

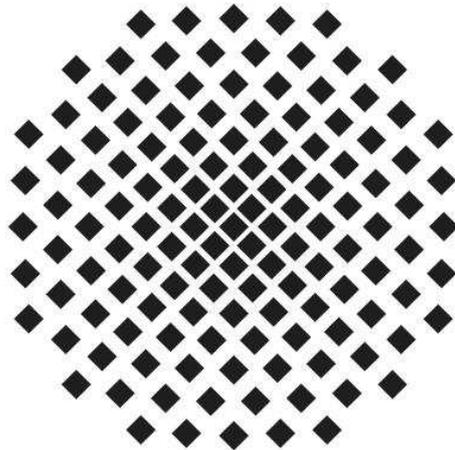
Aufbau und Charakterisierung einer Pockelszelle  
zur Erzeugung kurzer Lichtpulse

Bachelorarbeit

vorgelegt von:

**Tillmann Kleiner**

am: 15. Dezember 2011



Universität Stuttgart

Betreuer: Dr. Robert Löw  
Institutsleiter Prof. Dr. Tilman Pfau

5. Physikalisches Institut  
Universität Stuttgart

### **Ehrenwörtliche Erklärung**

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die von mir angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Stuttgart, 15. Dezember 2011  
Tillmann Kleiner

# Inhaltsverzeichnis

<b>Einleitung und Motivation</b>	<b>4</b>
<b>1 Theoretische Grundlagen</b>	<b>6</b>
1.1 Die Pockelszelle . . . . .	6
1.1.1 Doppelbrechung . . . . .	6
1.1.2 Lineare elektro-optische Modulation (Pockels-Effekt) . . . . .	8
1.1.3 Der RTP-Kristall als linearer Phasenmodulator . . . . .	9
1.1.4 Pulsformung mit der Pockelszelle . . . . .	10
1.2 Pulsformmessungen im Einzelphotonen-Limit . . . . .	12
<b>2 Experimentelle Grundlagen</b>	<b>14</b>
2.1 Wichtige Instrumente . . . . .	14
2.1.1 Die Pockelszelle . . . . .	14
2.1.2 Die Delaygenerator-Karten . . . . .	16
2.1.3 Instrumente zur Messung der Pulsform . . . . .	17
2.2 Versuchsaufbau und -durchführung . . . . .	19
2.2.1 Anordnung zur Pulserzeugung . . . . .	19
2.2.2 Aufbau zur Messung von Pulsformen . . . . .	21
<b>3 Charakterisierung der Pulse</b>	<b>25</b>
3.1 Auswertung . . . . .	25
3.1.1 Erstellung des Detektionshistogramms . . . . .	25
3.1.2 Entzerrung der Pulsform . . . . .	28
3.2 Charakterisierung der Pulse . . . . .	30
3.2.1 Die allgemeine Pulsform . . . . .	30
3.2.2 Nachpulse und Schwingungen . . . . .	36
<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>41</b>
<b>Anhang - Programmcodes</b>	<b>45</b>

# Einleitung und Motivation

Die Realisierbarkeit von Quantengattern, Einzelphotonenabsorbern und kontrollierbaren Einzelphotonenquellen zu untersuchen, ist eine der großen Herausforderungen aktueller Forschung im Bereich der Atomphysik. Die Realisierung solcher elementarer Bausteine könnte den Grundstein für vollkommen neue Entwicklungen, wie etwa Quantencomputer, legen und neue Untersuchungen quantenmechanischer Systeme, auf ganz elementarem Level, ermöglichen.

Im  $\mu$ -Project des 5. Physikalischen Instituts wird unter anderem ein Konzept zur Realisierung eines Quantengatters untersucht, welches auf thermischen Rubidium- oder Caesium-Dampfzellen in der Größenordnung von einigen Mikrometern und der Rydbergblockade beruht [1, 2, 3]. Adressiert man Rydbergübergänge mit einem cw-Laser, so blockieren die bereits angeregten Rydbergatome die Anregung weiterer Rydbergzustände innerhalb des Blockaderadius. Dies ist eine Folge der hohen Polarisierbarkeit und der dementsprechend starken Dipol-Dipol-Wechselwirkung von Rydbergatomen. Die Rydbergzustände werden durch den Energie-Shift aus der Resonanz geschoben. Um diesen Blockadeeffekt für ein Quantengatter zu instrumentalisieren, verbindet man zwei mikroskopische Dampfzellen durch einen Wellenleiter, der die Dipol-Dipol-Wechselwirkung vermittelt. Die Anregung eines Rydbergzustandes gleicht dann dem Setzen eines Bits.

Eine der experimentellen Herausforderungen ist es, in einer  $\mu$ -Zelle Rydbergpopulationen nahe 100% zu erreichen. Die Anregungen müssen kohärent erfolgen. Um die Hürden, die durch zahlreichen Dekohärenzprozesse, wie die thermische Bewegung der Atome, Stöße und die endliche Zerfallszeit der Rydbergzustände entstehen, zu überwinden, müssen die Anregungen schnell, also mit hohen Intensitäten durchgeführt werden. Dies wurde bereits mit Rubidiumdampfzellen mit einer halb gepulsten Anregung wie in Abbildung 0.1 versucht, wobei die Rydbergpopulation aufgrund der verfügbaren Laser auf 35% beschränkt war. Doch geplant sind analoge Experimente mit Caesium, wobei Caesium den Vorteil hat, dass die Rydberganregungen über einen 1070 nm Übergang durchgeführt werden können. Dies ist eine Wellenlänge mit einem breiten kommerziellen Angebot an cw-Lasern und Faserverstärkern, womit cw-Leistungen von einigen 10 Watt erzielt werden können.

Der Beitrag dieser Bachelorarbeit besteht darin, eine Pockelszelle aufzubauen und zu charakterisieren. Mit Hilfe dieser Pockelszelle sollen aus dem Faserverstärkten cw-Laserlicht Rechteckpulse mit kontrollierbarer Länge ausgeschnitten werden. Dazu bringt man die Pockelszelle zwischen zwei gekreuzte Polarisatoren. Die Pockelszelle ist ein linearer elektrooptischer Modulator, der die Polarisation bei der entsprechenden Spannung um  $90^\circ$  dreht. Somit ist die Transmission der Anordnung durch die Spannung kontrollierbar. Für die Experimente sind kurze Anstiegs- und Abfallszeiten der Pulse ( $< 2$  ns) wichtig. Die Pulslänge sollte in einem Bereich zwischen weniger als 5 und 100 ns einstellbar sein, um bei einer Anregung einen halben oder mehrere Rabyzyklen durchlaufen zu können. Die obere Grenze ist durch die Zerfallszeit der Rydbergzustände gegeben. Um die Pulsformen zu untersuchen, wurde ein Messaufbau mit APDs als Einzelphotonendetektoren und einer schnellen Photodiode

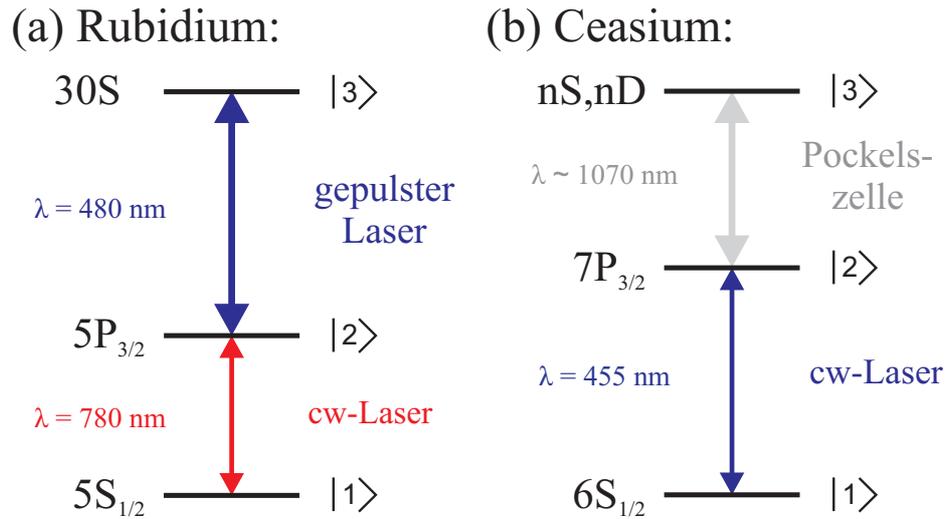


Abbildung 0.1: Anregungsschemen zur kohärenten Rydberanregung bei (a) Rubidium und (b) Cesium

realisiert.

**Gliederung der Bachelorarbeit** In Kapitel 1 werden die theoretischen Grundlagen zum Pockelseffekt, die der elektro-optischen Modulation mit der Pockelszelle zugrunde liegt, beschrieben und eine Formel aus der Photonenstatistik eingeführt, die zur Bestimmung der Pulsformen herangezogen wurde. In Kapitel 2 werden die Versuchsaufbauten zur Pulserzeugung und Pulsformmessung besprochen. Die Auswertung der Messungen, sowie eine Diskussion der Pulsformen folgt in Kapitel 3. Die Bachelorarbeit schließt mit einer Zusammenfassung ab und enthält zusätzlich einen Anhang mit Code-Beispielen der selbstgeschriebenen Auswertungsprogramme.

# 1 Theoretische Grundlagen

Dieses Kapitel widmet sich den theoretischen Grundlagen. In Kapitel 1.1 werden die Eigenschaften nicht-linearer doppelbrechender Kristalle diskutiert, die für das Verständnis der linearen elektro-optischen Phasenmodulation mit RTP-Kristallen notwendig sind. Insbesondere wird beschrieben, wie die Pulsformung mit der RTP-Pockelszelle funktioniert. In Kapitel 1.2 werden die Methoden zur Bestimmung der Pulsform mit Hilfe von Einzelphotonen-Detektoren beschrieben.

## 1.1 Die Pockelszelle

Um die Funktionsweise einer Pockelszelle zu erläutern wird zunächst in den Abschnitten 1.1.1 und 1.1.2 zunächst auf die Doppelbrechung und dann auf die lineare elektro-optische Modulation mit dem Pockelseffekt eingegangen. Darauf folgend wird in Abschnitt 1.1.3 der Pockelseffekt für RTP diskutiert und in Abschnitt 1.1.4 ein Versuchsaufbau zur Erzeugung von Rechteckpulsen mit einer RTP-Pockelszelle beschrieben und diskutiert.

### 1.1.1 Doppelbrechung

Die linearen optischen Eigenschaften isotroper Medien werden durch den Brechungsindex  $n$  charakterisiert<sup>1</sup>. Die lineare Wechselwirkung des Lichtfeldes mit dem Medium führt zu einer Verlangsamung der Lichtausbreitung und einer Verkürzung der Wellenlänge. Lichtgeschwindigkeit  $c_m$  und Wellenlänge  $\lambda_m$  im Medium, sind bezüglich der Vakuumlichtgeschwindigkeit  $c$  und Vakuumwellenlänge  $\lambda$  durch

$$c_m = \frac{c}{n} \text{ und } \lambda_m = \frac{\lambda}{n} \quad (1.1)$$

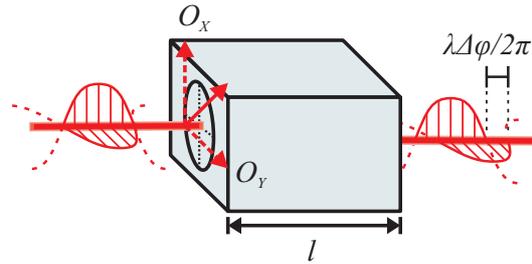
gegeben. In nicht-isotropen Medien ist der Brechungsindex abhängig von der Polarisierung. Die Beschreibung der linearen Wechselwirkungen erfolgt dann durch einen Brechungselipsoid mit den Hauptbrechungsindizes  $n_x, n_y$  und  $n_z$  als Hauptachsen. Der Ellipsoid wird mathematisch durch die diagonale Quadrik

$$1 = \sum_i \left( \frac{x_i}{n_i} \right)^2 \quad (1.2)$$

in einem einheitenlosen Koordinatensystem mit Koordinaten  $x_i$  Modelliert. Die nicht-isotropie des Mediums hat zur Folge, dass bei Strahlen, die nicht entlang einer Hauptachse des Brechungsellipsoids polarisiert sind, beim Eintritt in das Medium Doppelbrechung auftritt. Um das Prinzip der elektro-optischen Phasenmodulation zu beschreiben, genügt es, sich auf den folgenden Spezialfall zu beschränken:

---

<sup>1</sup>Für die Erklärung des Pockelseffekts spielt die Absorption keine Rolle, daher ist  $n$  reell.



**Abbildung 1.1:** Kristallquader mit parallel zu den Kanten orientiertem Brechungselipsoid, durch den ein senkrecht einfallender Lichtstrahl propagiert. Nachdem austritt gibt es eine Phasenverschiebung zwischen den Teilstrahlen  $O_x$  und  $O_y$  von  $\Delta\phi$ .

Das doppelbrechende Medium ist ein quaderförmig geschnittener Kristall, dessen Hauptachsen<sup>2</sup> parallel zu den Kanten orientiert sind. Die zu modulierenden Lichtstrahlen treten immer orthogonal zur Grenzfläche in den Kristall ein, wie in Abbildung 1.1 skizziert ist.

In diesem Spezialfall werden die Lichtstrahlen beim Eintritt in das Medium nicht gebrochen. Allerdings spaltet die Polarisation in die Basis der Hauptachsen auf. Die zwei unterschiedlich polarisierten Teilstrahlen breiten sich im Kristall mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten aus, wodurch die Teilstrahlen nach dem Austritt zueinander um die Phase

$$\Delta\phi = 2\pi \frac{l}{\lambda} (n_x - n_y) = 2\pi \frac{l}{\lambda} \Delta n \quad (1.3)$$

v

<sup>2</sup>Die Hauptachsen des Kristalls sind synonym für die Hauptachsen seines Brechungselloids.

### 1.1.2 Lineare elektro-optische Modulation (Pockels-Effekt)

Als den Pockels-Effekt bezeichnet man die lineare Modulation der Brechungsindizes durch das elektrische Feld. Quantitativ kann man den Effekt beschreiben, indem man den Brechungsellipsoid aus Gleichung (1.2) gemäß

$$1 = \sum_{i,j} x_i x_j a_{ij}(\vec{E}_{ext}) \text{ mit } a_{ii}(0) = \left(\frac{1}{n_i}\right)^2 \text{ und } a_{ij} = 0 \text{ für } i \neq j \quad (1.4)$$

mit Koeffizienten  $a_{ij}$  beschreibt, die von einem konstanten angelegtem elektrischen Feld  $\vec{E}_{ext}$  abhängen, welches groß im Vergleich zu den Lichtfeldern ist. Die Entwicklung der Koeffizienten in erster Ordnung hat die Form  $a_{ij}(\vec{E}_{ext}) = a_{ij}(0) + \langle \vec{E}_{ext}, \vec{r}_{ij} \rangle + O(|\vec{E}_{ext}|^2)$ . Ersetzt man die Indizes  $ij = xx, xy, \dots$  gemäß der Konvention  $1 = xx, \dots, 6 = xy$  durch einen Index, so können die Koeffizienten in einer  $(6 \times 3)$ -Matrix, zusammengefasst werden. Dem Index  $i$  werden die Koordinatentupel  $1 = xx, \dots, 6 = xy$  zugeordnet. Die linearen elektro-optischen Eigenschaften eines Mediums sind damit durch die Matrixgleichung

$$\begin{pmatrix} a_{xx} - \frac{1}{n_x^2} \\ a_{yy} - \frac{1}{n_y^2} \\ a_{zz} - \frac{1}{n_z^2} \\ a_{yz} \\ a_{xz} \\ a_{xy} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} \\ r_{41} & r_{42} & r_{43} \\ r_{51} & r_{52} & r_{53} \\ r_{61} & r_{62} & r_{63} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} \quad (1.5)$$

vollständig beschrieben. Die Besetzung dieser Koeffizienten Matrix ist durch die Symmetrien des Kristalls bestimmt. Ist ein Kristall unter einer bestimmten Symmetrioperation Invariant, so muss auch Gleichung (1.4) Invariant sein. Das Anwenden der Symmetrioperation  $i : x, y, z \mapsto -x, -y, -z$  auf Gleichung (1.4) zeigt unmittelbar, dass die Matrix für Inversionssymmetrische Kristalle identisch null ist und somit der Pockelseffekt nicht auftreten kann.

Eine günstige Eigenschaft des Pockelseffekts ist sein nahezu verzögerungsfreies Auftreten, wodurch zum Beispiel, mit den in dieser Arbeit verwendeten, RTP-Pockelszellen Anstiegszeiten von unter 1,5 ns realisiert werden können.

