir entgegengebrachte Verständnis. Ebenso möchte ich den Mitgliedern der Arbeitsgruppe B2 für die stets gute Zusammenarbeit und die angenehme Arbeitsatmosphäre danken. Und natürlich auch den Mitgliedern der Beschleuniger Gruppe B1 des Instituts für Kernphysik der Johannes Gutenberg Universität in Mainz. Hier möchte ich besonders Herrn Marko Dehn hervorheben, der immer ein offenes Ohr für Probleme bzgl. der Hardware vom MAMI hatte.

Literaturverzeichnis

- [BS05] Bergmann; Schaefer: Lehrbuch der Experimentalphysik; Band 6 Festkörper. de Gruyter, 2005
- [BS03] Bergmann; Schaefer: Lehrbuch der Experimentalphysik; Band 3 Optik. de Gruyter, 2004
- [Weiß95] Weißmantel, Ch.; Hamann, C.: Grundlagen der Festkörperphysik. Johann Ambrosius Barth, 1995
- [Kitt06] Kittel, Ch.: Einführung in die Festkörperphysik. Oldenbourg, 2006
- [NF97] Nakamura, S.; Fasol, G.: The blue laser diode. Springer, 1997
- [Kneu05] Kneubühl, F. K.; Sigrist, M. W.: Laser. Teubner, 2005
- [Mesc05] Meschede, D.: Optik, Licht und Laser. Teubner, 2005
- [Lang08] Lang, T.: Aufbau eines RGB-Lasersystems mittels nichtlinearer parametrischer Konversionsprozesse. Westsächsische Hochschule Zwickau, Diplomarbeit, 2008
- [Broz95] Brozek, O. S.: Effiziente Frequenzverdopplung mit Diodenlasern. Leibniz Universität Hannover, Diplomarbeit, 1995
- [Wieß01] Wießner, J. M.: Weiterentwicklung des Halbleiter-Synchrolasersystems an MAMI. Johannes Gutenberg Universität Mainz, Diplomarbeit, 2001
- [Mill98] Miller, G. D.: Periodically Poled Lithium Niobate: modeling, fabrication and nonlinear-optical performance. Universität Stanford, Dissertation, 1998
- [Müll04] Müller, M.: Wechselwirkung von Licht mit ferroelektrischen Domänen in Lithiumniobat- und Lithiumtantalat-Kristallen. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Dissertation, 2004
- [Zalt98] Zalto, C.: Verwendung hochfrequenzmodulierter Laserdioden zur Erzeugung spinpolarisierter Elektronen am Mainzer Mikrotron. Johannes Gutenberg Universität Mainz, Diplomarbeit, 1998
- [PP05] Pedrotti, F.; Pedrotti, L.: Optik für Ingenieure. Springer, 2005

Literaturverzeichnis

- [Vasi92] Vasilev, P. P.: Ultrashort pulse generation in diode lasers. Optical and quantum electronics 24, 1992
- [Hart97] Hartmann, P.: Aufbau einer gepulsten Quelle polarisierter Elektronen. Johannes Gutenberg Universität Mainz, Dissertation, 1997
- [LZL08] Le Targat, R.; Zondy, J.-J.; Lemonde, P.: 75%-efficiency blue generation from an intracavity PPKTP frequency doubler. Elsevier, 2008
- [WAW92] Wutz, A.; Walcher, W.; Adam, H.: Theorie und Praxis der Vakuumtechnik. Vieweg, 1992
- [Stei98] Steigerwald, M.: Aufbau einer Quelle polarisierter Elektronen am Injektorlinac und Untersuchungen zur Spindynamik im MAMI. Johannes Gutenberg Universität Mainz, Dissertation, 1998
- [BMT59] Bargman, V.; Michel, L.; Telegdi, V. L.: Phys. Review Letters. 2:435, 1959
- [Stei94] Steigerwald, M.: Polarisationsanalyse des Elektronenstrahls der MAMI Quelle polarisierter Elektronen mittels Mott - Streuung. Johannes Gutenberg Universität Mainz, Diplomarbeit, 1994
- [Sieg86] Siegman, A. E.: Lasers. University Science Books Califonia, 1986
- [Sand05] Sands, D.: Diode Lasers. Institute of Physics Publishing, 2005
- [Ohts08] Ohtsubo, J.: Semiconductor Lasers. Springer, 2008
- [AM05] Ashcroft, N. W.; Mermin, N. D.: Festkörperphysik, Oldenbourg, 2005
- [HL07] Hill, W. T.; Lee, C. H.: Light-matter interaction. Wiley-VCH, 2007
- [GKLC02] Guo, Y; Kao, C. K.; Li, E. H.; Chiang, K. S.: Nonlinear Photonics. Springer, 2002
- [Herr94] Herrmann, K. H.: Der Photoeffekt. Vieweg, 1994
- [Mill98] Mills, D. L.: Nonlinear optics. Springer, 1998
- [NC00] Nakamura, S.; Chichibu, S. F.: Introduction to nitride semiconductor blue lasers and light emitting diodes. Taylor & Francis, 2000
- [Rieh06] Riehn, E. J.: Phasenstabilisierung einer radiofrequenzsynchronisierten gepulsten Elektronenquelle. Johannes Gutenberg Universität Mainz, Diplomarbeit, 2006

