

Untersuchung von Photonenzuständen mit dem Ein-Atom-Maser

Dissertation der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von Simon Stephan Brattke
aus Kempten/Allgäu

München, den 21. November 2000

Erster Gutachter: Prof. Dr. Herbert Walther (Universität München)
Zweiter Gutachter: Prof. Dr. Dietrich Habs (Universität München)

Tag der mündlichen Prüfung: 23. März 2001

Zusammenfassung

Die übliche quantenmechanische Beschreibung des elektromagnetischen Strahlungsfeldes basiert auf Feldzuständen, die durch die Zahl von Strahlungsquanten, Photonen, in einer Strahlungsmode charakterisiert werden. Diese sogenannten Photonenzahl- oder Fockzustände zeichnen sich dadurch aus, daß sie eine feste, ganze Zahl n von Photonen enthalten. Sie stellen die Eigenzustände des Hamiltonoperators des Strahlungsfeldes dar und sind von daher von grundlegender Bedeutung. Photonenzahlzustände sind die Zustände des elektromagnetischen Feldes, die man als von klassischen Feldzuständen maximal entfernt bezeichnen kann. Sie zeichnen sich durch eine extreme Sub-Poisson-Statistik und verschwindendes Intensitätsrauschen aus. Daher ist aufgrund der Unschärferelation ihre Phase völlig undefiniert. Diese Eigenschaften werden als „gequetscht in der Photonenzahl“ bezeichnet.

Obgleich Photonenzahlzustände in der Theorie seit der Entwicklung der Quantenelektrodynamik weite Verbreitung als Basis der Zustände des elektromagnetischen Feldes finden, konnten die Schwierigkeiten für die experimentelle Erzeugung und den Nachweis bislang nicht überwunden werden. In der experimentellen Quantenoptik war es von daher ein lange angestrebtes Ziel, solche Zustände zu erzeugen, aufrechtzuerhalten und nachzuweisen.

In dieser Arbeit soll von der erstmaligen experimentellen Erzeugung und dem eindeutigen Nachweis von Photonenzahlzuständen des Feldes eines Resonators mit extrem langer Feldspeicherzeit berichtet werden. Drei Methoden werden beschrieben, die sich alle des Ein-Atom-Maser-Experimentes bedienen, welches die Wechselwirkung einzelner Atome eines schwachen thermischen Atomstrahls mit dem Feld einer einzelnen Mode eines Mikrowellenresonators der Güte $4 \cdot 10^{10}$, entsprechend einer Photonenlebensdauer von 0,3 sec, untersucht. Dieses System eignet sich optimal zum Aufbau von Feldern aus einzelnen Photonen und zur empfindlichen Untersuchung dieser Felder mit Hilfe einzelner Atome als Detektoren.

Die erste Methode zeigt, wie Photonenzahlzustände mit Hilfe der sogenannten Mikromaser-Fangzustände erzeugt werden können. Die Existenz dieser besonderen Zustände kann nur quantenmechanisch erklärt werden. Sie treten unter bestimmten, speziellen experimentellen Bedingungen im kontinuierlich gepumpten Ein-Atom-Maser auf. Sie reflektieren die Quantisierung des Resonatorfeldes und gehen unter Wahl geeigneter Parameter in Fockzustände im Gleichgewicht über. Es werden Experimente gezeigt, in denen diese Fangzustände erzeugt werden. Der Nachweis geschieht sowohl mit Hilfe der Aufnahme von Maserlinien als auch von Maserpumpkurven. Letztere gehen im Limit geringer Pumprate in eine Vakuum-Rabioszillation über, was ebenfalls experimentell gezeigt wird.

Der Hauptteil der Arbeit beschäftigt sich mit der Produktion von Photonenzahlzuständen in einem gepulst gepumpten Ein-Atom-Maser-Experiment. Es wird eine Methode vorgestellt, wie mittels Zustandsreduktion die Fockzustände mit $n = 1$ und $n = 2$ erzeugt werden können. Die Erzeugung erfolgt mit Hilfe von einem oder zwei Pumpatomen, die den Maserresonator im Masergrundzustand verlassen. Die Reinheit der Zustände wird

mit Hilfe der Rabidynamik eines Probenatoms überprüft. Es zeigt sich eine Reinheit von 99% für $n = 1$ und 95% für $n = 2$ jeweils direkt nach der Erzeugung der Zustände. Dieses Experiment stellt die erste experimentelle Realisierung von Resonator-Fockzuständen und ihren eindeutigen Nachweis dar. Das Ergebnis des Experiments wird mit einem theoretischen Modell verglichen, wobei sich sehr gute Übereinstimmung zeigt.

Die Erzeugung von Fockzuständen mit Zustandsreduktion beruht auf einem statistischen Prozeß. Wichtig für Anwendungen in dem neuen Gebiet der Quanteninformationstechnologie ist jedoch eine deterministische Quelle für Fockzustände. Die dritte in dieser Arbeit vorgestellte Methode der Erzeugung von Photonenzahlzuständen zeigt, wie mit einem gepulst gepumpten Ein-Atom-Maser-Experiment solch eine deterministische Quelle für einzelne Photonen unter Ausnutzung der Fangzustandsdynamik realisiert werden kann. Einer detaillierten theoretischen Modellierung solch eines Systems folgt die Beschreibung eines ersten Experiments, in welchem der Ein-Photon-Fockzustand mit einer Wahrscheinlichkeit von mindestens 83% erzeugt wird. Außerdem arbeitet der Maser in diesem Modus auch als deterministische Quelle für einzelne Atome in einem bestimmten Zustand.

Eine Erweiterung des optischen und Laser-Systems des Ein-Atom-Masers, die sich momentan im Aufbau befindet, soll in Zukunft eine höhere Ausbeute an Ein-Photon-Fockzuständen und Fockzuständen höherer Ordnung ermöglichen. Dies wird den Weg für viele weitere interessante Experimente ebnen.

Abstract

The quantum mechanical description of the radiation field is based on field states that are characterized by the number of quanta of the radiation field, called photons. These states called photon number states or Fock states consist of a fixed, integer number of photons. They are eigenstates of the Hamiltonian of the radiation field and therefore of fundamental importance to the quantum theory of the electromagnetic field. Photon number states are those states of the electromagnetic field that can be considered to be maximally distant from classical field states. They show extreme sub-Poissonian statistics and vanishing intensity noise. Thus due to the uncertainty relation their phase is completely undefined. These properties are called “intensity squeezing”.

Since the foundation of the theory of quantum electrodynamics, photon number states have been used in many theories as base states of the electromagnetic field. Yet, so far there have been experimental difficulties in the preparation and detection of these states that could not be overcome. In consequence for a long time it has been an unachieved goal of experimental quantum optics to produce, maintain and detect such states.

In this thesis the first experimental production and the unambiguous measurement of photon number states of an extremely long lived resonator field are described. Three different methods are discussed, all of them using the one-atom-maser apparatus, which examines the interaction of single atoms of a weak thermal atomic beam with a single mode of a microwave resonator with a quality factor of $4 \cdot 10^{10}$, corresponding to a photon lifetime of 0.3sec. This system is an ideal basis for the build-up of fields containing small photon numbers and detection of these fields using single atoms as detectors.

The first method shows how photon number states can be produced using micromaser trapping states. The existence of trapping states can only be explained quantum mechanically and occur under certain special experimental conditions in a continuously pumped one-atom-maser. Trapping states directly reveal the quantization of the cavity field, approaching steady state Fock states under certain conditions. Experiments showing the production of trapping states both in maser lines and maser pump curves are discussed. It is also shown that in the limit of small pump rates, maser pump curves approach Rabi vacuum oscillations.

The main part of this thesis discusses the generation of photon number states in a pulsed one-atom-maser experiment. In this method state reduction following the detection of one or two pump atoms in the maser ground state is used to generate the Fock states with $n = 1$ and $n = 2$. The purity of the created states of 99% for $n = 1$ and 95% for $n = 2$ was measured using the Rabi dynamics of a probe atom interacting with the cavity state. This experiment is the first ever unambiguous measurement of Fock states in a cavity. The comparison of the results to a theoretical model shows very good agreement.

The production of Fock states using state reduction is based on a statistical process. However, for applications in the new field of quantum information technology a deterministic source of Fock states is crucial. The third method for the production of number states

discussed in this thesis, shows how such a deterministic source for single photons can be realized in a pulsed one-atom-maser experiment making use of the dynamics of trapping states. Following the detailed description of a theoretical model, a first experimental realization of the source is shown. Here we achieve a creation probability of at least 83% for the one-photon Fock state. In addition in this mode the maser can be considered as a source for single atoms in a certain state.

An extension of the optics and laser system of the one-atom-maser that is currently under construction will allow for an even higher yield of one-photon Fock states and also for the deterministic production of higher order Fock states. This will allow for many new interesting experiments using the described methods.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	5
2.1	QED-Beschreibung des elektromagnetischen Feldes	5
2.2	Prinzip des Ein-Atom-Masers	7
2.3	Jaynes-Cummings-Dynamik	9
2.4	Standard-Masertheorie	13
2.4.1	Dämpfungsphase	14
2.4.2	Pumpphase	15
2.4.3	Mastergleichung und stationärer Zustand	15
3	Experimenteller Aufbau	21
3.1	Überblick	22
3.2	Resonator	23
3.3	Atomstrahl und geschwindigkeitsselektive Laseranregung	27
3.4	Zustandsselektive Detektion mit Feldionisation	32
3.5	Magnetfeldkompensation	34
3.5.1	Diodenlasersystem und Polarisationspektroskopie	37
3.6	Steuerung des Experimentes und Datenaufnahme	39

4	Fangzustände: Kontinuierliche Erzeugung von Fockzuständen	43
4.1	Fangzustände theoretisch betrachtet	44
4.2	Zusammenhang zwischen Fang- und Fockzuständen	48
4.3	Messung von Fangzuständen	51
4.4	Fangzustände in Maserlinien	54
5	Dynamische Erzeugung von Fockzuständen	59
5.1	Methode	61
5.2	Theorie des gepulst gepumpten Mikromasers	65
5.2.1	Zyklisch stationärer Zustand	66
5.2.2	Konditionierte Photonenzustände	67
5.2.3	Technik der Dämpfungsbasen	68
5.3	Quanten-Monte-Carlo-Simulation	70
5.4	Experimentelle Erzeugung von Photonenzahlzuständen	72
5.4.1	Vakuum-Rabioszillation	72
5.4.2	Ein-Photonen-Rabioszillation	74
5.4.3	Zwei-Photonen-Rabioszillation	76
5.5	Analyse der Messungen und Vergleich mit der Theorie	77
6	Deterministische Quelle für einzelne Photonen und Atome	81
6.1	Prinzip	82
6.1.1	Erzeugungswahrscheinlichkeit von $ 1\rangle$ ohne Messung der Atome	84
6.1.2	Simulation der Fockzustandsquelle	86
6.2	Experimentelle Realisierung der Fockzustandsquelle	94
6.3	Schema zur Messung der Photonenstatistik	96
6.4	Erzeugung von Fockzuständen höherer Ordnung	98
6.5	Zerfall von Fockzuständen: Quantensprünge	100
7	Zusammenfassung, Fazit und Ausblick	103

A Emissionswahrscheinlichkeiten

107

B Verzeichnis der Symbole

109

Literaturverzeichnis

111

Abbildungsverzeichnis

2.1	Prinzip des Ein-Atom-Masers	8
2.2	Wahrscheinlichkeitsflüsse für Pump- und Dämpfungsvorgänge	16
2.3	Standard-Maserpumpkurve	17
2.4	Normierte Photonenzahlverteilung als Funktion von Θ	18
3.1	Experimenteller Aufbau des Ein-Atom-Masers	23
3.2	Resonator und Piezos zur Feinabstimmung	24
3.3	Aufbau zur Messung der Resonatorgüte	25
3.4	Messung der Resonatorgüte	26
3.5	Korrelation zwischen effektiver Rabi-Frequenz und Resonatorgüte	27
3.6	Energieniveaus und Übergänge in ^{85}Rb	28
3.7	Flugzeitspektren für verschiedene Starkspannungen	29
3.8	Kalibrierung der Flugzeitmessungen	30
3.9	Aufbau der Feldionisationseinheit	32
3.10	Feldionisationssignale	33
3.11	Magnetfeldkompensation	34
3.12	Messungen zur Magnetfeldkompensation	36
3.13	Polarisationsspektroskopie und Stabilisierungselektronik des Diodenlasers	37
3.14	Detektionsschema bei gepulster Anregung	39
3.15	Steuerung und Datenaufnahme des Experiments	42
4.1	Mittlere Zahl thermischer Photonen in Abhängigkeit von der Temperatur .	44

4.2	Abhängigkeit der Fangzustände in Maserpumpkurven von der Temperatur	45
4.3	Maserpumpkurven für verschiedene Pumpraten	46
4.4	Photonenzahlverteilung im Bereich der Fangzustände	47
4.5	Photonenzahlverteilung bei Variation der Pumprate	48
4.6	Photonenzahlverteilung bei verschiedenen Temperaturen	49
4.7	Photonenzahlverteilungen für Fock-ähnliche Fangzustände	50
4.8	Messung von Fangzuständen bei $N_{\text{ex}} = 3$	52
4.9	Maserlinien für verschiedene Wechselwirkungszeiten	54
4.10	Messung von Maserlinien für niedrige Pumprate	55
5.1	Prinzip der Erzeugung und Messung von $ 1\rangle$ durch Zustandsreduktion	61
5.2	Prinzip der Erzeugung und Messung von $ 2\rangle$ durch Zustandsreduktion	62
5.3	Simulation einer Zweiphotonen-Rabioszillation	71
5.4	Messung von Rabioszillationen von Fockzuständen	73
5.5	Rabifrequenzen für verschiedene Fockzustände	77
5.6	Vergleich Theorie – Experiment	78
6.1	Prinzip der Quelle für einzelne Photonen	82
6.2	Monte-Carlo-Simulation einiger Anregungspulse	83
6.3	Abhängigkeit der Ein-Photonquelle von t_{int}	87
6.4	Wahrscheinlichkeit genau n $ g\rangle$ -Atome im Puls zu erhalten	88
6.5	Abhängigkeit der Ein-Photonquelle von der Pumprate	89
6.6	Wahrscheinlichkeitsdichten im Puls	90
6.7	Robustheit der Fockzustands-/Ein-Atomquelle	91
6.8	Fockzustandsquelle: Vergleich von Experiment und Theorie	94
6.9	Schema eines Pump-and-Probe Experimentes	96
6.10	Pulssequenzen zur Erzeugung höherer Fockzustände	98
6.11	Pulsprofile für die Erzeugung höherer Fockzustände	99
6.12	Schema eines Experimentes zum Zerfall von $ 1\rangle$ durch Quantensprünge	100
6.13	Simulation des Zerfalls von $ 2\rangle$	101

Kapitel 1

Einleitung

Die Quantenelektrodynamik beschreibt die Wechselwirkung zwischen Materie und Licht. Sie ist eine der experimentell bislang am besten untermauerten physikalischen Theorien, die in zahlreichen Präzisionsexperimenten getestet und bestätigt wurde. Die wichtigsten Grundaussagen dieser Theorie wurden im Jahr 1900 von Max Planck und im Jahr 1905 von Albert Einstein postuliert. Sie besagen, daß elektromagnetische Strahlung nur in ganzzahligen Vielfachen von Energiepaketen oder „Energiequanten“ auftritt (Einstein), deren Energie von der Wellenlänge der Strahlung abhängt und daß diese Strahlung von Körpern nur in diesen diskreten Energiepaketen emittiert und absorbiert werden kann (Planck). Dies liegt daran, daß sich der strahlende Körper verhält wie ein Ensemble von „Planckschen Oszillatoren“, die nur diskrete Energiepakete aufnehmen können [Pla00, Pla01] (siehe auch [Kle66, vM97, Rec97]). Nun ist es nicht von vornherein klar, daß die Quantisierung auch eine grundlegende Eigenschaft des Strahlungsfeldes selbst sein muß. Vielmehr wäre es auch denkbar, daß nur die Emitter und Absorber quantisiert wären, das Strahlungsfeld jedoch eine durch kontinuierliche Variablen beschreibbare Größe darstellen würde. Es wurde im Verlauf des Jahrhunderts jedoch klar, daß auch dem Feld selbst quantale Eigenschaften zugesprochen werden mußten. Die physikalische Theorie, die dies beschreibt, ist die Quantenelektrodynamik, oder kurz „QED“. Mehr noch, sie beschreibt auch die Wechselwirkung des quantisierten Lichtfeldes mit Materie, die ebenso durch quantisierte Größen beschrieben wird. Der Bereich, der von der QED abgedeckt wird, reicht von der Beschreibung alltäglich beobachteter Emissionsvorgänge von Atomen im „freien“ Raum (z. B. in Leuchtstoffröhren), bis hin zu sehr subtilen Effekten, wie der Lamb-Verschiebung oder des anomalen magnetischen Moments des freien Elektrons. Die Lamb-Verschiebung [LR47] beschreibt die Verschiebung von Energieniveaus im Atom durch Ankopplung der Elektronen an die Moden des elektromagnetischen Vakuumfeldes [Bet47]. Das anomale magnetische Moment des Elektrons kommt von Wechselwirkungen des Elektrons mit

„virtuellen“ Photonen und wurde erstmals in [WC63] präzise gemessen. Durch die Verwendung einer Penning-Falle konnte die Genauigkeit um einige Größenordnungen gesteigert werden [VSD86, DMVS99]. Diese Messungen stellen eine sehr harte Prüfung der QED dar. Eine Abweichung zwischen Theorie und Experiment außerhalb der jeweiligen Toleranzen wurde dabei bislang nicht festgestellt.

Besonders interessante Fragen in der QED ergeben sich, wenn das Kontinuum der Feldmoden des freien Raumes durch leitende Körper eingeschränkt wird. Dieses Gebiet der QED wird unter dem Begriff Resonator-QED (Cavity QED oder kurz CQED) zusammengefaßt. Durch die Anwesenheit eines Leiters (z. B. eines Resonators) ändert sich die Dichte der Moden des elektromagnetischen Feldes und es kommt zur Ausbildung von Effekten wie dem Casimir-Effekt [Cas48, CP48, Cas97], der die durch die Modifikation der Modendichte erzeugten Kräfte von leitenden Platten aufeinander bzw. von leitenden Platten auf Atome beschreibt. Der Effekt konnte kürzlich erstmals experimentell nachgewiesen werden [Lam97, Lam99]. Ein anderer Effekt in Atomen, der durch die Änderung der Modendichte in Anwesenheit leitender Körper zustande kommt, zeigt sich in einer Veränderung der Lamb-Verschiebung, was ebenfalls kürzlich experimentell nachgewiesen werden konnte [MWSW98]. Ein weiterer Effekt der durch die Modendichteveränderung hervorgerufen wird, ist die Veränderung der spontanen Emissionsrate elektromagnetischer Strahlung durch Atome. Diese kann je nach Situation erhöht oder erniedrigt werden [GRGH83, MWM85, GD85, HHK85, JAH⁺87, MIJM87, HCTF87].

Ein grundsätzlich anderes Verhalten als im freien Raum liegt im Fall „starker Kopplung“ zwischen einem Atom und einer Mode eines Resonators vor, denn hier findet ein oszillatorischer Energieaustausch zwischen Atom und Feld statt. In das Regime starker Kopplung fallen neben den in dieser Arbeit beschriebenen Ein-Atom-Maser-Experimenten eine beträchtliche Anzahl von verwandten Experimenten. In Versuchen mit offenen Resonatoren im Mikrowellenbereich wurden kürzlich z. B. die Möglichkeit von Quanten-Non-Demolition-Messungen nichtklassischer Felder [NRO⁺99] untersucht und die Realisierung von Quantenlogik-Gattern wurde angestrebt [RNO⁺99]. Experimente mit einzelnen in einer Endkappenfalle gefangenen Ionen in einem optischen Resonator hoher Finesse zielen auf die Realisierung eines Ein-Ion-Lasers ab [Mey96, MBW97, MLW97, Lö98]. Verwandt dazu sind Experimente mit einem thermischen Atomstrahl und einem optischen Resonator auf dem Weg zu einem Ein-Atom-Laser [ACDF94]. Aufbauten mit kalten Atomen und optischen Resonatoren konzentrieren sich auf die Untersuchung der Trajektorien von Atomen in schwachen Resonatorfeldern und die Möglichkeit Atome mit einzelnen Photonen zu fangen [HCLK98, MFM⁺99, HLD⁺00, PFMR00]. Wird die kinetische Energie der Atome so klein, daß die de Broglie-Wellenlänge der Atome in die Größenordnung der Wellenlänge der verwendeten Strahlung kommt, so muß der Impuls der Atome quantisiert betrachtet werden. Dieses Regime ist unter dem Begriff „Mazer“ (microwave amplification by z-motion induced emission) bekannt geworden [ESBS91, SMW96, MSW97, LMS⁺97, SVS⁺97, Lö98] und bietet Möglichkeiten für interessante Experimente in der Zukunft. Eine weitere Quelle interessanter Experimente bietet die Erzeugung von „Greenberger-Horne-Zeilinger“-Zuständen (GHZ) und „Einstein-Podolsky-Rosen“-Zuständen (EPR) [HMN⁺97, VBEW99, EW00].

Der Ein-Atom-Maser stellt ein ideales Experiment zur Untersuchung von Phänomenen der Wechselwirkung zwischen einzelnen Atomen und einer einzelnen Mode des elektromagnetischen Feldes im Regime starker Kopplung dar. Mit dem Aufbau wurden in der Vergangenheit zahlreiche Experimente am Gleichgewichtszustand des im Maserresonator aufgebauten nichtklassischen Feld durchgeführt. So wurden beispielsweise Sub-Poisson-Statistik im Photonenfeld [RSKW90, RW90], das Phänomen des Kollaps und Wiederaufleben der Rabinutation [RWK87], Atominterferenz [Rai95], Bistabilität und Quantensprünge [BRW94] sowie Atom-Feld- und Atom-Atom-Verschränkung [ELB⁺98] beobachtet. Außerdem konnten vor kurzem die lange vorhergesagten Fangzustände des Feldes des Ein-Atom-Masers [MRW88] erstmals experimentell beobachtet werden [WVHW99].

Fangzustände sind eine direkte Konsequenz der Feldquantisierung. Unter gewissen Umständen entsprechen sie einer Realisierung von reinen Photonenzahlzuständen (Fockzuständen) des Feldes im Gleichgewicht. Diese sind Zustände des elektromagnetischen Feldes mit einer genau definierten Anzahl von Energiequanten oder Photonen. Dies ist die modernere Sprechweise für die am Anfang dieses Abschnittes erwähnten Strahlungsquanten und Planckschen Oszillatoren [BVW00]. Sie stellen die einfachste Basis für die Beschreibung eines Quantenfeldes des Lichts dar und sind deshalb von grundsätzlichem Interesse für sämtliche Theorien in der Quantenoptik. Reine Photonenzahlzustände sind sehr empfindlich gegenüber äußeren Einflüssen und Dissipation und deshalb stand bisher eine experimentelle Erzeugung und der Nachweis dieser Feldzustände noch aus. In dieser Arbeit soll nun die erstmalige experimentelle Erzeugung und der eindeutige Nachweis solcher Zustände gezeigt werden. Mit Hilfe von Zustandsreduktion wird die Erzeugung der Fockzustände mit keinem, einem und zwei Photonen experimentell realisiert und die Reinheit der erzeugten Zustände mittels Rabioszillationen von Probenatomen gemessen. Ferner wird eine Methode beschrieben, wie definierte Fockzustände deterministisch erzeugt werden können. Experimentell wird dies am Fall des Ein-Photonen-Fockzustandes gezeigt.

Übersicht

Ausgehend von einer kurzen Einführung in die Grundlagen der Quantentheorie der elektromagnetischen Strahlung und ihrer Wechselwirkung mit Atomen, werden in Kapitel 2 die theoretischen Grundlagen des Ein-Atom-Maser-Experimentes im Hinblick auf die in dieser Arbeit gezeigten Messungen vorgestellt.

Kapitel 3 gibt zunächst einen Überblick über das Experiment, bevor eine detailliertere Beschreibung der einzelnen Komponenten des Aufbaus folgt. Es wird gezeigt, wie die im Kapitel zuvor angesprochenen physikalischen Parameter im Experiment tatsächlich realisiert und gesteuert werden. Wesentlich für die Messung ist eine möglichst genaue Kontrolle bestimmter Parameter des Experiments. Unter anderem werden in diesem Zusammenhang Details zur Einstellung der Detektoren und der Wechselwirkungszeit der Atome vorgestellt. Wichtig für die Messungen sind insbesondere eine gute Kenntnis der Atom-Feld-Resonanz und der Kopplungskonstante. Die Bestimmung dieser Größen geschieht

hier mit Hilfe neuer Methoden, die Eigenschaften der „Fangzustände“ ausnutzen. Daher sind diese Themen in das folgende Kapitel über Fangzustände eingearbeitet.

Das Auftreten der Fangzustände ist ein besonderes Merkmal des Ein-Atom-Masers bei extrem niedrigen Temperaturen. Diese ausgezeichneten Zustände spiegeln die reinen Quantenzustände des elektromagnetischen Feldes wider. In Kapitel 4 werden zunächst die Grundlagen der Theorie der Fangzustände besprochen. Es wird gezeigt, unter welchen Umständen die Fangzustände in reine Fockzustände übergehen. Weiter werden Messungen von Fangzuständen niedriger Ordnung mit Experimenten bei niedriger Pumprate vorgestellt. Die Fangzustände konnten hierbei mit hohem Kontrast sowohl bei Variation der Wechselwirkungszeit als auch bei der Aufnahme von Maserresonanzkurven beobachtet werden.

Kapitel 5 beschreibt eine Methode, wie mit Hilfe von Zustandsreduktion in einem gepulsten Maserexperiment Photonenzahl- oder Fockzustände erzeugt werden können. Es wird ein Experiment beschrieben, in dem erstmals Fockzustände des elektromagnetischen Feldes zweifelsfrei erzeugt werden konnten. Deren Reinheit wird mit Hilfe der Rabioszillation eines Probenatoms bestimmt. Ein Vergleich von Theorie und Experiment zeigt hervorragende Übereinstimmung.

In Kapitel 6 wird gezeigt, wie sich Fangzustände im Mikromaser nutzen lassen, um eine deterministische Erzeugung von Resonator-Fockzuständen zu realisieren. Anhand von Simulationen werden die Bedingungen für einen derartigen Betrieb des Ein-Atom-Masers untersucht. Ein erstes Experiment dazu zeigt die Realisierung einer Quelle für einen Ein-Photonen-Fockzustand. Gleichzeitig stellt der Maser hier eine Quelle für einzelne Atome im Masergrundzustand dar.

Schließlich wird in Kapitel 7 ein Ausblick auf weitere mögliche, auf den beschriebenen aufbauende, Messungen gegeben, die sich momentan im Aufbau befinden. Dazu gehört die Kombination der in den Kapiteln 4, 5 und 6 vorgestellten Methoden, um z. B. die Photonenzahlverteilung von Fangzuständen oder die Reinheit der von der deterministischen Fockzustandsquelle erzeugten Zustände zu bestimmen.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

Mit dem Ein-Atom-Maser werden die Grundlagen der Wechselwirkung zwischen Licht und Materie untersucht, indem beide Komponenten auf die kleinste mögliche Einheit reduziert werden: die Wechselwirkung zwischen einzelnen Atomen und einer einzigen Mode des elektromagnetischen Feldes. Hier kommen die Quanteneigenschaften sowohl der Atome als auch des Feldes zum Tragen. Da sich der zentrale Teil dieser Arbeit mit der Untersuchung der Quanteneigenschaften des elektromagnetischen Feldes beschäftigt, sollen in diesem Kapitel zunächst die Grundlagen der quantentheoretischen Beschreibung des Lichts dargestellt werden. Daran anschließend wird ein kurzer Überblick über das Prinzip des Ein-Atom-Masers gegeben, bevor detailliert die theoretischen Grundlagen des Maserexperimentes behandelt werden. Dabei werden die Gleichungen eingeführt, die für die in dieser Arbeit vorgestellten Experimente wichtig sind. Eine zusammenfassende Einführung in die Standard-Maserttheorie findet man beispielsweise in [MS99, SZ97, Eng94, Har91].

2.1 QED-Beschreibung des elektromagnetischen Feldes

Das elektromagnetische Feld eines Hohlraumresonators wird beschrieben durch die Maxwell-Gleichungen und einige Randbedingungen, die durch die Geometrie des Resonators bestimmt werden. Das elektrische Feld im Resonator am Ort \vec{x} kann geschrieben werden als Superposition von Resonatormodenfunktionen (siehe z. B. [Bal90, MS99, WM95])

$$\vec{E}(\vec{x}, t) = \sum_m f_m(t) \vec{u}_m(\vec{x}) \quad (2.1)$$

wobei $\vec{u}_m(\vec{x})$ eine auf das Modenvolumen V normierte Funktion ($\int_V \vec{u}_m^2(\vec{x}) d^3\vec{x} = 1$) ist, die den Randbedingungen

$$\nabla^2 \vec{u}_m(\vec{x}) = -\frac{\omega_m^2}{c^2} \vec{u}_m(\vec{x}) \quad (2.2)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{u}_m(\vec{x}) = 0 \quad (2.3)$$

$$\vec{n} \times \vec{u}_m(\vec{x}) = 0 \quad \text{auf den Oberflächen} \quad (2.4)$$

genügt. Dabei ist $\omega_m/(2\pi)$ die Resonanzfrequenz der Mode m und \vec{n} ein Normalenvektor auf der Resonatoroberfläche. Das elektromagnetische Feld wird in der Quantenmechanik beschrieben durch den Hamiltonoperator des harmonischen Oszillators

$$H_{\text{e.m.}} = \sum_m \hbar\omega_m \left(a_m^\dagger a_m + \frac{1}{2} \right). \quad (2.5)$$

Die physikalische Bedeutung der sogenannten „Leiteroperatoren“ a_m und a_m^\dagger wird später in diesem Abschnitt deutlich werden. Für sie gilt die bosonische Kommutatorrelation

$$[a_m, a_n^\dagger]_- = \delta_{mn}. \quad (2.6)$$

Da im Ein-Atom-Maser nur eine Mode des Resonatorfeldes von Bedeutung ist, soll im folgenden nur diese eine Mode betrachtet werden. Für die Mode mit der Resonanzfrequenz $\omega/(2\pi)$ reduziert sich (2.5) auf

$$H_{\text{Mode}} = \hbar\omega \left(a^\dagger a + \frac{1}{2} \right). \quad (2.7)$$

Mit Hilfe der Leiteroperatoren und der entsprechenden Modenfunktion $\vec{u}(\vec{x})$ läßt sich der Operator des elektrischen Feldes dieser Resonatormode schreiben als

$$\hat{E}(\vec{x}) = \frac{\mathcal{E}}{\sqrt{2}} (a^\dagger + a) \vec{u}(\vec{x}), \quad (2.8)$$

mit der als „elektrisches Feld pro Photon“ bezeichneten Konstante

$$\mathcal{E} = \sqrt{\frac{\hbar\omega}{\epsilon_0 V}}. \quad (2.9)$$

Die Eigenzustände $|n\rangle$ des Hamiltonoperators (2.7) ergeben sich durch Lösung der stationären Schrödingergleichung $H|n\rangle = E_n|n\rangle$. Sie erfüllen die Gleichung

$$H|n\rangle = \hbar\omega \left(n + \frac{1}{2} \right) |n\rangle, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (2.10)$$

Die „Fockzustände“ genannten Eigenzustände $|n\rangle$ beschreiben ein Feld mit einer genau definierten Zahl von „Photonen“ und werden daher auch als „Photonenzahlzustände“ bezeichnet. Der Begriff des Photons läßt verschiedene Definitionen zu, die auch abhängig

von der jeweils betrachteten Situation sind. Beispielsweise unterscheidet sich die Definition eines Photons im freien Raum von der eines Photons in einem Resonator, da im Resonator kein Aufbau eines lokalisierten Wellenpaketes durch Superposition von Wellenfunktionen aus einem gewissen kontinuierlichen Frequenzband nötig und möglich ist. Vielmehr kann eine Resonatormode mit einer ganzen Zahl n von diskreten Energiepaketen der Energie $\hbar\omega$ gefüllt werden, wie von (2.10) beschrieben. Es liegt nahe, als Definition des Begriffes „Photon“ hier ein einzelnes Energiequant $\hbar\omega$ zu wählen. Der Fockzustand $|n\rangle$ beschreibt dann einen Zustand des Feldes mit scharf definierter Photonenzahl n . Dem Operator $a^\dagger a$ aus (2.7) kommt somit die Bedeutung einer Messung der Photonenzahl zu. Die Leiteroperatoren a und a^\dagger selbst beschreiben die Vernichtung und Erzeugung eines Photons gemäß

$$\begin{aligned} a |n\rangle &= \sqrt{n} |n-1\rangle \\ a^\dagger |n\rangle &= \sqrt{n+1} |n+1\rangle, \end{aligned} \quad (2.11)$$

also Vorgänge bei denen ein Energiequant aus dem Resonator entfernt oder diesem hinzugefügt wird. Der Vakuumzustand $|0\rangle$ bildet dabei die Untergrenze des Eigenwertspektrums welches zu hohen n hin offen ist, wie man dies erwartet. Im weiteren Kontext dieser Arbeit ist mit dem Begriff „Vakuum“ dieser anregungslose Zustand des elektromagnetischen Feldes gemeint, wenn nichts anderes angegeben wird. Allgemein lassen sich die meisten Felder der Mode entweder als Mischung von Fockzuständen („gemischter Zustand“) oder als Superposition

$$|\psi\rangle = \sum_n c_n |n\rangle \quad (2.12)$$

der einzelnen Fockzustände („reiner Zustand“) ausdrücken. Diese Gleichung faßt den Quantencharakter des elektromagnetischen Feldes zusammen. Generell läßt sich jedes Feld immer durch eine geeignete Kombination von Zuständen diskreter Photonenzahl darstellen. Eine Messung der Photonenzahl des Zustandes (2.12) liefert mit der Wahrscheinlichkeit $|c_n|^2$ das Resultat n . Nie wird ein Feld realisiert, in dem eine nichtganzzahlige Photonenzahlkomponente vorhanden ist, d. h. eine Messung der Feldenergie kann unter Vernachlässigung des konstanten Summanden $\hbar\omega/2$ aus (2.10) nur ganzzahlige Vielfache von $\hbar\omega$ ergeben. Die Quantisierung des elektromagnetischen Feldes konnte vor einigen Jahren schon experimentell nachgewiesen werden. Bislang stand jedoch der Nachweis aus, daß die Grundkomponenten der quantenmechanischen Beschreibung des Lichtes, Fockzustände mit scharfer Photonenzahl, tatsächlich experimentell realisierbar sind und damit eine grundsätzliche physikalische statt einer bloßen mathematischen Bedeutung haben. Von der Erzeugung und dem Nachweis dieser Zustände im Labor soll diese Arbeit handeln. Das Instrument, das dazu benötigt wurde, ist der „Ein-Atom-Maser“, der im nächsten Abschnitt beschrieben werden soll.