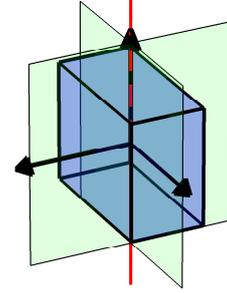
### 1.1.3 Der RTP-Kristall als linearer Phasenmodulator

Die Abkürzung RTP steht für  $RbTiOPO_4$  (Rubidiumtitanylphosphat). Der Kristall hat eine orthorhombisch-pyramidale Kristallstruktur und besitzt somit die Symmetriegruppe  $C_{2v}$  bzw.  $mm2$  [7]. Bei Wahl eines geeigneten Koordinatensystems bleibt der Kristall bei Inversion an der  $z$ -Achse und Spiegelungen an  $xz$ - und  $yz$ -Ebene invariant. Die Transformationen können durch die Abbildungen

$$i_z : x, y, z \mapsto -x, -y, z$$

$$\tau_x : x, y, z \mapsto -x, y, z$$

$$\tau_y : x, y, z \mapsto x, -y, z$$



beschrieben werden. Durch Anwenden der Transformationen  $i_z$  und  $\tau_x$  auf Gleichung (1.4) erhält für RTP ergibt sich die folgende Besetzung:

$$(r_{ij}) = \begin{pmatrix} 0 & 0 & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{23} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{42} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (1.6)$$

**Abbildung 1.2:** Einheitsgitterzelle von RTP mit grünen Spiegelebenen und roter Drehachse schematisch skizziert

Für die verbleibenden Koeffizienten gilt  $0 < r_{13} < r_{23} < r_{33}$ . Um einen RTP-Kristall als elektro-optischen Phasenmodulator einzusetzen, kann man also zwei Kondensatorplatten normal zur Symmetrie-Achse ( $z$ -Achse) des RTP-Kristalls anordnen, um ein annähernd homogenes elektrisches Feld in der  $z$ -Richtung zu erzeugen. Dieses beeinflusst dann die Länge der Hauptachsen  $n_x, n_y, n_z$  des Brechungsellipsoiden. Die Orientierung der Hauptachsen bleibt dabei erhalten. Verantwortlich für den elektro-optischen Effekt in RTP sind stark deformierte ( $TiO_6$ )-Oktaeder-Gruppen, die eine Orientierungsachse gemeinsam haben [7].

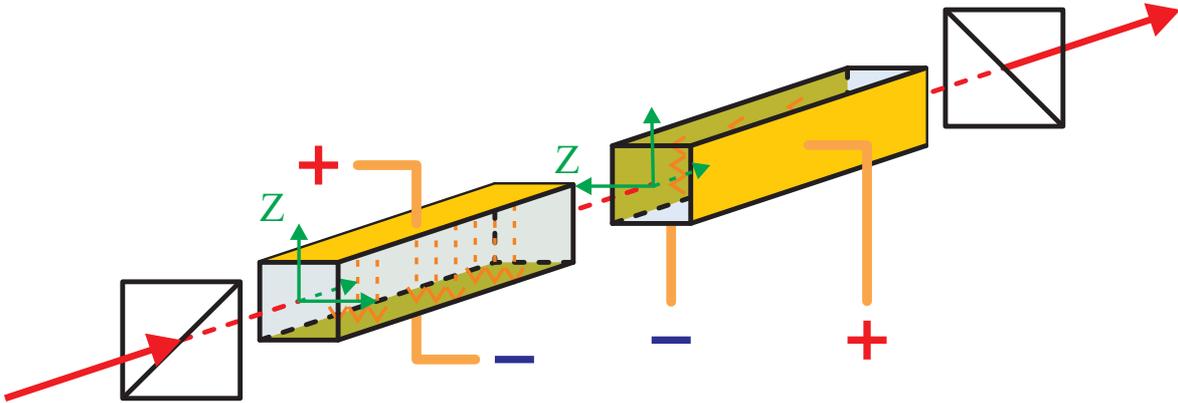
Mit Gleichung (1.5) kann die lineare Änderung der Brechungsindizes  $\Delta n_{x/y/z}(U)$  in Abhängigkeit von der Spannung  $U$  und dem Abstand der Kondensatorplatten  $d$  berechnet werden.

$$\begin{aligned} \frac{da_{ii}}{dE_z} &= -\frac{2}{n_i^3} \frac{dn_i}{dE_z} \\ \Rightarrow \Delta n_i(U) &= -\frac{1}{2} n_i^3 r_{i3} \cdot \frac{U}{d}. \end{aligned} \quad (1.7)$$

Um eine effektive Phasenmodulation zu erreichen, lässt man den zu modulierenden Lichtstrahl wie in Abbildung 1.1 durch den Kristall propagieren.

### 1.1.4 Pulsformung mit der Pockelszelle

Kombiniert man den RTP-Kristall mit gekreuzten Polarisatoren (Polarisator/Analysator), kann man einen spannungsgesteuerten Lichtschalter bauen. Dazu werden zwei gleich große längliche quader-förmige Kristalle mit quadratischen Grundflächen geschnitten. Die Hauptachsen sind so entlang der Kanten orientiert, dass die  $Y$ -Achse parallel zu den länglichen Kanten ist. Die Abbildung 1.3 zeigt die Anordnung.



**Abbildung 1.3:** 2 RTP-Kristalle mit Kondensatorplatten und Elektroden in thermisch kompensierter Anordnung. Die Hauptachsen der Kristalle sind in grün eingezeichnet. Die  $Y$ -Achsen der Kristalle zeigen dabei immer in die Propagationsrichtung des Lasers.

Diese heißt thermisch kompensierende Anordnung. So lange keine Spannung anliegt, wird der Laserstrahl vom Kristall unverändert transmittiert, da sich die Phasendifferenzen der Teilstrahlen aufheben. Sobald eine Spannung angelegt wird, gibt es eine Phasenverschiebung  $\Gamma(U)$  zwischen den Teilstrahlen, die sich mit den Formeln (1.3) und (1.7) berechnen lässt<sup>3</sup>.

$$\frac{\Gamma(U)}{2\pi} = \frac{U l}{d \lambda} (n_z^3 r_{33} - n_x^3 r_{13}) = \frac{U l}{d \lambda} n_o^3 r_{eff} \quad (1.8)$$

$$(1.9)$$

Das Licht verlässt den Kristall elliptisch polarisiert, mit den Hauptpolarisationsachsen diagonal zu den Hauptachsen des Kristalls. Dementsprechend transmittiert der Analysator nur einen Teil des Lichts. Die Transmissionsfunktion ist durch

$$T(U) = \sin^2 \left( \frac{\Gamma(U)}{2} \right) = \sin^2 \left( \frac{\pi U}{2 U_{\lambda/2}} \right) \quad (1.10)$$

gegeben. Mit  $U_{\lambda/2}$  wird die kleinste positive Spannung mit  $\Gamma(U_{\lambda/2}) = \pi (\Rightarrow T(U_{\lambda/2}) = 1)$  bezeichnet. Bei dieser verhält sich der Kristall gerade wie eine  $\lambda/2$ -Platte, dreht also die Polarisation um  $90^\circ$ . Betreibt man die Pockelszelle mit Spannungen nahe bei  $U_{\lambda/4} = \frac{U_{\lambda/2}}{2}$ , reagiert die Transmissionsfunktion linear für kleine Spannungsschwankungen  $\Delta U$ .

$$\Delta T(\Delta U) = T(U_{\lambda/4} + \Delta U) - T(U_{\lambda/4}) \approx \frac{\pi \Delta U}{2 U_{\lambda/2}} \quad (1.11)$$

<sup>3</sup> $n_o$  bezeichnet den Brechungsindex der langsamen Achse,  $r_{eff} = r_{33} - n_x^3 (r_{13}/r_{33})$  den effektiven elektrooptischen Koeffizienten.

Eine andere Möglichkeit die Pockelszelle im linearen Transmissionbereich zu betreiben, ist es, mit einer  $\lambda/4$ -Platte hinter dem Polarisator eine zusätzliche Phasenverschiebung  $\Delta\phi' = \pi/2$  zu erzeugen. Die Transmission reagiert dann genauso wie in Formel 1.11 auf kleine Spannungsänderungen, es müssen lediglich  $U_{\lambda/4}$  durch 0 und  $\Delta U$  durch  $U$  ersetzt werden.

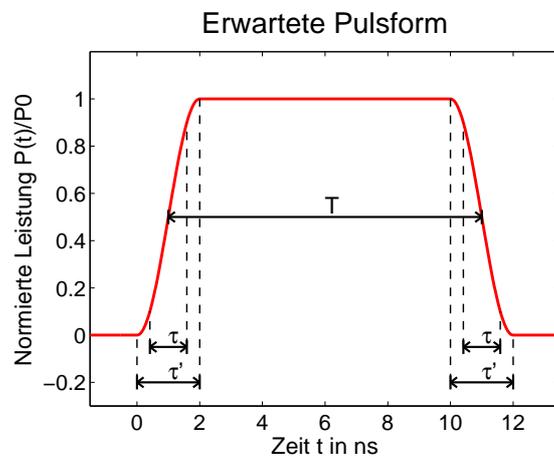
**Pulsformung** Um mit dem Lichtschalter einen Lichtpuls zu erzeugen, muss man einen Spannungspuls an die Kristalle anlegen. Für einen Spannungspuls mit linearen Flanken hat der Lichtpuls  $\sin^2$ -förmige Flanken. Abbildung 1.4 zeigt die vorhergesagte Pulsform mit Beispielparametern. Die Anstiegszeit  $\tau$  des Pulses ist mit dem Parameter  $\tau'$  durch

$$\frac{\tau}{\tau'} = 1 - \frac{4}{\pi} \arcsin\left(\sqrt{1/10}\right) \approx 0,6 \quad (1.12)$$

verknüpft. In der Praxis kann die echte Pulsform durch einen unsauberem Spannungspuls verzerrt werden. Zusätzlich kann der Kristall piezo-elektrisch zu mechanischen Schwingungen angeregt werden. Dank der  $\sin^2$ -Form der Transmissionsfunktion können solche Effekt teilweise unterdrückt werden. Hat man im linearen Regime der Transmissionsfunktion einen unerwünschten Überschwinger  $\Delta T^{(1)}$ . So kann dies im quadratischem Regime auf

$$\Delta T^{(2)} \approx \frac{(\Delta T^{(1)})^2}{2}. \quad (1.13)$$

gedrückt werden. Für eine Abweichung von  $\Delta T^{(1)} \approx 20\%$  kann somit auf  $\Delta T^{(2)} \approx 2\%$  reduziert werden.



**Abbildung 1.4:** Form des erwarteten Pulses. Als Beispielparameter wurden die Länge  $T = 10$  ns und die Anstiegszeit  $\tau \approx 1,4$  ns gewählt.

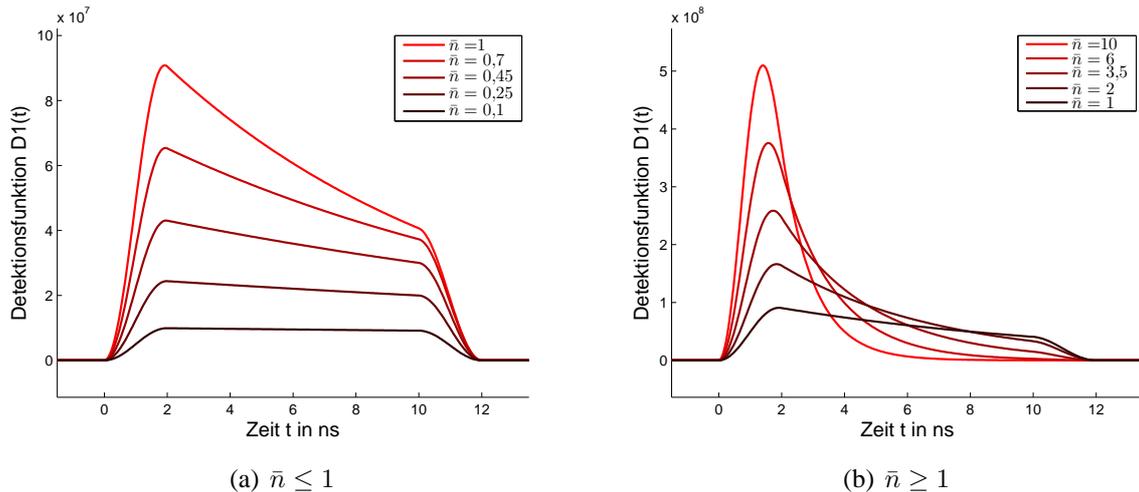
## 1.2 Pulsformmessungen im Einzelphotonen-Limit

Ein Laserstrahl mit der Leistung  $P$  stellt eine Quelle unkorrelierter Photonen einer Frequenz  $\nu$  mit der Photonenrate  $n = P/h\nu$  dar. Die Anzahl an Photonendetektionen, für einen idealen Einzelphotonendetektor, in einem Zeitintervall  $T$  ist somit poissonverteilt. Mit der Pockelszelle werden aus einem solchen Laserstrahl Pulse mit Anstiegszeiten  $\tau \approx 1,5$  ns herausgeschnitten. Räumlich gesehen sind die Anstiegsflanken somit  $c\tau \approx 45$  cm lang, wogegen die Wellenlänge des Lasers von 1064 nm sehr klein ist. Die Frequenzverbreiterung durch das Ausschneiden des Pulses ist somit vernachlässigbar und der Puls ebenfalls eine Quelle unkorrelierter Photonen gleicher Frequenz  $\nu = c/\lambda$ . Der einzig relevante Unterschied besteht in der Zeitabhängigkeit der Photonenrate. Wird der Puls mit einem Idealen Einzelphotonendetektor gemessen, so ist die Verteilung der Detektionszeitpunkte durch

$$D(t) = \frac{P(t)}{\int P(\tau)d\tau} = \frac{n(t)}{\bar{n}} \quad (1.14)$$

gegeben. Sie hat also die selbe Form, wie der Puls. Um die Pulsform zu bestimmen muss der Detektor in periodischer Wiederholung mit dem selben Puls beschossen werden. Das Histogramm über die Detektionszeitpunkte konvergiert dann gegen die Pulsform. Für Detektoren mit einer Totzeit gilt eine verzerrte Verteilung. Insbesondere sind die Photonendetektionen korreliert. Aus einer solchen Verteilung die Pulsform herauszurechnen ist äußerst unpraktisch. Wertet man in jedem Puls nur das erste gezählte Photon aus, ist Totzeit des Detektors irrelevant, solange zwischen zwei Pulsen genügend Zeit vergeht. Die Verteilung der Detektionszeitpunkte  $D_1(t)$  ist somit durch einen exponentiellen Unterdrückung-Faktor verzerrt.

$$D_1(t) = \frac{P(t)}{h\nu} \exp\left(-\int_{-\infty}^t \frac{P(t')}{h\nu} dt'\right) = n(t) \exp\left(-\int_{-\infty}^t n(t') dt'\right) \quad (1.15)$$



**Abbildung 1.5:** Plot der Detektionsfunktionen des ersten Photons. Für  $\bar{n} < 1$  ist  $D_1(t)$  in streng monoton wachsend in  $\bar{n}$  für alle  $t$ . Ab  $\bar{n} = 1$  wird der Puls bei weiterer Erhöhung der Amplitudenintensität im hinteren Bereich unterdrückt, so dass Messgenauigkeit verloren geht.

## 1.2 Pulsformmessungen im Einzelphotonen-Limit

Die Wahrscheinlichkeit für eine Detektion ist gegeben durch

$$p = 1 - \exp(-\bar{n}) = \int D_1(t') dt'. \quad (1.16)$$

Abbildung 1.5 zeigt die Verzerrung der in Abschnitt 1.1.4 vorhergesagten Pulsform der Pulse der Pockelszelle mit verschiedenen Peak-Intensitäten. Man kann die Intensität bis auf ein Photon pro Puls erhöhen, ohne, dass Messgenauigkeit verloren geht. Für Photonenraten weit unter einem Photon pro Puls nähert sich die Detektionsfunktion der Form des Pulses an. Die Detektionsfunktion  $D_1$  kann nach der Pulsform  $P$  aufgelöst werden.

$$P(t) = \frac{D_1(t)}{1 - \int_{-\infty}^t D_1(t') dt'} \quad (1.17)$$

In der Praxis werden die diskreten Versionen der Formeln 1.14 und 1.17 verwendet, also die Funktionen  $P$  und  $D_1$  durch Bin-weiße Approximationen ersetzt. Die Binhöhen von  $P$  müssen dann induktiv bestimmt werden. Siehe dazu im Anhang A.1. Desweiteren muss die Photonenrate  $\bar{n}$  bei echten Photonendetektoren aufgrund der Effizienz  $C < 1$  durch die effektive Photonenzahl  $\bar{n}_{eff} = C\bar{n}$  ersetzt werden.

## 2 Experimentelle Grundlagen

In diesem Kapitel werden die Versuchsaufbauten und die Versuchsdurchführung in dieser Bachelorarbeit besprochen. Zunächst werden in Kapitel 2.1 die für die durchgeführten Experimente wichtigen Instrumente vorgestellt. In Kapitel 2.2 wird der Versuchsaufbau für die Pulserzeugung und die Durchführung der Pulsformmessungen beschrieben.

### 2.1 Wichtige Instrumente

In diesem Abschnitt werden die wichtigen Instrumente, die im Rahmen der Bachelorarbeit zum Einsatz gekommen sind, vorgestellt. In Abschnitt 2.1.1 wird auf die RTP-Pockelszelle und die zugehörige Treiberelektronik eingegangen. Auf die Delaygenerator-Karten, mit denen sämtliche TTL-Trigger-Sequenzen erzeugt wurden und das LabView-VI mit dem diese Karten gesteuert werden, wird in Kapitel 2.1.2 eingegangen. Die zur Messung der Pulsformen verwendeten Instrumente, wie das HRM-Time Modul und die APDs sind bereits in [5] vorgestellt. In Kapitel 2.1.3 werden nur weiterführende Funktionen besprochen, die noch nicht in [5] verwendet wurden.