- [Weis04] Weis, M.: Analyse und Verbesserung der Zeitauflösung der Testquelle polarisierter Elektronen an MAMI. Johannes Gutenberg Universität Mainz, Diplomarbeit, 2004
- [Bard07] Barday, R.: Untersuchungen zur Lebensdauer von NEA-Photokathoden bei der Extraktion sehr hoher mittlerer Ströme. Johannes Gutenberg Universität Mainz, Dissertation, 2007
- [FMJB92] Fejer, M. M.; Magel, G. A.; Jundt, D. H.; Byer, R. L.: Quasiphase-matched second harmonic generation: Tuning and tolerances. IEEE, 1992
- [Hech05] Hecht, E.: Optik. Oldenbourg, 2005
- [Kupk09] Kupka, G.: Modellierung und Entwicklung eines miniaturisierten, durchstimmbaren Halbleiterlasersystems. Fachhochschule Gießen-Friedberg, Diplomarbeit, 2009
- [Schu06] Schuler, J.: Untersuchung von NEA-Photokathoden mittels zeitlich hochauflösender Vermessung von Intensitäts- und Spinpolarisationsverteilungen. Johannes Gutenberg Universität Mainz, Dissertation, 2006
- [Borc09] Borchardt-Ott, W.: Kristallographie. Eine Einführung für Naturwissenschaftler. Springer, 2009
- [LP05] Lang, C. B.; Pucker, N.: Mathematische Methoden in der Physik. Elsevier, 2005
- [Tech] Technical note: Using high-speed photodetectors for pulsed laser measurements. new focus
- [AB07] Aulenbacher, K.; Barday, R.: Polarized electron source operation at average currents of serveral milliamperes. American Institute of Physics conference proceedings vol.915, 2007
- [SDL04] Schmitt, T.; Deninger, A; Lison, F.: Infrarote Laserdioden machen blau. Wiley-VCH, 2004
- [Egge06] Eggert, H. A.: Lichtinduzierte Raumladungsfelder zur Strukturierung dielektrischer Materialien. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, Dissertation, 2006
- [Hart08] Hartke, R.: Intracavity frequency doubling of optically pumped semiconductor disk lasers to the green spectral range. Universität Hamburg, Diplomarbeit, 2008
- [Sing95] Singh, J.: Semiconductor optoelectronics. McGraw-Hill, 1995

Literaturverzeichnis

- [SM08] Singh, J.; Mishra, U. K.: Semiconductor device physics and design. Springer, 2008
- [Aule07] Aulenbacher, K.: Erzeugung intensiver hochpolarisierter Elektronenstrahlen mit hoher Symmetrie unter Helizitätswechsel. Johannes Gutenberg Universität Mainz, Habilitation, 2007
- [Spic93] Spicer, W. E.: Modern Theory and Applications of Photocathodes. SLAC-PUB-6306, 1993
- [ASH+02] Aulenbacher, K.; Schuler, J.; Harrach, D. v.; Reichert, E.; Röthgen, J.; Subashev, A.; Tioukine, V.; Yashin, Y.: Pulse Response of thin III/V semiconductor photocathodes. Journal of applied physics, 2002
- [Stef93] Steffens, K. H.: Konzeption und Optimierung eines 100keV Injektionssystems zur Erzeugung eines longitudinal polarisierten Elektronenstrahls an MAMI. Johannes Gutenberg Universität Mainz, Dissertation, 1993
- [SAB+93] Steffens, K. H.; Andresen, H. G.; Blume-Werry, J.; Klein, F.; Aulenbacher, K.; Reichert, E.:A spin rotator for producing a longitudinally polarized electron beam with MAMI. Nuclear Instruments and Methods A325, 1993
- [Shve96] Shvedunov, V. I.: Design of a prebuncher for increased longitudinal capture efficiency of MAMI. EPCA96 Band 2, 1996
- [Scho07] Technical note: Optisches Glas. Schott AG
- [Thor08] Technical note: PPLN SHG8-1. Thorlabs GmbH
- [ES88] Euteneuer H.; Schöler, H.: Das Diagnose-Deflektorcavity. MAMI-interner Bericht, 6/88 (1988)
- [AAK+09] Abo-Bakr, M.; Anders, W.; Kamps, T.; Knobloch, J.; Kuske, B.; Kugeler, O.; Matveenko, A.; Meseck, A.; Neumann, A.; Quast, T.: BERLinPro-A PROTOTYPE ERL FOR FUTURE SYNCHROTRON LIGHT SOURCES. Proceedings at SRF2009, 2009
- [AA09] Aulenbacher, K.; Jankowiak, A.: Polarized electrons and positrons at the MESA accelerator. WSPC Proceedings, 2009

6 Anhang