2.2 Prinzip des Ein-Atom-Masers

Das Prinzip des Ein-Atom-Masers ist in Abbildung 2.1 gezeigt. Ein Atomofen erzeugt einen schwachen, stark kollimierten Strahl von Rubidium-Atomen, die durch den Reso-

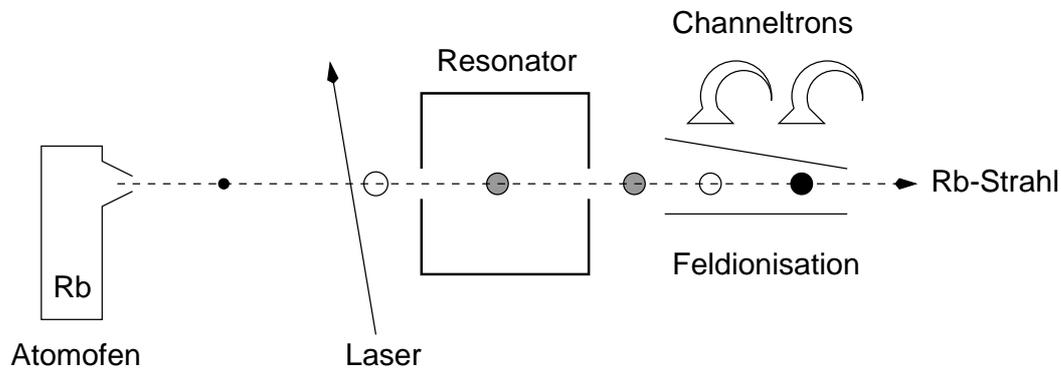


Abbildung 2.1: Prinzip des Ein-Atom-Masers. Atome im Rubidium-Grundzustand (kleine schwarze Punkte (\bullet)) werden von einem Laser in das obere Maserniveau angeregt. Sie wechselwirken mit dem darin gespeicherten Feld und entwickeln sich in eine Superposition aus den beiden Maserniveaus (Atome im oberen Maserniveau $|e\rangle$ werden durch große weiße Punkte (\circ) dargestellt, Atome im unteren Maserniveau durch große schwarze Punkte (\bullet) und Atome in einer Superposition durch große graue Punkte (\bullet)). Danach werden sie im Detektor zustandsselektiv feldionisiert und die entstehenden freien Elektronen mit Channeltrons nachgewiesen.

nator fliegen. Der Atomstrahl ist so schwach, daß sich zu jedem Zeitpunkt maximal ein Atom im Resonator befindet, d. h.

$$t_{\text{int}} \ll r^{-1}, \quad (2.13)$$

wobei t_{int} die Durchflugdauer der Atome durch den Resonator und r die Atomrate, also die mittlere Anzahl von Atomen, die den Resonator pro Zeiteinheit durchqueren, ist. Kurz bevor die Atome den Resonator erreichen, werden sie von einem Laser in den oberen Maserzustand angeregt. Die Frequenz einer Resonatormode ist so abgestimmt, daß sie resonant mit der atomaren Übergangsfrequenz zwischen dem oberen und unteren Maserniveau ist. Während ihres Durchfluges wechselwirken die Atome mit dem Feld. Es wird sich zeigen, daß durch diese Wechselwirkung das Feld sowohl aufgebaut, als auch – in gewissem Sinn – gemessen wird. Nach dem Passieren des Resonators werden sie in einem elektrischen Feld ionisiert und die freigewordenen Elektronen können mit Hilfe von Channeltrons nachgewiesen werden. Dadurch können Atome im oberen und unteren Maserniveau getrennt gezählt werden.

Der Resonator wird realisiert durch einen supraleitenden Hohlkörper, der für Mikrowellen der gewünschten Frequenz resonant ist, und dessen Dämpfungsverluste extrem gering sind. Das Feld des Resonators wird mit den Atomen gepumpt, die einen zum Resonatorfeld resonanten Übergang zwischen zwei hochangeregten Rydbergniveaus besitzen, die die beiden Maserniveaus bilden. Der Vorteil der Rydbergatome liegt darin, daß die Zustände lange leben und daß es elektrische Dipolübergänge im Mikrowellenbereich gibt, deren großes Dipolmatrixelement eine hohe Atom-Feld-Kopplungsstärke ermöglicht.

Um die Wechselwirkungen zwischen dem Strahlungsfeld und einem Atom gut studieren

zu können, ist es erforderlich in den Bereich „starker Kopplung“ zu kommen, denn dort tritt anstelle des zeitlich exponentiellen Zerfalls angeregter atomarer Zustände ein oszillatorischer Energieaustausch zwischen Atom und Feld auf. Die Bedingung starker Kopplung bedeutet, daß die Atom-Feld-Kopplungsstärke g größer sein muß als die Zeitkonstanten, die durch die dissipativen Effekte, Zerfall der atomaren Zustände γ_{at} und Dämpfung des Feldes Γ gegeben sind, also

$$g \gg \Gamma \quad \text{und} \quad g \gg \gamma_{\text{at}}. \quad (2.14)$$

In anderen Worten ausgedrückt heißt dies, daß die durch die Atom-Feld-Wechselwirkung hervorgerufene Dynamik schneller ablaufen muß, als die dissipativen Prozesse im System.

Der Ein-Atom-Maser bietet die optimale experimentelle Realisierung dieser Bedingungen. Die grundlegende Idee des Ein-Atom-Masers ist es, ein elektromagnetisches Feld in einem Resonator sehr hoher Güte möglichst lange speichern zu können, damit dann langlebige Atome einzeln mit ihm wechselwirken können. Die Lebensdauer des Feldes soll also dabei groß genug sein, daß es bis zur Ankunft des nächsten Atoms nicht vollständig zerfallen kann, also

$$r > \Gamma. \quad (2.15)$$

Es kommt somit dann zum Aufbau des „Maserfeldes“. Außerdem wird durch den Resonator die Beschränkung auf eine einzelne Mode des elektromagnetischen Feldes im interessierenden Frequenzbereich und eine Erhöhung der Atom-Feld-Kopplungsstärke erreicht. Wie der Aufbau des Feldes durch die Atome erfolgt, soll in den folgenden Abschnitten dieses Kapitels im Detail beschrieben werden.

2.3 Jaynes-Cummings-Dynamik

Für die gesamte Dynamik des Ein-Atom-Masers genügt es, nur zwei Energieniveaus des Atoms, den angeregten Maserzustand $|e\rangle$ und den Masergrundzustand $|g\rangle$ zu betrachten. Diese Niveaus sollen gegenüber dem Zerfall in den Grundzustand der Atome für die Zeitdauer der Wechselwirkung mit dem Maserfeld als stabil betrachtet werden können. Wählt man für dieses System den Energienullpunkt mittig zwischen den beiden Niveaus, so läßt es sich durch den Hamiltonoperator

$$H_A = \frac{1}{2} \hbar \omega_0 (\sigma^\dagger \sigma - \sigma \sigma^\dagger) \quad (2.16)$$

beschreiben und ist damit formal äquivalent zu einem Spin-1/2-System. Die Energiedifferenz zwischen den Niveaus ist dabei gegeben durch $\hbar \omega_0$. Übergänge im Atom werden beschrieben durch den Anregungsoperator $\sigma^\dagger = |e\rangle \langle g|$ und den dazu adjungierten Operator $\sigma = |g\rangle \langle e|$. Diese Operatoren gehorchen der fermionischen Antikommutatorrelation

$$[\sigma, \sigma^\dagger]_+ = \sigma \sigma^\dagger + \sigma^\dagger \sigma = 1. \quad (2.17)$$

Der Kommutator

$$[\sigma^\dagger, \sigma]_- = |e\rangle \langle e| - |g\rangle \langle g| = \sigma_z \quad (2.18)$$

bildet eine Pauli-Spinmatrix und läßt sich dazu verwenden, den Atom-Hamiltonoperator zu schreiben als

$$H_A = \frac{1}{2} \hbar \omega_0 \sigma_z. \quad (2.19)$$

Es ist nützlich, auch den Ortsoperator \vec{r} des Elektrons relativ zum Kern in der durch $|g\rangle$ und $|e\rangle$ definierten Basis zu schreiben. Unter der Voraussetzung, daß das Atom kein permanentes elektrisches Dipolmoment besitzt, d. h. $\langle e|\vec{r}|e\rangle = \langle g|\vec{r}|g\rangle = 0$, führt dies auf

$$\begin{aligned} \vec{r} &= |g\rangle \langle g|\vec{r}|e\rangle \langle e| + |e\rangle \langle e|\vec{r}|g\rangle \langle g| \\ &= (\sigma + \sigma^\dagger) \langle e|\vec{r}|g\rangle. \end{aligned} \quad (2.20)$$

Dabei wurde davon ausgegangen, daß das Übergangsmatrixelement reell gewählt werden kann, d. h. $\langle g|\vec{r}|e\rangle = \langle e|\vec{r}|g\rangle$. Dies ist bei geeigneter Wahl der Quantisierungsachse immer möglich. Da der elektronische Übergang des Atoms nur resonant zu einer Mode des elektromagnetischen Feldes im Resonator ist, reicht zur Beschreibung des Feldes der einfache Hamiltonoperator (2.7) aus. Außerdem kann zur Vereinfachung der konstante Summand $\frac{1}{2} \hbar \omega$ vernachlässigt werden, was nur eine Verschiebung des Energienullpunktes darstellt. Der Feldanteil des Hamiltonoperators kann also geschrieben werden als

$$H_F = \hbar \omega a^\dagger a. \quad (2.21)$$

Die räumliche Ausdehnung der Mikrowellen des Resonatorfeldes ist um einige Größenordnungen größer als die Ausdehnung der Rydbergatome, weshalb die Dipolnäherung eine sehr gute Approximation darstellt. Die Wechselwirkung zwischen Atom und Feld wird dann beschrieben durch den Wechselwirkungsoperator

$$H_{AF} = -e\vec{r} \cdot \vec{E}(\vec{x}). \quad (2.22)$$

Setzt man (2.8) und (2.20) in diese Gleichung ein, so ergibt sich

$$H_{AF} = \hbar g(\vec{x}) (\sigma^\dagger + \sigma) (a + a^\dagger). \quad (2.23)$$

Dafür wurde die Atom-Feld-Kopplungskonstante

$$g(\vec{x}) = -\frac{e\mathcal{E}}{\sqrt{2}\hbar} \langle e|\vec{r}|g\rangle \cdot \vec{u}(\vec{x}). \quad (2.24)$$

definiert, die abhängt vom Dipolmatrixelement $e \langle e|\vec{r}|g\rangle$ des Atoms, von der elektrischen Feldstärke pro Photon (2.9) und von dem durch den Modenverlauf definierten Faktor $\vec{u}(\vec{x})$. Die in diesem Experiment verwendete Mode zeigt den Verlauf einer Sinus-Halbwellen entlang der Atomstrahlachse. Für die hier beschriebenen Experimente ist eine möglichst

große Kopplungskonstante wünschenswert. Dies wird hier zum einen durch die Verwendung von Rydbergatomen erreicht, die für Übergänge zwischen verschiedenen Rydberg-niveaus sehr große Dipolmatrixelemente haben. Zum anderen wird durch die Wahl einer recht kleinen Resonatorgeometrie erreicht, daß das elektrische Feld pro Photon \mathcal{E} sehr groß wird. Die Terme $\sigma^\dagger a$ und σa^\dagger in (2.23) beschreiben die Emission bzw. Absorption eines Photons durch das Atom bei gleichzeitiger Aufnahme bzw. Abgabe des Photons durch den Resonator. Dies sind die hier relevanten Terme, die die Dynamik des Systems bestimmen. Die etwas unanschaulichen Terme $\sigma^\dagger a^\dagger$ und σa beschreiben die gleichzeitige Aufnahme bzw. Abgabe von Energiequanten durch Atom und Resonator. Die Beiträge dieser Terme zur Dynamik des Systems oszillieren sehr schnell und mitteln sich nach einigen Lichtperioden heraus, und können somit vernachlässigt werden. Dies wird üblicherweise als Drehwellennäherung („rotating wave approximation“) bezeichnet. Der Wechselwirkungsterm läßt sich damit schreiben als

$$H_{AF} = \hbar g(\vec{x}) (a\sigma^\dagger + a^\dagger\sigma). \quad (2.25)$$

Die Atome bewegen sich mit konstanter Geschwindigkeit entlang der Mittelachse des Resonators durch denselben, so daß die Ortsabhängigkeit der Kopplungskonstanten $g(\vec{x})$ direkt in eine Zeitabhängigkeit $g(t)$ übergeht. Im folgenden sei wegen der Diabatizität der Wechselwirkung angenommen, daß sich die orts- bzw. zeitabhängige Kopplungskonstante $g(\vec{x})$ durch einen ortsunabhängigen Effektivwert

$$g = \frac{1}{t_{\text{int}}} \int_0^{t_{\text{int}}} g(t) dt \quad (2.26)$$

ersetzen läßt, wobei t_{int} die Wechselwirkungszeit der Atome mit dem Feld ist. Details zur Begründung dafür sind z. B. gegeben in [Ant99, Bod99]. Die Elimination der externen Zeitabhängigkeit hat den Vorteil, daß sich, wie sich später zeigen wird, die Schrödinger-gleichung analytisch integrieren läßt. Zusammenfassend erhält man den aus den einzelnen Anteilen kombinierten „Jaynes-Cummings-Hamiltonoperator“

$$H = H_A + H_F + H_{AF} \quad (2.27)$$

$$= \frac{1}{2} \hbar \omega_0 \sigma_z + \hbar \omega a^\dagger a + \hbar g (a\sigma^\dagger + a^\dagger\sigma), \quad (2.28)$$

der die Dynamik des Systems bestimmt. Die Eigenzustände der freien Anteile für Atom und Feld dieses Operators lassen sich schreiben durch die Produktzustände $|i, n\rangle \equiv |i\rangle \otimes |n\rangle$, wobei $|i\rangle \in \{|g\rangle, |e\rangle\}$. Der Wechselwirkungsterm mischt nun diese Zustände, was zur Folge hat, daß die Eigenzustände des gesamten Hamiltonoperators eine Superposition dieser Produktzustände sind. Aufgrund der besonders einfachen Struktur des Wechselwirkungsterms in Drehwellennäherung werden nur Zustände mit solchen mit benachbartem, höherem n gemischt. Als Ansatz bietet sich die Basis der sogenannten „dressed states“

$$\begin{aligned} |n+\rangle &= \sin \theta_n |e, n\rangle + \cos \theta_n |g, n+1\rangle \\ |n-\rangle &= \cos \theta_n |e, n\rangle - \sin \theta_n |g, n+1\rangle \end{aligned} \quad (2.29)$$

an. Lösung der zeitunabhängigen Schrödingergleichung $H|n\pm\rangle = E_{n\pm}|n\pm\rangle$ liefert die Energieeigenwerte und Eigenzustände des kombinierten Atom-Feld-Systems. Die Eigenwerte ergeben sich zu

$$E_{n\pm} = \hbar \left(n + \frac{1}{2} \right) \omega \pm \frac{1}{2} \hbar \mathcal{R}_n. \quad (2.30)$$

Dabei ist

$$\mathcal{R}_n = \sqrt{\Delta^2 + \Omega_n^2} \quad (2.31)$$

die verallgemeinerte Quanten-Rabifrequenz, $\Delta = \omega - \omega_0$ die Frequenzverstimmung des Feldes zur atomaren Übergangsfrequenz und

$$\Omega_n = 2g\sqrt{n+1} \quad (2.32)$$

die Quanten-Rabifrequenz eines Atoms, das resonant mit einem Feld, das n Photonen enthält, wechselwirkt. Der Quanten-Rabifrequenz kommt in dieser Arbeit eine bedeutende Rolle zu, wie später deutlich wird. Die Eigenzustände des Hamiltonoperators (2.28) sind gegeben durch (2.29) mit den Koeffizienten

$$\begin{aligned} \sin \theta_n &= \frac{\Omega_n}{\sqrt{(\mathcal{R}_n + \Delta)^2 + \Omega_n^2}} \\ \cos \theta_n &= \frac{\mathcal{R}_n + \Delta}{\sqrt{(\mathcal{R}_n + \Delta)^2 + \Omega_n^2}}. \end{aligned} \quad (2.33)$$

Für Rechnungen nützlich sind die Beziehungen

$$\sin(2\theta_n) = \frac{\Omega_n}{\mathcal{R}_n} \quad \text{und} \quad \cos(2\theta_n) = \frac{\Delta}{\mathcal{R}_n}. \quad (2.34)$$

Die Atome treten im angeregten Zustand $|e\rangle$ in den Resonator ein. Um die Gleichungen übersichtlich zu halten, sei zunächst angenommen, daß sich das Feld im Fockzustand $|n\rangle$ befindet. Die Dynamik des Systems wird beschrieben durch die zeitabhängige Schrödingergleichung $i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\psi(t)\rangle = H |\psi(t)\rangle$ mit dem Hamiltonoperator (2.28) und der Anfangsbedingung $|\psi(0)\rangle = |e, n\rangle$. Mit dieser Anfangsbedingung werden vom Hamiltonoperator (2.28) nur die Zustände $|e, n\rangle$ und $|g, n+1\rangle$ gekoppelt. Diese bilden also für das hier betrachtete einfache System eine vollständige Basis. Da ein Modell mit zeitunabhängiger Kopplungsstärke angenommen wurde, kann die Schrödingergleichung elementar integriert werden, und man erhält

$$\begin{aligned} |\psi(t)\rangle &= e^{-i\frac{\hbar}{\hbar}t} |\psi(0)\rangle \\ &= e^{-i(n+\frac{1}{2})\omega t} \left(\cos \theta_n e^{i\frac{1}{2}\mathcal{R}_n t} |n-\rangle + \sin \theta_n e^{-i\frac{1}{2}\mathcal{R}_n t} |n+\rangle \right). \end{aligned} \quad (2.35)$$

Unter Zuhilfenahme der Relationen (2.34) und Transformation in ein mit $(n + \frac{1}{2})\omega$ rotierendes Wechselwirkungsbild ergibt sich

$$\langle e, n | \psi(t) \rangle = \cos \left(\frac{1}{2} \mathcal{R}_n t \right) + i \frac{\Delta}{\mathcal{R}_n} \sin \left(\frac{1}{2} \mathcal{R}_n t \right) \quad (2.36)$$

$$\langle g, n+1 | \psi(t) \rangle = -i \frac{\Omega_n}{\mathcal{R}_n} \sin \left(\frac{1}{2} \mathcal{R}_n t \right). \quad (2.37)$$

Damit folgt die Wahrscheinlichkeit das Atom im oberen Zustand $|e\rangle$ zu finden,

$$\zeta_n(t) = |\langle e, n | \psi(t) \rangle|^2 = \cos^2 \left(\frac{1}{2} \mathcal{R}_n t \right) + \frac{\Delta^2}{\mathcal{R}_n^2} \sin^2 \left(\frac{1}{2} \mathcal{R}_n t \right). \quad (2.38)$$

Entsprechend gilt für Atome im unteren Zustand $|g\rangle$

$$\begin{aligned} \xi_n(t) &= |\langle g, n+1 | \psi(t) \rangle|^2 = \frac{\Omega_n^2}{\mathcal{R}_n^2} \sin^2 \left(\frac{1}{2} \mathcal{R}_n t \right) \\ &= \frac{4(n+1)g^2}{\Delta^2 + 4(n+1)g^2} \sin^2 \left(\frac{1}{2} \sqrt{\Delta^2 + 4(n+1)g^2} \cdot t \right). \end{aligned} \quad (2.39)$$

Die Wahrscheinlichkeiten genügen der Normierung $\zeta(t) + \xi(t) = 1$. Die Gleichungen (2.38) und (2.39) beschreiben eine Oszillation zwischen den Zuständen $|e, n\rangle$ und $|g, n+1\rangle$. Es wird also zwischen dem Atom und dem Feld periodisch Energie ausgetauscht. In Resonanz $\Delta = 0$ bzw. $\mathcal{R}_n = \Omega_n$ wird die Amplitude maximal und es gibt Zeitpunkte, zu denen das Atom *mit Sicherheit* im Grundzustand $|g\rangle$ anzufinden ist, und sich das Feld in dem höheren Fockzustand $|n+1\rangle$ befindet. In diesem einfachen System ist die Zeitentwicklung von $|\psi(t)\rangle$ gegeben durch

$$|\psi(t)\rangle = |e, n\rangle \langle e, n | \psi(t) \rangle + |g, n+1\rangle \langle g, n+1 | \psi(t) \rangle. \quad (2.40)$$

Im Resonanzfall $\Delta = 0$ ergibt sich der einfache Zusammenhang

$$|\psi(t)\rangle = \cos(\sqrt{n+1}gt) |e, n\rangle - i \sin(\sqrt{n+1}gt) |g, n+1\rangle. \quad (2.41)$$

2.4 Standard-Masertheorie

Beim Ein-Atom-Maser im kontinuierlichen Betrieb passieren Atome den Resonator zu Poisson-verteilten Zeitpunkten. Die Wechselwirkungszeit zwischen Atom und Feld t_{int} ist dabei sehr viel kleiner als die charakteristische Zeit für die Felddämpfung im Resonator. Somit kann man zwei Phasen im Maserbetrieb unterscheiden:

- *Pumpphase*: Hier wechselwirken ein Atom und das Feld. Dabei findet ein oszillatorischer Energieaustausch statt, wie im vorigen Abschnitt beschrieben. Die Felddämpfung kann in der Pumpphase wegen der Kürze der Zeit vernachlässigt werden.
- *Dämpfungsphase*: Hier befindet sich kein Atom im Resonator und das Feld unterliegt der Dissipation.

Wichtig für den Betrieb des Mikromasers ist noch die Forderung, daß sich zu einem Zeitpunkt maximal ein Atom im Resonator befinden soll. Die grundlegende Theorie des Ein-Atom-Masers, die man mit diesen Annahmen erhält, wurde erstmals in [FJM86, LSW87] behandelt.

Für die folgende Rechnung ist es notwendig, auf den Dichtematrixformalismus überzugehen. Das Feld im reinen Zustand $|\psi\rangle$ wird dann beschrieben durch den Felddichteoperator $\rho = |\psi\rangle\langle\psi|$. Die Dichtematrix in Fockdarstellung besteht aus den Matrixelementen $\rho_{ij} = \langle j|\rho|i\rangle$. Bei allen hier vorgestellten Messungen befindet sich das Feld initial in einem kohärenzlosen Zustand, d. h. die Dichtematrix ist diagonal in Photonenzahldarstellung $\langle i|\rho|j\rangle = p_i\delta_{ij}$. Die Koeffizienten $p_i \equiv \rho_{ii}$ repräsentieren hierbei die Wahrscheinlichkeit bei einer Messung der Photonenzahl i Photonen zu erhalten. Der Mikromaser wird mit Atomen im oberen Maserniveau $|e\rangle$ gepumpt. Diese Zustände sind kohärenzlos und es können sich daher keine Kohärenzen im Feld aufbauen und das Feld läßt sich zu jedem Zeitpunkt eindeutig durch Angabe von nur den Diagonalelementen der Dichtematrix beschreiben. Alle Nichtdiagonalelemente bleiben Null.

2.4.1 Dämpfungsphase

Im thermischen Gleichgewicht bei der Temperatur T befinden sich im Mittel

$$n_{\text{th}} = \frac{1}{\exp\left(\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right) - 1} \quad (2.42)$$

thermische Photonen in der Resonatormode. Bei sehr tiefen Temperaturen ist $n_{\text{th}} \ll 1$, so daß der Einfluß der thermischen Photonen auf die Atom-Feld-Wechselwirkung sehr klein wird. Nichtsdestotrotz ist der Einfluß in der Regel nicht vernachlässigbar. Bringt man das Feld aus dem Gleichgewichtszustand, so wird es mit der Zeitkonstante $\tau_{\text{cav}} = \Gamma^{-1}$ in diesen zurückkehren. Die Dämpfung des Feldes wird beschrieben durch die Liouvillegleichung [Lou73]

$$\dot{\rho} = \mathcal{L}\rho = -\frac{\Gamma}{2} \left[(n_{\text{th}} + 1) (a^\dagger a \rho - 2a \rho a^\dagger + \rho a^\dagger a) + n_{\text{th}} (a a^\dagger \rho - 2a^\dagger \rho a + \rho a a^\dagger) \right]. \quad (2.43)$$

Beschränkt sich die Besetzung der Dichtematrix auf die Elemente der Hauptdiagonalen $p_n \equiv \rho_{nn} = \langle n|\rho|n\rangle$, so reduziert sich diese Dämpfungsgleichung auf

$$\dot{p}_n = -\Gamma \left[(n_{\text{th}} + 1) (n p_n - (n + 1) p_{n+1}) + n_{\text{th}} ((n + 1) p_n - n p_{n-1}) \right]. \quad (2.44)$$

Die Bedeutung der einzelnen Terme wird in Abschnitt 2.4.3 erläutert. Die Gleichung (2.44) kann auch als Transformationsgleichung für einen Vektor \vec{p} geschrieben werden

$$\dot{\vec{p}} = \mathcal{M}\vec{p}, \quad (2.45)$$

die sich mit der Anfangsbedingung $\vec{p}(0) = \vec{p}_0$ sofort durch

$$\vec{p}(t) = e^{\mathcal{M}t} \vec{p}_0 \quad (2.46)$$

lösen läßt. Die Exponentialfunktion kann in eine Reihe entwickelt und numerisch berechnet werden.

2.4.2 Pumpphase

Um zu einer Beschreibung der Maserdynamik während der Pumpphase in Dichtematrixschreibweise zu gelangen, sollen zunächst die Ausdrücke (2.36) und (2.37) in Operatorschreibweise überführt werden. Formal läßt sich unter Ausnutzung der Kommutatorrelation (2.6) die verallgemeinerte Quanten-Rabifrequenz \mathcal{R}_i aus (2.31) überführen in den verallgemeinerten „Rabioperator“

$$\hat{\mathcal{R}} = \sqrt{\Delta^2 + 4g^2aa^\dagger}. \quad (2.47)$$

Mißt man ein Atom, nachdem es eine Zeit t_{int} mit dem Feld in Wechselwirkung stand, im Zustand $|g\rangle$, so soll der Einfluß der Wechselwirkung auf das Feld durch einen Operator \mathcal{A} beschrieben werden. Analog dazu soll \mathcal{B} den Einfluß der Wechselwirkung auf das Feld bei Detektion des Atoms in $|e\rangle$ beschreiben. Mit der eben beschriebenen Ersetzung ergibt sich

$$\begin{aligned} \mathcal{A}\rho &= a^\dagger \frac{2g}{\hat{\mathcal{R}}} \sin\left(\frac{1}{2}\hat{\mathcal{R}}t_{\text{int}}\right) \rho \sin\left(\frac{1}{2}\hat{\mathcal{R}}t_{\text{int}}\right) \frac{2g}{\hat{\mathcal{R}}} a \\ \mathcal{B}\rho &= \left[\cos\left(\frac{1}{2}\hat{\mathcal{R}}t_{\text{int}}\right) + i\frac{\Delta}{\hat{\mathcal{R}}} \sin\left(\frac{1}{2}\hat{\mathcal{R}}t_{\text{int}}\right) \right] \rho \left[\cos\left(\frac{1}{2}\hat{\mathcal{R}}t_{\text{int}}\right) - i\frac{\Delta}{\hat{\mathcal{R}}} \sin\left(\frac{1}{2}\hat{\mathcal{R}}t_{\text{int}}\right) \right]. \end{aligned} \quad (2.48)$$

Die Gleichungen vereinfachen sich im Resonanzfall $\Delta = 0$ zu

$$\begin{aligned} \mathcal{A}\rho &= a^\dagger \frac{\sin\left(\sqrt{aa^\dagger}gt_{\text{int}}\right)}{\sqrt{aa^\dagger}} \rho \frac{\sin\left(\sqrt{aa^\dagger}gt_{\text{int}}\right)}{\sqrt{aa^\dagger}} a \\ \mathcal{B}\rho &= \cos\left(\sqrt{aa^\dagger}gt_{\text{int}}\right) \rho \cos\left(\sqrt{aa^\dagger}gt_{\text{int}}\right). \end{aligned} \quad (2.49)$$

Interessiert man sich nicht für den Endzustand eines Atoms, so kann man über die Effekte von \mathcal{A} und \mathcal{B} mitteln. Die Änderung des Feldes ist dann gegeben durch

$$\rho \longrightarrow \rho + \delta\rho = (\mathcal{A} + \mathcal{B})\rho, \quad (2.50)$$

was einer Spurbildung über die Zustände der Atome bei der Detektion entspricht.

2.4.3 Mastergleichung und stationärer Zustand

Die Dynamik des kontinuierlich gepumpten Ein-Atom-Masers kann mit Hilfe des stationären Zustandes beschrieben werden. Dieser Zustand stellt einen Ensemblemittelwert dar. Die Resultate von Messungen der Endzustände der Atome sind für solch einen Mittelwert irrelevant und daher kann über diese gemittelt werden. Die Ankunftszeiten der Atome bei einer Rate r sind völlig zufällig, d. h. die zeitliche Wahrscheinlichkeitsdichte $p(t)$ ein Atom zum Zeitpunkt t anzutreffen, ist gegeben durch die Poisson-Formel

$$p(t)dt = re^{-rt}dt. \quad (2.51)$$

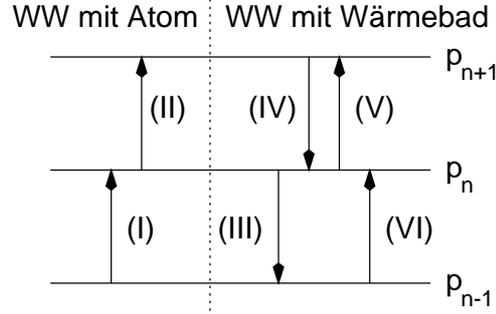


Abbildung 2.2: Wahrscheinlichkeitsflüsse für Pump- und Dämpfungsvorgänge. Im Gleichgewichtszustand des Ein-Atom-Masers herrscht „detailed balance“, d. h. die Wahrscheinlichkeitsflüsse zwischen Zuständen benachbarter Photonenzahl gleichen sich aus. WW: Wechselwirkung.

Für den stationären Zustand kann nun auch über diese Ankunftszeiten gemittelt werden, was einer Gewichtung der Pumpoperatoren \mathcal{A} und \mathcal{B} mit der Rate r entspricht. Zwischen den Atomen findet Dissipation des Feldes statt. Nimmt man alles zusammen, so ergibt sich die Mastergleichung für den Ein-Atom-Maser

$$\dot{\rho} = [r(\mathcal{A} + \mathcal{B} - 1) + \mathcal{L}] \rho. \quad (2.52)$$

Da der Ein-Atom-Maser mit Atomen im angeregten Maserzustand $|e\rangle$ gepumpt wird, und das Feld anfänglich ohne Kohärenzen vorlag, also die Dichtematrix allein Komponenten auf der Hauptdiagonale besaß, kann man sich auf eine Beschreibung mit nur diesen beschränken. Für den Dämpfungsanteil kann direkt (2.44) eingesetzt werden. Der Anteil für die Pumpphase ergibt sich direkt durch Berechnung der Erwartungswerte von (2.48), $\langle n | \mathcal{A} \rho | n \rangle$ und $\langle n | \mathcal{B} \rho | n \rangle$. Man findet mit Hilfe der Normierung $\zeta(t) = 1 - \xi(t)$ der Wahrscheinlichkeiten (2.38) und (2.39) die Komponentenform der Mastergleichung

$$\begin{aligned} \dot{p}_n = & r \left(\underbrace{\xi_{n-1} p_{n-1}}_{(I)} - \underbrace{\xi_n p_n}_{(II)} \right) \\ & - \Gamma \left[(n_{\text{th}} + 1) \left(\underbrace{np_n}_{(III)} - \underbrace{(n+1)p_{n+1}}_{(IV)} \right) + n_{\text{th}} \left(\underbrace{(n+1)p_n}_{(V)} - \underbrace{np_{n-1}}_{(VI)} \right) \right]. \end{aligned} \quad (2.53)$$

Der stationäre Zustand ist nun der Zustand, in dem sich die Gewinne und Verluste in der Photonenzahl aufheben, also $\dot{p}_n = 0$. Nun gilt aber sogar eine stärkere Bedingung als diese für den Gleichgewichtszustand, nämlich daß sich die Wahrscheinlichkeitsströme zwischen zwei Zuständen benachbarter Photonenzahl ausgleichen müssen. („detailed balance“, siehe z. B. [Eng94]). Die Situation ist in Abbildung 2.2 bildlich dargestellt. Die Bedeutung der Terme in (2.53) ist wie folgt:

- (I), (II): Effekt der Wechselwirkung der Atome mit dem Feld. Da nur mit Atomen im angeregten Maserzustand $|e\rangle$ gepumpt wird, tendiert diese Wechselwirkung dazu die Photonenzahl zu erhöhen.