#### 2.1.1 Die Pockelszelle

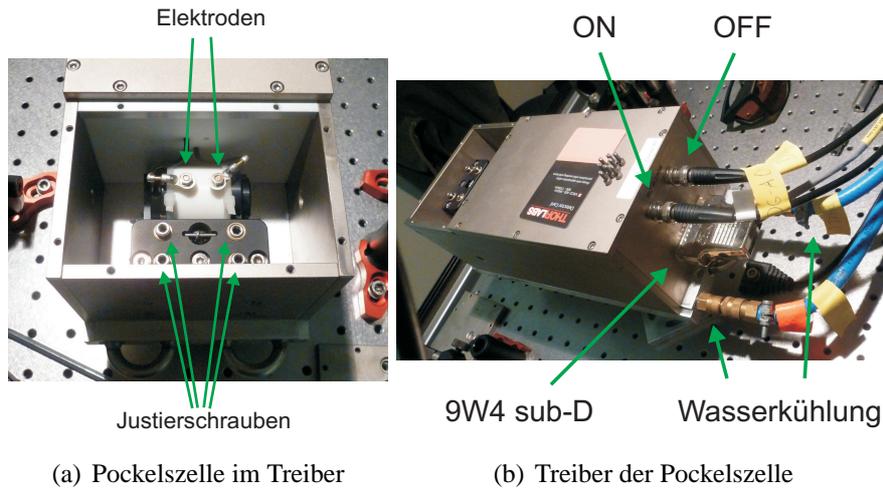
Die Pockelszelle besteht aus einem Paar von RTP-Kristallen<sup>1</sup>, die in einem Plastikgehäuse befestigt sind. Dazu gehört ein Treiber und eine Hochspannungsversorgung<sup>2</sup>. Abbildung 2.1(a) zeigt das Plastikgehäuse, in dem die Kristalle, mit den Abmessungen  $4 \times 4 \times 20$  mm, wie in Abbildung 1.3 aus Kapitel 1.1.4 zueinander angeordnet sind. Die Kristalle sind so befestigt, dass die Elektroden des Gehäuses diagonal zu den Hauptachsen der Kristalle ausgerichtet sind. Das Licht muss also parallel oder senkrecht zu den Elektroden polarisiert werden, um die optimale elektro-optische Modulation zu erreichen. Die „An:Aus“-Effizienz bzw. der Kontrast, damit ist das Verhältnis der maximalen Amplitude der Lichtpulse zur Hintergrund-Intensität gemeint, ist vom Hersteller durch besser als 100:1 spezifiziert.

Wie in Abbildung 2.1 zu sehen ist, befindet sich im Treiberkopf ein Justier-Schiffchen, auf dem das Plastikgehäuse mit zwei Kabelbindern festgezurrert werden kann. Mit vier Justier-Schrauben können die Orientierung und die Position, transversal bezüglich der optischen Achse, feinjustiert werden. Die Elektroden des Treiberkopfs wurden mit Metallzinken ausgeliefert. Um die Pockelszelle anschließen zu können, wurden die Metallzinken am Institut durch Polschuhe ersetzt.

Der Treiber legt, mit einer Push-Pull-Anordnung Rechteck-Spannungspulse an den Kristall an [8]. Der Treiber reagiert auf positive TTL-Flanken an den BNC-Eingängen ON und OFF (Schwelle  $>3$  Volt). Beim Eintreffen einer Flanke auf ON bzw. OFF wird eine

<sup>1</sup>RTP-Pockelszelle von Leysop Ltd. - [www.leysop.com](http://www.leysop.com)

<sup>2</sup>Treiber mit Hochspannungsversorgung von BME - [www.bme-bergmann.de](http://www.bme-bergmann.de)



**Abbildung 2.1:** Treiberkopf der Pockelszelle mit den zwei BNC-Anschlüssen ON/OFF, der Hochspannungsversorgung und der angeschlossenen Wasserkühlung.

positive Spannung an die erste bzw. zweite Elektrode der Pockelszelle gelegt. Danach fällt die Spannung innerhalb von etwa  $20 \mu\text{s}$  kontinuierlich auf 0. Folglich liegt nur zwischen zwei TTL-Flanken Spannung am Kristall an, was einem Rechteckpuls entspricht. Für den Betrieb mit einer sich periodisch wiederholenden Pulssequenz ist der Jitter durch den Hersteller als  $< 200 \text{ ps}$  spezifiziert.

Die Wärmeentwicklung im Treiber ist proportional zur Repetitionsrate. Der Treiber sollte immer mit einer Wasserkühlung betrieben werden. Die Hochspannungsversorgung wird mit einem 9W4 sub-D Connector an den Treiber angeschlossen. Die Peakspannung kann mit einem Potentiometer zwischen  $0.0 \times 0,1 \text{ kV}$  und  $10.0 \times 3,5 \text{ kV}$  betrieben werden. Die Repetitionsrate der Pockelszelle ist unter anderem durch die Push-Pull-Anordnung und die Wärmeentwicklung beschränkt. Bei maximaler Spannung sind laut Hersteller maximal 100 kHz zugelassen, bei der  $\lambda/2$ -Spannung mit  $\lambda = 1064 \text{ nm}$  maximal 180 kHz.

## 2.1.2 Die Delaygenerator-Karten

Bei den Delaygenerator-Karten handelt es sich um 2 PCI-Karten<sup>3</sup>, die in einem PC installiert wurden und mit einem selbstgeschriebenen LabView-VI gesteuert werden können. Die Delaykarten erzeugen periodische TTL-Pulssequenzen mit Repetitionsraten zwischen 100 Hz und 650kHz. Dazu besitzen die Karten jeweils einen 80-MHz Quartz-Oszillator als interne Uhr. Auf 3 SMA Ausgängen (T,A,B) pro Karte werden zu einem für jeden Kanal individuell einstellbarem zeitlichen Abstand vom globalen internen Trigger (=Delay), je ein Rechteckpuls, mit Anstiegszeiten  $< 2,3$  ns ausgegeben. Die Delays können in 25 ps-Schritten eingestellt werden. Der Jitter zwischen den Pulsflanken zweier Kanäle wurde vom Hersteller als  $< 50$  ps spezifiziert. Die Pulslängen sind zwischen 0,2 und 25,6  $\mu$ s einstellbar. Im Gate-Modus werden die Trigger von Ausgang A und B kombiniert, so dass auch die fallende Pulsflanke mit in 25 ps-Schritten eingestellt werden kann<sup>4</sup>.

Abbildung 2.2 zeigt einen Screenshot des LabView-VIs. Das LabViewVI stellt die Karten a priori so ein, dass sie auf die interne Uhr der Master-Karte synchronisiert sind. Für jeden Kanal können die Werte An/Aus, der Delay in  $\mu$ s und die Polarität gesetzt werden. Für jede Karte kann die Pulslänge in 100 ns-Schritten eingestellt werden und die Kanäle A und B bei Bedarf im Gate-Modus betreiben werden. Bei diesem werden die Signale der Kanäle A und B so verbunden, dass der Delay von Kanal A die steigende Flanke und Delay von Kanal B die fallende Flanke des TTL-Puls definiert. Die Steuerung der Werte An/Aus und der Delay kann im „Echtzeitmodus“ oder im „Manuellen Modus“ geschehen. Bei ersterem werden die Werte direkt nach der Eingabe an die Delaykarten weitergegeben, im anderen Fall erst nach erneutem Aktivieren der Signalausgabe. Die grünen Lichter zeigen an, welche Kanäle gerade aktiv sind.

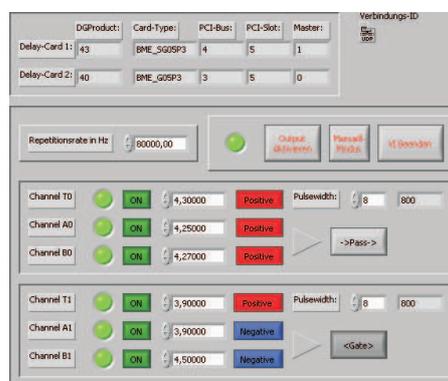


Abbildung 2.2: Screenshot des LabView-VIs im Betrieb

<sup>3</sup>Delaygenerator-Karten von BME - Typ: Karte „0“ (Master): SG05p, Karte „1“ (Slave): G05p - [www.bmebergmann.de](http://www.bmebergmann.de)

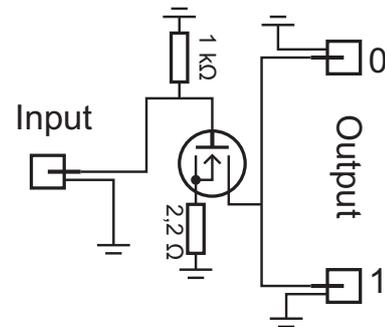
<sup>4</sup>Ohne Gate-Modus sind die fallenden Pulsflanken nur in einem 100 ns-Raster einstellbar.

### 2.1.3 Instrumente zur Messung der Pulsform

Zur Messung der Pulsform wurden 2 APDs als Einzelphotonenzähler verwendet<sup>5</sup>. Die Detektionszeitpunkte wurden mit Hilfe des HRM-Time-Moduls<sup>6</sup> gestoppt. Beide Instrumente wurden bereits in [5] vorgestellt und charakterisiert. In dieser Bachelorarbeit werden darauf aufbauend weiterführende Funktionen erklärt, die dort nicht verwendet wurden.

**Gate-Funktion der APDs** Die auf die Detektionsfläche der APDs eingestrahlte Leistung bzw. Countrate darf einen gewissen Schwellwert nicht überschreiten. Ab  $10^6$  Counts pro Sekunde werden die APDs zum Schutz durch das Netzteil deaktiviert. Die „An/Aus“-Effizienz der Pockelszelle liegt bei  $\approx 1 : 100$ . Um nicht zu viele Hintergrundcounts aufzunehmen, die die APDs zum Abschalten bringen würden, wurde die Gatefunktion benutzt. Es hat sich gezeigt, dass die APDs bei hohe Intensitäten für kurze Belichtungszeiten ab Countraten von etwa  $20 \cdot 10^6$  Counts pro Sekunde nicht mehr zuverlässig detektieren. Damit ist gemeint, dass mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit zwar Photonen detektiert werden, aber kein TTL-Puls ausgegeben wird. Für Countraten unter  $7 \cdot 10^6$  war die APD zuverlässig.

Beim Einsatz der Gate-Funktion wird die APD nur in einem gewissen Zeitfenster aktiviert. Das Gate wird über einen BNC-Eingang (Gate-Eingang) gesteuert. Dieser liegt im Grundzustand auf 5 Volt, die APD ist dann aktiviert. Treibt man die Spannung des Eingangs unter 0,4 Volt, so wird die APD abgeschaltet. Dazu muss ein Strom von über 90 mA getrieben werden. Die Delaygenerator-Karten können nur Strom ziehen, aber nicht treiben. Daher wurde eine Vorschaltung mit einem schnellen Mosfet gemäß Abbildung 2.3 angefertigt. Wird der Eingang der Vorschaltung auf 0 V gelegt, so sind die APDs aktiviert. Bei über 2 V werden die APDs abgeschaltet. Die APDs wurden auf das gleiche Potential gelegt, damit sie möglichst gleichzeitig an oder aus sind.



**Abbildung 2.3:** Skizze der Vorschaltung für die Gate-Eingänge der APDs

<sup>5</sup>APDs von Perkin-Elmer - Typ: SPCM-AQR 14 - Seriennummern: „APD 0“: 16196; „APD 1“: 15327

<sup>6</sup>HRM-Time Modul von SensL mit 27 ps Messgenauigkeit - [www.sensl.com](http://www.sensl.com)

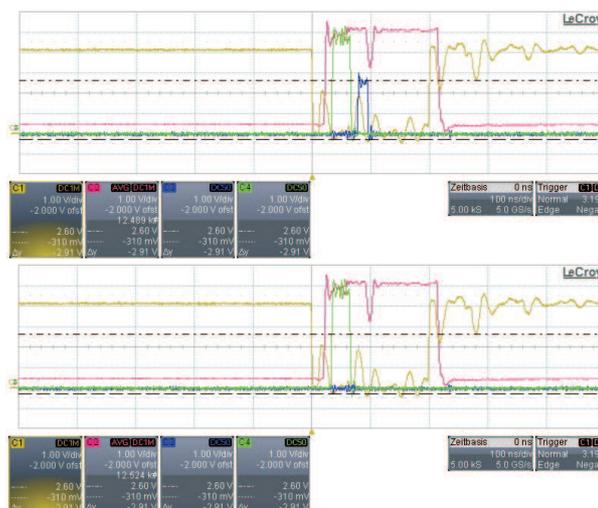
## 2 Experimentelle Grundlagen

Die APDs sind zwar vom selben Typ, aber von verschiedenen Baureihen. Ihre Gate-Funktionen unterscheiden sich wesentlich. Die APDs sollten in dem Augenblick, in dem sie aktiviert werden, einen TTL-Puls ausgeben. Bei der APD 15327 geschieht dies bei jeder Gate-Flanke. Bei APD 16196 wird der Gate-TTL-Puls allerdings nur mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit ausgegeben, wobei die Häufigkeit, bis zu einer Sättigung, proportional zur eingestrahlenen Intensität ist. Mit dem HRM-Time Modul und den Delaygenerator-Karten konnte nachgemessen werden, dass bei Ansteuerung des Gate-Eingangs durch periodische wiederholte Rechteckpulse, der Jitter zwischen den Gate-TTL-Pulsen und den Ansteuernden TTL-Pulsen unter 25 ps liegt.

Abbildung 2.4 zeigt das Verhalten des Gate-Eingangs beim Eintreffen eines TTL-

Pulses an der Vorschaltung. Es ist zu erkennen, dass der Gate-Eingang einmal nachschwingt. Wie in Abbildung 2.8 aus Abschnitt 2.2.2 zu sehen ist, misst die APD 15327 nicht im ganzen Zeitfenster gleichmäßig, was möglicherweise mit dem Nachschwinger zusammenhängt<sup>7</sup>. Durch verwenden eines langsameren Mosfets kann das Problem eventuell behoben werden, da mit einem solchen keine Nachschwinger zu sehen sind. In dieser Bachelorarbeit wurde das Problem durch die Wahl eines geeigneten Zeitfensters umgangen.

**Resync-Modus des HRM-Time Moduls** Ist es im Experiment notwendig, Zeitdifferenzen zwischen Ereignissen, die auf verschiedenen Kanälen des HRM-Time Moduls detektiert wurden, auszuwerten, kann die Desynchronisierung der Kanäle problematisch werden, wenn das Modul im „Free Running“-Modus betrieben wird. Sendet man dieselbe periodische TTL-Sequenz an zwei Kanäle und berechnet die Zeitdifferenzen, überschreitet die Standardabweichung der Zeitdifferenzen eine Nanosekunde. Lässt man das Modul im Resync-Modus arbeiten, kann die Standardabweichung um den Faktor 10 auf etwa 100 ps reduziert werden. Um den Resync-Modus zu aktivieren muss das Signal der internen Uhr des Moduls auf die Start-Kanäle gelegt werden. In der SIE2-Software muss „Internal Clock“ auf „Enabled“ und 1280 kHz gesetzt werden, um den Resync-Modus zu aktivieren. In einem LabView-VI, das Messreihen mit dem HRM-Time Modul durchläuft, können „Resync“ oder „Free Running“ gewählt werden.



**Abbildung 2.4:** Die Bilder des Oszilloskops zeigen die Reaktion des Gate-Eingangs auf das TTL-Signal. Rot: Gate-Eingang der APDs. Gelb: Ausgang der Delaygenerator-Karten. Grün: Ausgang der APD 15327. Blau: Ausgang der APD 16196. Oben: Gate-TTL der APD 16196 tritt auf. Unten: Gate-TTL der APD 16196 tritt nicht auf.

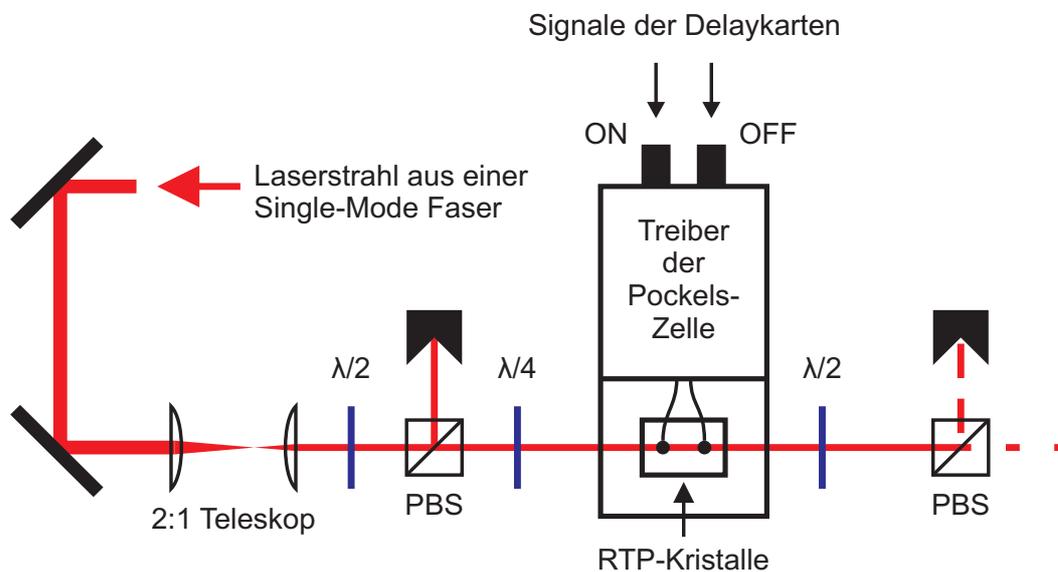
<sup>7</sup>Die APD könnte sich in dem Augenblick für kurze Zeit abschalten.

## 2.2 Versuchsaufbau und -durchführung

In diesem Abschnitt wird die experimentelle Durchführung beschrieben. In Kapitel 2.2.1 wird der Aufbau der Pockelszelle zur Pulsformung beschrieben und in Kapitel 2.2.2 der Ablauf der Pulsformmessungen.

### 2.2.1 Anordnung zur Pulsenerzeugung

Als Lichtquelle wurde ein bei  $1064 \sim \text{nm}$  Gitterstabilisierter cw-Laser verwendet, dessen Strahl durch eine Single-Mode Faser zum Experiment geleitet wurde. Somit stand ein guter Gausstrahl mit einem Durchmesser von  $\sim 2 \text{ mm}$  und einer Leistung von bis zu  $30 \text{ mW}$  zur Verfügung.



**Abbildung 2.5:** Aufbau zur Erzeugung der Lichtpulse. Ein PBS und eine  $\lambda/4$ -Platte vor der Pockelszelle genügen, um die Polarisation richtig einzustellen. Die  $\lambda/2$ -Platte und der PBS hinter den RTP-Kristallen erfüllen die Funktion des Analysators.

Abbildung 2.5 zeigt den Aufbau zur Pulsformung. Die Pockelszelle wird wie in Abbildung 1.3 von Polarisator und Analysator umschlossen. Zum Einstellen der Polarisation vor der Pockelszelle wurden ein Polarisationsstrahlteiler (=PBS) und eine  $\lambda/4$ -Platte verwendet. Als Analysator wurden eine  $\lambda/2$ -Platte und ein PBS verwendet. Die  $\lambda/4$ -Platte dient dazu, die Phasendifferenz der Teilstrahlen  $O_X$  und  $O_Z$ <sup>8</sup> durch kleine Drehungen zu korrigieren. Die  $\lambda/2$ -Platte direkt nach dem Teleskop dient dazu die gesamte Intensität des Lasers auszunutzen. Mit dem Teleskop wurde der Strahldurchmesser verkleinert, um eine gute Koppeleffizienz durch die Pockelszelle zu erreichen. Ohne das Teleskop lag die Koppeleffizienz bei etwa 60%. Mit dem 2 : 1-Teleskop lag die Koppeleffizienz weit über 99%.

Um den Strahl richtig durch die Pockelszelle zu justieren, wurde die Pockelszelle als letztes in den Strahlengang eingebaut. Mit einer CCD-Kamera hinter der Pockelszelle kann

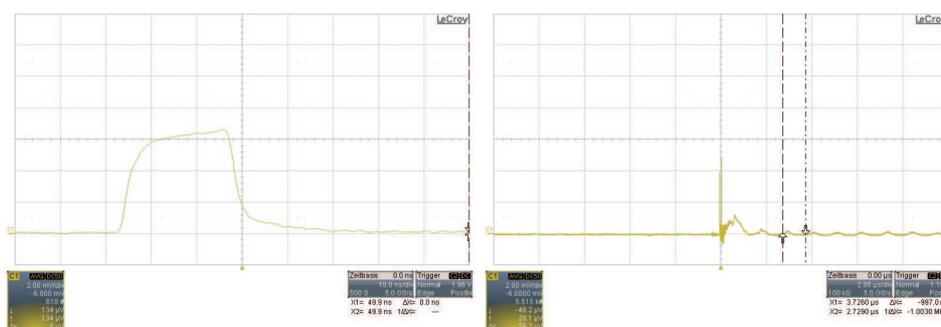
<sup>8</sup> $O_X$  bzw.  $O_Z$  bezeichnen die Teilstrahlen, die entlang der  $X$ -Achse bzw.  $Z$ -Achse des ersten RTP-Kristalls orientiert sind.

## 2 Experimentelle Grundlagen

das Strahlprofil beobachtet werden. Die Position transversal zur Propagationsrichtung des Strahls muss mit und ohne Pockelszelle gleich sein<sup>9</sup>. Dies wurde mit einer CDD-Kamera überprüft.

Die „An:Aus“-Effizienz der Pockelszelle wurde untersucht. Dazu wurde die Pockelszelle zunächst aus dem Strahlengang entfernt und die Intensität durch Drehen der  $\lambda/4$  und  $\lambda/2$ -Platten, die sich direkt vor und hinter der Pockelszelle befinden, minimiert. Ohne Pockelszelle wurde eine An:Aus-Effizienz von  $27,6 \pm 0,1 \text{ mW} : 17,5 \pm 12,5 \text{ }\mu\text{W}$  gemessen. Mit der Pockelszelle wurden  $27,6 \pm 0,1 \text{ mW} : 20 \pm 15 \text{ }\mu\text{W}$  gemessen. Die Fehler ergeben sich daraus, dass die Transmission der Anordnung in der „Aus“-Stellung sehr empfindlich auf Drehungen der  $\lambda/4$ - und  $\lambda/2$ -Platten ist, woraus unvermeidliche Schwankungen der Intensität entstehen. Mit der Pockelszelle hat das Strahlprofil hinter dem Analysator in der „Aus“-Stellung einen deutlichen Doppelspot. Eine mögliche Ursache sind unterschiedliche Laufzeiten der Teilstrahlen, mit unterschiedlichen Wellenvektoren, des Gauss-Strahls durch den Kristall. Dieser Effekt kann möglicherweise mit einem höheren Strahldurchmesser kompensiert werden.

**Inbetriebnahme der Pockelszelle** Um bei der Inbetriebnahme zu prüfen, ob die Pockelszelle funktioniert, wurde hinter dem Analysator eine schnelle Photodiode<sup>10</sup> aufgestellt. Um die Pockelszelle in Betrieb zu nehmen, müssen als erstes die TTL-Pulse der Delaygenerator-Karten eingestellt und aktiviert werden<sup>11</sup>. Ein TTL-Puls der Delaygenerator-Karten wird als Trigger für das Oszilloskop verwendet. Die Wasserkühlung sollte vor Betrieb eingeschaltet werden. Als letztes wird das Hochspannungsgerät aktiviert und das Potentiometer langsam hochgedreht. Die Photodiode sollte dann einen Puls herauswachsen sehen. Abbildung 2.6 zeigt einen Puls, der mit einer DET10A/M von Thorlabs aufgenommen wurde, die eine Anstiegszeit von 2 ns hat.



(a) 23,5 ns-Puls bei  $\lambda/2$ -Spannung

(b) 30 ns-Puls bei  $\lambda$ -Spannung mit einem Nachpuls und Nachschwingungen

**Abbildung 2.6:** Mit einer DET10A/M und einem 1 GHz Oszilloskop aufgenommene Pulse. Aufgrund der Anstiegszeit der Photodiode und der beschränkten Bandbreite des Oszilloskops, erscheinen die Flanken des Pulses stark geglättet.

<sup>9</sup>...dann kann angenommen werden, dass der Strahl orthogonal auf die Grundflächen der Kristalle trifft.

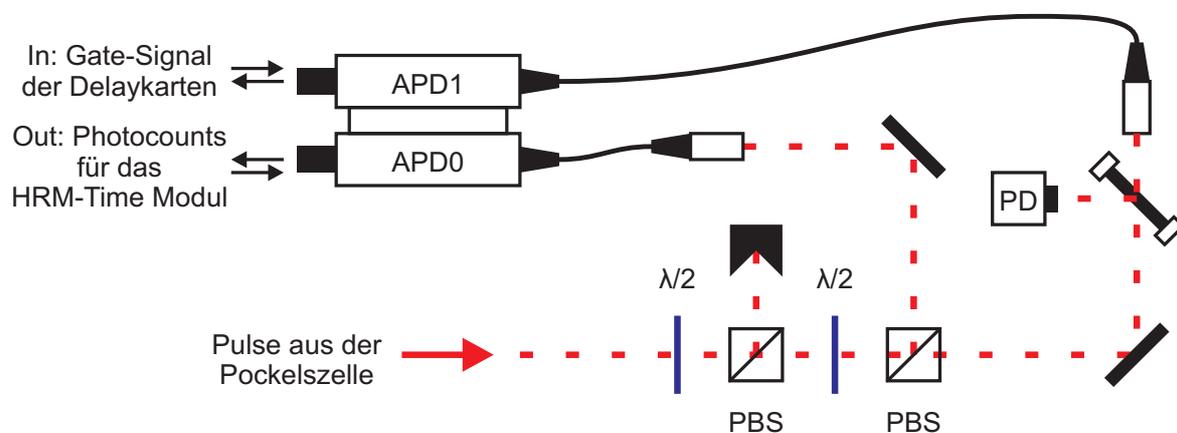
<sup>10</sup>Thorlabs - DET10A/M - Rise-Time: 2 ns

<sup>11</sup>Beispiel: Kanal A: ON-Flanke mit einem Delay von  $2,05 \text{ }\mu\text{s}$ , Kanal B: OFF-Flanke mit einem Delay von  $2,07 \text{ }\mu\text{s}$ , für einen  $\approx 23,5 \text{ ns}$ -Puls.

### 2.2.2 Aufbau zur Messung von Pulsformen

Um die Pulse zu messen, wurde ein Aufbau gewählt mit dem auch eine Autokorrelationsmessung möglich ist, da 2 APDs zur Verfügung standen und ursprünglich ein Vergleich der Messgenauigkeit verschiedener Messmethoden geplant war. Die Pulsformmessungen, auf die in der Auswertung in Kapitel 3 zurückgegriffen werden, können auch mit einer einzelnen APD durchgeführt werden.

Um die Intensität für die APDs zu regulieren kontinuierlich einstellen zu können, wurden mit eine  $\lambda/2$ -Platte mit einem PBS eingebaut. Eine weitere  $\lambda/2$ -Platte mit einem PBS wurde als Strahlteiler verwendet. Mit einem Klappspiegel wurde zusätzlich eine Photodiode von Thorlabs vom Typ DET10A/M als Monitor integriert. Mit der Photodiode kann die Funktionalität der Pockelszelle überprüft und die Einstellung der richtigen Parameter für die Pulssequenzen der Delaygenerator-Karten erleichtert werden.



**Abbildung 2.7:** Die erste  $\lambda/2$ -Platte erfüllt zusammen mit dem ersten PBS die Funktion eines Dimmers. Die zweite  $\lambda/2$ -Platte mit dem zweiten PBS dienen als Strahlteiler. Vor einem der Koppler für die APDs steht ein Klappspiegel mit Photodiode als Monitor.

Aufgrund der Anstiegszeit der Photodiode von 2 ns und der Bandbreite des verwendeten Oszilloskops von 1 GHz kann der Puls, dessen Anstiegs- und Abfallszeiten kleiner als 1,5 ns spezifiziert sind, nicht sauber aufgelöst werden. Die Wellenlänge 1064 nm liegt gerade noch im empfindlichen Bereich der Photodiode. Die Signale lagen im 5 mV Bereich, so dass das Signal stör anfällig gegenüber TTL-Signalen auf benachbarten Koaxialkabeln wurde. Die Photodiode konnte verwendet werden, um Effekte auf größerer Zeitskala, wie zum Beispiel Nachschwingungen und ein großer Nachpuls, wie in Abbildung 2.6, zu beobachten.

Bevor das Licht zur Pulsmessung in die APDs gekoppelt wird, muss es um  $10^{7\pm 1}$  abgeschwächt werden<sup>12</sup>, um im optimalen Leistungsbereich für die APDs zu liegen. Für die Messungen müssen nun die TTL-Trigger-Sequenzen definiert werden.

<sup>12</sup>bei 30 mW Amplitudenintensität der Pulse

**Beschaltung und Pulssequenz** Zur Erstellung eines Detektionshistograms, das gegen die Pulsform konvergiert bzw. aus dem die Pulsform errechnet werden kann, müssen die Detektionszeiten von Photonen, die aus dem Puls stammen, bezüglich einem Referenztrigger, der synchron zur Triggerung der Pulsflanken läuft, bestimmt werden. Als Referenz kann entweder der Gate-TTL der APDs oder ein zusätzlicher Referenztrigger der Delaygenerator-Karten verwendet werden.

Bei der erstgenannten Methode genügt es, die Ausgangskanäle der APDs an jeweils einen Kanal des HRM-Time Moduls anzuschließen. Der Referenztrigger liegt dann jeweils auf dem selben Kanal wie die TTL-Pulse, die Photonendetektionen anzeigen. Daher kann bei dieser Methode kann das HRM-Time Modul im „Free Running“ Modus betrieben werden. Bei der anderen Methode wird ein zusätzlicher TLL der Delaygenerator-Karten auf einen weiteren Kanal des HRM-Time Moduls gelegt. Also muss das Modul bei dieser Messmethode im „Resync-Modus“ betrieben werden. In Tabelle 2.1 ist die Verwendung und Einstellung der Ausgänge der Delaygenerator-Karten dargestellt. Tabelle 2.2 zeigt die Verwendung der Eingänge des HRM-Time Moduls.

Um eine Pulsform aufzunehmen wurden in der Regel bei Repetitionsraten von 80 kHz zwischen 10 und 100 Sekunden lange Messungen durchgeführt. Zur Auswertung konnten also einige Hunderttausend bis einige Millionen Counts verwendet werden.

Verwendung	Ausgang der DG-Karten
ON/OFF-Eingänge der Pockelszelle	A0,B0 mit positiver Polarität
Referenztrigger auf dem Oszilloskop	T0 mit positiver Polarität
Gatefunktion der APDs	A1,B1 im Gate-Modus mit negativer Polarität
Referenztrigger für das HRM-Time Modul	T1 mit positiver Polarität

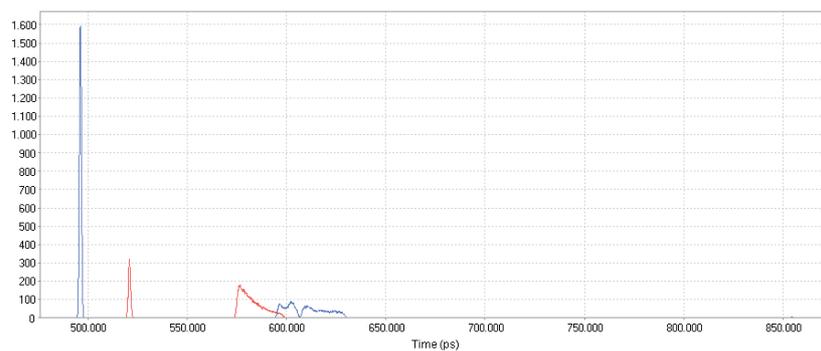
**Tabelle 2.1:** Verwendung der Ausgänge der Delaygenerator-Karten bei Verwendung des externen Referenztriggers. Bei Verwendung der Gate-TTL-Pulse als Referenztrigger kann T1 weggelassen werden.

Eingang des HRM-Time Moduls	Eingabe Signal
Stop 1	Referenztrigger - T1
Stop 2	Ausgangssignal - APD0
Stop 3	Ausgangssignal - APD1
Start 1,2,3	Interne Uhr des HRM-Time Moduls

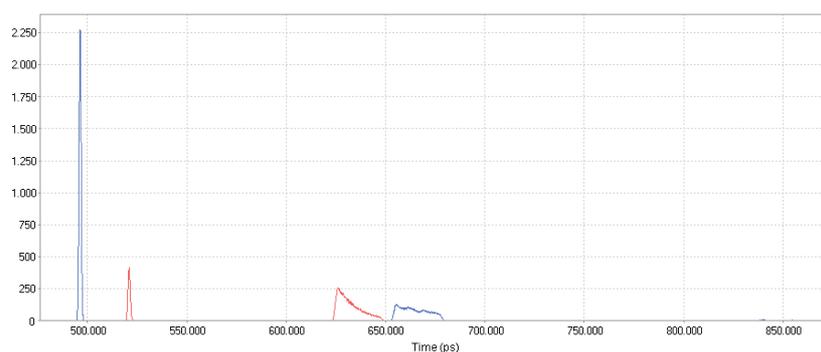
**Tabelle 2.2:** Signale auf den Eingängen des HRM-Time Moduls bei Verwendung des externen Referenztriggers. Bei Verwendung der Gate-TTL-Pulse als Referenztrigger kann beliebiges Startsignal verwendet werden.

Bevor eine Messung gestartet werden kann, müssen die richtigen Parameter für die Delays der Delaygenerator-Karten gefunden werden. Das Zeitfenster, in dem die APDs scharfgestellt sind, muss so gewählt werden, dass der Puls im Zeitfenster enthalten ist, aber nicht zu viele überflüssige Photonencounts aufgenommen werden. Dazu kann die SIE2-Software des HRM-Time Moduls genutzt werden. Der Referenztrigger T1 wird dazu zunächst auf die Start-Kanäle 2 und 3 gelegt. Dann wird in der SIE2-Software mit dem TCSPC-Multiscaler-Modus ein Histogramm aufgenommen. Abbildung 2.8 zeigt die Pulsformen für verschiedene Abstände zwischen TTL-Pulsen für die Pockelszelle und für das Gate.