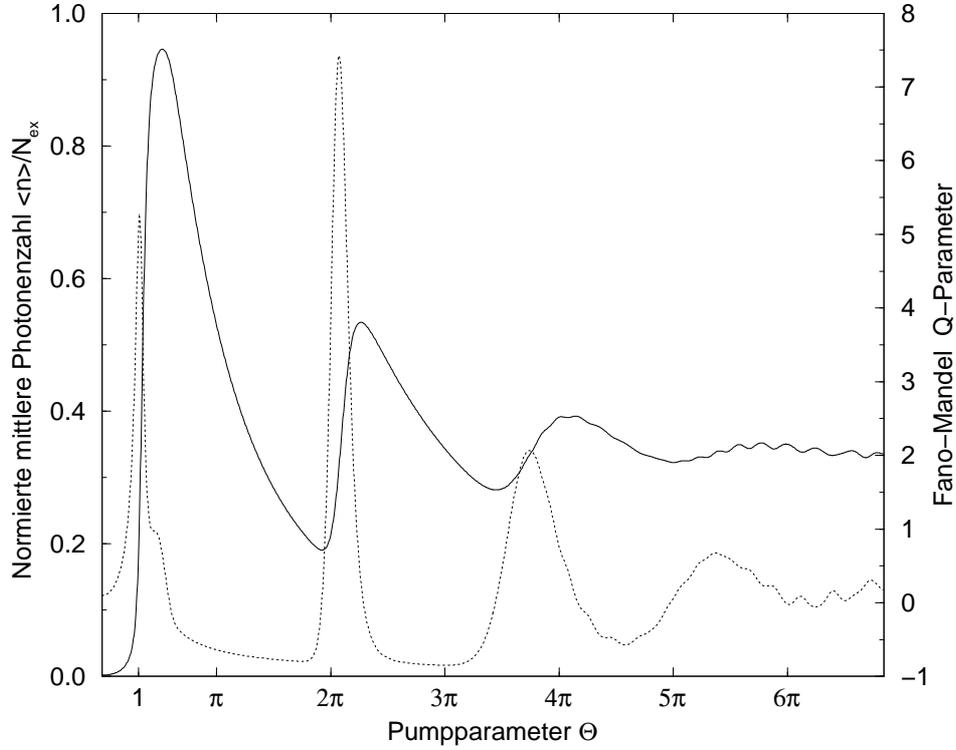


Abbildung 2.3: Standard-Maserpumpkurve: Normierte Photonenzahl $\langle n \rangle / N_{\text{ex}}$ (durchgezogene Linie und linke Skala) und Fano-Mandel Q -Parameter (gepunktete Linie und rechte Skala) als Funktion des Maser-Pumpparameters $\Theta = \sqrt{N_{\text{ex}}} g t_{\text{int}}$. Die Pumprate der Simulation beträgt $N_{\text{ex}} = 50$ und die mittlere thermische Photonenzahl ist $n_{\text{th}} = 0,1$.

(III), (IV): Verlust von Photonen des Feldes an das Wärmebad bzw. die Umgebung.

(V), (VI) : Aufnahme von Photonen aus dem Wärmebad.

Im Zustand von „detailed balance“ müssen sich also z. B. die Wahrscheinlichkeitsströme (I), (III) und (VI) oder (II), (IV) und (V) ausgleichen. Dies führt direkt auf die Iteration

$$p_n = \frac{n_{\text{th}}}{n_{\text{th}} + 1} \left(1 + \frac{N_{\text{ex}} \xi_{n-1}}{n n_{\text{th}}} \right) p_{n-1}, \quad (2.54)$$

wobei p_n die Wahrscheinlichkeit beschreibt, bei einer Messung der Photonenzahl des Feldes das Ergebnis n zu erhalten. Es wurde die Definition

$$N_{\text{ex}} = \frac{r}{\Gamma} \quad (2.55)$$

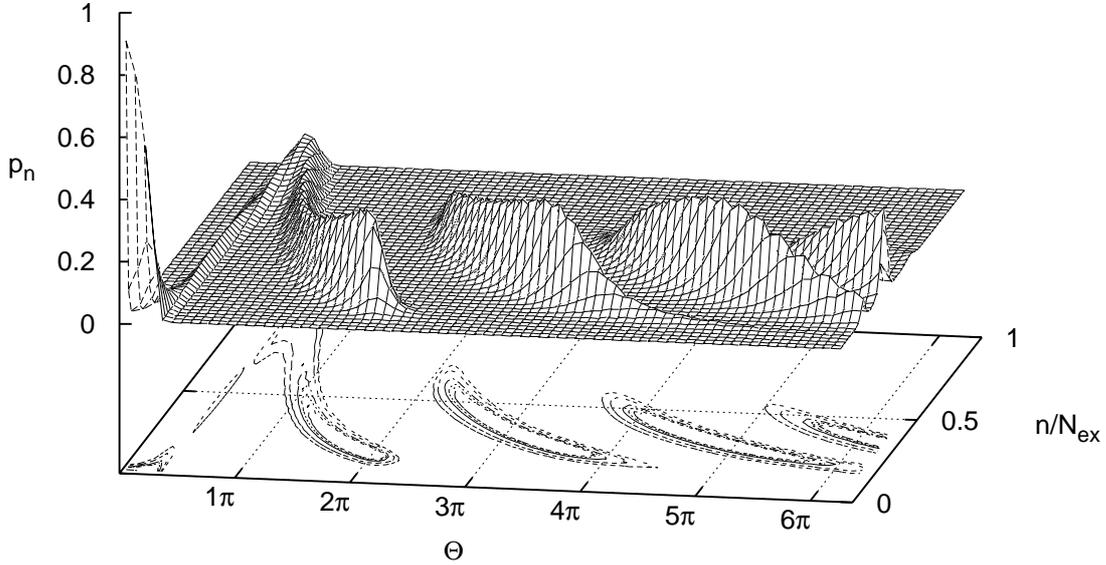


Abbildung 2.4: Normierte Photonenzahlverteilung als Funktion von Θ bei einer Pumprate von $N_{\text{ex}} = 50$ und einer thermischen Photonenzahl $n_{\text{th}} = 0,1$. An den Punkten $\Theta = m \cdot 2\pi$ mit $m = 1, 2, \dots$ zeigt die Photonenzahlverteilung zwei Maxima. An diesen Stellen liegt Bistabilität des Maserfeldes vor.

für die „Maserpumprate“ eingeführt, die die Zahl der Atome pro Feldzerfallszeit angibt. Die Photonenzahlverteilung im stationären Zustand ist somit

$$p_n = p_0 \left(\frac{n_{\text{th}}}{n_{\text{th}} + 1} \right)^n \prod_{k=1}^n \left(1 + \frac{N_{\text{ex}} \xi_{k-1}}{k n_{\text{th}}} \right) \quad (2.56)$$

wobei p_0 eine Normierungskonstante ist, die so gewählt wird, daß

$$\sum_{n=0}^{\infty} p_n = 1. \quad (2.57)$$

Die mittlere Photonenzahl ergibt sich zu

$$\langle n \rangle = \sum_{n=0}^{\infty} n p_n. \quad (2.58)$$

Die mittlere Photonenzahl kann nicht auf Werte steigen, die größer sind als die Pumprate N_{ex} , die Zahl der Atome pro Photonlebensdauer. Zur Charakterisierung der Maserdynamik bietet es sich daher an, die mittlere Photonenzahl auf die Pumprate N_{ex} zu normieren. Abbildung 2.3 zeigt die so normierte mittlere Photonenzahl $\langle n \rangle / N_{\text{ex}}$ als Funktion des sogenannten „Pumpparameters“

$$\Theta = \sqrt{N_{\text{ex}}} g t_{\text{int}} \quad (2.59)$$

für den Fall $\Delta = 0$, $n_{\text{th}} = 0,1$ und $N_{\text{ex}} = 50$. Die zugehörige Photonenzahlstatistik ist in Abbildung 2.4 dargestellt. Der so definierte Pumpparameter Θ bietet sich als dimensionslose Größe zur Charakterisierung der Maserdynamik an, da sich damit das Argument von (2.39) so umschreiben läßt, daß keine Abhängigkeit von den systemabhängigen Größen g und t_{int} mehr enthalten ist. 2Θ kann als Winkel aufgefaßt werden, um den sich der atomare Blochvektor der Atome bei Wechselwirkung mit diesem Feld dreht. Der Winkel des Blochvektors unterscheidet sich von dem akkumulierten Rabiwinkel darin, daß er einen Mittelwert über die Photonenzahl des sich aufbauenden Maserfeldes darstellt. Die normierte Photonenzahl beginnt bei $\Theta = 0$ bei der normierten thermischen Photonenzahl $n_{\text{th}}/N_{\text{ex}}$, um dann bei $\Theta = 1$ rasch anzusteigen. Dieser Punkt wird als „erste Maser Schwelle“ bezeichnet. Bei $\Theta = \pi/2$ zeigt die Photonenzahl ein Maximum. Hier emittieren fast alle Atome, die den Resonator passieren, denn der atomare Blochvektor durchläuft hier eine halbe Umdrehung. Erhöht man den Pumpparameter weiter, so fällt die mittlere Photonenzahl wieder langsam. Ungefähr bei ganzzahligen Vielfachen von 2π , also bei $\Theta = m \cdot 2\pi$ mit $m = 1, 2, \dots$ zeigen sich Minima, gefolgt von starken Anstiegen in der Photonenzahl, die mit zunehmender Ordnung m mehr und mehr ausgewaschen werden. Diese Punkte werden gewöhnlich als „ m -te Maser Schwelle“ bezeichnet. An den Minima beschreibt der atomare Blochvektor gerade eine ganze Zahl von Umdrehungen. Die Emissionswahrscheinlichkeit¹ ist an diesen Punkten also sehr gering. Eine genauere Erklärung findet sich in [GMW89].

Interessant ist noch ein Blick auf die Größe der statistischen Schwankungen in der Photonenzahl. Diese lassen sich beschreiben durch den „Fano-Mandel-Parameter“

$$Q = \frac{\langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2}{\langle n \rangle} - 1, \quad (2.60)$$

der die Abweichung der Varianz der Photonenzahlverteilung von der Varianz einer Poissonverteilung mißt. Der Fano-Mandel-Parameter für das obige Beispiel ist neben der normierten mittleren Photonenzahl in Abbildung 2.3 gezeigt. Er zeigt ein oszillatorisches Verhalten, das mit dem der mittleren Photonenzahl korreliert ist: an den Stellen, an denen die mittlere Photonenzahl stark ansteigt, zeigt Q ausgeprägte Maxima, d. h. an diesen Stellen sind die Schwankungen stärker als bei einem Poisson-verteilten Feld, somit ist $Q > 0$. Man spricht hier von „Super-Poisson“-Statistik. In den Zwischenbereichen erhält man ausgeprägt kleine Schwankungen, genannt „Sub-Poisson“-Statistik, also $Q < 0$. In diesen Bereichen kommt ein besonderer Ein-Atom-Maser-Effekt zum Tragen: die Selbststabilisierung des Feldes, die durch eine Art negativen Rückkopplungsmechanismus des Feldes auf die Emissionswahrscheinlichkeit zustande kommt. Steigt das Feld an, so sinkt hier die Emissionswahrscheinlichkeit (2.39) ab und die Schwankungen in der Photonenzahl verringern sich somit. Dies ist ein vollständig quantenmechanischer Effekt, der klassisch nicht erklärt werden kann. Die Verminderung der Schwankungen im Feld überträgt sich in gewissem Maße auf die Statistik der Atome, die den Resonator im Grundzustand

¹Natürlich variiert die Emissionswahrscheinlichkeit eines Atoms während der Wechselwirkung mit dem Feld. Im Kontext dieser Arbeit ist der Begriff so zu verstehen, daß er die Wahrscheinlichkeit beschreibt, das Atom nach dem Verlassen des Resonators im Grundzustand zu messen. Das Ergebnis dieser Messung impliziert die Erhöhung der Resonatorphotonenzahl um eins.

verlassen [RW90, BESW94]. Experimentell wurde dies in [RSKW90] gezeigt. In den Bereichen der Super-Poisson-Statistik liegt eine grundsätzlich andere Situation vor. Der Maser schwankt hier zwischen zwei metastabilen Photonendistributionen (vgl. Abb. 2.4) hin und her, was als „Bistabilität“ bezeichnet wird. Dieser Effekt wird in [BRW94, Ben95, Rai95] beschrieben. Interessant hierbei ist, daß diese Bistabilität durch Rauschquellen wie thermische Photonen beeinflusst werden kann. Moduliert man die Pumprate an einer bistabilen Position etwas, so gibt es eine Rauschintensität für die das bistabile Verhalten besonders ausgeprägt wird und mit der Modulation synchronisiert. Dieser Effekt ist als „stochastische Resonanz“ aus vielen Bereichen der Naturwissenschaften bekannt. Für den Fall des Mikromasers wird solch ein Verhalten theoretisch erstmals in [BM98, Wel98, WB99] beschrieben.

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau

Das Ziel des Ein-Atom-Maser-Experimentes ist die Erzeugung nichtklassischer Strahlung des elektromagnetischen Feldes mit einigen wenigen Quanten und die Untersuchung der Wechselwirkung einzelner Atome mit diesen Feldern. Aus Gründen, die noch besprochen werden, wird Mikrowellenstrahlung mit einer Frequenz von $\nu = 21,456 \text{ GHz}$ erzeugt und verwendet. Die Energie eines Quants dieser Frequenz ist nur $h\nu = 1,422 \cdot 10^{-23} \text{ J}$ und liegt damit weit unter dem, was mit kommerziell erhältlichen Mikrowellendetektoren gemessen werden kann. Es ist offensichtlich, daß zur Messung von Effekten, die durch Felder solch geringer Intensität hervorgerufen werden, ein erheblicher Aufwand getrieben werden muß und daß konventionelle technische Verfahren erst in späteren Schritten der Signalverarbeitung eingesetzt werden können, nicht jedoch für die Detektion selbst. Für solch geringe Felder kommen nur einzelne Atome als Detektoren in Frage.

Wie im vorigen Kapitel gezeigt wurde, können dafür praktischerweise diejenigen Atome eingesetzt werden, die auch zum Aufbau des Feldes verwendet werden. Außer der Detektion ist eine weitere Schwierigkeit bei der Untersuchung solch schwacher Felder die Abschirmung von externen Rauschquellen. Die wichtigste Rauschquelle ist hier thermische Strahlung, die im Mikrowellenbereich aufgrund der geringen Quantenenergien auch bei Temperaturen von nur einigen Kelvin noch signifikant ist. Dies bedeutet, daß der gesamte Wechselwirkungsbereich aufwendig gekühlt werden muß, wodurch sich thermische Effekte jedoch wirkungsvoll und verläßlich unterdrücken lassen. Weitere experimentelle Herausforderungen ergeben sich durch die geforderten langen Zeitkonstanten, wie die Lebensdauer des Feldes und der Atome, sowie durch die geforderte starke Kopplung zwischen Atomen und Feld.

Der erste Ein-Atom-Maser wurde bereits im Jahre 1985 realisiert [MWM85]. Seit dieser Zeit durchlief das System mehrere Stadien der Weiterentwicklung. So wurde beispiels-

weise im Laufe der Zeit die verwendete Kryostatentechnologie sukzessive verbessert, angefangen von einem einfachen Heliumbad-Kryostaten bis hin zu dem heute verwendeten $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Entmischungskryostaten. Auch andere Teilaspekte des Experimentes wandelten sich im Laufe der Zeit, wie beispielsweise die Geschwindigkeitsselektion, die von einem Fizeaurad auf die heute verwendete schräge Laseranregung der Atome umgestellt wurde. Ideen für einen weiteren Ausbau des Experimentes werden zur Zeit realisiert und später in dieser Arbeit (Kapitel 7) besprochen. Ein Großteil dieser Ideen bezieht sich auf das optische System. Im Rahmen dieser Arbeit wurde das gesamte Laserdiodensystem, das zur Magnetfeldkompensation benötigt wird, neu aufgebaut. Außerdem wurde in Zusammenarbeit mit Ben Varcoe die Experimentsteuerung und Datenaquisition erneuert. Dies in Verbindung mit den Anforderungen der neuen Experimente machte auch eine vollständige Neuprogrammierung der Software zur Datenauswertung nötig, was ebenfalls im Rahmen dieser Arbeit realisiert wurde.

Details des hier verwendeten experimentellen Aufbaus sollen in diesem Kapitel erklärt werden. Da eine möglichst genaue Kontrolle diverser experimenteller Parameter für die später gezeigten Experimente nötig ist, soll hier und in späteren Kapiteln auch die Kalibrierung und Kontrolle einiger Parameter wie Kopplungskonstante, Resonator-Atom-Verstimmung, Wechselwirkungszeit der Atome oder Kompensation des Magnetfelds im Wechselwirkungsbereich besondere Erwähnung finden.

3.1 Überblick

Die wichtigsten Komponenten des Ein-Atom-Masers sind in Abbildung 3.1 dargestellt. Mit einem Rubidium-Atomofen und einigen engen Blenden werden zwei schwache, extrem kollimierte Atomstrahlen erzeugt, einer in horizontaler Richtung und einer der etwas nach oben verkippt ist.

Die Atome des horizontalen Strahls laufen in den Kryostaten, werden dort durch den UV-Laser in das obere Maserniveau angeregt und passieren dann den supraleitenden Resonator, in welchem die Wechselwirkung mit dem Mikrowellenfeld erfolgt. Danach werden die Atome zustandsselektiv detektiert. Die Detektion erfolgt durch Feldionisation und Nachweis der dabei erzeugten freien Elektronen mit „Channeltron“-Sekundär-Elektronenvervielfachern. Die Anregungszone, der Resonator und der Detektor befinden sich im Inneren eines $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Entmischungskryostaten (Oxford Model 400 S), mit dem am Kaltfinger eine Temperatur von bis hinab zu ca. 100 mK erzeugt werden kann [Kos92, RBW95]. Der gesamte Innenraum des Resonators befindet sich innerhalb zweier Abschirmungen gegen thermische Strahlung von außen. Das äußere Schild hängt am LN_2 -Tank¹ auf 77 K und das innere Schild ist am LHe-Tank² befestigt und hat die Temperatur 4,2 K. Ebenfalls an diesem Tank ist die Detektionseinheit befestigt, während am Kaltfinger der Entmischungseinheit die Anregungszone und der Resonator angebracht sind.

¹Flüssiger Stickstoff: LN_2 (engl.: liquid nitrogen)

²Flüssiges Helium: LHe (engl.: liquid helium)

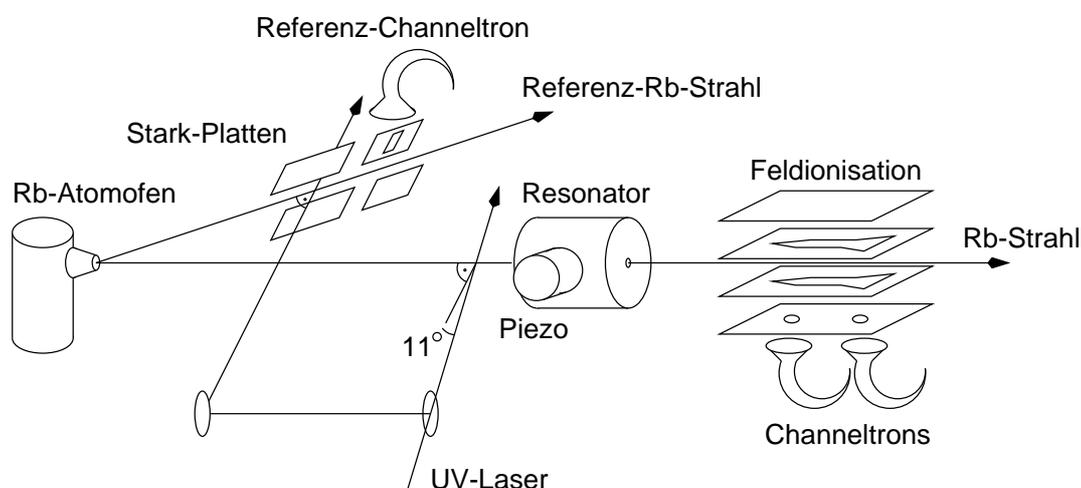


Abbildung 3.1: Experimenteller Aufbau des Ein-Atom-Masers. Ein stark kollimierter, schwacher Strahl von ^{85}Rb -Atomen wird von einem UV-Laser unter einem kleinen Winkel zur Senkrechten in den Rydberg-Zustand $63\text{P}_{3/2}$ angeregt. Danach passiert er den supraleitenden Mikrowellenresonator und wechselwirkt dort mit dem darin gespeicherten Feld, welches resonant zu dem Übergang $63\text{P}_{3/2} \leftrightarrow 61\text{D}_{5/2}$ ist. Hinter dem Resonator werden die Atome zustandsselektiv mittels Feldionisation und Detektion der Feldionisationselektronen nachgewiesen. Der Resonator kann durch mechanische Verformung mit Hilfe von Piezotranslatoren abgestimmt werden. Ein zweiter, schwacher Atomstrahl dient als Referenzstrahl zur Laserstabilisierung. Mit Hilfe des Stark-Effekts kann die Übergangsfrequenz der Referenzatome verschoben werden. Mit der so steuerbaren Frequenzverstimmung des Lasers läßt sich über den Dopplereffekt einstellen, welche Geschwindigkeitsklasse der Atome des Hauptstrahls angeregt wird.

Der zweite Atomstrahl läuft nicht durch den Kryostaten sondern in eine separate Referenzanregungseinheit, die zur Stabilisierung der Laserfrequenz dient. Um eine Durchstimmpbarkeit des Lasers bei gleichzeitiger Stabilisierung auf den atomaren Übergang zu ermöglichen, können die Energieniveaus hier durch ein elektrostatisches Feld mit Hilfe des Stark-Effekts verschoben werden. Das gesamte Experiment findet im Hochvakuum von ca. $5 \cdot 10^{-7}$ mbar statt. Atomofen, Referenzeinheit und Maserresonator befinden sich dabei in separaten Vakuumkammern, letztere innerhalb des Kryostaten.

In den folgenden Abschnitten dieses Kapitels sollen nun die wichtigsten Komponenten des Experimentes im Detail vorgestellt werden.

3.2 Resonator

Das Herzstück des Ein-Atom-Masers ist der zylinderförmige Mikrowellenresonator mit einer Länge von ca. 2,5 cm und einem Innendurchmesser von ca. 2,5 cm. Zentriert an den

Endflächen befinden sich Löcher von ca. 2 mm Durchmesser, die den Eintritt und Austritt des Atomstrahls und die Einkopplung von Mikrowellen erlauben.

Die Resonanzfrequenz der hier relevanten TE_{121} -Mode des Resonators ist 21,456 GHz, wobei eine Feinabstimmung der Resonanzfrequenz durch mechanisches Quetschen des Resonators mittels zweier Piezos ermöglicht wird (Abb. 3.2). Der Durchstimmbereich ist ca. 870 kHz bei einer Sensitivität von ca. 600 Hz/V. Neben der Frequenzverstimmung wird durch das Quetschen aufgrund der dabei stattfindenden Symmetriebrechung die Entartung zweier Moden mit zueinander senkrechter Polarisation aufgehoben. Durch die Deformation des Resonators beim Quetschen wird außerdem die räumliche Orientierung der beiden Moden festgelegt. Damit ist die Polarisation des Feldes, mit dem die Atome in Wechselwirkung treten, klar definiert. Der Resonator besteht aus Niob, einem Metall das bei Temperaturen von unter 9,2 K [Buc72] supraleitend wird, was zu einer erheblichen Verminderung der Dissipation der stehenden Mikrowellen an den Resonatorwänden führt. Die bei Kühlung auf ca. 250 mK erreichbare Güte liegt bei ca. $4 \cdot 10^{10}$, was die höchste Güte darstellt, die bislang für einen Resonator für diese Art von Experimenten erzielt worden ist.³ Die Herstellung der Resonatoren wird in [Kle89, Hee98, Ant99] beschrieben.

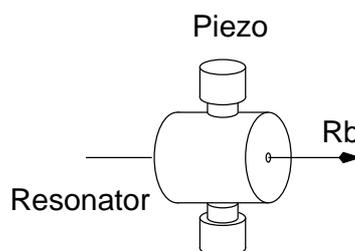


Abbildung 3.2: Resonator und Piezos zur Feinabstimmung

Die Bestimmung der Resonatorgüte erfolgt mit Hilfe einer Heterodynmessung. Der dafür benützte experimentelle Aufbau ist schematisch in Abbildung 3.3 gezeigt. Dabei wird mit einem Synthesizer (Systron Donner 1720 mit Mikrowellenverstärker Hewlett Packard 8349B und nachgeschaltetem Mikrowellen-Frequenzverdoppler) eine Mikrowellenstrahlung erzeugt, deren Frequenz periodisch zwischen zwei Werten hin- und hergeschaltet wird. Diese Mikrowellenstrahlung wird über einen rechteckigen K-Band-Hohlleiter dem Resonator zugeführt und in diesen eingestrahlt. Aufgrund der extrem hohen Koppelgüte des Resonators muß dabei die Ankopplung magnetisch über das evaneszente Feld im Koppelloch erfolgen. Eine der eingestrahlten Frequenzen ist die Resonatorfrequenz, die andere um einige 100 Hz dagegen verstimmt. Die resonante Welle „lädt“ den Resonator mit einem Feld, das danach exponentiell zerfällt, wobei ein Teil davon wieder durch die Koppellocher aus dem Resonator ausgekoppelt wird. Beide Wellen werden über einen Mikrowellenzirkulator einer Detektordiode zugeführt. Die verstimmte, am Resonator reflektierte Welle bildet zusammen mit der aus dem Resonator ausgekoppelten Welle ein Schwebungssignal aus. Dieses wird dann mit einem Bandpaß um die Schwebungsfrequenz gefiltert, verstärkt und einem Speicheroszilloskop zugeführt. Aus der Abklingkonstante der Amplitude des Schwebungssignals kann direkt die Photonenlebensdauer und die Güte Q des Resonators abgelesen werden. Diese ist gegeben durch

$$Q = \pi \tau_E \nu_{\text{cav}} \quad (3.1)$$

³Ein Vergleich soll diese hohe Güte veranschaulichen: eine Klaviersaite des Kammertons a (440 Hz) mit der gleichen Güte würde, einmal angeschlagen, etwa ein Jahr lang klingen.

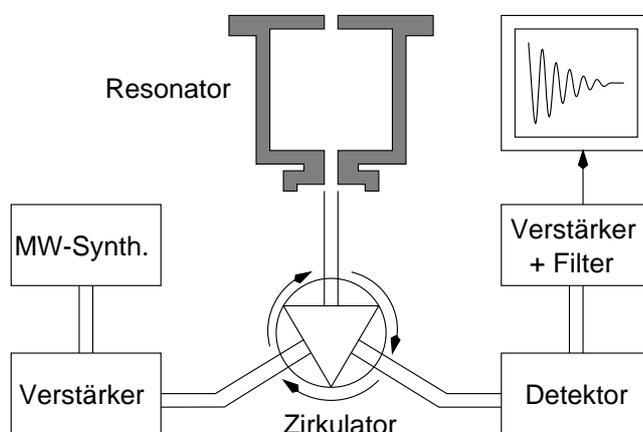


Abbildung 3.3: Aufbau zur Messung der Resonatorgüte. Ein Synthesizer erzeugt eine Mikrowelle, die periodisch zwischen zwei Frequenzen hin- und hergeschaltet wird. Eine davon ist resonant mit der Kavität und wird eingekoppelt. Während der Einstrahlung der zweiten Frequenz mischt sich das aus dem Resonator auskoppelnde Signal mit der verstimmtten Frequenz und erzeugt ein Schwebungssignal, das über einen Mikrowellenzirkulator dem Detektor zugeführt wird. Nach Verstärkung und Bandpaßfilterung kann dem abklingenden Signal die Feldzerfallsdauer des Resonators entnommen werden. Siehe Abb. 3.4.

wobei τ_E die Feldzerfallszeit und ν_{cav} die Resonatorfrequenz ist. Die Photonenlebensdauer ist definiert als die Energieabklingzeit im Resonator, die gegeben ist durch $\tau_{\text{cav}} = \tau_E/2$. In Abbildung 3.4 ist das Ergebnis einer solchen Heterodynmessung gezeigt. Hier wurde eine Feldzerfallszeit von $\tau_E = 0,6 \text{ sec}$ erreicht, was einer Photonenlebensdauer von $0,3 \text{ sec}$ und einer Resonatorgüte von $Q = 4 \cdot 10^{10}$ entspricht. Die Fouriertransformierte des Schwebungssignals zeigt eine inhomogene Breite (FWHM) von nur $\Delta\nu_{\text{cav}} = 1,1 \text{ Hz}$, was nur wenig über der homogenen Linienbreite von $0,54 \text{ Hz}$ bei dieser Güte liegt. Der sehr gute Wert der experimentell gemessenen inhomogenen Breite liegt hier unter anderem daran, daß der Resonator zum Zeitpunkt der Gütemessung nicht mit den Piezos gequetscht war. Da über die Piezos mechanische Schwingungen auf das System übertragen werden, wird man im Betrieb des Maser-Experiments jedoch eine inhomogene Verbreiterung der Linie in der Größenordnung einiger 100 Hz erwarten. Für die hier vorgestellten Experimente ist diese Verbreiterung jedoch ohne Relevanz. Für Experimente die auf die Phasenstabilität des Feldes angewiesen sind, ist jedoch eine aktive Schwingungsdämpfung des gesamten Systems nötig [Ant95, Ant99, Bod99].

Der Resonator wird mit einem $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Entmischungskryostaten routinemäßig auf Temperaturen von ca. 250 mK – 350 mK gekühlt. Bei diesen Temperaturen ist die Resonatorgüte nur noch von einem temperaturunabhängigen Restwiderstand des Supraleiters begrenzt [Kle89]. Um solch niedrige Temperaturen erreichen zu können, befindet sich der Resonator innerhalb zweier Hochvakuumkammern zur thermischen Isolierung und inmitten von Abschirmungen gegen thermische Strahlung. Details zum Aufbau des Kryosystems finden sich in [Kos92]. Zu erwähnen ist noch, daß durch die Domänenbildung des Niob

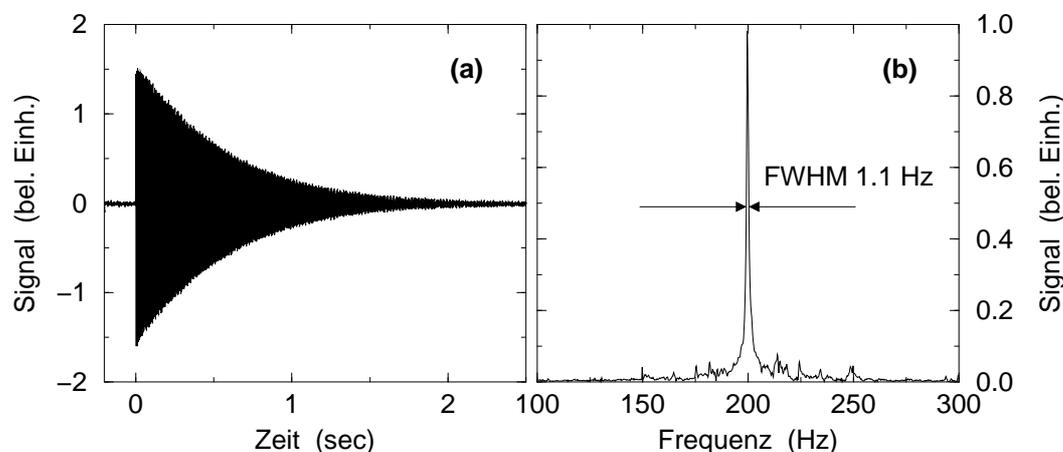


Abbildung 3.4: Beispiel für eine Messung der Resonatorgüte durch eine Heterodyn-messung (vgl. Abb. 3.3). **(a)** Die Energiezerfallszeit und damit die Photonenlebensdauer ergibt sich direkt aus der Zeitkonstante des exponentiellen Abfalls der Schwebungsmessung. In diesem Fall ergibt sich eine Feldabfallszeit von 0,6 s. Dies entspricht einer Photonenlebensdauer von 0,3 s und einer Resonatorgüte von $Q = 4 \cdot 10^{10}$. **(b)** Fouriertransformierte des Schwebungssignals. Die Linienbreite ist 1,1 Hz. Die Trägerfrequenz von 200 Hz wird verursacht durch die Schwebung zwischen ausgekoppelter Welle und Referenzwelle.

im Ausheizprozeß, der bei der Produktion der Resonatoren zum Erreichen der hohen Güten nötig ist, und durch Rubidium-Ablagerungen auf der Resonatoroberfläche elektrische Kontaktpotentiale entstehen, die als Streufelder besonders im Bereich der Ein- und Austrittslöcher Einfluß auf die stark polarisierbaren Rydbergatome haben [WMSW97]. Sie bewirken eine Verstimmung der Atome durch den Stark-Effekt. Damit kommt es zu einer Verminderung der effektiven, d. h. gemessenen und somit im Sinne von (2.26) über die gesamte Wechselwirkung gemittelten Rabifrequenz (2.32), da verstimmte Atome schwächer mit dem Feld wechselwirken und die Länge der resonanten Wechselwirkung mit zunehmenden Streufeldern geringer wird. Im Bild der „dressed states“ ergibt sich eine Mischung der Zustände, die zu Interferenzeffekten führt [Rai95, RBW95]. Glücklicherweise ist die Atom-Feld-Kopplung im Bereich der Streufelder aufgrund des Sinus-halbwellenförmigen Verlaufs der Modenfunktion entlang der Atomstrahlachse noch gering. Der hauptsächliche Beitrag zur Wechselwirkung findet außerhalb des Einflußbereichs der Streufelder statt. Die in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse sind bis auf eine Asymmetrie in der Maserlinie von Abschnitt 4.4 unbeeinflusst von diesen Streufeldern. Für eine genauere Diskussion sei auf die Arbeiten [Ant99, Bod99] verwiesen, die mit Phaseigenschaften des Feldes befaßt sind. Da die Phase der Atome beim Durchflug durch Streufelder stark beeinflußt wird, können mit dem gegenwärtigen Maseraufbau die Phaseigenschaften der Atome nicht als Meßgröße für Phaseigenschaften des Feldes verwendet werden.