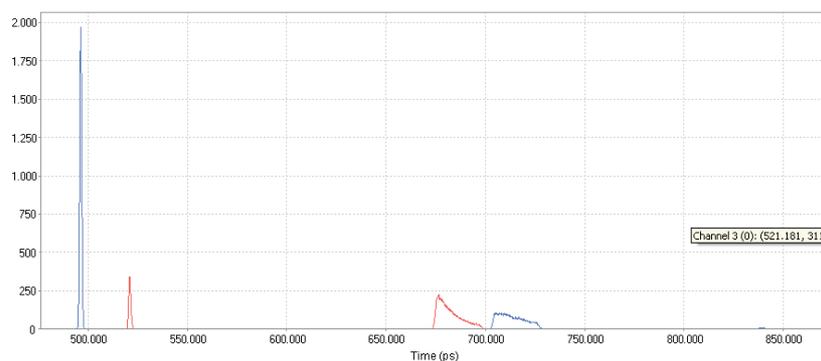
## 2.2 Versuchsaufbau und -durchführung



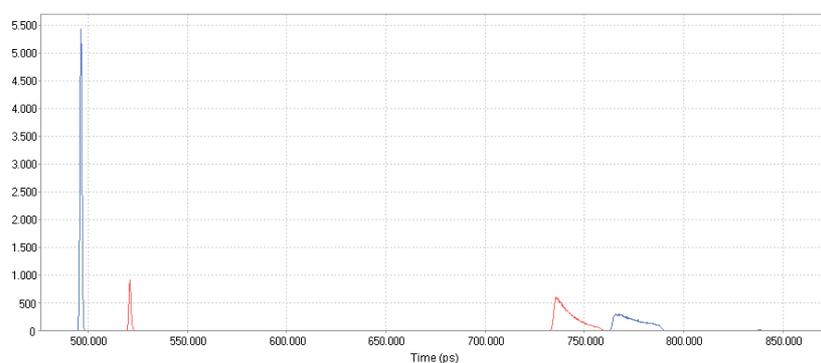
(a)



(b)



(c)



(d)

**Abbildung 2.8:** Aufnahmen der Pulsform mit den APDs, durchgeführt mit der SIE2-Software. Als Eingang für den Start-Kanal des HRM-Time Moduls wurde ein Referenztrigger der Delaygenerator-Karten verwendet. Die ersten zwei scharfen Peaks sind die Gate-TTL-Puls der APDs danach folgen die Pulse der Pockelszelle. Von Abbildung (a) bis (d) wurden Delays  $A_0$  und  $B_0$  für die Pockelszelle in  $\sim 100ns$ -Schritten erhöht. Es ist zu erkennen, dass bei der APD 15327 die Pulsform verzerrt wird, wenn der Lichtpuls zu kurz nach dem Einschalten der APD bei dieser eintrifft.

## 2 Experimentelle Grundlagen

Es ist zu erkennen, dass die Pulsform unterschiedlichen Störungen ausgesetzt ist, je nach dem wie groß die Zeit zwischen der Öffnung des Gatefensters und dem Eintreffen des Pulses auf der Detektorfläche der APD ist. Da unmittelbar kein Zusammenhang zwischen der Spannung des Gate-Eingangs aus Abbildung 2.4 mit den Pulsverzerrungen zu erkennen ist, liegt die Ursache vermutlich in der Elektronik der APDs versteckt. Der Abstand wurde schließlich so, wie im untersten Bild gewählt.

Um die Pulsformmessung durchzuführen wurde ein LabView-VI verwendet, das das HRM-Time Modul Messreihen im FIFO-Time-Tagging Modus durchführen lässt. Dadurch werden .csv-Dateien erzeugt, in denen sämtliche registrierte Ereignisse mit dem entsprechenden Detektionszeitpunkt aufgelistet sind. In Kapitel 3.1 wird erklärt, wie aus den Listen Detektionshistogramme und daraus die Pulsformen bestimmt werden.

# 3 Charakterisierung der Pulse

In diesem Kapitel wird zunächst in Abschnitt 3.1 die Auswertung der Pulsformmessungen besprochen. Im nachfolgenden Abschnitt 3.2 werden schließlich die gemessenen Pulsformen dargestellt und diskutiert.

## 3.1 Auswertung

In diesem Abschnitt wird zunächst in Unterabschnitt 3.1.1 skizziert, wie aus den wie in Abschnitt 2.2.2 aufgenommenen Listen der Detektionszeitpunkte die Detektionshistogramme berechnet werden. Auf den Auswertungsalgorithmus wird im Anhang mit Code-Beispielen genauer eingegangen. In Abschnitt 3.1.2 wird erklärt, wie aus dem Detektionshistogramm mit Hilfe der Entzerrungsformel (1.17) die Pulsform bestimmt werden kann.

### 3.1.1 Erstellung des Detektionshistogramms

Mit dem HRM-Time Modul wurden Detektionszeitpunkte und Referenztrigger in Ereignislisten gespeichert. Jedes Ereignis wird mit den Informationen Zeit und Kanal gespeichert. Die Ereignislisten können nun auf drei verschiedene Arten zu einem Detektionshistogramm verarbeitet werden. Für die Pulsformmessungen in dieser Bachelorarbeit wurde schließlich Methode 1 angewendet.

#### 1. **Direktes Histogramm mit externem Referenz-Trigger:**

Es wird ein Histogramm über die Zeitdifferenz zwischen dem Referenztrigger und einer Photonendetektion aus dem Puls bestimmt. Damit die Entzerrungsformel (1.17) auf das Detektionshistogramm angewendet werden kann, wird in jeder Periode nur das erste detektierte Photon aus dem Puls gezählt. Als Referenztrigger wird das TTL-Signal einer Delaygenerator-Karte verwendet. Dieses kann vom Auswertungsalgorithmus anhand der Kanalnummer in den Detektionslisten identifiziert werden. Das Histogramm konvergiert dann gegen die Detektionsfunktion des Pulses. Die Detektionslisten für diese Methode werden im „Resync-Modus“ des HRM-Time Moduls aufgenommen.

#### 2. **Direktes Histogramm mit Gate-Count als Referenz-Trigger:**

Diese entspricht der ersten Methode, bis auf die Tatsache, dass als Referenztrigger die TTL-Pulse verwendet werden, die die APDs beim Schalten des Gates ausgeben. Der Auswertungsalgorithmus muss die Referenztrigger von den Photonendetektionen unterscheiden können. Für diese Methode können der „Resync“- oder der „Free Running“-Modus des HRM-Time Moduls verwendet werden.

### 3 Charakterisierung der Pulse

#### 3. Histogramm der Autokorrelation mit externem Referenz-Trigger:

Bei dieser Methode müssen beide APDs die gleiche Pulsform messen. Man berechnet für alle Photonendetektionspaare, die aus der jeweils ersten Photonendetektion aus dem gleichen Puls bestehen, die Zeitdifferenz zwischen beiden Detektionsereignissen und erstellt daraus ein Histogramm. Das Histogramm konvergiert dann gegen die Autokorrelationsfunktion der Detektionsfunktion des Pulses. Mit einem numerischen Verfahren kann das Histogramm rückgefaltet werden und mit dem Ergebnis die Pulsform berechnet werden. Bei dieser Methode muss das HRM-Time Modul im „Resync-Modus“ verwendet werden.

Mit diesen Methoden bestimmt man die Form eines über viele Iterationen gemittelten Pulses. Dabei wird durch den Jitter des Pockelszellentreibers und der Delaykarten über die Pulslänge und den zeitlichen Offset gemittelt. Durch den Jitter des Referenztriggers und die begrenzte Messgenauigkeit der APDs und des HRM-Time Moduls wird das Pulsprofil zusätzlich verschmiert. Da die zeitlichen Schwankungen der einzelnen Komponenten voneinander unabhängig erfolgen, kann man eine grobe Schätzung der zeitlichen Auflösung der Methoden berechnen, indem man die Quadrate der Standardabweichungen aufsummiert und die Quadratwurzel zieht. Dabei wurden die Messungenauigkeiten und die Schwankungen des Offsets des Pulses zur effektiven Zeitauflösung zusammengefasst, da nur die Pulsform, aber nicht der Offset des Pulses von Interesse sind.

Methode	Jitterquelle	Jitterwert (RMS)
1,2,3	Delaykarten - Eingang-zu-Eingang	< 50 ps
1,2,3	APDs - Zeitauflösung	< 25 ps
1,2	Pockelszellentreiber - Eingangsjitter	< 200 ps
1	HRM-Time Modul - Eingang-zu-Eingang	< 150 ps
2	HRM-Time Modul - 2× Zeitauflösung	< 50 ps
3	APDs - Gate-Auslösung	< 25 ps
	HRM-Time Modul - 2× Asynchronität	< 120 ps
	Pockelszellentreiber - Eingang-zu-Eingang	< 125 ps

**Tabelle 3.1:** Die bei den entsprechenden Messmethoden beitragenden Jitterquellen, die die Zeitauflösung beschränken.

In Tabelle 3.1 sind für die drei Methoden alle Beiträge, die die zeitliche Auflösung beschränken eingetragen. In Tabelle 3.2 stehen die daraus resultierenden effektiven Zeitauflösungen. Die Zeitauflösung der Methoden sind mit < 300 ps im Vergleich zu den Anstiegszeiten des Pulses von < 1,5 ns vernachlässigbar klein.

Bei der Auswertung werden mit einem selbstgeschriebenen Matlab-Skript die Detektionshistogramme erstellt. Mit weiteren Matlab-Skripten werden die gemessenen Pulsformen bei Bedarf entzerrt. Code-Beispiele mit einer Erläuterung des Auswertungsalgorithmus, befinden sich im Anhang.

Um die Entzerrungsformel (1.17) anwenden zu können, müssen die Detektionshistogramme zu Detektionsfunktionen normiert werden. Dazu muss der Parameter  $p$  aus Formel (1.16) bestimmt werden. Da die Bestimmung von  $p$  auf direktem experimentellem Weg nicht gelun-

Methode	1	2	3
effektive Zeitauflösung	< 256,2 ps	< 210,4 ps	< 178,2 ps

**Tabelle 3.2:** Berechnete effektive Zeitauflösung der Messmethoden

gen ist<sup>1</sup>, wurde  $p$  zunächst mit Hilfe der Form des Histogramms und den Annahmen über die Pulsform abgeschätzt, um einen geeigneten Intensitätsbereich einzustellen. Um die Pulsform endgültig zu entzerren, wurde die Schiefe des Pulses bei niedrigen Photonennraten als Referenzgröße für Fits verwendet, da sie monoton wachsend in  $p$  ist. Der Parameter  $p$  wird dabei iterativ korrigiert, bis die Schiefe des entzernten Pulses, bei höheren Intensitäten gemessen Pulses, mit der Referenz übereinstimmt.

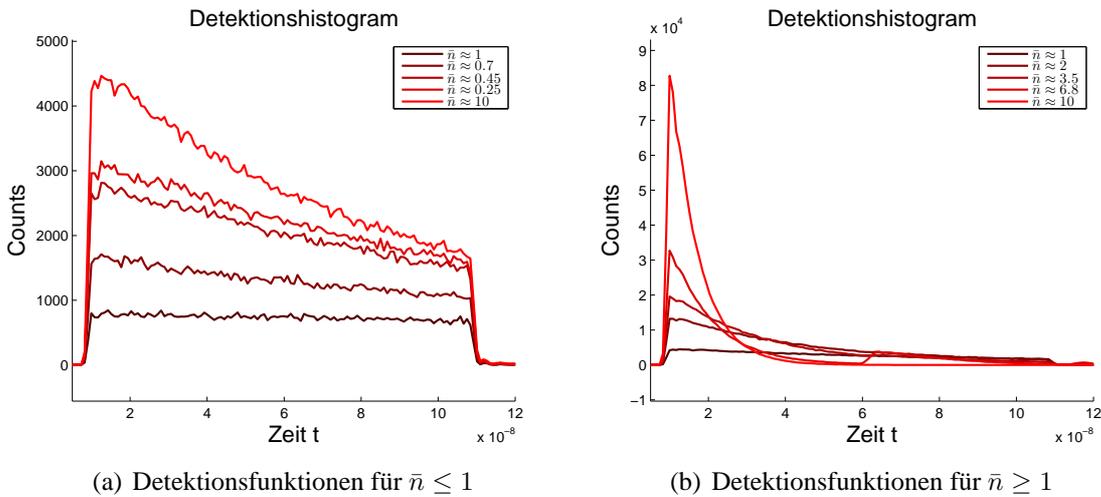
---

<sup>1</sup>Problem mit dem HRM-Time Modul, wie in 2.1.3 beschrieben.

### 3.1.2 Entzerrung der Pulsform

Um zu prüfen, wie gut die Entzerrung der gemessenen Pulsformen mit der Entzerrungsformel (1.17) funktioniert, wurde ein 100 ns-Puls bei verschiedenen Intensitäten aufgenommen. Die Intensität wurde so eingestellt, dass bei einer relativen Intensität von  $\sim 10\%$ , bezüglich einer Referenzintensität, die mittlere Photonenzahl pro Puls  $\bar{n}_{eff} \approx 1$  ist. Die mittlere effektive Photonenzahl wurde dabei durch Form des Detektionshistogramms abgeschätzt. Zur Vereinfachung wurde ein Rechteckpuls angenommen. Wie aus Gleichung (1.15) entnommen werden kann, fällt in diesem Fall die Detektionsfunktion von der positiven Flanke zur negativen Flanke exponentiell um den Faktor  $e^{-\bar{n}_{eff}}$  ab. Durch den Abgleich mit dieser Pulsform wurde die richtige Intensität abgeschätzt. Durch das Austauschen von Absorptionsfiltern konnte die relative Intensität nun kontrollierbar zwischen 1% und 100% variiert werden. Die Stufen der mittleren Photonenzahl  $\bar{n}_{eff}$  wurden möglichst ähnlich zu denen, aus den Theoriekurven aus Abschnitt 1.2 in Abbildung 1.5 zu gewählt, um direkt Vergleich zu können.

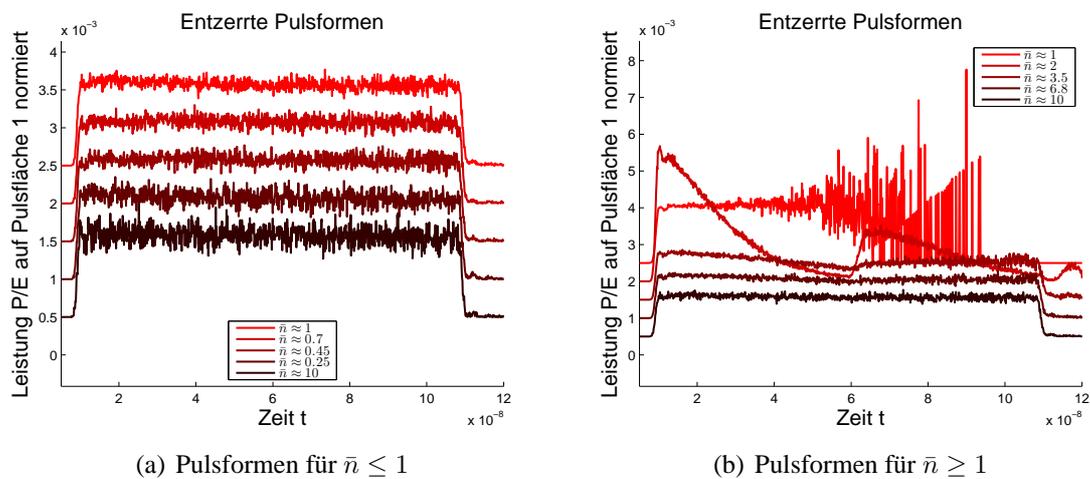
Zur Aufnahme der Detektionshistogramme wurde für jede Intensität eine 10 Sekunden lange Messung durchgeführt. Für eine mittlere effektive Photonenzahl von  $\bar{n}_{eff} \approx 1$  hat man also etwa  $10^5$  Counts auswerten können. Die Detektionshistogramme sind in Abbildung 3.1 dargestellt. Für mittlere effektive Photonenzahlen  $\bar{n}_{eff} \leq 1$  stimmen die Detektionshistogramme gut mit den Theoriekurven überein. Für höhere Intensitäten weicht das Detektionshistogramm zunehmend von der erwarteten Form ab.



**Abbildung 3.1:** Detektionshistogramme eines 100 ns-Pulses bei der Potentiometerstellung 4,5 für verschiedene mittlere Photonendetectionen pro Puls.

Die Ergebnisse der Entzerrung sind in Abbildung 3.2 zu sehen. Für  $\bar{n}_{eff} < 1$  entsprechen die Detektionshistogramme den Vorhersagen. Für  $\bar{n}_{eff} = 1$  ist schon eine leichte Erhöhung der Counts im hinteren Bereich zu erkennen, für  $\bar{n}_{eff} > 1$  sind diese Fehler deutlich zu erkennen. Es bilden sich Doppel- bzw. Dreifachpulse aus, die bei  $\bar{n}_{eff}$  wieder verschwinden. Eine mögliche Erklärung für die Doppel- und Dreifachpulse ist, dass die APDs nicht für jedes detektierte Photon einen TTL-Puls ausgeben. Wird ein Photon von der APD übersehen, so kann nach der Totzeit ein weiteres Photon detektiert werden, welches dann in der Auswertung als das erste Photon im Puls gezählt wird. Da das Innenleben der APDs nicht bekannt ist, können die Ursachen für dieses Verhalten nicht genauer untersucht werden.

Aus den Ergebnissen kann gefolgert werden, dass die Entzerrungsformel (1.17) angewendet werden kann, solange bei einer mittleren Photonenzahl pro Puls  $\bar{n}_{eff}$  unter 0,7 gemessen wird.



**Abbildung 3.2:** Pulsformen berechnet mit der Entzerrungsformel 1.17 aus den Detektionsfunktionen  $D_1$  aus Abbildung 3.1. Für mehr als ein Photon pro Puls erhält man keine sinnvollen Ergebnisse mehr.

## 3.2 Charakterisierung der Pulse

In diesem Kapitel werden sämtliche Erkenntnisse zusammengetragen, die im Rahmen der Bachelorarbeit über die mit der Pockelszelle erzeugten Pulsformen in Erfahrung gebracht wurden. In Abschnitt 3.2.1 werden zunächst die allgemeinen Pulsformen und Möglichkeiten diskutiert. Auf die beobachteten Nachpulse und Nachschwingungen nach einem Puls wird in Abschnitt 3.2.2 genauer eingegangen.

### 3.2.1 Die allgemeine Pulsform

Die drei Parameter, die die Pulsform maßgeblich beeinflussen, sind die Trigger der Flanken für die Pulslänge, die Peakspannung der Hochspannungsversorgung und die Stellung der  $\lambda/4$ -Platte vor der Pockelszelle.

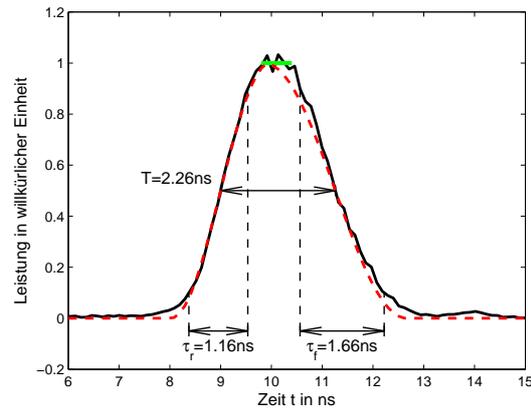
Abbildung 3.3 zeigt den Plot eines 10 ns langen Rechteckpulses, der bei einer Potentiometerstellung von 4,5 erzeugt wurde. Die  $\lambda/4$ -Platte wurde dabei so gedreht, dass die Schließeffizienz, d.h. das Verhältnis zwischen der Peakintensität und der „Aus“-Intensität, optimal ist. Ist es an entsprechender Stelle nicht explizit anders erwähnt, so sind alle in diesem Kapitel diskutierten Pulsformen bei dieser Stellung der  $\lambda/4$ -Platte aufgenommen worden.

Die rot-gestrichelte Kurve ist eine Theoriekurve aus Kapitel 1.1.4, deren Parameter direkt aus der gemessenen Pulsform bestimmt wurden. Es wurden die Pulslänge, Anstiegs- und Abfallszeiten  $T$ ,  $\tau_r$  und  $\tau_f$  direkt aus dem entzerrten Detektionshistogramm des Pulses berechnet. Um die Höhe des Plateaus zu bestimmen, wurde ein Zeitfenster gewählt, in dem die Intensität näherungsweise konstant und maximal ist, und über die Binhöhe im Zeitfenster gemittelt. Dies wird durch den grünen Strich gekennzeichnet.

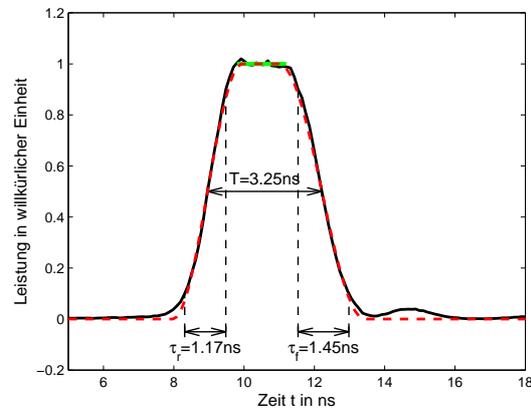
In dem Plot sind bereits kleine Artefakte des Pulses nach den Flanken zu erkennen, bei denen es sich um Überschwinger der Spannung des Pockelszellentreibers handelt. Bei einer Beobachtung des Pulses bei der  $U_{\lambda/4}$ -Spannung kann die Höhe des Überschingers bestimmt werden.

**Pulsformen für verschiedene Spannungen** Um herauszufinden, bei welcher Betriebsspannung die besten Pulsformen erzeugt werden, wurde eine Messreihe mit einem 20 ns-Puls bei verschiedenen Spannungen durchgeführt. Die Pulsformen sind in Abbildung 3.4 gezeigt. Im Plot sind die Pulsformen mit den zugehörigen Potentiometerstellung beschriftet. Für Potentiometerstellungen zwischen 4,4 und 4,6 ist die Spannung nahe der  $U_{\lambda/2}$ -Spannung und man erhält somit rechteckähnliche Lichtpulse. Geht man in Richtung der Maximalspannung, so geht man in den Doppelpulsbetrieb über. Man sieht, dass die  $U_{\lambda}$ -Spannung des Pockelszellentreibers so abgestimmt ist, dass gerade die Pockelszelle gerade eine Phasenverschiebung von  $2\pi$  erzeugt.

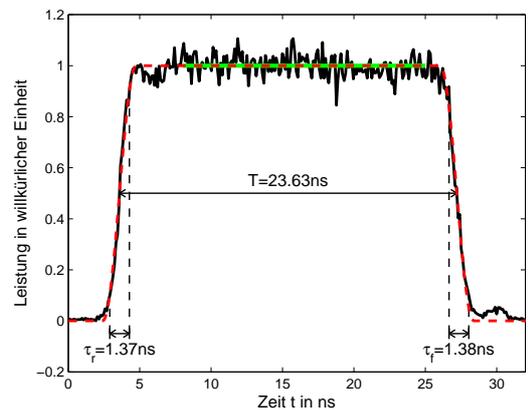
Bei der Potentiometerstellung 2,0 ist der Überschwinger deutlich zu erkennen. Die Höhe des Überschingers kann aus dem Plot abgelesen werden. Die Peakspannung betrug bei der Potentiometerstellung 2,0 bei Annahme linearen Verhaltens der Spannung  $\approx 0,45 \cdot U_{\lambda/2}$ . Der Überschwinger befindet sich dann gerade im linearen Bereich der Transmissionsfunktion und die Spannung kann aus (1.11) bestimmt werden. Durch Ablesen aus dem Plot erhält



(a) 2,26 ns Puls



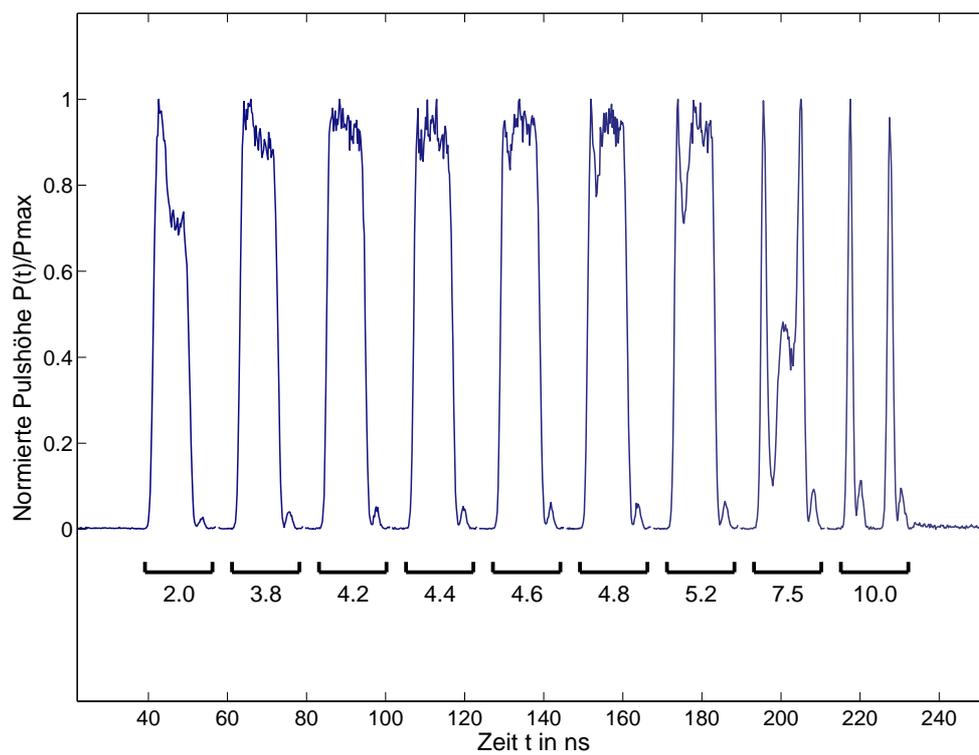
(b) 3,25 ns Puls



(c) 23,5 ns Puls

**Abbildung 3.3:** Plot des entzerrten Detektionshistogramms dreier unterschiedlich langer Pulse bei Potiometerstellung 4,5. Theoriekurven sind rot-gestrichelt eingezeichnet. Die Anstiegs- und Abfallszeiten  $\tau_r$  und  $\tau_f$  wurden jeweils aus dem Detektionshistogram bestimmt und als Parameter für die Theoriekurven verwendet. Die grünen dicken Striche kennzeichnen jeweils den Bereich, über den gemittelt wurde, um die Höhe des Plateaus zu bestimmen.

### 3 Charakterisierung der Pulse



**Abbildung 3.4:** Pulsformen von 20 ns-Pulsen mit verschiedenen Potentiometerstellungen am Hochspannungsgerät. Die Zahl unter der Pulsform gibt die jeweilige Potentiometerstellung an.

man  $\approx \frac{\Delta I}{I_0} = 0,15$ .

$$\Delta U = \left( \frac{\Delta I}{I_0} \right) U_{\pi/2} \approx 250 \text{ V}$$

Die Länge des Überschwingers kann abgelesen werden und beträgt  $\sim 1$  ns. Mit der Formel (1.13) und der spezifizierten  $\lambda/2$ -Spannung erhält man, dass der Überschwinger der Transmissionsfunktion auf  $\sim 1,3\%$  reduziert werden kann<sup>2</sup>, wenn der Überschwinger durch die Wahl der passenden Spannung auf die quadratische Nullstelle der Transmissionsfunktion fällt. Dabei verliert man allerdings den gleich Anteil an der Höhe des Plateaus der Transmissionsfunktion. Wie man in den Plots erkennen kann, liegt die optimale Potentiometerstellung für Rechteckpulse zwischen 4,4 und 4,6 und wird daher als 4,5 gewählt.

**Einstellung der Delay-Parameter** Aus einer gemessenen Pulsform können Anstiegs- und Fallzeiten und die richtigen Delayparameter für gewünschte Pulslänge bestimmt werden. Für den Puls wurden für die Kanäle der Delaykarte folgende Parameter gewählt.

Delay der steigenden Flanke  $D_{A0} = 4,3 \mu\text{s}$

Delay der fallenden Flanke  $D_{B0} = 4,24626 \mu\text{s}$

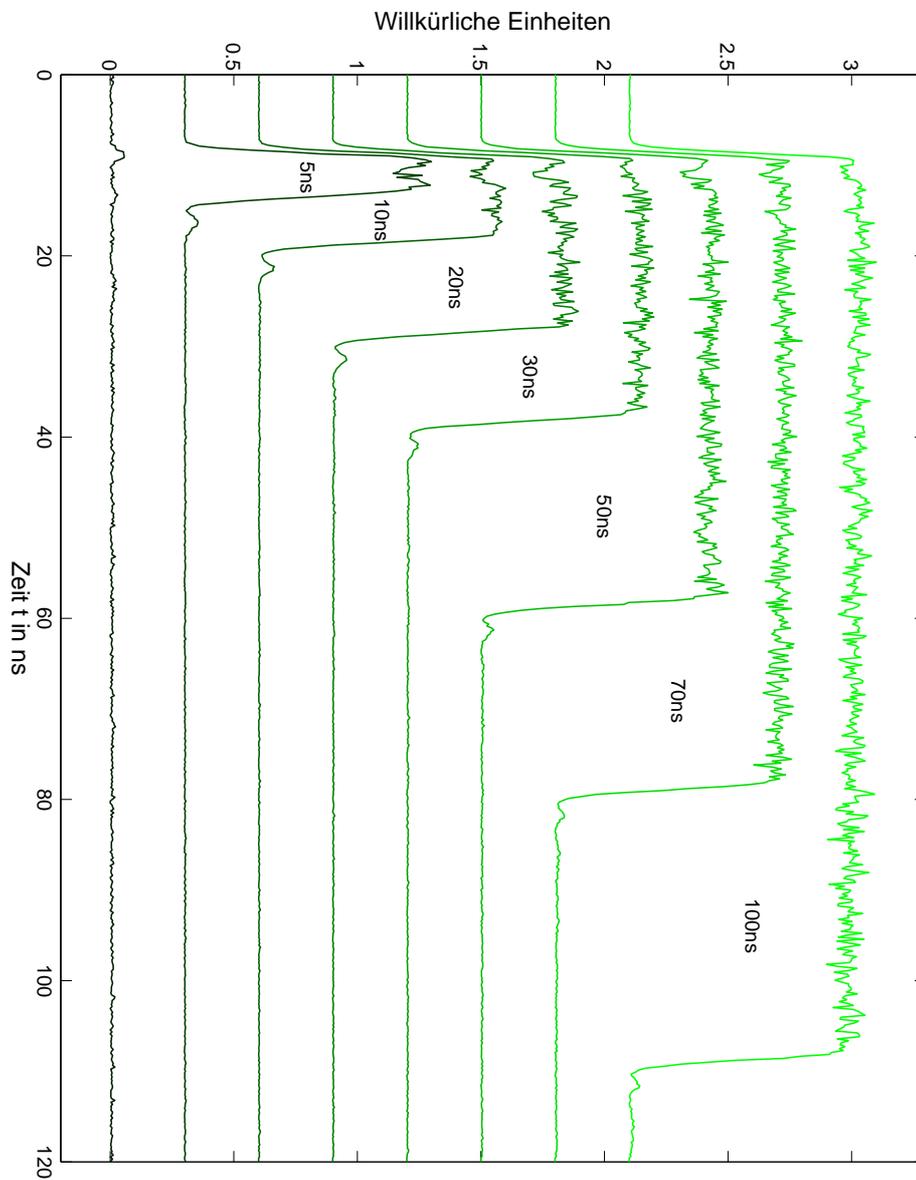
Möchte man einen Puls mit der Länge  $T$  erzeugen, so müssen die Parameter

$$\Delta D = D_{B0} - D_{A0} = T - \delta \text{ mit } \delta = 3,74 \text{ ns}$$

gewählt werden. Die maximale Intensität kann für Pulse mit  $T > 3$  ns erreicht werden. Bei kürzeren Pulsen wird das Transmissionsmaximum nicht mehr erreicht. Die rechteckähnlichen Pulse, d.h. mit dem Potentiometer auf  $\approx 4,5$  und  $T > 3$  ns, sollten sich aus immer den gleichen Flanken und einem Plateau mit maximaler Intensität zusammensetzen. Im vornherein war nicht klar, ob während langer Pulse die Spannung am Kristall konstant bleibt. Dies wurde in einer Messreihe über unterschiedliche Längen überprüft. Abbildung 3.5 zeigt einen Wasserfallplot für unterschiedlich lange Pulse. Wie in den Plots zu sehen ist, bleibt die Rechteckform des Pulses bis mindestens 100 ns erhalten, es gibt also insbesondere keinen deutlichen Abfall der Spannung am Kristall, während eines Pulses.

<sup>2</sup>Dabei muss beachtet werden, dass sich der Überschwinger sich bei der  $\lambda/2$ -Spannung ungefähr verdoppelt.

### 3 Charakterisierung der Pulse



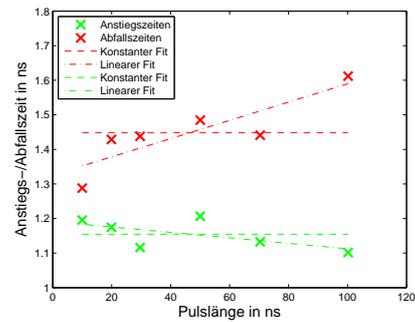
**Abbildung 3.5:** Ein Wasserfallplot für Pulsformen mit dem Potentiometer auf 4,5. Die zugehörige Pulslänge wurde jeweils am hinteren Ende des Pulses in den Plot eingetragen. Das Maximum der Pulse wurde jeweils auf 1 normiert.

	Mittelwert	Stützpunktwert	Steigung	$\sigma$ konstant	$\sigma$ linear
Anstiegszeiten	1,19 ns	1,15 ns	$-7,9 \cdot 10^{-4}$	39,9 ps	31,4 ps
Abfallszeiten	1,33 ns	1,45 ns	$2,6 \cdot 10^{-3}$	95,2 ps	48,2 ps

**Tabelle 3.3:** Tabelle der Fitparameter und Standardabweichungen  $\sigma$  der Fits an die Anstiegs- und Fallzeiten. Mit der Steigung ist die erste Ableitung der linearen Fitfunktion gemeint, der Stützpunktwert bezeichnet den Wert für die Pulslänge  $T = 0$ .