Durch zunehmende leichte Verunreinigungen der Resonatoroberfläche ändert sich der Mikrowellenrestwiderstand und damit die Resonatorgüte langsam mit der Zeit. Da im Laufe

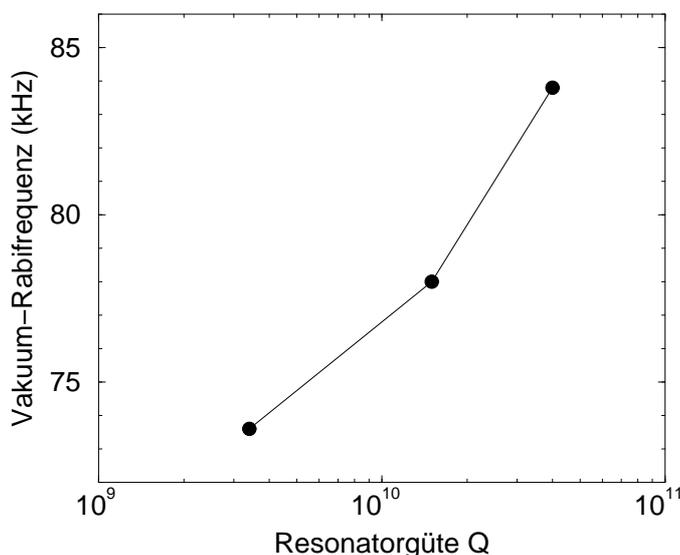


Abbildung 3.5: Korrelation zwischen effektiver Rabifrequenz und Resonatorgüte. Da sich sowohl die effektive Rabifrequenz als auch die Resonatorgüte durch Oberflächenverunreinigungen und Rb-Ablagerungen an den Koppellöchern mit der Zeit ändern, läßt sich zwischen diesen beiden Größen eine gewisse Korrelation finden. Der Wert bei $1,5 \cdot 10^{10}$ ist [WVHW99] entnommen.

der Zeit sowohl Güte als auch effektive Rabifrequenz langsam kleiner werden, ergibt sich eine Korrelation zwischen diesen beiden Größen. Dies ist in Abbildung 3.5 für den in dieser Arbeit verwendeten Resonator dargestellt. Details zur Messung der Rabifrequenz werden in späteren Abschnitten ausführlich besprochen. Beide Effekte sind durch Ausheizen des Resonators reversibel. Es sei noch betont, daß es sich bei der hier beobachteten Korrelation um keinen kausalen Zusammenhang zwischen der Resonatorgüte und der Rabifrequenz handelt. Vielmehr handelt es sich um einen für beide Parameter ablaufenden, reversiblen Alterungsprozeß des Resonators. Die Korrelation zeigt einen generellen Trend und keinen quantitativen, voll reproduzierbaren Zusammenhang an. Aus praktischer Sicht des Experimentators ist der Zusammenhang dennoch interessant und erwähnenswert.

3.3 Atomstrahl und geschwindigkeitsselektive Laseranregung

An die Art der verwendeten Atome werden im Ein-Atom-Maser-Experiment besondere Anforderungen gestellt. Sie sollen elektrische Dipolübergänge mit möglichst hohem Dipolmoment zwischen zwei Zuständen möglichst langer Lebensdauer aufweisen. Die Übergangsfrequenz soll dabei im Mikrowellenbereich liegen, um zu der Frequenz der hier verwendeten Mikrowellenresonatoren zu passen. Wie in Abschnitt 3.2 gezeigt, können diese in diesem Bereich besonders hohe Güten und damit Photonenlebensdauern aufweisen. All diese Anforderungen an die Atome erfüllen die sogenannten „Rydbergatome“ in

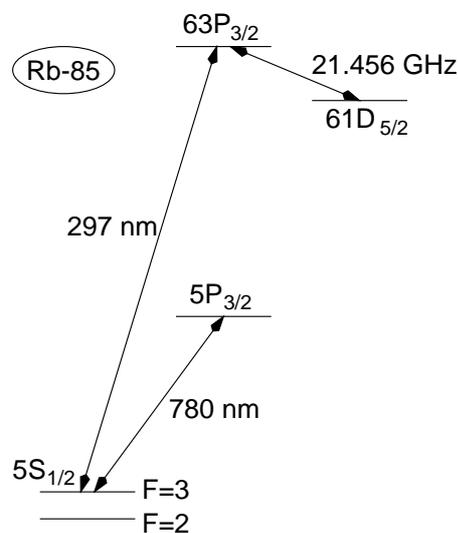


Abbildung 3.6: Energieniveaus und relevante Übergänge in ^{85}Rb . Die Niveaus $63P_{3/2}$ und $61D_{5/2}$ sind das obere ($|e\rangle$) und untere ($|g\rangle$) Maserniveau. Der Rb-D2-Übergang $5S_{1/2} \leftrightarrow 5P_{3/2}$ wird zum optischen Pumpen für die Magnetfeldkompensation benötigt.

optimaler Weise. Ein Rydbergatom ist ein Atom, dessen Valenzelektron in einen besonders hohen Energiezustand angeregt wurde. Solche Atome weisen Eigenschaften auf, die denen klassischer Atommodelle nahe kommen. Im konkreten Fall wird das obere Maserniveau $|e\rangle$ durch den Rydbergzustand $63P_{3/2}$ und das untere Maserniveau $|g\rangle$ durch den Rydbergzustand $61D_{5/2}$ von ^{85}Rb gebildet. Im freien Raum hat ersterer eine Lebensdauer von $488 \mu\text{s}$, letzterer eine Lebensdauer von $244 \mu\text{s}$. Im Resonator sind Übergänge zwischen anderen Niveaus als den beiden Maserniveaus zusätzlich gegenüber der Situation im freien Raum unterdrückt. Das Übergangsmatrixelement zwischen diesen Zuständen ist mit $1382ea_0$ [Ben95] sehr groß. e ist dabei die Elektronenladung und a_0 der Bohrsche Radius. Die Folge ist, daß in diesem Experiment sehr große Atom-Feld-Kopplungskonstanten von $g \approx 40 \text{krad/sec}$ auftreten. Die Forderung aus Abschnitt 2.2, daß die Kopplungsstärke die dissipativen Konstanten übertreffen soll, ist damit erfüllt und das System stellt ein System starker Kopplung dar.

Der Atomofen besteht aus einem mit Rubidium gefüllten Edelstahlgefäß, welches auf ca. 200°C erwärmt wird. Die Atome treten aus einer kleinen Düse aus dem Ofen aus und weisen eine modifizierte Maxwell-Boltzmann-Geschwindigkeitsverteilung [Ram56] auf. Typische Geschwindigkeiten der Atome sind im Bereich von 400m/s . Durch einige enge Blenden werden Atome bestimmter Flugrichtung selektiert, so daß zwei stark kollimierte Strahlen von Rubidium-Atomen entstehen. Atome, die sich nicht in die gewünschte Richtung des Atomstrahls bewegen, werden mit LN_2 -gekühlten Schildern aufgefangen und kondensiert, um das Vakuum aufrechtzuerhalten. Einer der Strahlen, der „Hauptstrahl“ läuft horizontal in den Kryostaten und dort durch den Resonator, während der andere, der „Referenzstrahl“ unter einem kleinen Winkel zur Horizontalen nach oben läuft. Er

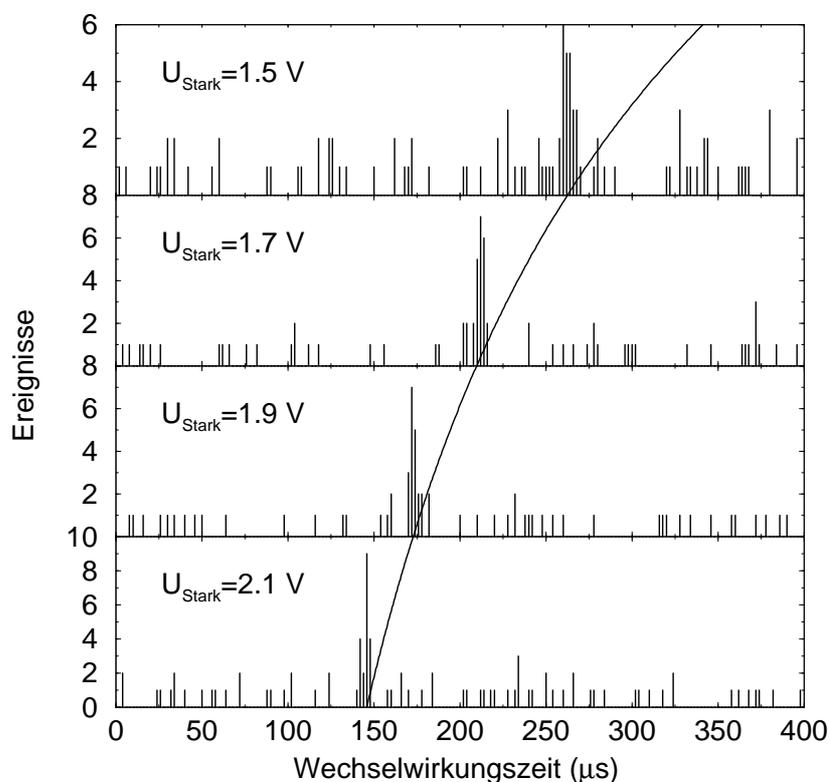


Abbildung 3.7: Flugzeitspektren der Atome für verschiedene Starkspannungen in der Referenzanregungseinheit. Die durchgezogene Linie ist die Kalibrierkurve, die in an die Positionen der Maxima der Spektren angepaßt wird.

dient zur Laserstabilisierung auf die Frequenz des atomaren Übergangs. Der Atomstrahl besteht aus Rubidium im natürlichen Isotopengemisch⁴, es werden jedoch nur Atome des häufigeren Isotops ⁸⁵Rb verwendet. Die Atome des anderen Isotops sind nicht resonant mit dem anregenden Laser und tragen deshalb nicht zur Wechselwirkung bei, stören aber auch nicht.

Die Anregung der ⁸⁵Rb-Atome vom $5S_{1/2} (F = 3)$ Grundzustand in den $63P_{3/2}$ Rydbergzustand (Abb. 3.6) geschieht mit UV-Licht bei 297 nm eines frequenzverdoppelten Farbstoff-Ringlasers (Coherent 699 mit Farbstoff Rhodamin 6G und einem BBO-Kristall zur Frequenzverdopplung im Laserresonator). Bei den hier vorgestellten Messungen hatte der Laser eine Leistung von typischerweise 0,5 – 3 mW im UV-Bereich und eine Linienbreite von ca. 1 MHz. Der Farbstofflaser wird gepumpt mit dem Strahl eines Argonionenlasers (Coherent Sabre TSM 30) im Einzellinienbetrieb bei 514 nm mit ca. 12 W Leistung. Zu Beginn der Arbeit wurde ein anderer Argonionenlaser (Coherent Innova 300) mit 9 W im Multilinienbetrieb verwendet. Die Messungen zur Einzelteilchenquelle (Kapitel 6) und die geplanten Messungen erfordern einen hohen Atomfluß und machten daher die

⁴Natürliches Isotopengemisch: 72,2% ⁸⁵Rb und 27,8% ⁸⁷Rb [Cor77]

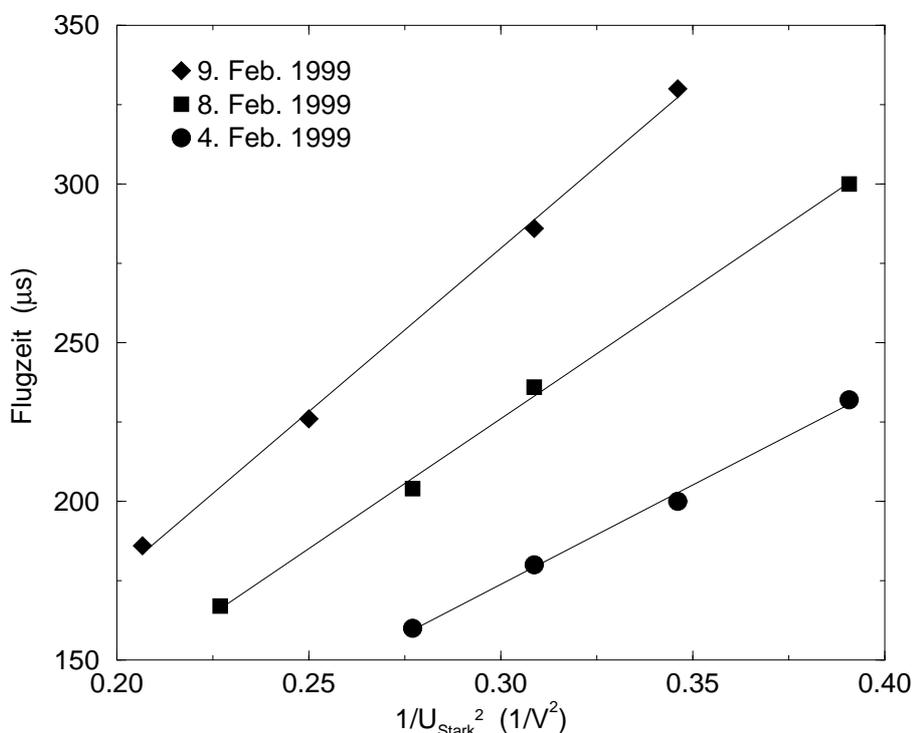


Abbildung 3.8: Kalibrierung der Flugzeitmessungen an verschiedenen Tagen. Meßwerte sind durch die Punkte und angepaßte Kalibrierkurven durch durchgezogene Linien dargestellt. Die Kalibrierung der Wechselwirkungszeit ändert sich von Tag zu Tag bedingt durch kleine Änderungen in der optischen Justage des Laserstrahls sowie langfristig durch zusätzliche Starkverschiebungen der Referenzatome durch Rb-Ablagerungen an den Stark-Platten. Während eines Meßtages bleibt die Kalibrierung jedoch sehr gut erhalten, so daß keine Nachkalibrierungen nötig sind, es sei denn, der Laser wird neu justiert.

Umrüstung der Pumpquelle zur Steigerung der Leistung des Farbstofflasers erforderlich.

Die Atome des Referenzstrahls fliegen durch eine Elektrodenanordnung in einer vom Kryostaten separaten Vakuumkammer. Mit den Elektroden kann ein Feld von einigen 100 mV/cm erzeugt werden. In diesem Feld werden die Niveaus der Atome durch den Stark-Effekt verschoben. Für Zustände mit kleinem Drehimpuls zeigen sie einen quadratischen Stark-Effekt [LP79, ZLKK79], weshalb sich die Frequenz des Übergangs $5S_{1/2} \leftrightarrow 63P_{3/2}$ im Bereich einiger 100 MHz in Richtung größerer Wellenlängen durchstimmen läßt. Details dazu finden sich in [Wei98, WVHW99]. Ein mit einem Strahlteiler abgespaltener Teil des UV-Lasers regt in der Starkeffekt-Zone Atome des Referenzstrahls in den Rydbergzustand $63P_{3/2}$ an. Um eine Dopplerverbreiterung des Spektrums an dieser Stelle zu vermeiden, wird dieser Laserstrahl senkrecht zum Atomstrahl eingestrahlt. Die angeregten Atome werden kurz nach Verlassen der Anregungszone mittels Feldionisation und einem Channeltron nachgewiesen. Die Methode der Detektion wird in Abschnitt 3.4 näher

betrachtet. Das so erhaltene Signal wirkt über eine digitale Rückkopplungselektronik [VHJ⁺00] auf den Farbstofflaser zurück, so daß dieser auf den durch den Starkeffekt verschobenen Übergang stabilisiert wird. Durch Variation der Elektrodenspannung läßt sich nun der auf den atomaren Übergang stabilisierte Laser langsam durchstimmen, bzw. auf eine frei wählbare, gegenüber dem unverschobenen Übergang leicht rotverschobene Frequenz stabilisieren. Der Hauptatomstrahl läuft in den Kryostaten, in welchem er die Anregungszone und den Resonator durchquert. Schließlich werden die Atome zustandsselektiv detektiert (siehe Abschnitt 3.4).

Die Anregungszone besteht zur Vermeidung von Kontaktpotentialen aus einem Niobrohr und befindet sich kurz vor dem Resonator. Durch ein seitliches Loch kann der UV-Laser mit einer Linse auf den Atomstrahl fokussiert werden. Mit Hilfe eines Periskops wird der Laser dabei so gelenkt, daß die Anregung sehr nahe am Resonator stattfindet und außerdem der Laserstrahl mit der Normalen zur Atomstrahlachse einen Winkel von ca. 11° einschließt. Bedingt durch den Dopplereffekt sehen die Atome deshalb den Laserstrahl blauverschoben. Wie oben beschrieben ist nun der Laser auf den rotverschobenen Übergang in der Referenzeinheit stabilisiert, so daß sich nur für Atome mit einer bestimmten Geschwindigkeit die Rotverstimmung des Lasers und die durch den Dopplereffekt bewirkte Blauverschiebung so kompensieren, daß die Atome und der Laser resonant wechselwirken. Auf diese Art und Weise kann die Geschwindigkeit der angeregten Atome des Hauptstrahls dadurch bestimmt werden, daß die Starkspannung in der Referenzeinheit entsprechend gewählt wird. Die Geschwindigkeitsselektivität hängt somit hauptsächlich von der Strahldivergenz und vor allem von der spektralen Breite der Laserstrahlung ab. Typischerweise werden für die Geschwindigkeitsselektivität Werte von $\Delta t_{\text{int}}/t_{\text{int}} < 3\%$ erreicht. Für Atome die mit der Geschwindigkeit v propagieren besteht zwischen der Flugzeit $t_{\text{TOF}} \sim 1/v$ von Anregung zur Detektion und der Starkspannung U_{Stark} der quadratische Zusammenhang

$$t_{\text{TOF}} = \frac{C_1}{U_{\text{Stark}}^2} + C_2. \quad (3.2)$$

Die Werte C_1 und C_2 sind systemabhängige Parameter, die von Tag zu Tag neu bestimmt werden müssen, da sie von nicht genau kontrollierbaren Größen wie dem genauen Anregungswinkel und Streufeldern an den Starkplatten durch Rb-Ablagerungen abhängen. Die Kalibrierung der Werte C_1 und C_2 erfolgt über Flugzeitmessungen. Dabei wird der UV-Laser für typischerweise $4 \mu\text{s}$ eingeschaltet und dann die Zeit bis zur Ankunft der während dieses Pulses angeregten Atome gemessen. Solch eine Messung zeigt Abbildung 3.7. Die dort eingezeichnete Parabel ist die nach Gleichung (3.2) an diese Flugzeitspektren angepaßte Kurve. Es zeigte sich, daß in der Regel vier Flugzeitspektren für eine gute Kalibrierung ausreichen, was typischerweise ca. zwei Stunden dauert. Da sich vor allem der Anregungswinkel von Tag zu Tag nicht besonders gut reproduzierbar einstellen läßt, ist eine tägliche Kalibrierung unabdingbar. Dies ist in Abbildung 3.8 für drei beliebige Tage gezeigt. Die Parameter C_1 und C_2 sind Steigung und Achsenabschnitt der angepaßten Geraden. Es wurde nachgeprüft, ob sich die Kalibrierung während der Experimente an einem Meßtag merklich ändert, was mehrere Kalibrierungen pro Tag erforderlich machen würde. Dies ist glücklicherweise nicht der Fall, so daß in der Regel, d. h. wenn keine

größeren Neujustagen am Strahlengang nötig sind, eine Kalibrierung pro Tag vor Beginn der eigentlichen Maserexperimente ausreicht.

3.4 Zustandsselektive Detektion mit Feldionisation

Der einzige Weg Informationen über das Resonatorfeld zu erhalten ist die Beobachtung des Einflusses des Feldes auf die Atome. Wichtig für Mikromaserexperimente ist es also, die Atome nach der Wechselwirkung mit dem Resonator zustandsselektiv und mit möglichst hoher Effizienz nachzuweisen. Dazu werden die Rydbergatome durch ein in passender Stärke gewähltes elektrisches Feld ionisiert, worauf die entstehenden Feldionisationselektronen mit einem Channeltron Sekundärelektronenvervielfacher nachgewiesen werden können.

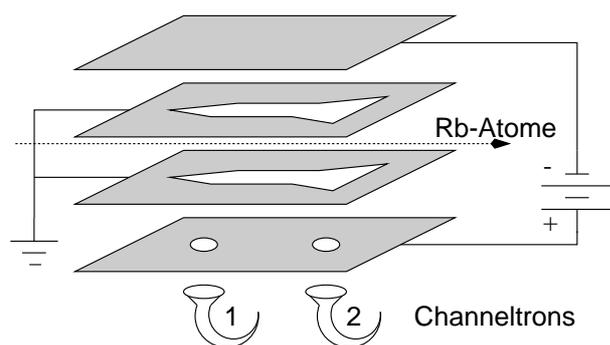


Abbildung 3.9: Feldionisationseinheit. Die Atome erfahren bei ihrem Durchflug ein ansteigendes elektrisches Feld. Dadurch werden Atome in verschiedenen Zuständen an verschiedenen Orten ionisiert. Die Ionisationselektronen werden mit den Channeltrons nachgewiesen.

Voraussetzung für die Methode ist ein adiabatischer Ionisationspfad, denn bei einem solchen hängt die Tunnelrate der Elektronen in den klassisch freien Zustand so empfindlich von der Feldstärke ab, daß eine Schwellenfeldstärke existiert, bei der die Feldionisation sprunghaft einsetzt [LP79]. Für den Zustand $63P_{3/2}$ ist diese Feldstärke $24,1 \text{ V/cm}$ und für $61D_{5/2}$ $25,3 \text{ V/cm}$. Die Zustandsselektivität des Detektors wird nun erreicht, indem Atome im oberen und unteren Maserniveau an verschiedenen Orten feldionisiert werden. Die Elektronen können dann von verschiedenen Channeltrons nachgewiesen werden. Details zu der hier verwendeten Methode sind in [Kos92, BRWW93] und zum Aufbau in [Kos92] zu finden. Ab-

bildung 3.9 zeigt die Anordnung der Elektroden und Channeltrons. Zwei Elektroden erzeugen eine Spannung, die durch Schlitze in zwei geerdeten Platten zwischen den Elektroden hindurchgreift. Die Schlitze sind so geformt, daß die Feldstärke im Bereich der Channeltrons entlang der Flugbahn der Atome sanft ansteigt, und in einem Bereich zwischen den Channeltrons konstant bleibt, um eine größere räumliche Trennung zu erlauben. Durch den sanften Anstieg der Feldstärke wird der adiabatische Ionisationspfad ermöglicht. Atome im oberen Maserniveau sind bei niedrigeren Feldstärken ionisierbar und werden daher auf dem Weg durch die Nachweiseinheit früher ionisiert als Atome im unteren Maserniveau. Durch die Wahl einer geeigneten Geometrie der Platten und der richtigen Elektrodenspannung läßt sich erreichen, daß die Atome gerade an den Orten ionisiert werden, an denen die jeweiligen Channeltrons angebracht sind. Im Mikromaser-

aufbau wird eine Detektionseffizienz von ca. 40% pro Kanal erreicht, bei einer Fehlerrate (d. h. Detektion im falschen Kanal) von $\leq 7\%$.

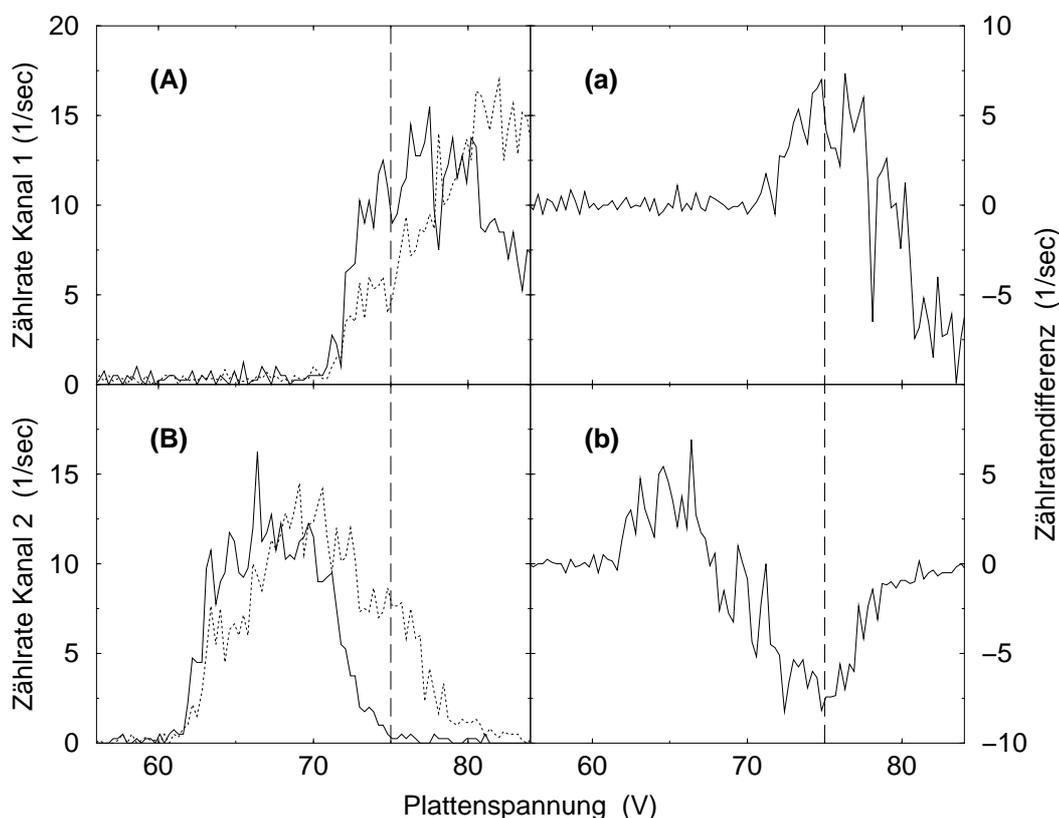


Abbildung 3.10: (A), (B) Feldionisationssignale für Atome im angeregten Zustand und Atome im Grundzustand. Die Kurven zeigen die Signale in den beiden Channeltrons für nichtresonante Kavität (durchgezogene Kurven) und resonante Kavität (gepunktete Kurve) für den Kanal 1 (A) bzw. den Kanal 2 (B). (a), (b) Differenzsignale der Kurven aus (A) und (B). Die gestrichelte Linie in allen Diagrammen zeigt den optimalen Arbeitspunkt an, der in diesem Fall bei 75 V liegt.

Zur Einstellung der optimalen Feldionisationsspannung wird zunächst der Maser bei verstimmtem Resonator betrieben, so daß sichergestellt ist, daß alle Atome im angeregten Zustand am Detektor ankommen. Die Elektroden spannung wird durchgeföhren, und die Signale der beiden Kanäle⁵ aufgezeichnet (Abb. 3.10(A),(B)). Dann wird die Kavität in Resonanz gebracht, damit eine möglichst große Zahl Atome in den Masergrundzustand

⁵Mit „Kanal“ wird hier der gesamte, aus Feldionisation, einem Channeltron und nachgeschalteter Elektronik bestehende Detektorteil bezeichnet, der für die Detektion einer Atomsorte ($|e\rangle$ oder $|g\rangle$) benötigt wird. Die Bezeichnung der Kanäle ist wie die der Channeltrons, die in Abbildung 3.9 gezeigt ist. Der Kanal 1 ist dabei für die Detektion der Atome im oberen Maserzustand zuständig und der Kanal 2 entsprechend für Atome im unteren Maserzustand.

übergeht und die Elektrodenspannung wird erneut durchgeföhren. In beiden Fällen wird zunächst bei niedrigen Spannungen ein Signal in Kanal 2 beobachtet, d. h. dort, wo der Durchgriff des elektrischen Felds durch die geschlitzten geerdeten Platten am größten ist. Bei einem gewissen Schwellenwert wird das Feld so groß, daß die Atome bereits am ersten Channeltron ionisiert werden und das Signal steigt bei Kanal 1 stark an, während es bei Kanal 2 verschwindet. Die Kurven für die Ionisation der Atome des Maser-Grundzustandes, d. h. die Kurven für resonante Kavität (durchgezogene Kurven in Abb. 3.10(A),(B)) sind gegenüber den nichtresonanten (gepunktete Kurven in Abb. 3.10(A),(B)) in Richtung höherer Spannungen verschoben, was das größere Ionisationspotential für die energetisch niedriger liegenden Zustände widerspiegelt. Das Optimum der Plattenspannung liegt nun dort, wo in Kanal 1 möglichst viele Atome im angeregten Zustand, aber möglichst wenige im Grundzustand detektiert werden. Analog dazu sollen in Kanal 2 möglichst viele Atome im Grundzustand, aber möglichst wenige im angeregten Zustand beobachtet werden. Mit anderen Worten, die Differenz aus den Zählraten für den nichtresonanten Maser und den resonanten Maser soll für Kanal 1 ein Maximum und für Kanal 2 ein Minimum aufweisen. Die Differenzkurven, die dies anzeigen, sind in Abbildung 3.10(a),(b) dargestellt. Die optimale Spannung liegt in diesem Beispiel bei 75 V, was in den Diagrammen von Abbildung 3.10 durch die gestrichelte vertikale Linie angedeutet wird.

3.5 Magnetfeldkompensation

Magnetfelder im Resonatorbereich müssen aus zwei Gründen kompensiert werden. Zum einen reduzieren im Supraleiter eingefrorene Flußschläuche die Güte des Resonators, zum anderen bewirkt ein Restmagnetfeld eine Zeeman-Aufspaltung der Energieniveaus der Atome wodurch der optimale Fall eines atomaren Zweiniveausystems zerstört wird. Die hier angewandte Methode der Magnetfeldkompensation ist verwandt mit dem Hanle-Effekt und ist im Detail in [Bod95, Rai95] beschrieben. Das Magnetfeld wird zu Beginn jedes Meßzyklus einmal kompensiert. Dann wird der Resonator unter die Sprungtemperatur des Supraleiters abgekühlt und der Magnetfeldzustand in seinem Inneren wird „eingefroren“. Dieser Zustand bleibt dann während der gesamten Dauer des Kühlzyklus, d. h. mehrere Wochen, erhalten. Die für die Magnetfeldkompensation erforderlichen Komponenten sind in Abbildung 3.11 gezeigt. Drei zueinander senkrechte Helmholtzspulen (Durchmesser ca.