**Die Flanken der Rechteckpulse** Für die Pulsformen aus der Messreihe für verschiedene Pulslängen können die Anstiegs- und Abfallsflanken der Pulse ermittelt werden. Die Werte sind in Abbildung 3.6 für über der Pulslänge dargestellt. An die Werte für Anstiegs- und Fallzeiten wurden jeweils eine lineare und eine konstante Funktion angefitet. Tabelle 3.3 zeigt die Fit-Parameter und die Standardabweichungen der Messergebnisse von den Fits. Vergleicht man die Fehler der linearen Fits mit den konstanten Fits, so lässt dies darauf schließen, dass bei den Anstiegszeiten keine systematische Änderung für große Pulslängen eintritt. Das Abweichen der Abfallszeiten vom konstanten Verhalten kann durch die nicht exakt rechteckförmigen Spannungsfunktionen des Pockelszellentreibers erklärt werden. Die Abweichungen der Spannungsfunktionen von der Rechteckform können auf den Plateaus der Pulse kaum beobachtet werden, da hier ein quadratisches Maximum der Transmissionfunktion der Pockelszelle vorliegt.

Es muss noch beachtet werden, dass die tatsächlichen Anstiegs- und Abfallszeiten kürzer sein können, als mit diesen Methoden bestimmt, da die endliche Zeitauflösung und der statistische Fehler die gemessenen Anstiegs- und Abfallszeiten tendenziell erhöhen. Es kann bis auf einen vernachlässigbaren Fehler davon ausgegangen werden, dass die Anstiegszeiten der Pulse unter 1,2 ns lang sind. Für Messungen mit Pulsen die unter 70 ns lang sind kann von Abfallszeiten unter 1,5 ns ausgegangen werden.



**Abbildung 3.6:** Darstellung der Anstiegs- und Fallzeiten über der Pulslänge mit jeweils einem linearen und einem konstanten Fit

### 3.2.2 Nachpulse und Schwingungen

Mit der Photodiode wurden bei langen Pulsen für hohe Spannungen Nachpulse und Schwingungen, wie in Abbildung 3.7 gezeigt, beobachtet. Es entsteht ein Nachpuls von  $\approx 1 \mu\text{s}$  Dauer und nachfolgend eine Schwingung mit einer Periodendauer von  $\sim 1 \mu\text{s}$ . Um Aufschluss über die Eigenschaften und Ursachen der Schwingungen und des Nachpulses zu bekommen und eine quantitative Untersuchung der Effekte durchzuführen, wurde die Transmissionsfunktion im linearen Bereich untersucht, indem mit zirkular polarisiertem Licht in die Pockelszelle gegangen wurde.



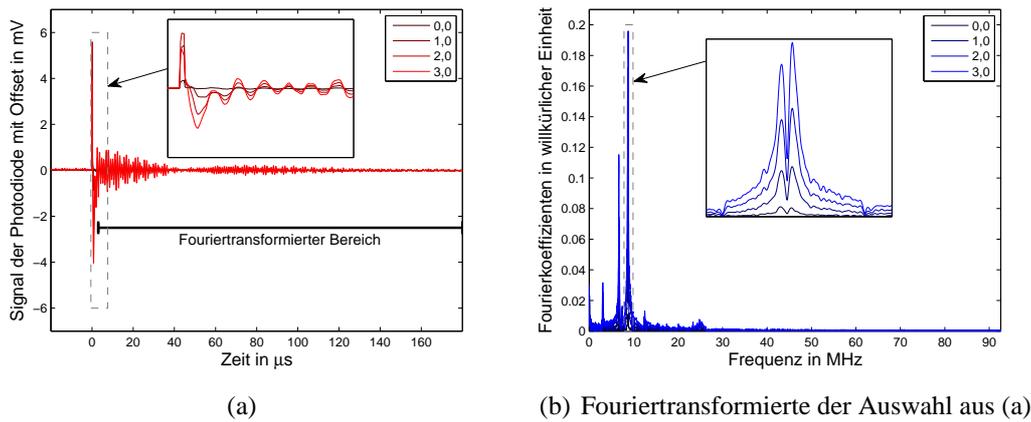
**Abbildung 3.7:** Der Screenshot des 1-GHz LeCroy Oszilloskops zeigt einen 80ns-Puls bei  $\lambda$ -Spannung. Nach dem eigentlichen Doppelpuls (bei  $t \approx 0$ ) ist ein Nachpuls mit einer Dauer von  $\sim 1 \mu\text{s}$  und eine Schwingung mit einer Periode von  $\sim 1 \mu\text{s}$  zu erkennen.

Es wurde untersucht, wie der Nachpuls und die Schwingung von der Peakspannung an der Pockelszelle und der Pulslänge abhängen. Dazu wurden mit der Photodiode in einer Messreihe Pulsformen zwischen  $-200 \text{ ns}$  und  $200 \text{ ns}$  in  $50 \text{ ns}$ -Schritten, bei Potentiometerstellungen zwischen  $0,0$  und  $3,0$  aufgenommen. Mit negativen Pulslängen ist gemeint, dass der OFF TTL-Puls zeitlich vor dem ON TTL-Puls liegt und somit die Polarität an der Pockelszelle ein negatives Vorzeichen hat. Abbildung 3.8(a) zeigt links ein Beispiel für einen  $200 \text{ ns}$ -Puls, der für die verschiedenen Potentiometerstellungen in ein Diagramm geplottet wurde.

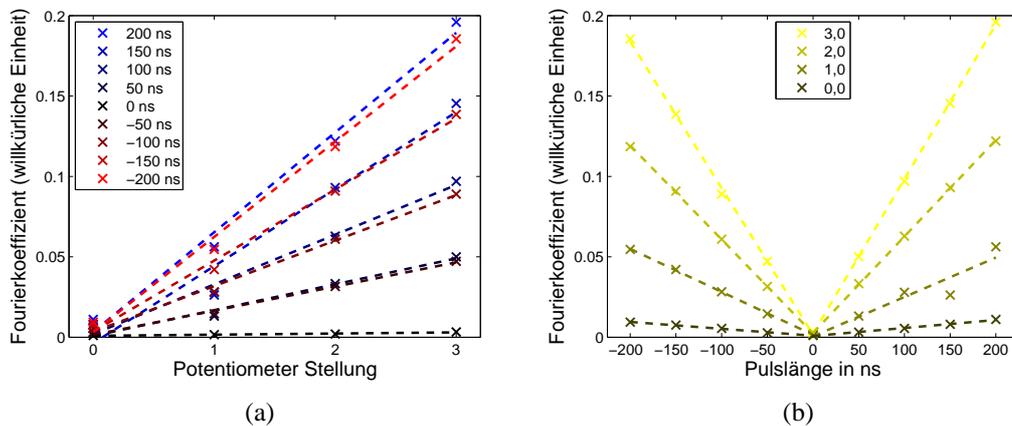
Der markierte Bereich hinter dem eigentlichen Puls wurde diskret fouriertransformiert, um die Abhängigkeit der Schwingungsamplitude von Pulslänge und Spannung zu bestimmen. Abbildung 3.9 zeigt rechts die entsprechenden Fouriertransformierten. Der stärkste Peak liegt bei  $\approx 8,75 \text{ MHz}$ . Die Ursachen des Schwingungsspektrums konnten nicht bestimmt werden. Zwei mögliche Ursachen sind unausgeglichene Spannungsfunktionen des Pockelszellentreibers und enthaltene elektrische Schwingkreise oder mechanische Schwingungen des Kristalls, die durch den Spannungspuls angeregt werden, und zu einer periodischen Modulation der Brechungsindizes führen.

Für alle aufgenommenen Pulsformen wurde das Maximum des Fourier-Peaks bei  $\approx 8,75 \text{ MHz}$  bestimmt. Die Werte wurden in Abbildung 3.9 über Spannung und  $3,9$  Pulslänge geplottet und jeweils ein linearer Fit eingezeichnet. Man sieht, dass der Betrag des Fourierkoeffizienten näherungsweise linear von von Spannung und Pulslänge abhängt. Daraus kann gefolgert werden, wie auch Abbildung 3.8(a) zeigt, dass, die Nachschwingungen linear von

### 3.2 Charakterisierung der Pulse



**Abbildung 3.8:** Die linke Abbildung zeigt einen mit zirkular polarisiertem Licht beobachteten 200 ns-Puls, bei Potentiometerstellungen zwischen 0,0 und 3,0. Aufgenommen mit der Photodiode. Der Bereich zwischen den Pfeilenden wurde fouriertransformiert. Die Fouriertransformierte ist in der rechten Abbildung gezeigt.



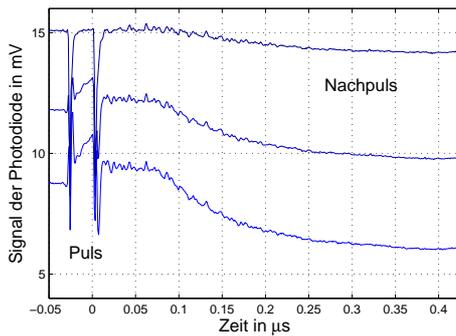
**Abbildung 3.9:** Plot des Betrags des grössten Fourierkoeffizienten für Pulslängen zwischen  $-200$  ns und  $200$  ns und Potentiometerstellungen zwischen  $0,0$  und  $3,0$ . (a) Darstellung über der Pulslänge, (b) Darstellung über der Potentionmeterstellung

der Spannung der Pulslänge abhängen. Für den großen Nachpuls gilt dies allerdings nicht. Aus Messungen ging hervor, dass dieser nur linear in der Spannung ist, aber nur gering von der Pulslänge abhängt. Der Nachpuls ist auch bei Pulsen der Länge  $0^3$  noch vorhanden. Der Grund hierfür müssen nicht exakt abgegliche Spannungsfunktion des Treibers sein.

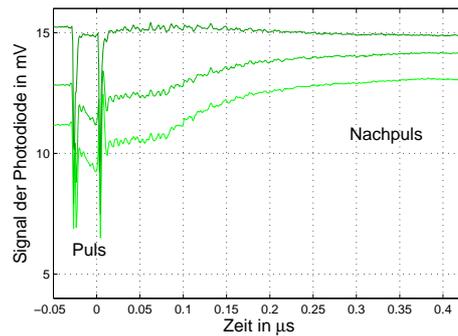
Die lineare Abhängigkeit macht in beiden Vermutungen der Ursache Sinn. Eine angeregte Schwingung eines Oszillators ist für kleine Schwingungsamplituden proportional zur Amplitude der anregenden Kraft. Für Pulse, die kurz gegenüber der Periodendauer sind, ist die Abhängigkeit der Schwingungsamplitude von der Länge des anregenden Pulses ebenfalls linear. Auf der anderen Seite ist die Amplitude der Superposition zweier harmonischer Schwingungen gleicher Amplitude und Frequenz aber unterschiedlicher Phasenverschiebung für kleine Phasenverschiebungen linear in der Phasenverschiebung. Es kann also hieraus nicht klar entschieden werden, worin die Ursache liegt.

<sup>3</sup>Wenn die Spannungsfunktionen des Pockelzelltreibers genau aufeinanderfallen.

### 3 Charakterisierung der Pulse



(a) Linkszirkulare Polarisation



(b) Rechtszirkulare Polarisation

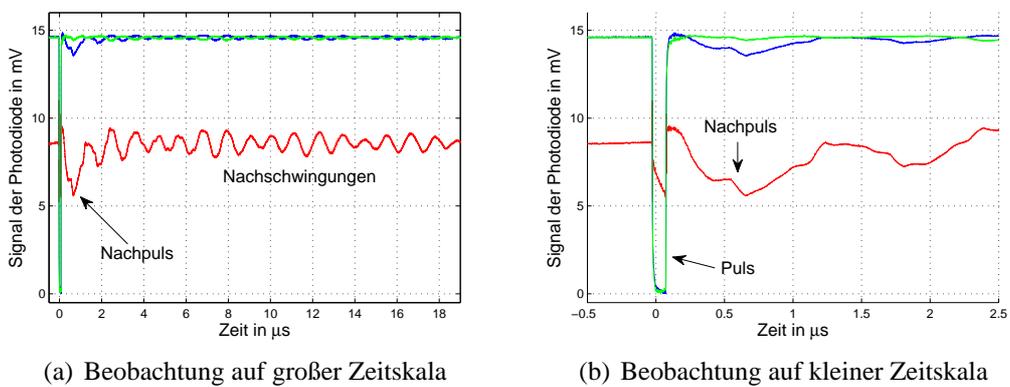
**Abbildung 3.10:** Ein 30 ns-Puls bei  $\lambda$ -Spannung zwischen  $t = -35$  ns und  $t = 5$  ns. Hinter dem Puls der große Nachpuls. Die  $\lambda/4$ -Platte vor der Pockelszelle wurde kontinuierlich um  $90^\circ$  gedreht. Die untersten Graphen gehören jeweils zu links- bzw. rechtszirkular polarisiertem Licht.

**Unterdrückung der Nachpulse** Mit der  $\lambda/4$ -Platte vor der Pockelszelle kann die Phasenverschiebung, die durch die Pockelszelle erzeugt wird, nachkorrigiert werden. Diese kann also benutzt werden, um den unerwünschten Nachpuls und die Nachschwingungen zu minimieren, da die Transmissionsfunktion am Transmissionsminimum eine quadratische Nullstelle aufweist, wie in Abschnitt 1.1.4 diskutiert wurde. Wie gut das in der Praxis funktioniert, wurde nachgeprüft, in dem Pulse einmal mit zirkular polarisiertem Licht beobachtet wurden, ohne  $\lambda/4$ -Platte und mit der Optimaleinstellung der  $\lambda/4$ -Platte.

Abbildung 3.10 zeigt den Effekt den die Drehung der  $\lambda/4$ -Platte auf die Pulsform hat. Man erkennt, dass der Nachpuls im quadratischen Bereich der Transmissionsfunktion stark unterdrückt wird.

Mit einem 100 ns-Puls bei der Potentiometerstellung 4,5 wurde die Effektivität der Unterdrückung überprüft. In Abbildung 3.11 sind die Resultate zu sehen. Es wurde bestimmt was die mittlere „An:Aus“-Effizienz bei optimaler Unterdrückung der Nachschwingungen mit der  $\lambda/4$ -Platte beträgt. Dazu wurde der Mittelwert für die Spannung der Photodiode in einem 20  $\mu$ s langem Intervall hinter dem Puls bestimmt. Die mittlere „An:Aus“-Effizienz beträgt demnach  $\sim 1:100$ , die Amplitude der Abweichung beträgt  $\sim 2,3\%$ .

### 3.2 Charakterisierung der Pulse



**Abbildung 3.11:** Nachpuls- und Nachschwingungsunterdrückung bei einem 100 ns-Puls. Die rote Kurve zeigt den Puls bei Beobachtung mit zirkular polarisiertem Licht, die blaue Kurve zeigt den Puls ohne  $\lambda/4$ -Platte und die grüne Kurve zeigt den Puls bei optimaler Stellung der  $\lambda/4$ -Platte.



# Zusammenfassung und Ausblick

Im Laufe der Bachelorarbeit konnte eine Pockelszelle zur Formung rechteckähnlicher Pulse aufgebaut mit variabler Pulslänge aufgebaut werden. Dazu wurden Delaygenerator-Karten zur Ansteuerung dieser Installiert und ein Versuchsaufbau zur Pulserzeugung mit gekreuzten Polarisatoren und der Pockelszelle als spannungsgesteuertem elektro-optischen Modulator realisiert. Die Pulsformen konnten mit APDs, die als Einzelphotonenzähler verwendet wurden, bestimmt werden. Dazu wurde ein Messaufbau realisiert, mit dem eine Autokorrelationsmessung möglich ist. Es wurde in dieser Bachelorarbeit nur eine APD zur Messung der Pulsformen verwendet. Möglicherweise können noch weitere Messvarianten wie zum Beispiel eine Autokorrelationsmessung mit anschließender Rückfaltung ausprobiert und verglichen werden, da diese eventuell eine höhere Messgenauigkeit haben.

Mit der einfacheren Messmethode, wie sie in dieser Bachelorarbeiten konnten unter anderem die Anstiegs- bzw. Abfallszeiten der Pulse auf  $< 1,2$  ns bzw.  $< 1,5$  ns für Pulslängen unter 70 ns abgeschätzt werden. Es konnte nachgewiesen werden, dass die Pulsformen für Pulslängen zwischen 3 ns und 100 ns ihre rechteckähnliche Form behalten. Dies war nicht von vornherein klar, da die Pockelszelle und der Treiber speziell für kurze Pulslängen ausgelegt sind.

Aufgrund kleiner Überschwinger der Spannung des Treibers weisen die Flanken kleine Artefakte auf. Dazu kommen ein  $\sim 1$   $\mu$ s langer Nachpuls und Nachschwingungen, die über 20  $\mu$ s andauern. Mit Hilfe einer  $\lambda/4$ -Platte für einen leichten Offset der Phasenverschiebung durch Pockelszelle können Nachpuls und Nachschwingung auf akzeptable Amplituden gebracht werden. Der Verlust an der Schließeffizienz der Pockelszelle wurde abgeschätzt, indem über die Intensität in einem 20  $\mu$ s langen Intervall nach einem Puls gemittelt wurde. Es ergab sich eine mittlere „An:Aus“-Effizienz von 100:1 bei einer Pulslänge von 100 ns. Durch systematische Messungen konnte gezeigt werden, dass die Amplituden der Nachschwingungen näherungsweise proportional zum Produkt aus Pulslänge und maximaler Spannung am Kristall sind. Daraus kann durch Interpolation die „An:Aus“-Effizienz der Pockelszelle für Pulslängen unter 100 ns abgeschätzt werden.