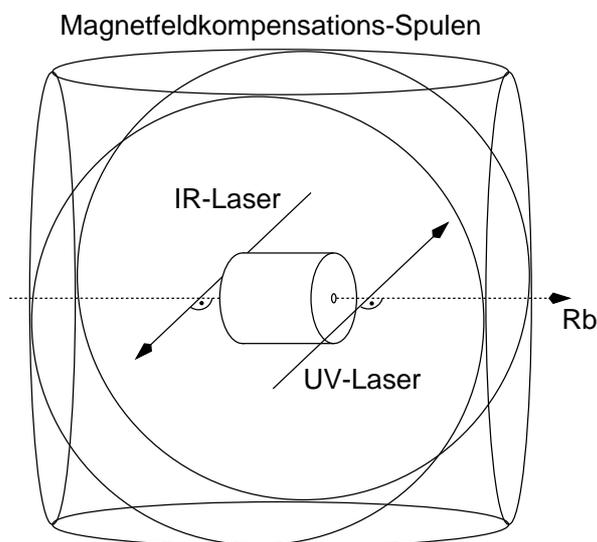


Abbildung 3.11: Magnetfeldkompensation

1 m) außerhalb des Kryostaten sind so angeordnet, daß der Resonator in ihrem Mittelpunkt liegt. Der Strom durch jedes Spulenpaar wird von einer Präzisionsstromquelle (burster Digistant 6425T) geregelt. Als Magnetfeldsonde dient die Polarisation der Atome, die den Resonator passieren. Kurz vor dem Resonator werden die Atome optisch in einen Zustand maximalen Drehimpulses gepumpt. Dies geschieht auf dem infraroten Rb-D2-Übergang von ^{85}Rb

$$5^2\text{S}_{1/2}, F = 3 \longrightarrow 5^2\text{P}_{3/2}, F = 4 \quad (3.3)$$

bei 780 nm mit zirkular polarisiertem Licht. Es werden dadurch nur Übergänge mit $\Delta m_F = +1$ angeregt, wenn die Laserstrahlrichtung als Quantisierungsachse definiert wird. Aufgrund der Auswahlregeln für Dipolstrahlung finden keine Spontanemissionen in den Grundzustand mit $F = 2$ statt. Nach mehreren Absorptions- und Spontanemissionszyklen und Verlassen der Anregungszone befinden sich alle ^{85}Rb -Atome im Zustand $5^2\text{S}_{1/2}, F = 3, m_F = 3$ und ihre magnetischen Momente sind somit ausgerichtet. Ist eine Magnetfeldkomponente senkrecht zur Laserstrahlrichtung, also der ursprünglichen Ausrichtung des magnetischen Moments eines Atoms nach dem optischen Pumpen vorhanden, so präzediert das magnetische Moment in der Folge während des Durchfluges durch den Resonator um das Magnetfeld. Dies bedeutet, daß sich der atomare Zustand in eine Superposition verschiedener m_F -Zustände entwickelt. Die Anteile der jeweiligen Komponenten sind dabei wohldefiniert und hängen von der Wechselwirkungszeit der Atome und der Stärke des Magnetfeldes ab. Kurz nach dem Resonator werden die Atome mit dem hier zirkular polarisierten UV-Laser in einen Rydberg-Zustand angeregt. Aufgrund unterschiedlicher Clebsch-Gordon-Koeffizienten unterscheidet sich die Anregungswahrscheinlichkeit für verschiedene m_F -Komponenten. Die Anregungsrate in die Zustände $63\text{P}_{3/2}$ und $63\text{P}_{1/2}$ ist gegeben durch [Rai95]

$$R(63\text{P}_{3/2}) = R_0 \cdot \left(\frac{3}{2} + a \left(\cos \left(g_F \frac{e}{2m} B_{\perp} t_{\text{WW}} \right) - 1 \right) \right) \quad (3.4)$$

$$R(63\text{P}_{1/2}) = R_0 \cdot a \left(1 - \cos \left(g_F \frac{e}{2m} B_{\perp} t_{\text{WW}} \right) \right). \quad (3.5)$$

Dabei ist B_{\perp} die Stärke des zum Laser senkrechten Magnetfelds, g_F ist der Landé-Faktor, e und m Ladung und Masse des Elektrons, $a = \frac{1}{4}(1 - \cos(2\alpha))$ ein vom Winkel α zwischen Laser und Magnetfeld abhängiger Faktor, t_{WW} die Wechselwirkungszeit der Atome mit dem Magnetfeld und R_0 eine Konstante.

Die Anregungsrate hängt also mit der Stärke des angelegten Magnetfeldes zusammen. Für eine gegebene Wechselwirkungszeit t_{WW} liegt eine oszillatorische Abhängigkeit des Signals von B_{\perp} vor, die an der gesuchten Stelle $B_{\perp} = 0$ ein Extremum zeigt. Für die Magnetfeldkompensation werden nun Laserstrahlen verwendet, die senkrecht zum Atomstrahl laufen, und somit Atome aller Geschwindigkeiten anregen. Die Extrema für $B_{\perp} \neq 0$ werden dadurch mit zunehmender Stärke des Magnetfeldes B_{\perp} ausgewaschen, und das am deutlichsten erkennbare Maximum liegt bei $B_{\perp} = 0$. Man kann also eine in B_{\perp} symmetrische Kurvenform erwarten. Der gesuchte Punkt verschwindenden Magnetfeldes liegt dann im Symmetriezentrum. Abbildung 3.12 zeigt die Magnetfeldkompensationsmessungen für die beiden möglichen Übergänge. Das unterschiedliche Vorzeichen für die von B_{\perp}

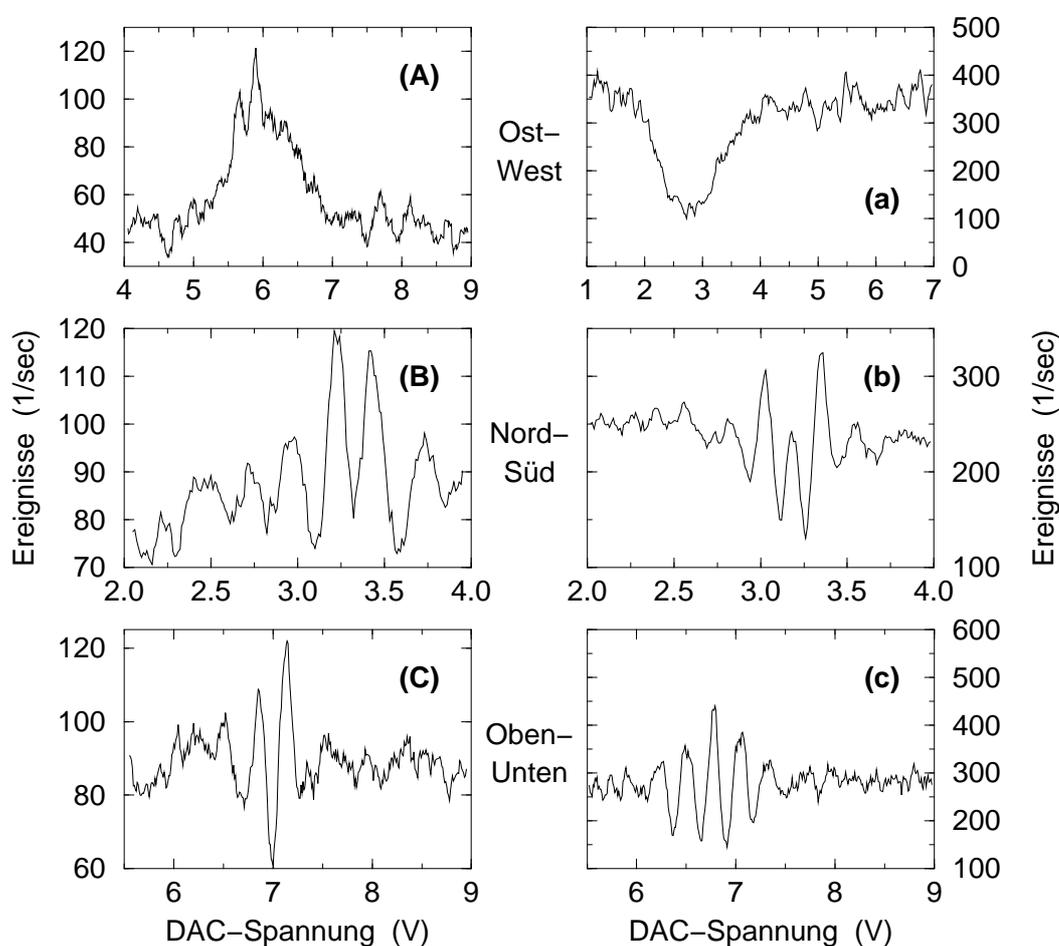


Abbildung 3.12: Magnetfeldkompensation mit Detektion auf dem Übergang nach $63P_{1/2}$ (A)-(C) und auf dem Übergang nach $63P_{3/2}$ (a)-(c). Bei den Messungen in Ost-West-Richtung (entlang des Pumplasers) wird mittels der Nord-Süd-Spule ein kleines Offset-Feld angelegt.

abhängigen Terme in (3.4) und (3.5) äußert sich darin, daß im einen Fall Minima und im anderen Fall Maxima aufgesucht werden müssen. Wählt man nun den Übergang zum Zustand $63P_{1/2}$ für die Detektion, so sucht man zur Kompensation des zum Laser senkrechten Magnetfeldes das Minimum im Symmetriezentrum eines Scans des Magnetfelds der entsprechenden Spule. Für den Übergang zum Zustand $63P_{3/2}$ wird das entsprechende Maximum aufgesucht. Zur Kompensation der Magnetfeldkomponente entlang des Laserstrahls wird ein kleines Offsetfeld an eine der beiden anderen (senkrechten) Spulen angelegt, denn sonst sind das ursprüngliche magnetische Moment der Atome und das Magnetfeld kollinear und es findet keine Präzession und damit keine magnetfeldabhängige Umbesetzung der m_F -Zustände statt. In diesem Experiment ist die zum Laser parallele Richtung die Ost-West-Richtung und des Offsetfeld liegt an der Spule in Nord-Süd-Richtung an. Das Verfahren erlaubt die Kompensation des Magnetfelds auf wenige mG genau.

3.5.1 Diodenlasersystem und Polarisationspektroskopie

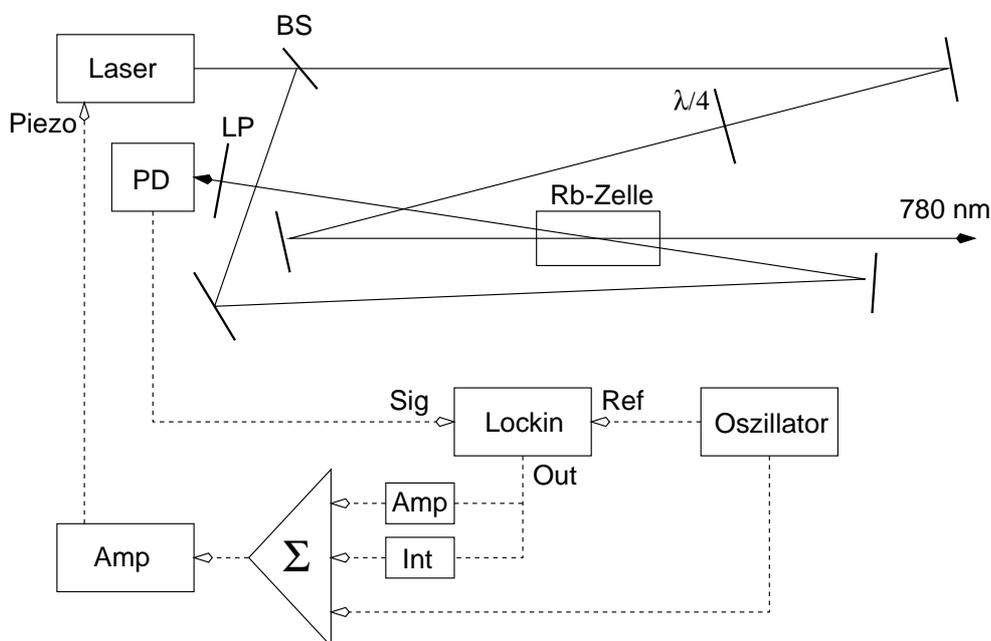


Abbildung 3.13: Polarisationspektroskopie und Stabilisierungselektronik des Diodenlasers. Die Frequenz des Diodenlasers wird mit Hilfe einer Polarisationspektroskopie an einer Rb-Zelle auf einen der Rb-D2-Übergänge (vgl. Abb. 3.6) stabilisiert. Dabei wird der Pumpstrahl durch das $\lambda/4$ -Plättchen zirkular polarisiert. Die Rückkopplung des Fehlersignals geschieht elektronisch über einen PI-Regler auf den Piezo, der die optisch rückkoppelnde Wellenlänge des Resonatorgitters steuert. BS: Strahlteiler; LP: Linearpolarisator; PD: Photodiode; Amp: Verstärker, Proportionalteil des PI-Reglers; Int: Integrator des PI-Reglers.

Zum optischen Pumpen der ^{85}Rb -Atome wird ein gitterstabilisierter Diodenlaser bei einer Wellenlänge von 780 nm verwendet. Dies entspricht dem in Abbildung 3.6 gezeigten D2-Übergang $5^2\text{S}_{1/2} \leftrightarrow 5^2\text{P}_{3/2}$ von Rubidium, der sich aufgrund des großen Übergangsmatrixelements hervorragend zum Zweck des optischen Pumpens eignet.

Der Laserkopf ist ein MPQ-Eigenbau dessen mechanischer Aufbau der in [MSW92] im Detail beschriebenen Konstruktion folgt. In diesem Aufbau wird mittels eines Reflexionsliniengitters ein Teil der aus der nicht entspiegelten Laserdiode ausgekoppelten Leistung wieder in den Laser zurückreflektiert. Damit wird außerhalb der Laserdiode ein weiteres, wellenlängenselektierendes Element eingeführt, welches die Lasertätigkeit in einer bestimmten Mode erzwingt. Die Laserfrequenz kann durch leichte Verkippung des Gitterwinkels mit Hilfe eines Piezos feinabgestimmt werden. Bei geeigneter Wahl von Diodentemperatur, Diodenstrom und Gitterwinkel emittiert der Laser in nur einer einzigen Mode und ist im Bereich einiger weniger GHz kontinuierlich durchstimmbare. Die dreistufig ausgeführte Peltier-Temperaturstabilisierung der Laserdiode und die Piezosteuerung für das Gitter sind ebenfalls ein Eigenbau der Elektronikwerkstatt des MPQ. Der Laser

läuft im Einzelmodenbetrieb bei 780 nm bei einer Leistung von typischerweise 6 mW. Die Stabilisierung der Laserfrequenz erfolgt mit Hilfe von Polarisations-spektroskopie [WH76, Dem96] an einer Rubidiumdampfzelle. Im Rahmen dieser Arbeit wurden sowohl die Spektroskopie als auch die Stabilisierungselektronik für den Laser neu aufgebaut. Zur Stabilisierung wurde auch auf eine möglichst gute Abschirmung des Lasers von äußeren Einflüssen, wie mechanische Schwingungen und Temperaturveränderungen der Umgebung besonderer Wert gelegt. Der Laser arbeitet so stabil, daß in der Regel während eines Meßtages keine Modensprünge auftreten und der Laser zuverlässig ohne Nachjustierungen läuft.

Abbildung 3.13 zeigt schematisch die Spektroskopieanordnung und die daran anknüpfende Rückkopplungselektronik. Der zunächst linear polarisierte Strahl des Diodenlasers wird mit einem Strahlteiler in einen Hauptstrahl und einen schwachen Probenstrahl geteilt. Der Hauptstrahl wird mit einem $\lambda/4$ -Plättchen zirkular polarisiert und läuft durch die Rb-Zelle. Der linear polarisierte Probenstrahl läuft entgegengesetzt dem Hauptstrahl durch die Rb-Zelle, so daß der Winkel zwischen den Propagationsrichtungen der beiden Strahlen möglichst wenig von 180° abweicht. Der Hauptstrahl wird weiter in das Ein-Atom-Maser-Experiment geführt. Der Probenstrahl läuft durch einen Analysator, einen Linearpolarisator in $\pi/2$ -Stellung, hinter dem eine Photodiode als Detektor angebracht ist. Wird die Wirkung des Pumpstrahls auf den Rb-Dampf unterbrochen, so wird der Probenstrahl von diesem Analysator vollständig geblockt und es wird kein Signal detektiert. Durch den starken, zirkular polarisierten Hauptstrahl werden die Rb-Atome in der Zelle magnetisch ausgerichtet, und der Rb-Dampf der Zelle wird zu einem doppelbrechenden Medium für zirkulare Polarisierungen gegensätzlicher Orientierung. Nun kann man den linear polarisierten Probenstrahl als Überlagerung zweier zirkular polarisierter Strahlen ansehen, welche beim Passieren der Zelle unterschiedliche Brechungsindizes erfahren. Dadurch wird die optische Weglänge des Lichtes durch die Zelle für beide Polarisierungen unterschiedlich, was sich in einer Drehung der Polarisationssebene des Probenstrahls äußert. Außerdem ist die Absorption im Rb-Dampf für die beiden zirkularen Komponenten unterschiedlich, so daß sie mit unterschiedlicher Intensität die Zelle verlassen, was zu einer leichten Elliptizität des Probenstrahls führt. Nach Verlassen der Zelle ist also der anfänglich linear polarisierte Probenstrahl elliptisch polarisiert, mit einer gegenüber der ursprünglichen Polarisation verkippten Hauptachse. Der Probenlaser erhält somit durch die Wechselwirkung mit dem polarisierten Rb-Dampf eine lineare Polarisationskomponente senkrecht zu seiner ursprünglichen. Diese kann den Analysator durchlaufen und wird mit der Photodiode detektiert. Der starke, zirkular polarisierte Pumpstrahl kann direkt zum optischen Pumpen des Atomstrahls zum Zweck der Magnetfeldkompensation wie in Abschnitt 3.5 beschrieben, eingesetzt werden.

Die Frequenz des Diodenlasers wird leicht moduliert, indem die Spannung des den Gitterwinkel kontrollierenden Piezos moduliert wird. Dies ruft eine Modulation des Signals hervor, welches mittels eines kommerziellen Lockin-Verstärkers (Stanford SR-510) demoduliert wird. Das demodulierte Signal wird über einen PI-Regler (Proportional-Integral-Regler) auf die Piezosteuerung zurückgegeben. Durch den Integrator des PI-Reglers wird sichergestellt, daß beliebige Driften im System aufgefangen und kompensiert werden können. Der Laser läßt sich so über viele Stunden frequenzstabil halten.

3.6 Steuerung des Experimentes und Datenaufnahme

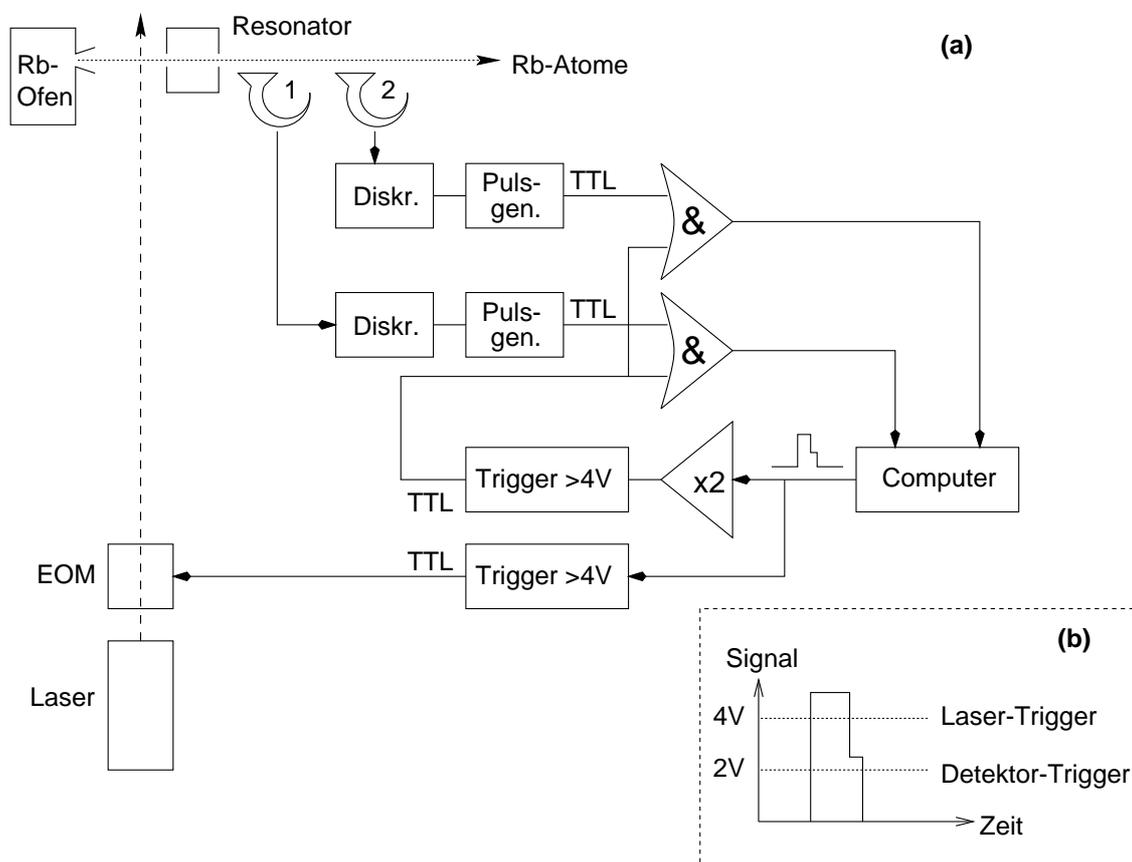


Abbildung 3.14: (a) Detektionsschema bei gepulster Anregung. Der Computer steuert ein Gatter, das zunächst den Laser per EOM und die Detektion einschaltet. Nach dem Laserpuls bleibt das Detektionsgatter solange geöffnet, bis die Atome die Channeltrons passiert haben, wonach das Detektionsgatter geschlossen wird. Dadurch wird die Detektion von Dunkelsignalen während der Relaxationszeiten unterdrückt. (b) Die Triggerschwellen für Laserpuls und Detektionsgatter sind unterschiedlich, so daß der Detektor länger als der Laserpuls aktiv sein kann. Diskr.: Diskriminator.

Ein großer Teil der in dieser Arbeit gezeigten Experimente wurde in einem gepulsten Modus des Mikromasers mit Pulsdauern im ms-Bereich gemacht. Dabei wird der den Maserresonator pumpende Atomstrahl gepulst, indem der die Atome anregende Laserstrahl mit einem elektrooptischen Modulator und nachgeschaltetem Polarisator gepulst wird. Da nur während der Laserpulse Atome angeregt werden können, ist es nötig, Detektorereignisse zwischen den Pulsen zu unterdrücken, um ein gutes Signal-Rausch-Verhältnis zu bekommen. Solche Detektorklicks kommen als „Dunkelereignisse“ des Hintergrundrauschens mit einer gewissen Rate immer wieder zu zufällig verteilten Zeitpunkten vor. Ihre Rate ist hier sehr viel kleiner als ein Ereignis pro Sekunde und spielt daher in typischen

kontinuierlichen Mikromaserexperimenten keine Rolle, denn bei diesen ist in der Regel die Rate der Pumpatome weit größer als die Rate der Dunkelereignisse. Ist man allerdings an gepulsten Messungen mit geringer Pumprate interessiert, so wie in vielen Experimenten dieser Arbeit, ist es nötig, die störenden Dunkelereignisse möglichst in Echtzeit zu verwerfen d. h. ihre Detektion zu unterdrücken. Während es technisch nicht möglich ist, Dunkelereignisse während eines Anregungspulses von „echten“ Ereignissen zu unterscheiden, können die Dunkelklicks außerhalb der Pulse bereits auf elektronischen Wege vor der Detektion herausgefiltert werden. Da die Atome eine gewisse Flugzeit haben, ist ein simples „Und“-Gatter hierfür nicht ausreichend. Eine getrennte Steuerung des Detektionsgatters und der Pulssteuerung ist somit wünschenswert. Um jedoch mit nur einem Signalgenerator kanal des Computers auszukommen, wurde die schematisch in Abbildung 3.14 gezeigte Elektronik entworfen. Um den Detektor länger offen halten zu können, als der Laserpuls appliziert wird, werden zwei unabhängige Trigger eingesetzt. Der Trigger für das Detektionsgatter öffnet schon bei der halben Spannung (2 V) des zur Öffnung des Laserpulstriggers (4 V) erforderlichen Signals. Das TTL-Signal dieses Triggers wird mit den in TTL-Signale umgewandelten Detektorsignalen über ein „Und“-Gatter verknüpft. Dadurch wird sichergestellt, daß immer dann detektiert wird, wenn Atome tatsächlich angeregt werden. Für die Zeitdauer der Flugzeit der Atome läßt sich dann der Laserpuls bei geöffnetem Detektor ausschalten, indem der Signalgeber des Computers nur noch die halbe Spannung ausgibt (Abb. 3.14 (b)). Dadurch wird der Laser mit dem EOM abgeschaltet, aber weiterhin Ereignisse detektiert. Die Zahl der detektierten Dunkelereignisse konnte so wirkungsvoll auf ein Minimum reduziert werden.

Das Experiment wird mit Hilfe eines Programmes in der Programmiersprache LabWindows, eines C-Derivats gesteuert. Das Programm läuft auf einem PC unter Windows NT. Als Schnittstelle zwischen Computer und Experiment kommt eine Schnittstellenkarte PCI-MIO-16XE-50 und eine Schnittstellenkarte PCI-6713 (beide von National Instruments) zum Einsatz. Einen schematischen Überblick über die Experimentsteuerung gibt Abbildung 3.15. Die Karten verfügen über schnelle Zähler, die mit Zeitauflösungen von $10 \mu\text{s}$ bzw. 50 ns arbeiten und somit für Mikromaserexperimente eine ideale Basis bieten. Während eines Experimentes werden die Zeitabstände zwischen aufeinanderfolgenden Atomen mit der entsprechenden Zeitauflösung auf der Karte vollständig zwischengespeichert und erst nach der Aufnahme der gesamten Daten des Experiments in den Rechner übernommen. Dies garantiert vollständige Unabhängigkeit von dem eher unzuverlässigen PC-Taktgeber und schließt dadurch möglicherweise verursachte Artefakte und Totzeiten in den Daten aus. Die Ansteuerung von Geräten, wie Stark-Verschieber, Feldionisationsspannung, EOM usw. geschieht mittels der auf den Karten vorhandenen DA-Wandlern. Es können beliebige Wellenformen präzise periodisch ausgegeben werden, z. B. das in Abbildung 3.14(b) zur Ansteuerung von EOM und Detektorgatter gezeigte Signal. Neben der reinen Steuerung des Experimentes und der Datenaufnahme nimmt der Computer auch Aufgaben der Systemüberwachung wahr. So wird das Rückkopplungssignal der Farbstofflaserstabilisierung überwacht, und es besteht so die Möglichkeit die durch Modensprünge des Lasers verlorenen Datenpunkte innerhalb einer Messung zu wiederholen.

Die Maserexperimente werden vollständig gespeichert, so daß später alle Ankunftszeiten und gemessene Zustände der Atome für die Auswertung zur Verfügung stehen. Die

Weiterverarbeitung der Daten kann somit unabhängig vom Experiment geschehen. Alle dazu notwendigen Programme wurden in Gnu-C/C++ unter Linux implementiert. Diese dienen auch zur Auswertung der Monte-Carlo-Simulationen, die später erläutert werden sollen (siehe Abschnitt 5.3 und Kapitel 6). Somit ist eine gute Vergleichbarkeit zwischen Experiment und Simulation gewährleistet. Neben den reinen Daten werden am Ende eines Experimentes auch einige Diagnosedateien mit Informationen zu Atomrate und Wartezeitstatistik gespeichert. Diese ermöglichen eine Kontrolle über die ordnungsgemäße Durchführung eines Experimentes und ggf. das schnelle Auffinden von fehlgeschlagenen Datenpunkten.

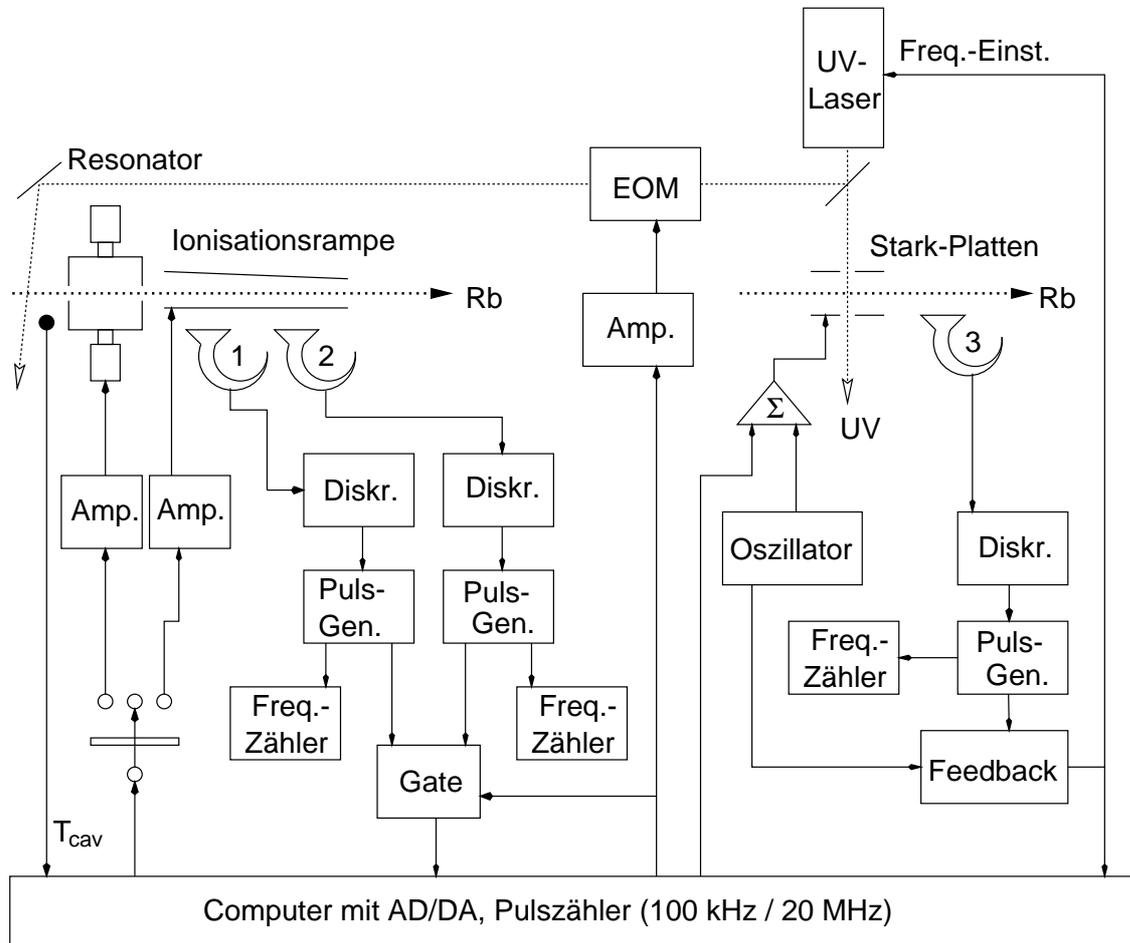


Abbildung 3.15: Steuerung und Datenaufnahme des Experiments. Ein PC steuert über DA-Kanäle die Parameter des Experiments: Laserpulse über den elektrooptischen Modulator (EOM), die Wechselwirkungszeit der Atome mittels Starkverschiebung sowie ggf. Resonatorverstimmung und Feldionisationsspannung. Mit AD-Kanälen werden ständig die Resonatortemperatur sowie das Laser-Rückkopplungssignal des Stabilisierungskreises überwacht. Über schnelle Pulszähler werden die Detektorereignisse aufgenommen. Die Signale eines Kanals werden von einem Channeltron (1-3) erzeugt, passieren einen Diskriminator (Diskr.) und werden von einem triggerbaren Pulsgenerator in einen TTL-Puls überführt. Die Zählrate wird außerdem in Echtzeit mit einem Frequenzzähler für jeden Kanal überwacht. Der Signalgenerator zur Erzeugung der Laserpulse triggert ein „Und“-Gatter (Gate), welches nur solche Detektorereignisse passieren läßt, die während oder kurz nach dem Laserpuls erfolgen. (vgl. Abb. 3.14)

Kapitel 4

Fangzustände: Kontinuierliche Erzeugung von Fockzuständen

In Kapitel 2 wurden die Grundlagen der Dynamik im kontinuierlichen Betrieb des Ein-Atom-Masers beschrieben, ohne daß dabei jedoch auf Effekte eingegangen wurde, die bei extrem niedrigen Temperaturen auftreten. Beim Übergang zu solch niedrigen Temperaturen, d. h. beim Übergang zu einer verschwindend kleinen mittleren Anzahl von thermischen Photonen, verlieren diese ihre Bedeutung als signifikante Rauschquelle. Dann bilden sich unter bestimmten Bedingungen im Resonator sogenannte „Fangzustände“ („trapping states“) heraus. Dies wurde theoretisch erstmals in [MRW88] gezeigt. Diese besonderen Zustände des elektromagnetischen Feldes können nur quantenmechanisch erklärt werden. Sie spiegeln direkt die Quantisierung des Strahlungsfeldes wider. Mikromaser-Fangzustände wurden experimentell erstmals im Jahre 1998 am Garching Ein-Atom-Maser beobachtet [Wei98, WVHW99].

In diesem Kapitel soll zunächst das Phänomen der Fangzustände vom theoretischen Standpunkt aus besprochen werden. Dabei wird gezeigt, wie diese Zustände mit den Zuständen reiner Photonenzahl, die in Kapitel 2 eingeführt wurden, zusammenhängen [VBEW00, VBW00]. Weiter wird gezeigt, wie sich Fangzustände experimentell erzeugen lassen. Messungen, die Fangzustände sowohl in Maserpumpkurven als auch in Maserlinien zeigen, werden vorgestellt. Insbesondere letztere geben einen sehr guten experimentellen Einblick in die Jaynes-Cummings-Dynamik. Die beobachteten Phänomene sind analog der Vakuum-Rabioszillation, welche genauer unter anderem in Kapitel 5 besprochen wird.

4.1 Fangzustände theoretisch betrachtet

Verringert man die Temperatur des Maserresonators sehr stark, so wird die mittlere Zahl der thermischen Photonen im Resonator n_{th} stark gesenkt, wie durch die Bose-Einstein-Verteilung (2.42) beschrieben wird. Abbildung 4.1 zeigt dies für den hier experimentell realisierten Fall von Photonen der Frequenz 21,456 GHz.

Im Ein-Atom-Maser sind Temperaturen bis hinab zu 100 mK erreicht worden [Rai95], was einer mittleren Anzahl von thermischen Photonen von nur $n_{\text{th}} < 10^{-4}$ entspricht. Routinemäßig werden Temperaturen von weniger als 300 mK erreicht, entsprechend $n_{\text{th}} < 0,033$ thermischen Photonen im Mittel. Unter diesen Umständen ist der Anteil der thermischen Photonen an den Fluktuationen des Maserfeldes bereits so klein, daß sich im kontinuierlichen Betrieb des Masers die Fangzustände ausbilden. Bei gegebener Atom-Feld-Kopplungsstärke g und geeignet gewählter Atom-Feld-Wechselwirkungszeit t_{int} sind die Fangzustände dadurch charakterisiert, daß die Atome, die im oberen Maserzustand in den Resonator injiziert werden, bei Anwesenheit von n_{q} Photonen eine ganzzahlige Anzahl k von Rabizyklen durchlaufen und den Resonator wieder im oberen Maserzustand verlassen. Nach Gleichung (2.39) ist die Bedingung für den mit dem Symbol (n_{q}, k) beschriebenen Fangzustand somit

$$\sin\left(gt_{\text{int}}\sqrt{n_{\text{q}}+1}\right) = 0 \quad (4.1)$$

oder in handlicherer Form und unter Angabe der Zahl der Rabizyklen k

$$gt_{\text{int}}\sqrt{n_{\text{q}}+1} = k\pi. \quad (4.2)$$

Dabei wurde Resonanz $\Delta = 0$ angenommen. Ein Atom durchläuft dabei also k Emissions-Absorptions-Zyklen. Sobald der Resonator mit n_{q} Photonen gefüllt ist, kann unabhängig von der Pumprate N_{ex} kein weiteres Photon mehr von einem Atom im Resonator zurückgelassen werden – die Photonenzahl ist „gefangen“ und die sogenannte „Fangphotonenzahl“ n_{q} bildet das obere Limit für die Resonator-Photonenzahl. Im kontinuierlich gepumpten Mikromaser können unter Fangzustandsbedingungen im Mittel deutlich weniger Atome emittieren, als außerhalb eines Fangzustandes bei gleicher Pumprate, denn Emissionen finden hier nur statt, um durch Felddämpfung verlorene Photonen bis zur

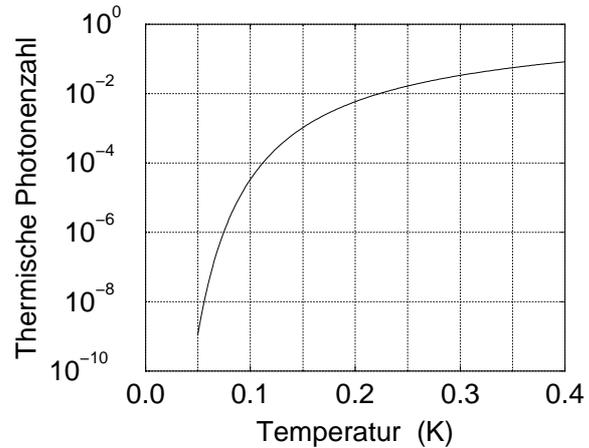


Abbildung 4.1: Mittlere Zahl thermischer Photonen in Abhängigkeit von der Temperatur für Photonen der Frequenz 21,456 GHz.

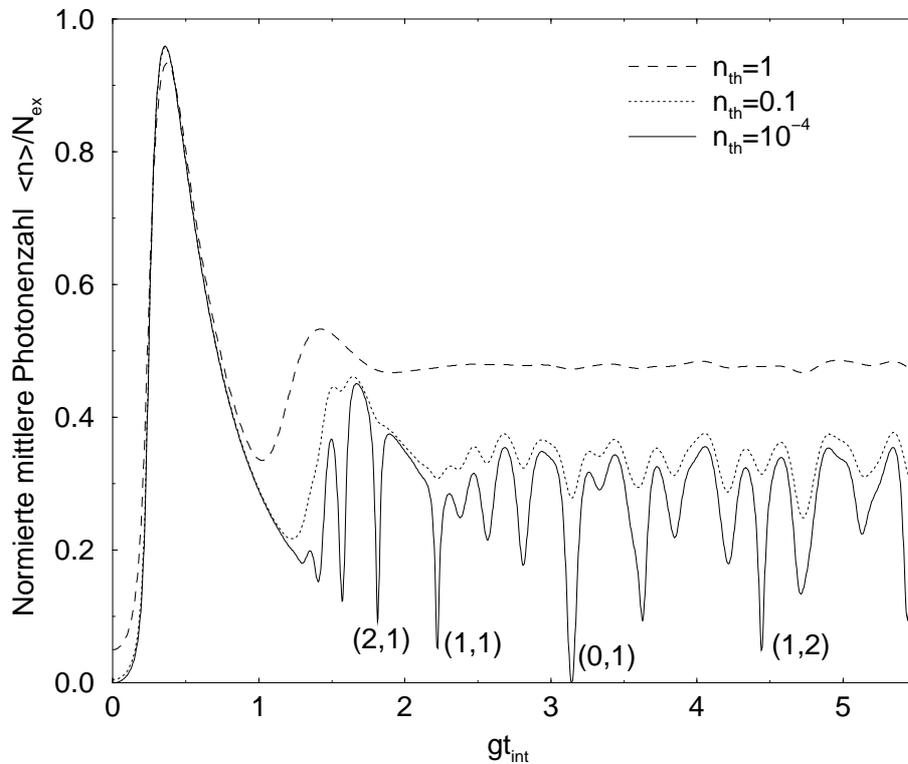


Abbildung 4.2: Simulation der Abhängigkeit der Fangzustände von der Temperatur. Fangzustände bilden sich in Maserpumpkurven als Minima heraus, die umso ausgeprägter werden, je niedriger die Zahl der thermischen Photonen ist. Die Simulationen wurden für eine Pumprate von $N_{\text{ex}} = 20$ gerechnet.

Wiederherstellung der Fangbedingung (4.2) zu ersetzen. In Maserpumpkurven, d. h. bei Variation der Wechselwirkungszeit äußert sich dies in Minima der Resonatorphotonenzahl bzw. – analog – der atomaren Inversion $I_{\text{at}} = P_g - P_e$, bei entsprechendem t_{int} . Dabei ist P_g die Wahrscheinlichkeit ein Atom im Zustand $|g\rangle$ und P_e die Wahrscheinlichkeit ein Atom im Zustand $|e\rangle$ zu finden. Wie in Abbildung 4.2 gezeigt, werden diese Minima umso ausgeprägter, je niedriger die Temperatur ist. Bei sehr niedriger Pumprate $N_{\text{ex}} \ll 1$ kann sich kein stationäres Maserfeld aufbauen, und die Maserpumpkurve reduziert sich auf eine Vakuum-Rabioszillation, wie durch Gleichung (2.39) beschrieben. Hier zeigen sich die Vakuum-Fangzustände $(0, k)$ als Minima der Oszillation. Die Messung der Vakuum-Rabioszillation wird unter anderem Thema von Kapitel 5 sein. Erhöht man die Pumprate, so bilden sich mehr und mehr Fangzustände aus und die Oszillation geht über in die bekannte Maserpumpkurve. In Abbildung 4.3, die die mittlere Photonenzahl im Resonator in Abhängigkeit von der Wechselwirkungszeit und der Pumprate zeigt, ist zu sehen, wie sich dabei die Fangzustände als Minima an den Positionen der entsprechenden Wechselwirkungszeit (Glg. (4.2)) mit zunehmender Pumprate herausbilden. Die Tiefe der Minima hängt von der Fangphotonenzahl n_q ab und bleibt bei verschwindender Zahl thermischer Photonen für steigende Pumpraten erhalten.

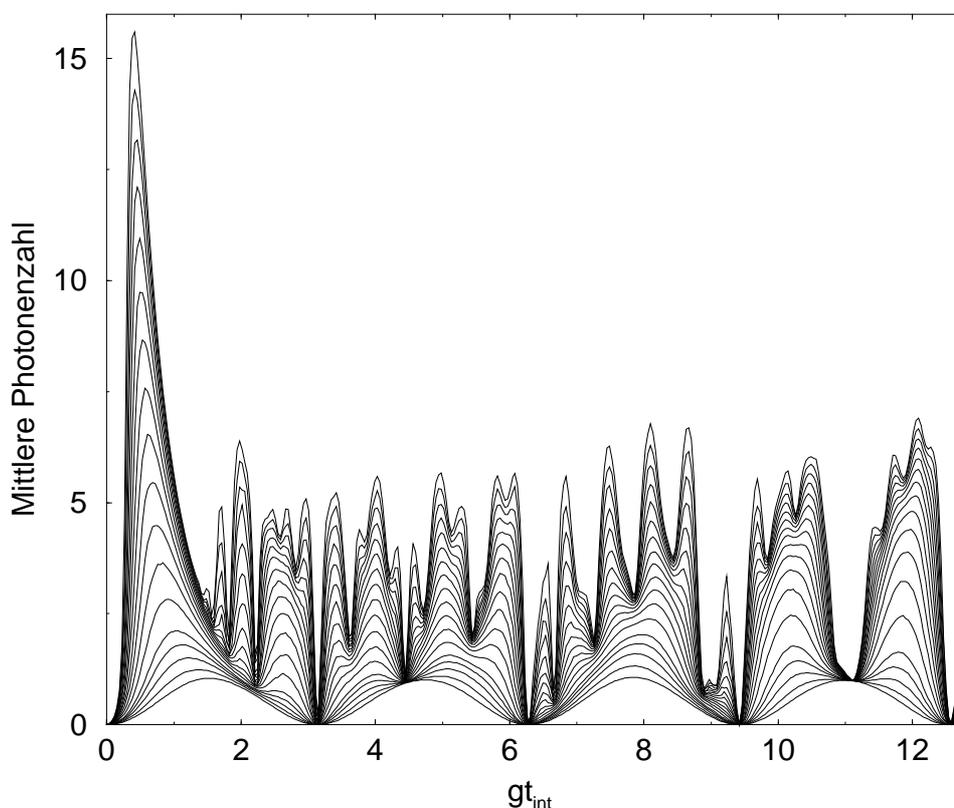


Abbildung 4.3: Maserpumpkurven für verschiedene Pumpraten. In der Simulation wurde eine thermische Photonenzahl von $n_{\text{th}} = 10^{-3}$ angenommen. Für sehr kleine Pumpraten ist die Pumpkurve eine Vakuum-Rabioszillation. Bei steigender Pumprate bilden sich mehr und mehr Minima an den Positionen der Fangzustände heraus. Gezeigt sind (von unten nach oben) die Pumpkurven für $N_{\text{ex}} = 0,1; 0,5; 1,0; 1,5; 2,0; 3; \dots 15$.

Verläßt man die Fangbedingung etwas, z. B. durch leichte Erhöhung der Wechselwirkungszeit, so gibt es eine gewisse Wahrscheinlichkeit, daß weitere Photonen über die Fangphotonenzahl hinaus in den Resonator emittiert werden (Abb. 4.4). Im Fall der ideal erfüllten Fangbedingung ist die Wahrscheinlichkeit für die Emission über die Fangphotonenzahl n_q hinaus extrem gering und nur abhängig von der Temperatur, wie im nächsten Abschnitt im Detail erläutert wird.¹ Leichte Abweichungen von idealen Bedingungen können also die Emission weiterer Photonen in den Resonator verursachen. Derartige Abweichungen von idealen Bedingungen entstehen im Experiment in statistisch verteilter Weise durch thermische Photonen, Schwankungen in der Geschwindigkeit der Atome oder der effektiven Kopplungskonstante.

Nun gibt es nicht nur ein einziges Paar von ganzen Zahlen, die die Fangbedingung (4.2)

¹Effekte, die durch den Zerfall der atomaren Zustände im Resonator herrühren, sollen hier nicht behandelt werden, da diese im Resonator stark unterdrückt werden. Sie sind ausführlich in [RWW⁺94] behandelt.

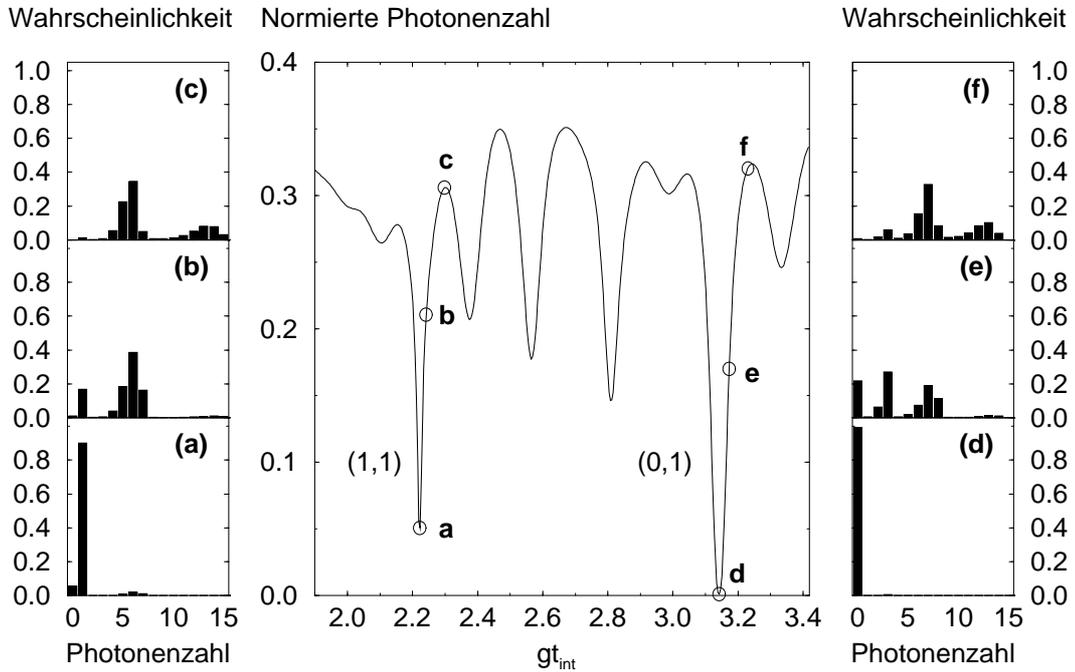


Abbildung 4.4: Photonenzahlverteilung im Bereich der Fangzustände. Die linke Spalte (a,b,c) zeigt die Photonverteilung im Bereich des Ein-Photonenfangzustandes (1,1), die rechte Spalte (d,e,f) zeigt die Verteilung im Bereich des Vakuumfangzustandes (0,1). Das zentrale Diagramm zeigt die Positionen in der Maserpumpkurve an denen die gezeigten Photonverteilungen auftreten. Wird die Fangbedingung nicht vollständig erfüllt, so gibt es eine steigende Wahrscheinlichkeit für den Aufbau eines Feldes jenseits der Fangphotonenzahl. Die Photonverteilung zeigt Minima oberhalb von Fangphotonenzahlen höherer Ordnung. Parameter der Simulation: $N_{\text{ex}} = 25$ und $n_{\text{th}} = 10^{-4}$.

für gegebenes gt_{int} erfüllen, sondern unendlich viele. Dies führt dazu, daß Fangzustände unterschiedlicher Ordnung bei gleicher Wechselwirkungszeit auftreten. Zum Beispiel treten unter anderem (0,1), (3,2) und (8,3) bei $gt_{\text{int}} = \pi$ auf und (1,1) und (7,2) sind bei $gt_{\text{int}} = \pi/\sqrt{2}$ entartet. Wird die Erfüllung der Fangbedingung etwas gestört, z. B. durch eine leichte Verstimmung der Wechselwirkungszeit, so kann es durch Emissionen weiterer Atome zur Ausbildung einer Photonverteilung jenseits der niedrigsten Fangphotonenzahl für diese Wechselwirkungszeit kommen. Diese Verteilung zeigt Minima bei den Photonenzahlen, die gerade über den jeweiligen Fangphotonenzahlen höherer Ordnung liegen (Abb. 4.4). Im Falle des Fangzustandes (0,1) ist dies also bei $n = 1, 4, 9, \dots$ und im Falle von (1,1) bei $n = 2, 8, \dots$ der Fall. Eine Photonenzahlverteilung dieser Art ist klassisch nicht erklärbar und eine direkte Konsequenz der Quantisierung des Lichtfeldes.

4.2 Zusammenhang zwischen Fang- und Fockzuständen

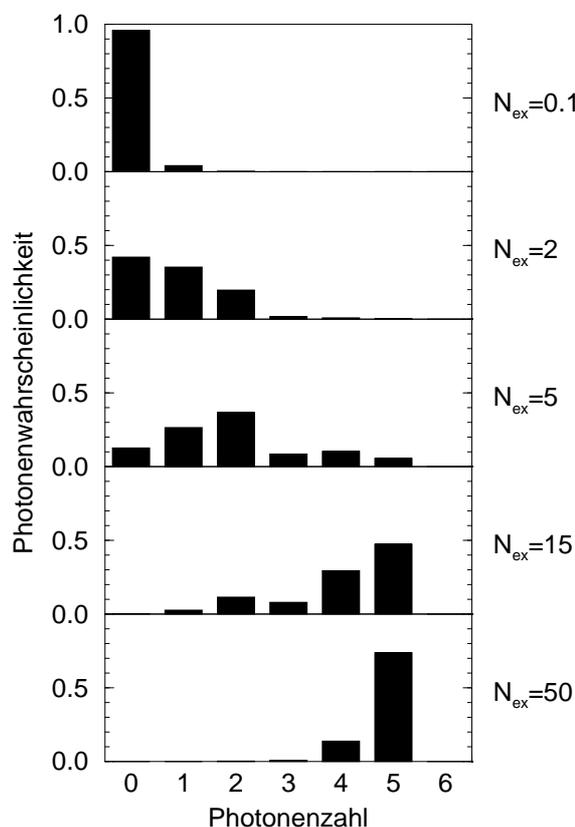


Abbildung 4.5: Simulationen der Photonenzahlverteilung des Maserfeldes unter Bedingungen des Fangzustandes (5, 3) bei $n_{th} = 10^{-4}$ für verschiedene Pumpraten N_{ex} . Bei sehr niedriger Pumprate ($N_{ex} = 0,1$) liegt keine signifikante Abweichung vom thermischen Feld vor. Erhöht man die Pumprate, so baut sich ein Maserfeld auf, welches durch die Fangbedingung auf Bereiche $n \leq 5$ eingeschränkt ist und sich einem $n = 5$ -Fockzustand annähert. Schon für $N_{ex} = 50$ ist die Approximation an diesen sehr gut realisiert.

Fangzustände sind von grundsätzlichem Interesse, weil sie direkt den Quantencharakter des elektromagnetischen Feldes widerspiegeln, der sich hier durch die Unterdrückung der Emissionswahrscheinlichkeit bei Erreichen der Fangphotonenzahl bemerkbar macht. Mehr noch, unter bestimmten Bedingungen gehen sie sogar in Photonenzahl- oder Fockzustände im Gleichgewichtszustand über und entsprechen damit direkt den Eigenzuständen des Hamiltonoperators des Resonatorfeldes (Glg. (2.10)). Dieser Übergang geschieht für verschwindende Fluktuationen und hohe Pumpraten N_{ex} . Abbildung 4.5 zeigt am Beispiel des Fangzustandes (5, 3), wie sich die Photonenzahlverteilung bei Erhöhung der Pumprate dem Fünf-Photonen-Fockzustand $|5\rangle$ angleicht. Für kleine Pumpraten gleicht die Photonenzahlverteilung einer thermischen Verteilung, die natürlich im Fall der hier be-

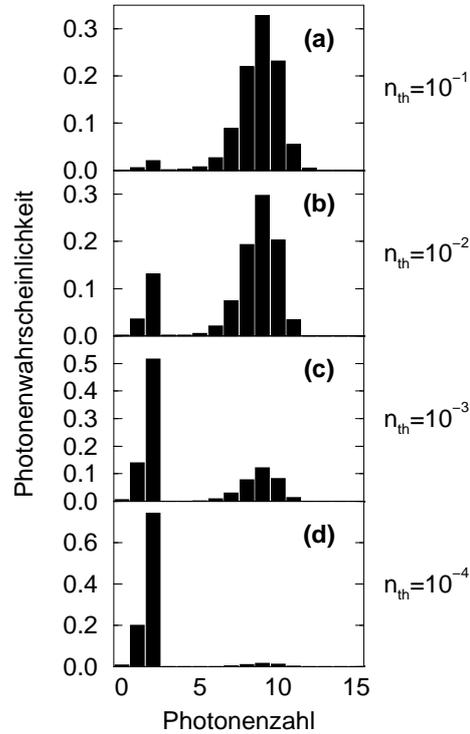


Abbildung 4.6: Photonenzahlverteilungen unter der (2, 1)-Fangbedingung bei $N_{\text{ex}} = 25$ für verschiedene thermische Photonenzahlen n_{th} . Die Wahrscheinlichkeit für die Emission von weiteren Photonen und damit einer Ausbildung einer Photonenzahl jenseits n_{q} steigt mit n_{th} .

trachteten niedrigen Temperaturen dem Vakuumzustand $|0\rangle$ nahe kommt. Bei steigender Pumprate wird die Besetzungswahrscheinlichkeit höherer Photonenzahlen immer größer und das Maserfeld baut sich auf. Ab $N_{\text{ex}} > 5$ ist die Pumprate so groß, daß die Emissionswahrscheinlichkeit der Atome von der Fangbedingung beeinflusst wird. Da die Emission von weiteren Photonen durch die Fangbedingung unterbunden wird, aber Photonenverluste durch Dissipation aufgrund der höheren Pumprate schneller ersetzt werden können, nähert sich die Verteilung mehr und mehr einem Fockzustand an. Bereits bei der experimentell realistischen Pumprate von $N_{\text{ex}} = 50$ ist der Fockzustand schon mit großer Reinheit realisiert. Der nichtverschwindende Anteil von $n = 4$ spiegelt wider, daß Photonen durch Dissipation verloren gehen, und eine gewisse, von der Pumprate abhängige Zeit vergeht, bis das Photon wieder ersetzt werden kann.

Wie im vorigen Abschnitt kurz angesprochen, ändert sich die Situation, wenn Abweichungen von der Fangbedingung auftreten, z. B. durch leichte Verstimmungen der Wechselwirkungszeit t_{int} , wie oben beschrieben. Die Wechselwirkungszeit ist im Experiment immer gewissen Schwankungen unterworfen, die dadurch bedingt sind, daß der in den Rydbergzustand anregende Laser eine gewisse spektrale Breite hat und deshalb Atome verschiedener Geschwindigkeitsklassen anregt (vgl. Abschnitt 3.3). Ein anderer Effekt mit ähnlicher

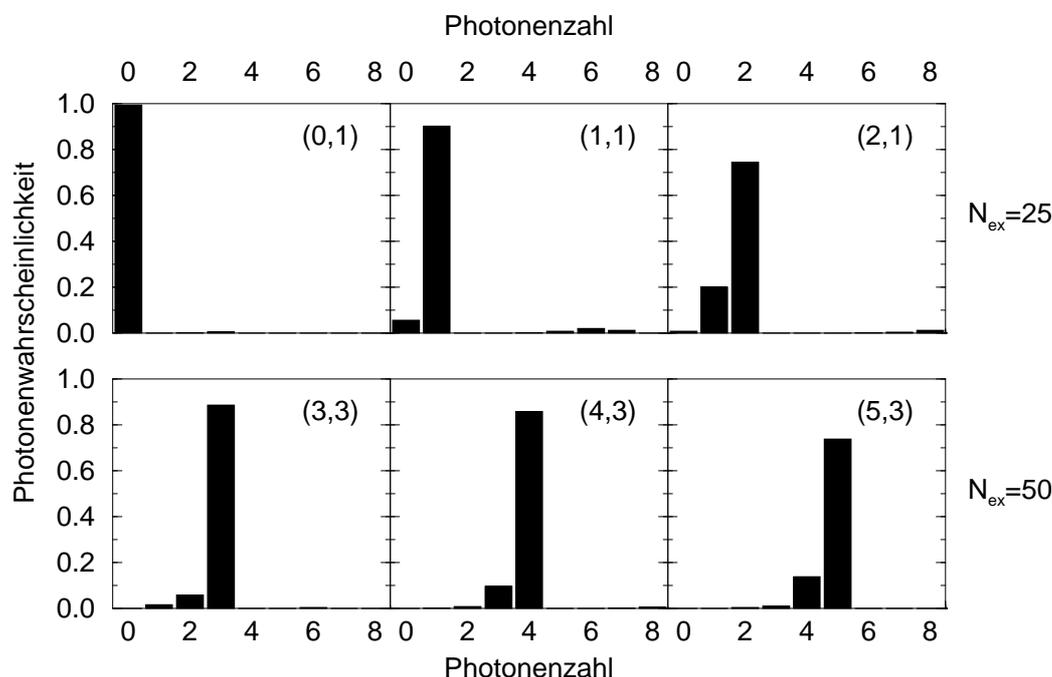


Abbildung 4.7: Photonenzahlverteilung für verschiedene Fangzustände unter experimentell realisierbaren Temperaturen ($n_{\text{th}} = 10^{-4}$) und Pumpraten N_{ex} . Die hier gezeigten Verteilungen stellen sehr gute Annäherungen an die Fockzustände $n = 0$ bis $n = 5$ dar.

Wirkung sind Schwankungen in der effektiven Kopplungskonstante. Solche Schwankungen können hervorgerufen werden durch mechanische Schwingungen, die kleine Resonator-schwingungen und entsprechende Atom-Feld-Frequenzverstimmungen nach sich ziehen. Die effektive Länge auf der die Atome resonant mit dem Feld wechselwirken, wird dadurch verändert. Die endliche räumliche Breite des Atomstrahls bewirkt, daß verschiedene Atome mit unterschiedlichen Abständen zu den Nioboberflächen durch die Ein- und Austrittslöcher fliegen und somit von leicht unterschiedlich starken elektrischen Streufeldern beeinflusst werden. Dadurch wird ebenfalls die Länge der resonanten Wechselwirkung mit dem Feld verändert. Der dritte Effekt, der eine Abweichung von der Fangbedingung bewirken kann, ist das spontane Auftreten eines thermischen Photons. Die Photonenzahl im Resonator ist dann $n > n_q$.

Gemein ist all diesen Effekten, daß der von einem Atom akkumulierte Rabiwinkel nicht mehr genau ein ganzzahliges Vielfaches von 2π ist. Eine leichte Abweichung von der Fangbedingung bewirkt zwar immer noch eine sehr starke Unterdrückung der Emissionswahrscheinlichkeit, jedoch gibt es eine kleine Wahrscheinlichkeit dafür, daß das Atom ein weiteres Photon in die Mode emittiert. Die Fangbedingung ist dann stärker verletzt und es kann zur Emission weiterer Photonen durch die nachfolgenden Atome kommen. Emittieren mehrere Atome in die Mode, so erfolgt der Aufbau einer Photonenzahlverteilung jenseits von n_q , wie in Abbildung 4.6 am Beispiel des Fangzustandes (2, 1) für unter-

schiedliche Schwankungen, repräsentiert durch unterschiedliche thermische Photonenzahlen n_{th} , gezeigt ist. Die Dynamik des Mikromasers bei Betrieb in einem Bereich, in dem die Photonverteilung in zwei getrennte Teile mit ähnlichem statistischen Gewicht zerfällt, wie z. B. in Abbildung 4.6(c), ist sehr interessant [Rai95]. Es kommt zur Ausbildung einer Bistabilität zwischen den beiden Teilen der Photonverteilung. Diese unterscheidet sich grundsätzlich von der in [BRW94] gemessenen Bistabilität, da der Effekt in unserem Fall nicht semiklassisch, sondern nur quantenelektrodynamisch mit Hilfe der Fangbedingung erklärt werden kann. Die Bistabilität in unserem Fall läßt sich im Prinzip von der in [BRW94] beschriebenen experimentell unterscheiden, da hier eine leichte Änderung der Wechselwirkungszeit die Fangbedingung und damit die Bistabilität sofort zerstören würde. Die Photonverteilung würde sich der oberen Teilverteilung nähern, während sich für die Bistabilität in [BRW94] durch Parameteränderung wählen läßt, welcher Teil der Photonverteilung dominant werden soll.

Da nun im Experiment ein gewisses Maß an Fluktuationen nicht zu verhindern ist, ist es interessant zu überprüfen, ob es Bereiche realistischer experimenteller Parameter gibt, für die Fockzustände im Gleichgewicht realisiert werden. Abbildung 4.7 zeigt die Photonenzahlverteilungen für verschiedene Fangzustände unter experimentell realisierbaren Temperaturen ($T \approx 100 \text{ mK}$) und Pumpraten ($N_{\text{ex}} = 25$ und $N_{\text{ex}} = 50$). In diesen Simulationen erreichen die Fangzustände eine sehr gute Annäherung an die Fockzustände $n = 0$ bis $n = 5$. Damit ist zwar im Prinzip gezeigt, daß sich unter erreichbaren experimentellen Bedingungen Fockzustände mit sehr hoher Reinheit im Ein-Atom-Maser realisieren lassen. Jedoch bleibt die Frage zu klären, wie nachgewiesen werden kann, daß tatsächlich ein Fockzustand im Resonator besteht. Dieser Frage wird in Kapitel 5 im Zusammenhang mit einer anderen Methode der Erzeugung von Fockzuständen im Detail nachgegangen. Hier soll im weiteren zunächst einmal die Erzeugung und der experimentelle Nachweis von Fangzuständen im Mittelpunkt stehen, was auch ohne Rekonstruktion des Quantenzustandes geschehen kann.

4.3 Messung von Fangzuständen

Fangzustände des Maserfeldes können im Experiment nachgewiesen werden, indem die Minima der atomaren Inversion bei Variation der Wechselwirkungszeit an den Positionen, an denen die Fangbedingung (4.2) erfüllt ist, nachgewiesen werden. Dies wurde erstmals in [WVHW99] für die Fangzustände von $n_{\text{q}} = 0$ bis $n_{\text{q}} = 5$ erreicht. Die in diesem Experiment verwendeten Pumpraten waren $N_{\text{ex}} = 7$ und $N_{\text{ex}} = 10$. Wie schon erwähnt, sind Fangzustände vor allem wegen ihrer Verbindung zu reinen Photonenzahlzuständen von Interesse. Der „triviale“ Fockzustand ist der Vakuumzustand $|0\rangle$, der sich experimentell auch am einfachsten erreichen läßt, nämlich durch schlichtes Kühlen des Resonators. Die Wechselwirkung eines Atoms mit dem Vakuumzustand des Feldes kann sehr gut mit einem Mikromaserexperiment bei sehr geringer Pumprate $N_{\text{ex}} \ll 1$ gemessen werden, da es bei niedriger Pumprate nicht zur Ausbildung eines Maserfeldes kommt. Der Vakuum-Fockzustand wird als Vakuum-Fangzustand sichtbar, d. h. unter der Vakuum-Fangbedingung $gt_{\text{int}} = \pi$ wird die Emissionswahrscheinlichkeit aller den Resonator pas-

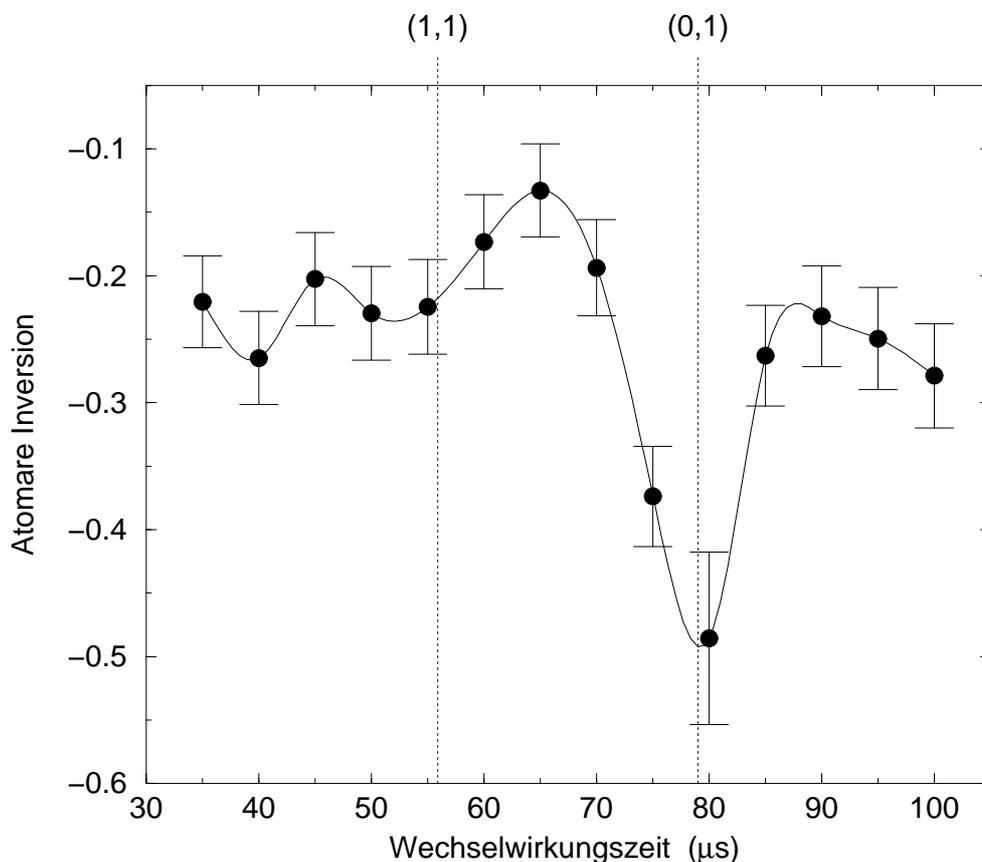


Abbildung 4.8: Messung von Fangzuständen bei $N_{\text{ex}} = 3$. Deutlich werden die Fangzustände (0, 1) und (1, 1) aufgelöst. Durch die gestrichelten Linien werden die theoretischen Positionen dieser Fangzustände für eine Kopplungskonstante von $39,8 \text{ krad/sec}$ angedeutet.

sierenden Atome unterdrückt. Dies erweist sich später als nützlich zur Kalibrierung der Kopplungskonstante und zur Resonanzbestimmung der Kavität.