Insgesamt kann davon ausgegangen werden, dass die Störeffekte auf der rechteckigen Pulsform für Experimente zur kohärenten Rydberganregung vernachlässigbar sind. Somit ist der erste Schritt getan, um zu prüfen, ob mit der Pockelszelle nun bei Pulsformen zwischen 3 und 100 ns sinnvolle Messungen möglich sind. Der nächste Schritt ist das Hinzufügen des Faserverstärkers, um die gewünschten hohen Leistungen zu erzielen. Es ist natürlich von besonderem Interesse, wie sich hohe Intensitäten auf die Funktionalität der Pockelszelle auswirken. Besonders bei Leistungen um 10 Watt ist noch nicht klar, wie stark die „An:Aus“-Effizienz der Pockelszelle beeinträchtigt wird.

Die Untersuchungen der Pulse bei hohen Intensität stellen die Grundlage für die folgenden Experimente zur kohärenten Rydberganregung mit Cesium-Dampfzellen dar. Mit den kurzen Lichtpulsen bei Leistungen bis zu 15 Watt hat man die Möglichkeit, die Hürden die durch die Dekohärenzeffekte in thermischen Dampfzellen bei Raumtemperatur gegeben

### *3 Charakterisierung der Pulse*

sind, zu überwinden. Dank der variablen Pulslänge können die Anregungen für verschieden viele Raby-Zyklen und bis hinein in das Regime in dem die Zerfallszeit der Rydbergzustände dominiert untersucht werden.

# Literaturverzeichnis

- [1] B. Huber, T. Baluktian, M. Schlagmüller ... , *GHz Rabi flopping to Rydberg states in hot atomic vapour cells*, Europhys. Lett. **35**, 337-342 (1996).
- [2] H. Kübler, J.P.Shaffer, T.Baluktian ... , *Coherent Excitation Rydberg Atoms in Thermal Vapor Microcells*, Nature Photonics **4**, 112 (2010)
- [3] T.Baluktian, C. Urban, T. Bublath, ... , *Fabrication method for micro vapor cells for alkali atoms*, Opt. Lett. **35**, 1950 (2010); doi: 10.1364/OL.35.001950
- [4] J. Johansson *Construction of a Solid-State RGB Laser*, Master of Science Thesis, Royal Institute of Technology, Stockholm, 2007
- [5] M. Schwartz *Realisierung eines Hanbury-Brown Twiss Aufbaus zur Korrelationsmessung von Lichtfeldern*, Bachelorarbeit (2011), Universität Stuttgart, 5. Physikalisches Institut
- [6] C.Mueller *The Electro-Optic Effect*, Reading Notes, University of Florida, 2010
- [7] J.Y. Wang, Y.G. Liu, J.Q. Wei, L.P. Shi, M. Wang *Crystal growth and properties of rubidium titanium oxide phosphate, RbTiOPO<sub>4</sub>*, Zeitschrift für Kristallographie, Bd. 191, S. 231-238 (1990)
- [8] BME Manual - *Electrooptical Modulator/Pockels Cell Driver - Model PCD\_ads*
- [9] SensL *HRMTime - High Resolution Timing Module - Installation and User Guide*



# Anhang - Programmcodes

In diesem Anhang werden die wichtigen Beispiele für Programm-Codes gezeigt, die zur Auswertung der Pulsformen zum Einsatz kamen. Als erstes folgt der Auswertungsalgorithmus, mit dem die Detektionsfunktionen für die Pulsformen erstellt wurden. Das Nachfolgende Programm erstellt Standardparameter für das letztere. Als letztes Programm wird der Fit-Algorithmus zur Entzerrung der Pulsformen gezeigt.

**Erstellung der Detektionsfunktion aus einer Ereignislisten** Die Ereignisliste zu einer Messung sind Portionsweise auf mehrere Dateien verteilt. Das Programm arbeitet diese sukzessive durch. Man gibt dem Programm ein Zeitfenster vor, in dem sich der Puls befindet, dessen Form man messen will. Das Zeitfenster muss relativ zum externen Referenztrigger angegeben werden. Das Programm sucht dann paarweise aufeinander folgende Referenz-TTL-Pulse und sortiert alle Detektionsereignisse zwischen den beiden Referenztriggern aus, die sich nicht im Zeitfenster befinden.

Insbesondere prüft das Programm, ob die beiden Referenztrigger einen realistischen Abstand voneinander haben. Ist dieser über  $2 \mu\text{s}$  vom erwarteten Abstand, der durch die Repetitionsrate der Delaygenerator-Karten gegeben ist, so wird der Abstand als unrealistisch eingestuft und die Ereignisse dazwischen nicht ausgewertet. Dies hat den Sinn, Unsynchronitäten der Zähler für Micro- und Macrotime des HRM-Time-Moduls herauszufiltern [9].

Die Ereignisse die nun in dem Zeitfenster waren, werden nun ausgewertet. Dazu wird in jeder Periode das erste Detektionsereignis aus dem definierten Auswertungsintervall in eine neue Detektionsliste (der Vektor „C“) übernommen, die am Schluss zu einem Histogramm verarbeitet wird. Dieses Histogramm stellt dann die Detektionsfunktion des Pulses dar. Das Programm gibt am Schluss einen Vektor „c“ aus, der zählt, wie oft ein Referenztrigger registriert wurde „ct“, wie oft der Abstand der Referenztrigger realistisch war „cg“ und wie oft zwischen den realistischen Referenztriggern eine Detektion auf Kanal 1 „ca“ bzw. Kanal 2 „cb“ erfolgte.

Das Programm ist für die Auswertung einer Messung mit einer oder zwei APDs gleichzeitig vorgesehen. Als Eingabe benötigt es einen Cell-Array in dem sämtliche Voreinstellungen übergeben werden. Im nachfolgenden Programm werden Beispieleingaben mit Erklärung gezeigt.

```
function [c] = FRPD2ecf(FRPD2ecCnfg)

%Übergabe von Paramtern
filesdir=FRPD2ecCnfg{1};%Verzeichnis der Ereignislisten
filename=FRPD2ecCnfg{2};%Präfix der Dateinamen der Ereignislisten ...
    (Dateiname=Präfix + Messungsnummer)
n=FRPD2ecCnfg{3};%Anzahl der Messungen
chan=FRPD2ecCnfg{4};%Defintion der Kanäle
dt=26.9851e-012;%Zeitquantisierung des HRM-Time-Moduls
```

## Literaturverzeichnis

```
ta=(FRPD2ecCnfg{5}/dt);%Untere Grenze des Histogramms der ...
    Detektionsfunktion auf Kanal 1
tb=(FRPD2ecCnfg{6}/dt);% - " - Kanal 2
tp=(FRPD2ecCnfg{7}/dt);%Länge des Histogramms
bars=FRPD2ecCnfg{8};%Zusammenfassung der Bars
writecounts=FRPD2ecCnfg{9};%Durchgearbeitete Ereignislisten ...
    speichern? (0,1)
showhisto=FRPD2ecCnfg{10};%Histogramm anzeigen? (0,1)
writehisto=FRPD2ecCnfg{11};%Histogramm speichern? (0,1)
countcheck=FRPD2ecCnfg{12};%Fehlerprüfung? (0,1)

%Startwerte für Schleifen und Zähler
cntchk=((2-countcheck(1)):(1+countcheck(2)));
barbars=length(bars);
t=0;
ca=0;
cb=0;
ct=0;
cg=[0 0];

%Skuzzessive werden alle Ereignislisten durchgearbeitet
for i=0:n

    %Einlesen einer .csv-Datei (Erzeugt mit im FIFOTT-Modus)
    A=dlmread([filesdir filesep filename num2str(i) '.csv'],'\t',2,1);
    s=size(A);
    B(1:s(1),1)=A(:,1);
    B(1:s(1),2)=A(:,2)*4e-006/dt+A(:,3);
    C((t+1):(t+s(1)),:)=zeros(s(1),2);
    ac=0;
    bc=0;
    k=1;
    kg=[1 1];

    %Erkennung des Gate-Counts
    while(and(B(k,1)~=chan(3),k<s(1)))
        k=k+1;
    end

    %Aussortieren ungültiger Counts (Durch falsche Overrolls des ...
    counters des HRM-Time Moduls)
    for j=cntchk
        while(and(B(kg(j),1)~=chan(j),kg(j)<s(1)))
            kg(j)=kg(j)+1;
        end
        while(abs(B(kg(j),2)-B(k))>2e-006)
            if(B(kg(j),2)>B(k))
                while(and(B(k,1)~=chan(3),k<s(1)))
                    k=k+1;
                end
            end
        end
        if(B(kg(j),2)<B(k))
            while(and(B(kg(j),1)~=chan(j),kg(j)<s(1)))
                kg(j)=kg(j)+1;
            end
        end
    end
end
```

```

        end
    end
end

%Bestimmung des ersten Detektionsereignisses im Auswertungsinterval
%Zwischenspeicherung der auszuwertenden Ereignisses im Vektor C
while(max([k kg(1) kg(2)])<s(1))
    n=k+1;
    ng(1)=kg(1)+1;
    ng(2)=kg(2)+1;
    while(and(B(n,1)≠chan(3),n<s(1)))
        n=n+1;
    end
    for j=cntchk
        while(and(B(kg(j),1)≠chan(j),kg(j)<s(1)))
            ng(j)=ng(j)+1;
        end
        if(abs(B(ng(j),2)-B(n,2))<2e-006)
            cg(j)=cg(j)+1;
        end
    end
    end
    ct=ct+1;
    if((k+1)<n)
        for j=(k+1):(n-1)
            if(B(j,1)==chan(1))
                B(j,2)=B(j,2)-B(k,2)-ta;
                if(and(0<B(j,2),B(j,2)<tp))
                    a=j;
                    ac=ac+1;
                end
            end
            if(B(j,1)==chan(2))
                B(j,2)=B(j,2)-B(k,2)-tb;
                if(and(0<B(j,2),B(j,2)<tp))
                    b=j;
                    bc=bc+1;
                end
            end
        end
    end
    end
    if(ac==1)
        ca=ca+1;
        C(ca,1)=B(a,2);
    end
    if(bc==1)
        cb=cb+1;
        C(cb,2)=B(b,2);
    end
    ac=0;
    bc=0;
    k=n;
end
t=max(ca,cb);
end

```

## Literaturverzeichnis

```
c=[ct cg ca cb];
Da=C(1:ca,1)*dt;
Db=C(1:cb,2)*dt;

%Speichern der Countlisten
if(writecounts==1)
    dlmwrite([filesdir filesep filename 'FRPDCountsAPD0.txt'],Da,' ');
    dlmwrite([filesdir filesep filename 'FRPDCountsAPD1.txt'],Db,' ');
end

%Erstellen und Speichern der Histogramme
for i=1:barbars
    x=((bars(i)-1)/2):bars(i):(ceil(tp/bars(i))*bars(i))*dt;
    if(showhisto==1)
        figure
        hist(Da,x)
        saveas(gcf,[filesdir filesep filename 'FRPDHistoBars' ...
            num2str(bars(i)) 'APD0.fig'])
        figure
        hist(Db,x)
        saveas(gcf,[filesdir filesep filename 'FRPDHistoBars' ...
            num2str(bars(i)) 'APD1.fig'])
    end
    if(writehisto==1)
        Ea=hist(Da,x);
        Ea=Ea';
        Ea(:,2)=x';
        dlmwrite([filesdir filesep filename 'FRPDHistoBars' ...
            num2str(bars(i)) 'APD0.csv'],Ea)
        Eb=hist(Db,x);
        Eb=Eb';
        Eb(:,2)=x';
        dlmwrite([filesdir filesep filename 'FRPDHistoBars' ...
            num2str(bars(i)) 'APD1.csv'],Eb)
    end
end
end

dlmwrite([filesdir filesep filename 'FRPDHistoStats.txt'],c)

end
```

**Standartparameter** Mit dem folgenden Programm werden Standartparameter für den Parameter-Cell-Array erstellt, den das vorangehende Programm als Eingabe benötigt.

```
function [FRPD2ecCnfg]=FRPD2ecDef

FRPD2ecCnfg=cell(11,1);

%Pfad zu den Detektionslisten
FRPD2ecCnfg{1}='C:\Pockels\Versuchsdurchführung\Protokolle\23. August ...
    2011\Messungen\Pulsformen\Gate-Methode\FIFOTimeTagging';
%Präfix des Namen der Detektionslisten
FRPD2ecCnfg{2}='FIFOTT_DMX_';
```

```

%Anzahl der Dateien, aus der die Detektionsliste besteht, 9 heisst: ...
  von 0 bis 10 durchnummeriert
FRPD2ecCnfg{3}=9;
%Die Funktionalität der Kanäle wird angegeben. [2 3 1] heisst, dass ...
  auf Kanal 2 des HRM-Time-Moduls "`APD 0"' und auf Kanal 3 "`APD ...
  1"' angeschlossen war. Kanal 1 diene als Referenztrigger
FRPD2ecCnfg{4}=[2 3 1];

%Definition des Auswertungsintervalls, in diesem Fall: Werte die ...
  Ereignisse innerhalb des Intervalls vn 420 bis 460 ns nach dem ...
  Referenztrigger aus
FRPD2ecCnfg{5}=4.2e-007;
FRPD2ecCnfg{6}=4.2e-007;
FRPD2ecCnfg{7}=4e-008;

%Definition der Zusammenfassung der Bins - [1 2 4] heisst: Erstelle 3 ...
  Diagramme, von denen Fasse 1, 2 bzw. 4 Bins zu einem Bin zusammen
FRPD2ecCnfg{8}=[1 2 4];

%Bools für die Ausgabe. In diesem Fall:
FRPD2ecCnfg{9}=0;% Speichere die ausgewerteten Ergebnisse NICHT
FRPD2ecCnfg{10}=1;% Speichere die Histogramme
FRPD2ecCnfg{11}=1;% und zeige sie an

%Prüfung der Gate-TTL-Pulse, "`[1 0]" heisst: Prüfe nur für APD0, ...
  nicht aber für APD1, ob Gate-TTL-Pulse aufgetreten sind
FRPD2ecCnfg{12}=[1 0];

end

```

**Entzerrung einer Detektionsfunktion zu einer Pulsform** Das Programm dient dazu, aus einem gegebenen Detektionshistogramm die Pulsform mit Hilfe der Formel (1.17) aus Abschnitt 1.2 zu bestimmen, falls der Parameter  $p$  bekannt ist oder ermittelt werden kann. Als Eingabe hat mein ein Histogramm, das die Detektionsfunktion eines Pulses darstellt. Durch einen Vergleich mit einer Messung des gleichen Pulses, bis auf darauf, dass die Intensität stark abgeschwächt wurde, soll der Parameter  $p$  durch Iteratives Entzerren der Pulsform und korrigieren des Parameter  $p$  bestimmt werden. Danach wird die Pulsform mit dem bestimmten Parameter entzerrt und ausgegeben. Um den Puls zu entzerren, wurde Formel (1.15) diskretisiert und invertiert. Zum invertieren der Formel muss eine vollständige Induktion in das Programm eingearbeitet werden.

Das Programm benötigt als Eingabe das Histogramm der zu entzerrenden Detektionsfunktion, bestehend aus den Binmittelpunkten  $x$  und den Binhöhen  $H$  und den Binhöhen des Referenzpulses  $P$  mit denselben Binmittelpunkten. Die Intervalle  $I, F$  definieren den Bereich, der als Puls definiert wird (d.h. Entzerrt wird, Interval  $I$ ) und dem Bereich der zum Fitten der Schiefe des Pulses verwendet wird (Interval  $F$ ). Der Parameter  $itr$  gibt an, in wievielen Iterationsschritten der Fit maximal verbessert werden soll. Ausgegeben wird das Histogramm, das die Pulsform darstellt ( $x, Pdist$ ).

```
function [x,Pdist] = PulsDistortpHQfit(x,H,P,I,F,itr)
```

## Literaturverzeichnis

```
%Die Indizes, die zu den Intervallen I und F gehören, werden bestimmt
i=1;

while(x(i)<I(1))
    i=i+1;
end

k=i;
iF=i;

while(x(iF)<F(1))
    iF=iF+1;
end

kF=iF;

while(x(kF)<F(2))
    kF=kF+1;
end

i=kF;

while(x(i)<I(2))
    i=i+1;
end

l=i-1;

%Startparameter des Fit-Algorithmusses werden definiert
m=sum(H(k:l));
n=length(H);
Pdist=zeros(1,n);
p=0;
r=1;

%Mit diesem Befehl wird die Schiefe des Referenz-Pulses bestimmt
cP=SlopeSing(P(iF:(kF-1),1)');

for j=1:itr
    p=p+r*(1/2)^j;

    %Normierung des eingegebenen Histogramms zur Detektionsfunktion
    %und Auflösen nach der Pulsform durch Vollständig Induktion
    D=H*p/m;
    Pdist(k)=-log(1-D(1));

    for i=(k+1):l
        Pdist(i)=-log(1-D(i)/exp(-sum(Pdist(k:(i-1)))));
    end

    %Bestimmung der Schiefe des Entzerrten Pulses, Vergleich mit der ...
    %Referenz und Wiederholung der Iteration
    cH=SlopeSing(Pdist(iF:(kF-1)));

    if(cH<cP)
```

```
        r=1;  
    else  
        r=-1;  
    end  
end  
  
end
```