Abbildung 4.8 zeigt eine Messung der auf Zerfall der Atomzustände korrigierten atomaren Inversion $I_{\text{at}} = P_{\text{g}} - P_{\text{e}}$ als Funktion der Atom-Feld-Wechselwirkungszeit für die Pump-rate $N_{\text{ex}} = 3$ und für eine Resonatortemperatur von 350 mK ($n_{\text{th}} = 0,056$). Dabei ist $P_{\text{g/e}}$ die Wahrscheinlichkeit das Atom im entsprechenden Zustand zu finden. Die Korrektur ist erforderlich, da auf dem Weg vom Resonator zum Detektor ein größerer Anteil langsamer Rydbergatome als schnellerer Atome zerfällt. Dadurch sind die Effekte des atomaren Zerfalls für unterschiedliche Wechselwirkungszeiten unterschiedlich groß. Der Grund für den Einfluß des atomaren Zerfalls auf die gemessene atomare Inversion liegt daran, daß sich die Lebensdauern für die beiden Maserzustände im ungestörten Raum um einen Faktor zwei (vgl. Abschn. 3.3) unterscheiden. Außerdem sind die Laufwege der Zustände zu den entsprechenden Detektoren unterschiedlich, so daß sich der Effekt dieses Zerfalls in

der Berechnung der atomaren Inversion nicht einfach herauskürzt. Die Flugzeiten und die Lebensdauern sind jedoch bekannt, so daß die entsprechende Korrektur keine Probleme bereitet.

Die Messung in Abbildung 4.8 wurde nicht mit einem kontinuierlichen Pumpstrahl gemacht, sondern der die Atome anregende Laser wurde gepulst betrieben. Als Abstand zwischen den Pulsen wurde eine Resonatorzerfallszeit gewählt, die in diesem Experiment bei 30 ms lag. Die Pulsdauer wurde zu 5 ms gewählt. Bei einer effektiven Pumprate von $N_{\text{ex}} = 3$ bedeutet dies, daß das Feld zwischen den Pulsen recht stark, aber nicht vollständig relaxiert. Es kommt zur Ausbildung eines sogenannten „zyklisch stationären Zustands“. Eine analytische Behandlung von B.-G. Englert [BEVW00] des so gepulst gepumpten Ein-Atom-Masers wird in Abschnitt 5.2 im Detail beschrieben. Hier soll zunächst der Hinweis genügen, daß sich die Fangzustände in diesem Fall genauso ausbilden, wie im kontinuierlich gepumpten Fall. Der Grund für die Wahl der gepulsten Methode liegt in ihrer geringeren Sensitivität gegenüber thermischen Photonen. Dies liegt darin begründet, daß sich die Fangzustände hier nach dem Feldzerfall zwischen den Pulsen immer wieder erst vom Vakuum neu aufbauen müssen. Dagegen ist es sehr unwahrscheinlich, daß induziert durch ein thermisches Photon bei dieser Pumprate ein Feld jenseits der Fangphotonenzahl aufgebaut wird, welches sich stabilisieren kann (vgl. Abschn. 4.2) anstatt bereits beim nächsten Puls wieder in den interessierenden Bereich der Photonenverteilung relaxiert zu sein. Die Verstärkung des Einflusses von thermischen Photonen oder anderen Rauschquellen durch Kaskadenemissionen wird so effektiv verringert.

Besonders schön aufgelöst wird in dieser Messung ein Minimum bei $t_{\text{int}} \approx 79 \mu\text{s}$. Dies ist die Position des Vakuumfangzustandes $(0, 1)$, an dem die Atome bei leerem Resonator einen ganzen Rabizyklus durchlaufen und das Feld wieder im angeregten Zustand verlassen. Dieser deutlich aufgelöste Fangzustand läßt sich sehr gut benutzen, um die effektive Kopplungskonstante des Resonators zu kalibrieren. In diesem Fall ergibt sie sich zu $g = 39,8 \text{ krad/sec}$. Diese Methode der Kalibrierung erwies sich als sehr robust, da der Vakuumfangzustand in der Regel bei Variation der Wechselwirkungszeit unabhängig von der Pumprate sehr gut sichtbar ist. Wichtig für die Methode ist, daß die Resonanzfrequenz der Kavität sehr gut auf die atomare Übergangsfrequenz abgestimmt sein muß, da die verallgemeinerte Rabifrequenz (2.31) von dieser Verstimmung abhängt. Wie dies mit hoher Präzision erreicht werden kann, wird unter anderem im nächsten Abschnitt erklärt. Die gestrichelte Linie in Abbildung 4.8 bei $79 \mu\text{s}$ deutet die theoretisch zu erwartende Position des Vakuumfangzustandes bei der ermittelten Kopplungskonstante an. Die Linie bei $56 \mu\text{s}$ zeigt die damit zu erwartende Position des Fangzustandes $(1, 1)$. Die Übereinstimmung mit dem bei $t_{\text{int}} \approx 52 \mu\text{s}$ gefundenen Minimum ist gut. Für die hier verwendete Pumprate $N_{\text{ex}} = 3$ ist eine schwache Sichtbarkeit dieses Fangzustandes auch zu erwarten. Für $t_{\text{int}} \approx 40 \mu\text{s}$ wird ein weiteres Minimum sichtbar. Dieses paßt von der Wechselwirkungszeit her zum Fangzustand $(2, 1)$. Jedoch hat man für den Meßpunkt bei $t_{\text{int}} = 35 \mu\text{s}$ das Problem, daß in der UV-Anregung der Atome die Dopplerverteilungen der Niveaus $63P_{1/2}$ und $63P_{3/2}$ überlappen, was zu einer Störung der gemessenen Atomstatistik führt [WVHW99]. Das Minimum bei $t_{\text{int}} \approx 40 \mu\text{s}$ kann somit nicht zweifelsfrei als Fangzustand interpretiert werden. Die wichtigeren Minima für $(0, 1)$ und $(1, 1)$ sind jedoch zweifelsfrei und in sehr guter Übereinstimmung mit der Erwartung.

Es ist interessant zu bemerken, daß an der Position des Vakuumzustandes eine Art "Quantum-Non-Demolition"-Messung (QND) des Vakuumzustandes vorliegt, da der Zustand des Feldes durch die Fangbedingung trotz der passierenden Atome nicht verändert wird.

Bei weiterer Absenkung der Pumprate gelangt man mit dem hier beschriebenen Meßprinzip zur Messung einer Vakuum-Rabioszillation, da dann der Einfluß höherer Photonenzahlen immer geringer wird. Auch solch eine Messung wurde im Rahmen dieser Arbeit vorgenommen, soll aber aus thematischen Gründen erst im nächsten Kapitel besprochen werden. Wir wenden uns nun einer Messung zu, die formal sehr eng verwandt ist zur Vakuum-Rabioszillation, jedoch einen anderen Aspekt beleuchtet.

4.4 Fangzustände in Maserlinien

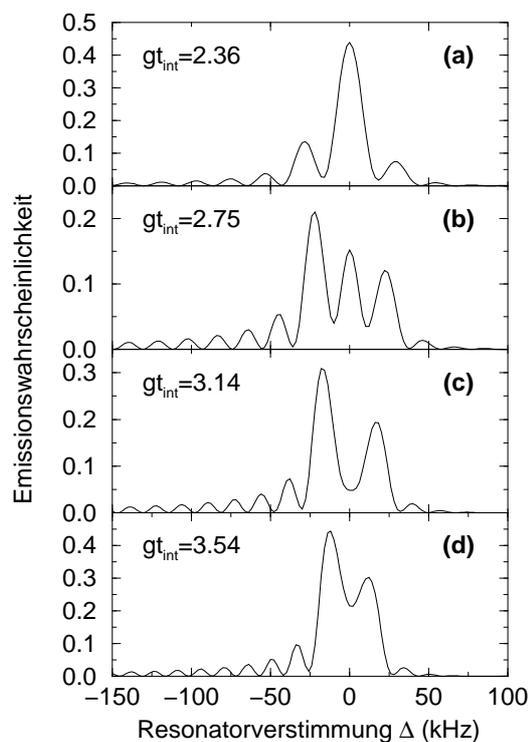


Abbildung 4.9: Simulation von Maserlinien für verschiedene Wechselwirkungszeiten bei geringer Pumprate $N_{\text{ex}} = 0,1$ [Ant]. Die Simulationen nehmen Streufelder mit einer Eindringtiefe von 0,7 mm an den Koppellöchern des Resonators in Betracht. Das ausgeprägte Minimum bei $\Delta = 0$ an der Position des Vakuumfangzustandes (c) wird für größere Wechselwirkungszeiten (d) undeutlicher und spaltet für geringere Wechselwirkungszeiten in zwei Minima auf (a), (b).

Als Maserlinien werden Messungen der Emissionswahrscheinlichkeit bzw. der atomaren Inversion in Abhängigkeit von der Frequenzverstimmung Δ zwischen der Resona-

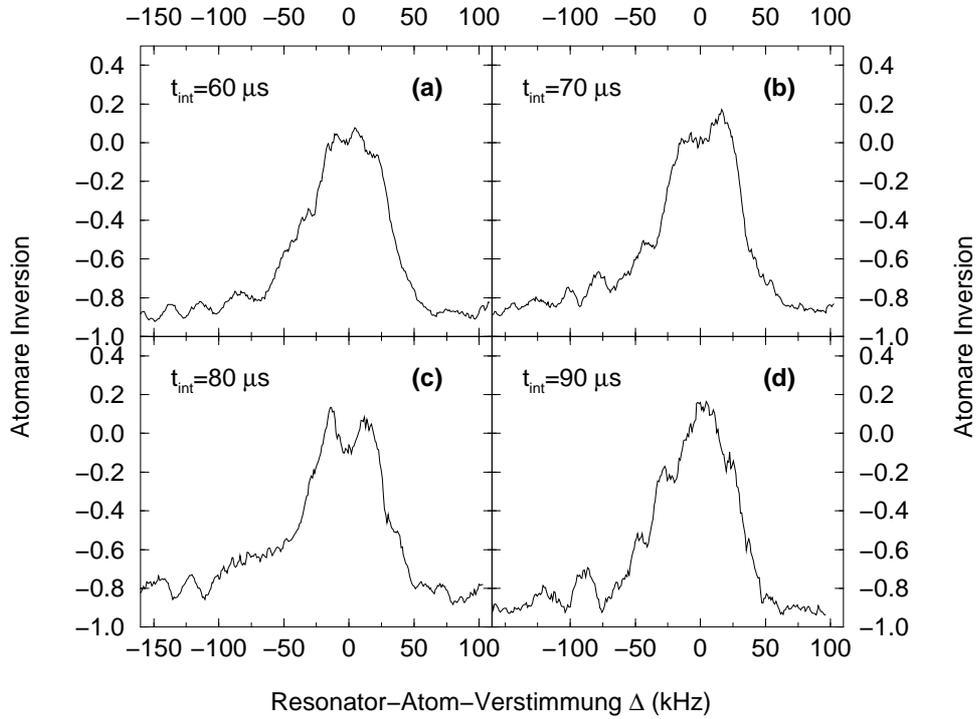


Abbildung 4.10: Messungen von Maserlinien niedriger Pumprate ($N_{\text{ex}} \approx 10$) für verschiedene Wechselwirkungszeiten. Die Bedingung des Vakuumfangzustandes ist erfüllt für $t_{\text{int}} = 80 \mu\text{s}$ (c). Unter dieser Bedingung eignet sich das zentrale Minimum zur Auffindung von $\Delta = 0$. Das zentrale Minimum spaltet auf für kleinere Wechselwirkungszeiten (a), (b) und verschwindet für größere Wechselwirkungszeiten (d).

torfrequenz und der Frequenz des atomaren Übergangs bezeichnet. Der Vakuumfangzustand (0, 1) tritt auch bei solchen Maserlinien zutage, wenn eine kleine Pumprate $N_{\text{ex}} \ll 1$ gewählt wird. Wie zuvor wird so der Aufbau eines Maserfeldes verhindert und die Atome wechselwirken mit großer Wahrscheinlichkeit mit dem Vakuumfeld. Dies wird durch die Gleichung (2.39) für die Emissionswahrscheinlichkeit mit $n = 0$ beschrieben, also

$$\xi_0(t_{\text{int}}, \Delta) = \frac{4g^2}{\Delta^2 + 4g^2} \sin^2 \left(\frac{1}{2} \sqrt{\Delta^2 + 4g^2} \cdot t_{\text{int}} \right). \quad (4.3)$$

Der Effekt ist analog zur Vakuum-Rabioszillation, denn auch hier wird das Argument der Sinus-Funktion der Emissionswahrscheinlichkeit variiert, wie bei der dynamischen, d. h. zeitabhängigen, Rabioszillation. Von besonderem Interesse ist dieser Effekt, weil hierbei im Maserexperiment mehr Oszillationen erreichbar sind, als durch Variation der Wechselwirkungszeit. Abbildung 4.9 zeigt Simulationen [Ant] von solchen Maserlinien bei der kleinen Pumprate von $N_{\text{ex}} = 0,1$. Die Simulationen ziehen Streufelder an den KopPELLÖchern mit einer Eindringtiefe von 0,7 mm in Betracht. Die effektive Kopplungskonstante g hängt kritisch von dieser Eindringtiefe ab, wurde in der Abbildung jedoch so definiert, daß sich der Vakuumfangzustand gerade wieder bei $gt_{\text{int}} = \pi$ befindet. Zunächst fällt

in der Abbildung auf, daß die Maserlinien im Gegensatz zu Gleichung (4.3) asymmetrisch um $\Delta = 0$ sind. Dies ist ein Effekt der Streufelder in den Koppellöchern (vgl. Abschn. 3.2). Deutlich erkennbar in den Simulationen ist der oszillatorische Charakter der Emissionswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Verstimmung Δ . Unter Bedingungen des Vakuumfangzustandes $(0, 1)$ (Abb. 4.9(c)) ergibt sich ein scharfes Minimum bei $\Delta = 0$. Für halbe² Rabiwinkel $gt_{\text{int}} > \pi$ wird das zentrale Minimum zunehmend weniger stark ausgeprägt und der Kontrast schlechter (Abb. 4.9(d)). Dies liegt daran, daß hier wegen der Abweichung von der Fangzustandsbedingung und der quadratischen Abhängigkeit der Emissionswahrscheinlichkeit (4.3) von Δ das absolute Minimum der (\sin^2) -Funktion nicht mehr erreicht werden kann. Für kleinere Rabiwinkel, also $gt_{\text{int}} < \pi$, spaltet das Minimum in zwei Minima auf, da wegen der quadratischen Abhängigkeit von Δ das zentrale Minimum der (\sin^2) -Funktion für zwei Werte von Δ erreicht wird (Abb. 4.9(a),(b)). Für noch kleiner werdende Werte des Rabiwinkels wird die Distanz dieser Minima immer größer, wie in Abbildung 4.9 gut zu sehen ist.

Abbildung 4.10 zeigt die experimentelle Realisierung dieser Effekte für die etwas höhere Pumprate von $N_{\text{ex}} \approx 10$. Das Minimum bei $\Delta = 0$ unter Bedingungen des Fangzustandes $(0, 1)$ ist deutlich ausgeprägt (Abb. 4.10(c)). Auch die Aufspaltung des Maximums für kleinere Wechselwirkungszeiten (Abb. 4.10(a),(b)) und das Verschwinden für größere Wechselwirkungszeiten (Abb. 4.10(d)) sind gut sichtbar. Alle Kurven zeigen ausgeprägt das oszillatorische Verhalten für größere Beträge von Δ . Dies vor allem auf der rotverstimmten Seite der Maserlinien, was in Übereinstimmung mit der theoretischen Vorhersage der Asymmetrie der Maserlinien in Anwesenheit von Streufeldern (vgl. Abb. 4.9) ist (siehe auch [Rai95, Ant99]). Eine quantitative Auswertung der Position der Minima höherer Ordnung ist schwierig, da aufgrund der niedrigen Pumprate die Messungen lange dauern (ca. 30 min pro Messung). Während dieser langen Meßzeit driftet die Resonanzfrequenz der Kavität unvermeidlich aufgrund mechanischer Relaxation des Materials und thermischen Verzugs während der Messungen in der Größenordnung von ca. $\lesssim 10$ kHz. Dies ist neben des bei solch geringen Pumpraten signifikanten Einflusses von Detektor-Dunkelklicks der Grund für den kleineren Kontrast der experimentellen Kurven gegenüber den theoretischen. Speziell bei dem zentralen Minimum unter Fangzustandsbedingungen handelt es sich jedoch um ein sehr gut reproduzierbares Merkmal der Maserlinien, welches für die in Kapitel 5 und 6 gezeigten Messungen im täglichen Routinebetrieb zum Auffinden von $\Delta = 0$ verwendet wurde. Die vergleichsweise langwierige Prozedur lohnt sich aus mehreren Gründen deutlich gegenüber der schnelleren Aufnahme einer Maserlinie bei höherer Pumprate zu diesem Zweck. Zum einen ist das Minimum des Fangzustandes deutlich schmaler, als die gesamte Maserlinie, speziell auch im Vergleich zu Maserlinien mit hoher Pumprate, die Leistungsverbreiterung zeigen [MWM85]. Zum anderen zeigen Maserlinien mit steigender Pumprate eine ausgeprägte Rotverschiebung (AC-Stark-Effekt) [MWM85].

Das hier gezeigte oszillatorische Verhalten in den Maserlinien stellt ein wichtiges Ergebnis für die Gültigkeit der Jaynes-Cummings-Dynamik für die Beschreibung des Mikromasers dar. Denn ähnlich wie bei der Vakuum-Rabioszillation, die experimentell in Abschnitt

²Der vom Atom akkumulierte Rabiwinkel ist $2gt_{\text{int}}$.

5.4.1 gezeigt wird, handelt es sich hier um eine direkte Messung der grundlegendsten möglichen Wechselwirkung der Resonator-Quantenelektrodynamik: der Wechselwirkung eines einzelnen Atoms mit dem Vakuumfeldzustand. Dabei wird sehr schön der Übergang vom resonanten zum nichtresonanten Fall der Wechselwirkung zwischen einem Atom und einem durch einen Resonator modifizierten Vakuumfeld gezeigt.

Zusammenfassend läßt sich über die Fangzustände sagen, daß sich bedingt durch einige in Kapitel 3 erläuterte Verbesserungen am experimentellen Aufbau und an der Kalibrier- und Meßprozedur, die Fangzustände als sehr robuste und gut reproduzierbare Merkmale der Dynamik des Ein-Atom-Masers erwiesen haben. Mittels Variation der Wechselwirkungszeit erlauben sie die routinemäßige Kalibrierung der effektiven Atom-Feld-Kopplungskonstanten und der Vakuumzustand erlaubt in Maserlinien das präzise Auffinden der Atom-Feld-Resonanz.

Kapitel 5

Dynamische Erzeugung von Fockzuständen

In der Quantenoptik sind die Photonen-Fockzustände, die Eigenzustände des Hamiltonoperators des Strahlungsfeldes, von besonderem Interesse, wie bereits in Kapitel 2 und 4 angedeutet wurde. Als Energieeigenzustände bilden sie die einfachste denkbare Basis für Quantenzustände des elektromagnetischen Feldes. Sie stellen somit quantenmechanische Zustände mit einem sehr fundamentalen Charakter dar, was der Grund für ihre häufige Benutzung als Basis des Zustandsraumes in Theorien ist, ungeachtet der Tatsache, daß bislang ein experimenteller Nachweis der physikalischen Existenz solcher Zustände ausstand. Aufgrund der großen experimentellen Schwierigkeiten, die ihrer Erzeugung entgegen stehen, wurde ihre physikalische Existenz bislang teilweise sogar als unrealistisch angesehen [Bac98].

Fockzustände repräsentieren die Zustände des elektromagnetischen Feldes, die man als von klassischem Licht maximal entfernt bezeichnen kann. Sie haben eine Photonenzahlverteilung mit der kleinstmöglichen Breite und zeigen daher eine extreme Sub-Poisson-Statistik. Da die Photonenzahl genau definiert ist und damit das Intensitätsrauschen völlig unterdrückt ist, ist notwendigerweise wegen der Unschärferelation die Phase des Lichtes eines Fockzustandes völlig undefiniert. Diese Eigenart wird als „gequetscht in der Photonenzahl“ (number squeezed) bezeichnet.

Der Hamiltonoperator des elektromagnetischen Feldes ist der eines harmonischen Oszillators. Viele andere Systeme der Quantenphysik lassen sich durch solch einen Hamiltonoperator zumindest annähern und zeigen daher auch eine Art von Fockzuständen als Eigenzustände, die natürlich eine andere physikalische Bedeutung als im Fall des elektromagnetischen Feldes haben. Beispielsweise ist dies für die Schwingungsmoden von Ionen

in Ionenfallen der Fall, was auch tatsächlich beobachtet wurde [MMK⁺96, LMK⁺96]. Im Vergleich zu diesen Schwingungszuständen sind Fockzustände des elektromagnetischen Feldes wesentlich empfindlicher gegenüber äußeren Einflüssen, was ihre Erzeugung und Aufrechterhaltung wesentlich schwieriger gestaltet.

Viele theoretische Vorschläge für verschiedene Methoden zur Erzeugung von Fockzuständen in freien Feldern und Resonatorfeldern wurden in der Vergangenheit gemacht. So zum Beispiel für freie Felder mit Hilfe von nichtlinearen Wechselwirkungen [FL89, KH95, Leo96, VR98, DMPS99, DMPS00], konditionierten Messungen an Strahlteilern [DAO⁺97, CDKW99], durch „state engineering“ [VAS93] oder kürzlich durch Phonon-Photon-Kopplung [MO00]. Einzelne Photonen konnten für Multimodenfelder im Kontinuum mit parametrischen Oszillatoren erzeugt werden [HM86]. Vorschläge, wie Fockzustände eines Resonatorfeldes mit Hilfe des Ein-Atom-Masers erzeugt werden können, finden sich in [KSW87, CR89, KSWW89, FKS99, WBKM00]. Auch für andere Systeme der Resonator-QED finden sich zahlreiche Beispiele für Vorschläge zur Erzeugung von Resonator-Fockzuständen, z. B. [BHL⁺90, Kuk90, KC95, LK97, DBRH98, KHBR99]. In diesem Zusammenhang sind auch Experimente interessant, die den Austausch von Photonen zwischen Atom und Resonator untersuchen [RWK87, MHN⁺97] (vgl. auch [ELB⁺98]), sowie QND-Experimente („Quanten-Non-Demolition-Experimente“), die eine Paritätsmessung an Resonatorzuständen mit einem einzelnen Photon im Mittel vornehmen [NRO⁺99] (siehe dazu auch [ESW93]). Bisher war jedoch die experimentelle Erzeugung und der tatsächliche Nachweis eines Photonenanzahlzustandes wegen der großen Empfindlichkeit derselben nicht möglich.

Nun ist eine Möglichkeit der Erzeugung von Fockzuständen die in Kapitel 4 beschriebene, nämlich der kontinuierliche Betrieb des Mikromasers unter Fangzustandsbedingungen. Hier kann jedoch auf das im Resonator erzeugte Feld, d. h. auf die Werte der Elemente der Hauptdiagonalen der Felddichtematrix, nur in bedingtem Maße zurückgeschlossen werden, denn die Statistik der detektierten Atome liefert hierfür nicht genügend Informationen. Die Reinheit der erzeugten Zustände läßt sich jedoch nur anhand der Feldstatistik bestimmen. Außerdem ist eine gute Kenntnis der Photonenstatistik unabdingbar für die optimale Einstellung der Parameter, um das Feld für längere Zeit im Fockzustand zu halten, ohne daß sich, ausgelöst durch externe Fluktuationen, ein Feld jenseits der Fangphotonenzahl aufbaut (vgl. Kap. 4). Somit ist auch die Erzeugung eines vordefinierten Zustandes auf diese Art und Weise sehr schwierig. Eine genauere Untersuchung der Photonenanzahlverteilungen der Fangzustände ist daher in einem üblichen kontinuierlichen Mikromaserexperiment nicht möglich.

In diesem Kapitel soll nun eine neue Methode vorgestellt werden, wie Photonenanzahlzustände im Resonator des Mikromasers erzeugt werden können [VBWW00]. Die Produktion erfolgt zwar zu statistisch verteilten Zeitpunkten, jedoch können Ereignisse eindeutig der Produktion des entsprechenden Fockzustandes zugeordnet werden. Für die Messung der Zustände hat die Methode den Vorteil, daß die Reinheit der erzeugten Zustände präzise bestimmt werden kann, indem die Hauptdiagonale der Felddichtematrix gemessen wird. Dies geschieht, indem die Dynamik von Probenatomen im präparierten Feld beobachtet wird. Über Fourieranalyse dieser Dynamik kann die Photonenstatistik be-

stimmt werden. Die Statistik schwacher, aber rein klassischer, kohärenter Felder wurde in [BSKM⁺96] demonstriert. Methoden der Rekonstruktion komplizierterer Zustände des Feldes, einschließlich Kohärenzen, werden in [BMS95, BAKW98, KABW98] behandelt. Da der im Experiment dieser Arbeit erzeugte Quantenzustand des Feldes per se kohärenzlos ist, reicht die Bestimmung der Hauptdiagonale der Dichtematrix bereits zur Rekonstruktion des gesamten Feldzustands aus.

Die experimentellen Ergebnisse dieses Kapitels werden außerdem mit einem analytischen Modell des Experimentes sowie mit der Standard-Fangzustandstheorie aus Kapitel 2 und 4 verglichen.

5.1 Methode

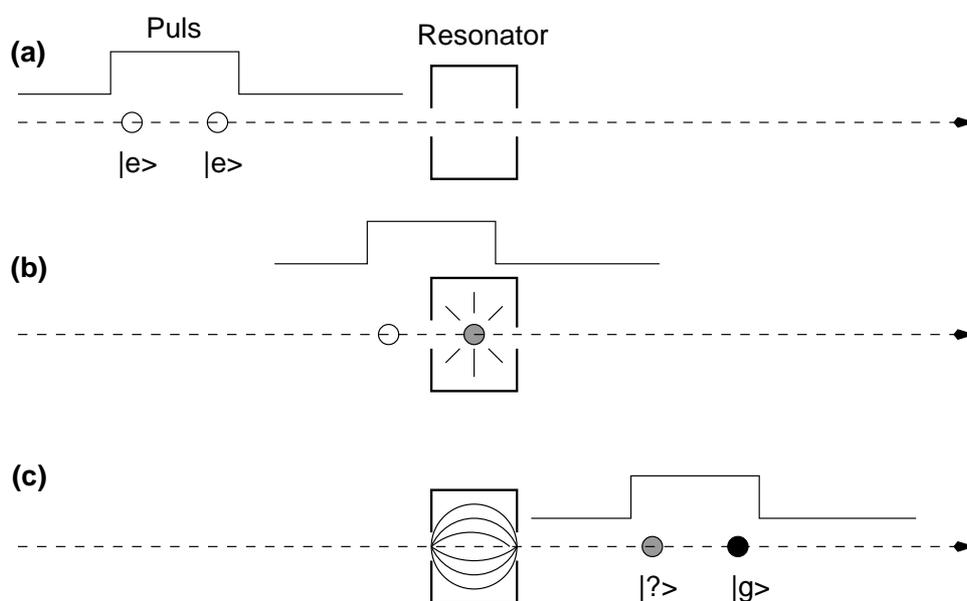


Abbildung 5.1: Erzeugung und Messung von $|1\rangle$ durch Zustandsreduktion. (a) Der Resonator befindet sich ursprünglich im Vakuumzustand $|0\rangle$. Ein Laserpuls regt ein Pumpatom und ein Probenatom in den angeregten Maserzustand $|e\rangle$ an. (b) Das Pumpatom hinterläßt den Resonator in einer Superposition aus $|0\rangle$ und $|1\rangle$. (c) Wird das Pumpatom im Grundzustand $|g\rangle$ gemessen, so wird der Feldzustand auf $|1\rangle$ reduziert. Die Wahrscheinlichkeit das Probenatom im Zustand $|g\rangle$ zu messen, enthält Information über den vorher präparierten Feldzustand. ●: Atom in $|g\rangle$, ○: Atom in $|e\rangle$, ●: Atom in Superposition (5.1). Natürlich ist das Schema nicht maßstäblich gezeichnet. Es befindet sich selbstverständlich zu einem gegebenen Zeitpunkt immer nur ein Atom im Resonator. Dies gilt auch für alle weiteren Diagramme dieser Art in dieser Arbeit.

Die Idee der hier vorgestellten Methode ist sehr einfach: man geht von einem „leeren“ Resonator im Vakuumzustand $|0\rangle$ aus und bringt in diesen ein Photon nach dem anderen

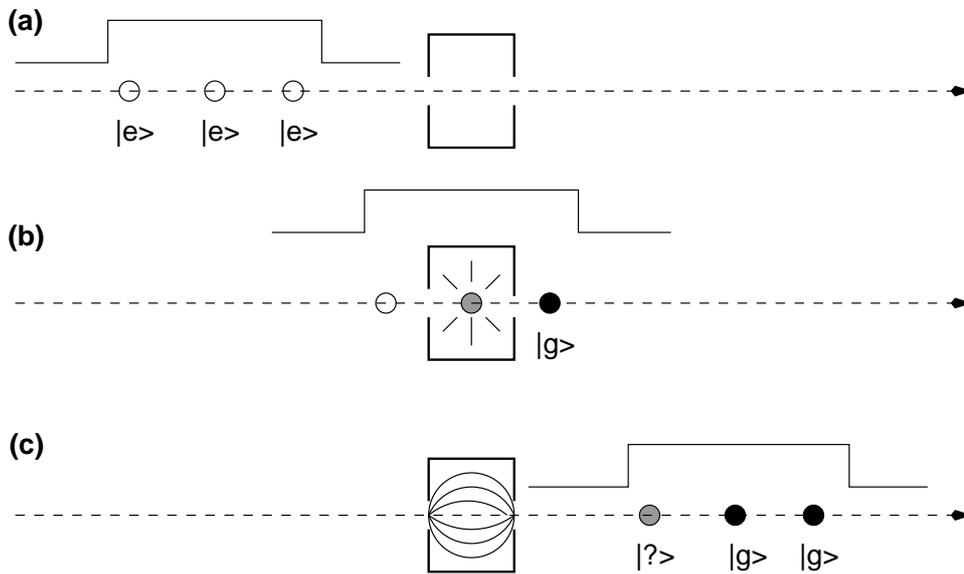


Abbildung 5.2: Erzeugung und Messung von $|2\rangle$ durch Zustandsreduktion.

(a) Der Resonator befindet sich ursprünglich im Vakuumzustand $|0\rangle$. Ein Laserpuls regt zwei Pump- und ein Probenatom in den angeregten Maserzustand $|e\rangle$ an. (b) Wird das erste Pumpatom in $|g\rangle$ gemessen, so wird der Feldzustand auf $|1\rangle$ reduziert (vgl. Abb. 5.1). Die Wechselwirkung mit dem zweiten Pumpatom erzeugt eine Superposition aus $|1\rangle$ und $|2\rangle$. (c) Wird auch das zweite Pumpatom in $|g\rangle$ gemessen, so wird das Feld auf den Fockzustand $|2\rangle$ reduziert. Die Wahrscheinlichkeit das Probenatom im Zustand $|g\rangle$ zu messen, enthält Information über den präparierten Feldzustand.

ein (Abb. 5.1 und 5.2). Der Feldzustand wird dann durch die Messung der Rabi-Dynamik eines Probenatoms bestimmt. Das Einbringen des Photons geschieht mit Hilfe eines Pumpatoms, welches im angeregten Zustand in den Resonator hineinfliegt. Geht man von einem Photonenfeld im Zustand $|n\rangle$ aus, so hinterlässt dieses Atom das Atom-Feld-System bei Resonanz $\Delta = 0$ in einem Superpositionszustand der gegeben ist durch (vgl. Glg. (2.41))

$$|\psi\rangle = \cos\left(\sqrt{n+1}gt_{\text{int}}\right) |e, n\rangle - i \sin\left(\sqrt{n+1}gt_{\text{int}}\right) |g, n+1\rangle \quad (5.1)$$

wobei t_{int} die gesamte Atom-Feld-Wechselwirkungszeit ist. Eine anschließende Messung des Energiezustandes des Atoms projiziert das Feld auf den Zustand $|n\rangle$ wenn das Atom im angeregten Maserniveau $|e\rangle$ gemessen wird, und auf den Zustand $|n+1\rangle$ wenn das Atom im Masergrundzustand $|g\rangle$ gemessen wird. Diese durch den Meßvorgang bewirkte Projektion auf einen Quantenzustand wird als „Zustandsreduktion“ bezeichnet. Entscheidend für das Funktionieren der Zustandsreduktion ist die quantenmechanische Verschränkung zwischen Atom- und Feldzustand in (5.1), d. h. $|\psi\rangle$ kann nicht als Produktzustand mit einem Atom- und einem Feldanteil geschrieben werden. Durch die Verschränkung wird eine eindeutige Zuordnung von $|e\rangle$ zu $|n\rangle$ und von $|g\rangle$ zu $|n+1\rangle$ bewirkt. Eine Messung des Zustandes des Atoms bewirkt dann eine Erhöhung des Wissens

über den Feldzustand, und im extremen Fall perfekter Detektion ergibt sich sogar eine vollständige Kenntnis des Feldzustandes. Dieser wird dann nach der Messung korrekt durch einen Fockzustand anstelle des Superpositionszustandes vor der Messung beschrieben.

Beginnt man im Vakuumzustand, also dem einfachsten Fockzustand, so wird das Resonatorfeld durch eine Messung der Zustände *aller* Atome, die den Resonator durchquert haben, auf einen reinen Fockzustand reduziert [KSW87, KSWW89]. Ohne die durch die Messung erzwungene Zustandsreduktion würde der Feldzustand ein Superpositionszustand bleiben. Unter der Bedingung, daß keines der Atome der Detektion entgeht, besteht für eine gegebene Anzahl von Pumpatomen für jeden Fockzustand eine a priori Wahrscheinlichkeit der Realisierung. Diese darf nicht mit einer statistischen Mischung von Zuständen verwechselt werden, denn durch die Zustandsreduktion bei der Messung jedes Atoms liegt zu jedem Zeitpunkt¹ ein bekannter Fockzustand des Feldes vor. Jede einzelne Realisierung des Experimentes wird jedoch abhängig vom Endzustand der Atome einen nichtvorhersagbaren Fockzustand produzieren, dessen Erzeugung aber eine vorhersagbare Wahrscheinlichkeit hat. Die Realisierung eines vorgegebenen Fockzustandes kann dann schlicht dadurch geschehen, daß Ereignisse, in denen der gesuchte Fockzustand erzeugt wurde, herausgefiltert werden.

Die Forderung der Messung der Endzustände aller Atome ist experimentell ein Problem, da Detektoren für einzelne Atome immer nur eine endliche Effizienz haben. Im Falle des Mikromasers in seiner gegenwärtigen Form sind dies $\eta = 40\%$ pro Detektor. Außerdem findet ein gewisser Zerfall der Atome in den Rb-Grundzustand auf dem Weg vom Resonator zum Detektor statt, was die effektive Detektionswahrscheinlichkeit weiter erniedrigt. Die tatsächliche Anzahl von Atomen, die in einem gegebenen Zeitintervall, also z. B. während eines anregenden Laserpulses, den Resonator passiert, ist somit also nicht präzise meßbar. Entgehen Atome der Detektion, so wird der Feldzustand nicht reduziert und verbleibt in einem Superpositionszustand. Anders ausgedrückt, man bekommt durch die verbliebenen detektierten Atome nicht genügend Information über den Feldzustand, um diesen korrekt und vollständig mit einem Fockzustand beschreiben zu können. Essentiell für die Präparation von Fockzuständen durch Zustandsreduktion ist also eine genaue Kenntnis der Atomzahl in einem Anregungspuls. Nun kann man die statistischen Eigenschaften des Atomstrahls ausnutzen, um trotzdem zu sehr genauer Kenntnis von Zahl und Art der Atome innerhalb eines Pulses zu kommen. Passieren im Mittel pro Puls

$$\bar{N}_{pp} = \Gamma N_{ex} T_{Puls} \quad (5.2)$$

Atome den Resonator, so ist die Wahrscheinlichkeit N Atome im Puls zu erhalten gegeben durch die Poisson-Verteilung

$$p^{(N)} = \frac{e^{-\bar{N}_{pp}} \bar{N}_{pp}^N}{N!} \quad (5.3)$$

¹Nur zu den Zeiten vom Beginn der Wechselwirkung eines Atoms bis zur Detektion liegt natürlich eine Superposition von Fockzuständen vor. Diese Zeitdauer ist aber zum einen vernachlässigbar gegenüber den anderen Zeitkonstanten des Systems, zum anderen interessiert für die hier vorgestellte Methode ohnehin nur der Feldzustand nach der Ankunft des Atoms am Detektor.

Dabei ist N_{ex} die Pumprate während der Laseranregung und T_{Puls} die Länge des Anregungspulses. Damit ist die Wahrscheinlichkeit $N + 1$ Atome im Puls zu erhalten um

$$\frac{p^{(N+1)}}{p^{(N)}} = \frac{\bar{N}_{\text{pp}}}{N + 1} \quad (5.4)$$

größer, als N Atome im Puls zu erhalten. Ist man an Ereignissen mit genau N Atomen im Puls interessiert, so bedeutet dies also, daß der Anteil an Pulsen, die ein Atom mehr enthalten, linear mit dem Fluß der Atome \bar{N}_{pp} fällt. Durch eine Erniedrigung der Pumprate läßt sich somit also die Anzahl der irrtümlich als N -Atom-Ereignisse detektierten Ereignisse, die aber tatsächlich noch mehr, aber undetektierte Atome enthalten, relativ zu der Zahl der Pulse mit der richtigen Anzahl Atome, beliebig senken. Die tatsächlich verwendete Pumprate im Experiment ist dann ein Kompromiß aus akzeptabler Fehlerrate und benötigter Meßzeit. Die Methode funktioniert wegen der Abhängigkeit des Nenners von (5.4) von N offensichtlich umso besser, je größer die gewünschte Anzahl von Atomen im Puls ist. Es ist noch erwähnenswert, daß das Problem nichtdetektierter Atome etwas dadurch abgemildert wird, daß ein Teil der verlorenen Atome nach dem Probenatom kommt und daher sowohl für die Zustandspräparation als auch -detektion keine Rolle spielt.

Entscheidend für das Prinzip der Zustandsreduktion ist neben der genauen Kenntnis der Atomzahl, daß die Dissipation des Feldes während der interessierenden Zeitspannen vernachlässigbar ist. Dissipation bewirkt, daß sich ein ursprünglich reiner Fockzustand in eine Superposition aus Fockzuständen entwickelt, die dann bei Zustandsreduktion nicht auf einen reinen Fockzustand projiziert wird [KSW87]. Dies liegt daran, daß die durch Felddämpfung hervorgerufene Superposition von Feld-Fockzuständen keine Verschränkung mit atomaren Zuständen beinhaltet. Eine Zustandsmessung an einem Atom kann dann keine Fockkomponente eindeutig ausschließen. Durch die inzwischen erreichbaren hohen Resonatorgüten (vgl. Abschn. 3.2) von bis zu $4 \cdot 10^{10}$ ist die Forderung vernachlässigbarer Dissipation glücklicherweise sehr gut erfüllt. Im Experiment läßt sich natürlich eine gewisse durch Felddämpfung verursachte Abweichung der Feldstatistik von der eines reinen Fockzustandes nicht vermeiden. Es wird sich in Abschnitt 5.5 zeigen, daß Felddämpfung der wichtigste Verlustmechanismus für die Reinheit der Zustände darstellt. Sehr wichtig für die Reinheit der erzeugten Fockzustände ist auch, daß der Einfluß thermischer Photonen unterdrückt wird, denn diese zerstören die kontrollierte Anfangsbedingung, daß der Resonator zu Beginn eines Pulses im Vakuumzustand $|0\rangle$ sein soll. Die Zahl der thermischen Photonen konnte im Mikromaser jedoch schon auf den vernachlässigbaren Wert von $n_{\text{th}} = 10^{-4}$ gedrückt werden [Rai95], so daß thermische Photonen keine prinzipielle Schwierigkeit darstellen.

Wurde nun auf die beschriebene Art und Weise ein Fockzustand präpariert, so soll seine Reinheit überprüft werden. Dies kann mit Hilfe eines Probenatoms erfolgen, das im Puls den Pumpatomen folgt. Variiert man die Wechselwirkungszeit der Probenatome mit dem Feld, so zeigt die atomare Inversion $I_{\text{at}}(t_{\text{int}}) = P_{\text{g}}(t_{\text{int}}) - P_{\text{e}}(t_{\text{int}})$ die Dynamik einer Überlagerung von Fockzustands-Rabioszillationen. Durch Fourieranalyse erhält man die Koeffizienten, mit denen die einzelnen Rabikomponenten in der Oszillation vertreten sind. Diese Koeffizienten sind ein direktes Maß für die Photonenstatistik, die die Diagonalele-

mente der Felddichtematrix darstellt. Da in diesem Experiment keine Kohärenzen im Feldzustand vorliegen können, kann dies auch als Rekonstruktion des mit den Pumpatomen erzeugten Zustands gesehen werden.

5.2 Theorie des gepulst gepumpten Mikromasers

Da für ein gutes Funktionieren der Erzeugung von Fockzuständen durch Zustandsreduktion eine große Photonenlebensdauer essentiell ist, ist man daran interessiert, Resonatoren mit möglichst hoher Güte zu verwenden. Wenn nun jeder Puls als Anfangsbedingung den Vakuumzustand vorfinden soll, dauern gepulste Experimente naturgemäß sehr lange. Zu langen Wartezeiten entgegen sprechen jedoch praktische Überlegungen. So zum Beispiel die Notwendigkeit zugunsten einer guten Statistik möglichst viele Daten aufnehmen zu müssen, oder auch, die Zeiten der Messungen kurz genug zu halten, daß systematische Driften keinen merklichen Einfluß zeigen. Für die in diesem Kapitel gezeigten Experimente wurde eine Relaxationszeit von $1,5 \cdot \tau_{\text{cav}} = 1,5 \cdot \Gamma^{-1}$ gewählt. Wie sich zeigen wird, relaxiert das Feld in dieser Zeit nicht vollständig und es kommt zur Ausbildung eines „zyklisch stationären Zustandes“. Dies ist der Zustand des Feldes $\rho^{(\text{css})}$, der sich nach der Relaxation zu Beginn jedes neuen Pulses im Resonator im Mittel gebildet hat. Eine vereinfachte Version [BEVW00] der vollständigen analytischen Beschreibung von B.-G. Englert [BE93, Eng99] soll hier beschrieben werden. Die erste Vereinfachung soll sein, daß thermische Photonen vernachlässigt werden, also $n_{\text{th}} = 0$. Die Dämpfungsgleichung (2.43) reduziert sich dann auf

$$\dot{\rho} = \mathcal{L}\rho = -\frac{\Gamma}{2} \left(a^\dagger a \rho - 2a\rho a^\dagger + \rho a^\dagger a \right). \quad (5.5)$$

Wie in Kapitel 2 erläutert, wird die Änderung des Feldzustandes durch die Wechselwirkung mit einem Atom in Resonanz (Glg. (2.50)) beschrieben durch Operatoren \mathcal{A} und \mathcal{B} (Glg. (2.49)), die für die Detektion eines Atoms im unteren bzw. oberen Maserzustand stehen. Um die Rechnung einfach zu halten, seien nun die Ausdrücke (2.49) angenähert durch

$$\begin{aligned} \mathcal{A}\rho &= p a^\dagger \frac{1}{\sqrt{a a^\dagger}} \rho \frac{1}{\sqrt{a a^\dagger}} a \\ \mathcal{B}\rho &= (1 - p)\rho, \end{aligned} \quad (5.6)$$

wobei p die (konstante) Wahrscheinlichkeit ist, daß ein Atom im unteren Zustand den Resonator verläßt. Diese Näherung ist für kleine Pumpraten gültig, d. h. wenn sich das Feld stark überwiegend im Vakuumzustand befindet. Während der Pumpphasen folgt das System der üblichen Mastergleichung für den Mikromaser (2.52) und während der Zwischenzeiten ist nur die Dämpfung durch \mathcal{L} aus (5.5) ausschlaggebend. Zusammengefaßt ergibt sich also die Mastergleichung für den gepulst gepumpten Mikromaser

$$\dot{\rho} = \begin{cases} \mathcal{L}\rho & \text{während der Dämpfungsphasen} \\ \mathcal{L}\rho + r(\mathcal{A} + \mathcal{B} - 1)\rho & \text{während der Pumpphasen.} \end{cases} \quad (5.7)$$

5.2.1 Zyklisch stationärer Zustand

In diesem Modell soll nun eine Poisson-Verteilung

$$\rho(a, a^\dagger) = \frac{(\nu(t))^{a^\dagger a}}{(a^\dagger a)!} e^{-\nu(t)} \quad (5.8)$$

der Photonenstatistik $\rho(a, a^\dagger)$ mit der mittleren Photonenzahl $\nu(t) = \text{tr}[a^\dagger a \rho]$ angenommen werden. Setzt man dies in die Entwicklungsgleichung (5.7) für das Feld ein, so ergibt sich

$$\frac{d}{dt}\nu(t) = \begin{cases} -\Gamma\nu(t) & \text{während der Dämpfungsphasen} \\ -\Gamma\nu(t) + rp & \text{während der Pumpphasen.} \end{cases} \quad (5.9)$$

Startet man zu einem beliebigen Zeitpunkt t mit der mittleren Photonenzahl $\nu(t)$, so erhält man durch elementare Integration dieser Differentialgleichung für den Zeitpunkt $t + \tau$

$$\nu(t + \tau) = \begin{cases} \nu(t)e^{-\Gamma\tau} & \text{während der Dämpfungsphasen} \\ \nu(t)e^{-\Gamma\tau} + \frac{rp}{\Gamma}(1 - e^{-\Gamma\tau}) & \text{während der Pumpphasen.} \end{cases} \quad (5.10)$$

Die Form der Photonverteilung als Poisson-Verteilung wird durch diese Zeitentwicklung nicht gestört und die Verteilung ist daher zu jedem Zeitpunkt vollständig durch die Angabe der mittleren Photonenzahl charakterisiert. Der Maser soll nun zyklisch mit kurzen Pulsen der Dauer T_{Puls} gepumpt werden, wonach das Feld dann eine Zeit T_{rlx} frei dissipieren kann. Der „zyklisch stationäre Zustand“ wird dann definiert durch die Bedingung

$$\nu(t + T_{\text{Puls}} + T_{\text{rlx}}) = \nu(t), \quad (5.11)$$

die besagt, daß nach Ablauf eines vollständigen Pump- und Dämpfungszyklusses die Photonverteilung wieder so aussieht wie vor dem Zyklus. Sei nun der Zeitpunkt $t = 0$ der Beginn einer Pumpphase und die Photonenzahl zu diesem Zeitpunkt gegeben durch $\nu_0 = \nu(t = 0)$, dann ist die Photonenzahl nach (5.10) am Ende des Pumpulses

$$\nu(T_{\text{Puls}}) = \nu_0 e^{-\Gamma T_{\text{Puls}}} + \frac{rp}{\Gamma} (1 - e^{-\Gamma T_{\text{Puls}}}) \quad (5.12)$$

und am Ende der darauffolgenden Dämpfungsphase

$$\nu(T_{\text{Puls}} + T_{\text{rlx}}) = \nu(T_{\text{Puls}}) e^{-\Gamma T_{\text{Puls}}}. \quad (5.13)$$

Die Bedingung (5.11) fordert $\nu(T_{\text{Puls}} + T_{\text{period}}) = \nu_0$ und man erhält durch Einsetzen

$$\nu_0 = \frac{rp}{\Gamma} \cdot \frac{1 - e^{-\Gamma T_{\text{Puls}}}}{e^{\Gamma T_{\text{rlx}}} - e^{-\Gamma T_{\text{Puls}}}}. \quad (5.14)$$

5.2.2 Konditionierte Photonenzustände

Da die Ankunftszeiten der Atome völlig zufällig und unabhängig voneinander sind, ist die Wahrscheinlichkeit m Atome in einem Puls zu erhalten gegeben durch die Poisson-Verteilung

$$p(m) = \frac{(rT_{\text{Puls}})^m}{m!} e^{-rT_{\text{Puls}}}. \quad (5.15)$$

Bei niedriger mittlerer Atomzahl pro Puls rT_{Puls} bedeutet dies, daß die Wahrscheinlichkeit zwei, drei oder gar mehr Atome in einem Puls zu erhalten, sehr gering ist. Da im Experiment die Detektoreffizienz nur ca. 40% ist, ist aber die Wahrscheinlichkeit, Atome in einer Atomsequenz eines Pulses nicht zu detektieren, sehr hoch. Werden nun beispielsweise zwei Atome in einem Puls erwünscht, so wird jedes Dreiatomereignis, bei dem ein Atom undetektiert bleibt, falsch als Zweiatomereignis interpretiert. Um nun solche Fehler ausschließen zu können, muß die Atomrate so gering gehalten werden, daß die Wahrscheinlichkeit drei oder mehr Atome zu erhalten, verschwindend gering ist (vgl. Abschn. 5.1). Natürlich ist bei solch kleinen Pumpraten auch die Wahrscheinlichkeit, zwei Atome zu erhalten, gering. Dies stellt aber kein prinzipielles Problem dar, sondern verlängert nur die Gesamtmeßzeit. Ein angenehmer Nebeneffekt der niedrigen Pumprate ist aber auch, daß die zyklisch stationäre Photonenzahl gering bleibt, denn diese ist ja nach (5.14) direkt proportional zu r . Nun interessiert, wie groß die Wahrscheinlichkeit dafür ist, daß in einem Puls mit zwei Atomen das zweite den Resonator im Grundzustand $|g\rangle$ verläßt, unter der Bedingung, daß bereits das erste im Grundzustand gemessen wurde, somit also ein Photon im Resonator deponiert hat. Dazu sei zunächst der Feldzustand betrachtet, den das zweite Atom, das Probenatom, vorfindet unter der Bedingung, daß das erste Atom, das Pumpatom, im Grundzustand gemessen wurde. Dieser Zustand des Feldes ist gegeben durch

$$\rho^{(1)} \sim \int_0^\infty dt_1 r e^{-rt_1} \int_0^\infty dt_2 r e^{-rt_2} \Theta(T_{\text{Puls}} - (t_1 + t_2)) \Theta(T_{\text{samp}} - t_2) e^{\mathcal{L}t_2} \mathcal{A} e^{\mathcal{L}t_1} \rho_0^{(\text{css})}. \quad (5.16)$$

T_{samp} definiert dabei eine maximal erlaubte Zeitspanne zwischen dem Pump- und dem Probenatom, die im Experiment erst bei der Auswertung der Daten festgelegt wird. Die Gleichung wird verständlich, wenn man von rechts nach links liest: der zyklisch stationäre Zustand $\rho_0^{(\text{css})}$ relaxiert durch $e^{\mathcal{L}t_1}$ bis zum Eintreffen des Pumpatoms zum Zeitpunkt t_1 . Dieses wird im Grundzustand gemessen, das Feld somit durch \mathcal{A} um ein Photon durch Zustandsreduktion erhöht. Bis zum Eintreffen des Probenatoms relaxiert das Feld wieder eine Zeit t_2 lang frei, was durch $e^{\mathcal{L}t_2}$ beschrieben wird. Über beide Zeiten muß durch Integration gemittelt werden, da die Ankunftszeiten der Atome zufällig sind. Die erste Sprungfunktion $\Theta(T_{\text{Puls}} - (t_1 + t_2))$ stellt sicher, daß beide Atome innerhalb der Pulsdauer liegen. Die zweite Sprungfunktion $\Theta(T_{\text{samp}} - t_2)$ stellt zusammen mit der Untergrenze des t_2 -Integrals sicher, daß das Pumpatom vor dem Probenatom eintrifft sowie, daß das Probenatom nicht später als die Zeitspanne T_{samp} nach dem Pumpatom eintrifft, um noch in Betracht gezogen zu werden. Damit kann eine „Samplingzeit“ unabhängig von der tatsächlichen Pulsdauer frei gewählt werden, womit verhindert werden kann, daß der

Feldzerfall zwischen den Atomen zu groß wird. Ist $T_{\text{samp}} > T_{\text{Puls}}$, so hat die zweite Sprungfunktion keine Wirkung. Die Faktoren rdt_i sind die Wahrscheinlichkeiten, ein Atom in der Zeitspanne dt_i anzutreffen und die Faktoren e^{-rt_i} spiegeln die Poissonsche Wahrscheinlichkeit wieder, kein weiteres Atom in den Zeitintervallen $0 < t < t_1$ bzw. $t_1 < t < t_1 + t_2$ zu finden. Der Ausdruck (5.16) ist nur vollständig korrekt für den Fall, daß alle Atome tatsächlich detektiert werden. Die Methode, endliche Detektoreffizienz in die Theorie einzubauen ist in [BESW94] beschrieben, soll hier jedoch nicht weiter behandelt werden, da die Korrekturen für den hier betrachteten Fall im Vergleich zu den statistischen Fehlern des später beschriebenen Experiments sehr klein sind. Mit dem gegebenen $\rho^{(1)}$ ist die Wahrscheinlichkeit, das Probenatom im Grundzustand zu finden $\text{tr}[\mathcal{A}\rho^{(1)}]$ und entsprechend für den oberen Maserzustand $\text{tr}[\mathcal{B}\rho^{(2)}]$. Für die korrekt normierte Photonverteilung $\rho^{(1)}$ ist die Inversion des Zustandes des Probenatoms gegeben durch

$$I_{\text{2nd}} = \text{tr}[\mathcal{A}\rho^{(1)}] - \text{tr}[\mathcal{B}\rho^{(1)}] = 2\text{tr}[\mathcal{A}\rho^{(1)}] - 1. \quad (5.17)$$

Führt man die oben für zwei Atome angestellte Überlegung weiter, so kommt man direkt zu dem Ausdruck für zwei Pumpatome im Zustand $|g\rangle$ und ein Probenatom

$$\begin{aligned} \rho^{(2)} \sim & \int_0^\infty dt_1 r e^{-rt_1} \int_0^\infty dt_2 r e^{-rt_2} \int_0^\infty dt_3 r e^{-rt_3} \\ & \times \Theta(T_{\text{Puls}} - t_1 - t_2 - t_3) \Theta(T_{\text{samp}} - t_2 - t_3) e^{\mathcal{L}t_3} \mathcal{A} e^{\mathcal{L}t_2} \mathcal{A} e^{\mathcal{L}t_1} \rho_0^{(\text{css})}. \end{aligned} \quad (5.18)$$

Die Detektionszeit T_{samp} definiert hier die Obergrenze des Zeitintervalls zwischen dem ersten Pumpatom und dem Probenatom, mit dem gleichen Zweck wie oben beschrieben. Die Inversion des Probenatoms berechnet sich in Analogie zum Fall mit nur einem Pumpatom.

5.2.3 Technik der Dämpfungsbasen

Die Integrale in (5.16) und (5.18) können mit Hilfe der „Dämpfungsbasis“ beschrieben werden. Die Dämpfungsbasis stellt ein System von Eigenzuständen des Dämpfungsoperators \mathcal{L} dar und wurde erstmals in [BE93] beschrieben. Da, wie schon erwähnt, hier keine Nebendiagonalelemente in der Felddichtematrix auftreten, kann sich auch die Beschreibung mit der Dämpfungsbasis auf die Hauptdiagonale konzentrieren. Die Basiselemente ρ_n sind die in [BE93] durch $\rho_n^{(0)}$ bezeichneten Operatoren. Diese sind gegeben durch

$$\begin{aligned} \rho_0 &= |0\rangle\langle 0| \\ \rho_1 &= |1\rangle\langle 1| - |0\rangle\langle 0| \\ \rho_2 &= |2\rangle\langle 2| - 2|1\rangle\langle 1| + |0\rangle\langle 0| \\ &\vdots \\ \rho_n &= (-1)^{a^\dagger a} \binom{n}{a^\dagger a}. \end{aligned} \quad (5.19)$$

Außerdem gilt

$$\mathcal{L}\rho_n = -n\Gamma\rho_n \quad \text{und} \quad e^{\mathcal{L}t}\rho_n = e^{-n\Gamma t}\rho_n. \quad (5.20)$$

Ein Dichteoperator ρ kann nach den Basiselementen der Dämpfungsbasis entwickelt werden

$$\rho = \sum_{n=0}^{\infty} \beta_n \rho_n. \quad (5.21)$$

Die Koeffizienten stellen dabei Erwartungswerte von normalgeordneten Potenzen von $a^\dagger a$ dar

$$\begin{aligned} \beta_0 &= \text{tr}[\rho] = 1 \\ \beta_1 &= \text{tr}[a^\dagger a \rho] = \langle a^\dagger a \rangle \\ \beta_2 &= \frac{1}{2} \text{tr}[(a^\dagger)^2 a^2 \rho] = \frac{1}{2} \langle a^\dagger a (a^\dagger a - 1) \rangle \\ &\vdots \\ \beta_n &= \frac{1}{n!} \text{tr}[(a^\dagger)^n a^n \rho] = \left\langle \binom{a^\dagger a}{n} \right\rangle. \end{aligned} \quad (5.22)$$

Der Operator \mathcal{A} aus (5.6) läßt sich in der Dämpfungsbasis mit Hilfe von Koeffizienten α_{mn} ausdrücken gemäß

$$\mathcal{A}\rho_n = \sum_{m=0}^{\infty} \rho_m \alpha_{mn}. \quad (5.23)$$

Damit kann man nun (5.6) schreiben als

$$\mathcal{A}\rho_n = p(\rho_{n+1} + \rho_n) \quad (5.24)$$

bzw. in Schreibweise der Koeffizienten

$$\alpha_{mn} = p(\delta_{m,n+1} + \delta_{m,n}). \quad (5.25)$$

Der zyklisch stationäre Zustand $\rho_0^{(\text{css})}$ kann nun nach (5.21) in der Dämpfungsbasis entwickelt werden. Die Entwicklungskoeffizienten sollen $\beta_n^{(0)}$ heißen. Unter Verwendung von (5.23) kann dann der konditionierte Ein-Photonenzustand $\rho^{(1)}$ aus Gleichung (5.16) geschrieben werden als

$$\begin{aligned} \rho^{(1)} &= \sum_{n=0}^{\infty} \rho_n \beta_n^{(1)} \sim \sum_{m,n=0}^{\infty} \rho_m \alpha_{mn} \beta_n^{(0)} \int_0^\infty dt_1 re^{-(r+n\gamma)t_1} \int_0^\infty dt_2 re^{-(r+m\gamma)t_2} \\ &\quad \times \Theta(T_{\text{meas}} - t_1 - t_2) \Theta(T_{\text{samp}} - t_2). \end{aligned} \quad (5.26)$$

Es ergeben sich dabei die Entwicklungskoeffizienten $\beta_n^{(1)}$ für $\rho^{(1)}$. Da die ρ_n für $n > 0$ spurlos sind, ist der Normierungsfaktor für $\rho^{(1)}$ einfach durch den Koeffizienten von ρ_0 in

dieser Gleichung gegeben. Analog dazu ergibt sich das Resultat für $\rho^{(2)}$ mit Entwicklungskoeffizienten $\beta_n^{(2)}$. Für die Fockzustands-Rabioszillationen interessiert jetzt zum Vergleich mit dem Experiment die atomare Inversion (5.17). Dafür werden die Spuren

$$\text{tr} [\mathcal{A}\rho_n] = \alpha_{0n} \quad (5.27)$$

$$\text{tr} [\mathcal{B}\rho_n] = \delta_{0,n} - \alpha_{0n} \quad (5.28)$$

benötigt. Es ergibt sich für die Rabioszillation des Probenatoms, nachdem ein Pumpatom emittiert hat

$$I_{2\text{nd}} = 2 \sum_{n=0}^{\infty} \alpha_{0n} \beta_n^{(1)} - 1 \quad (5.29)$$

und für die Inversion eines Probenatoms nachdem vorher zwei Pumpatome emittiert haben

$$I_{3\text{rd}} = 2 \sum_{n=0}^{\infty} \alpha_{0n} \beta_n^{(2)} - 1. \quad (5.30)$$

Neben diesen konditionierten Inversionen können außerdem noch die konditionierten Photonenzahlverteilungen $p_m^{(1)}$ und $p_m^{(2)}$ durch

$$p_m^{(j)} = \sum_{n=0}^{\infty} \langle m | \rho_n | m \rangle \beta_n^{(j)} = \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^m \binom{n}{m} \beta_n^{(j)} \quad \text{mit } j = 1, 2 \quad (5.31)$$

berechnet werden, wenn die $\rho^{(j)}$ bestimmt sind.

5.3 Quanten-Monte-Carlo-Simulation

Eine andere Methode der theoretischen Untersuchung eines Mikromaserexperimentes ist eine Quanten-Monte-Carlo-Simulation. Hier wird versucht, das Experiment so gut wie möglich in all seinen einzelnen Komponenten nachzubilden. Solch eine Simulation berechnet eine mögliche Zeitentwicklung des Systems, indem ausgehend von einem Anfangszustand des Feldes die Wechselwirkung einer Reihe aufeinanderfolgender Atome mit dem Feld berechnet wird. Dabei werden sowohl die Ergebnisse von Messungen von Quantengrößen, als auch experimentelle Parameter, die einer Wahrscheinlichkeitsverteilung unterliegen, durch das Ermitteln von Zufallszahlen nach einem passenden Schema statistisch nachgebildet. Die Grundlage für die hier entwickelte Simulation bildet die Standard-Masertheorie, wie sie in Kapitel 2 erklärt wurde. Die Vorteile einer Monte-Carlo-Simulation sind zum einen die leichte Implementierbarkeit fluktuierender Größen, wie z. B. die Wechselwirkungszeit. Diese unterliegt ja einer gewissen statistischen Verteilung, bedingt durch die spektrale Breite der Laserstrahlung, wie in Kapitel 3 beschrieben. Zum anderen erlaubt eine Monte-Carlo-Simulation eine Nachbildung eines Experimentes in einer Form, die die Anwendung der gleichen Methoden zur Auswertung von Experiment und der Simulation ermöglicht.

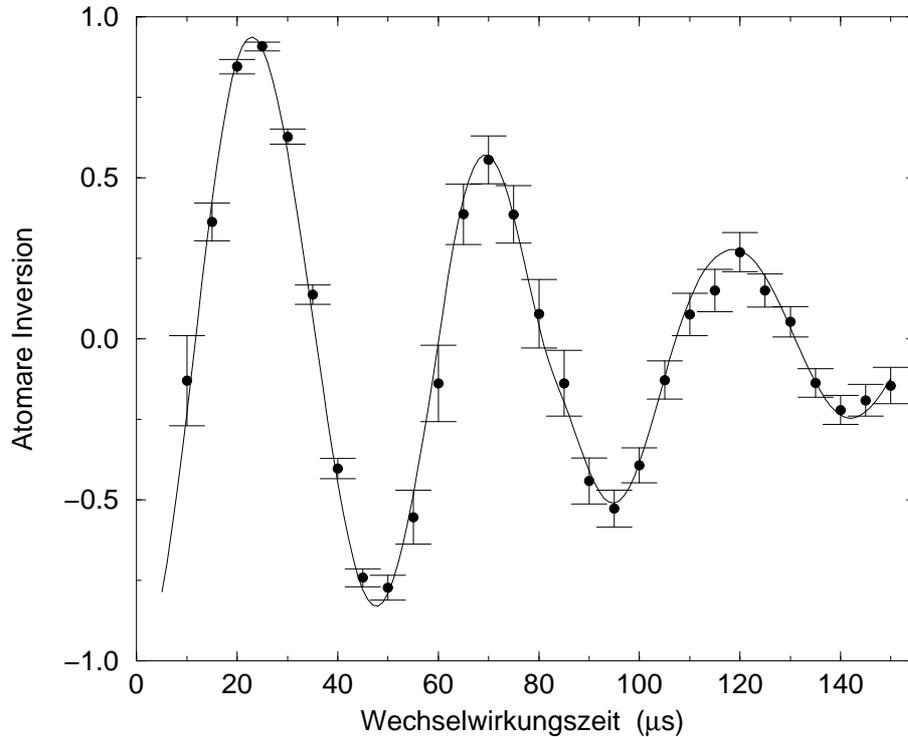


Abbildung 5.3: Simulation einer Zweiphotonen-Rabioszillation [BEVW00]. Die durchgezogene Kurve zeigt das Ergebnis der vollständigen analytischen Rechnung, die Punkte zeigen den Vergleich mit der Monte-Carlo-Simulation, die mit nur 10000 Atomen pro Punkt „experimentnah“ ist. Parameter der Simulationen: $r = 400 / \text{sec}$, $n_{\text{th}} = 0,033$, $\tau_{\text{cav}} = 25 \text{ ms}$, $g = 38 \text{ krad/sec}$ ohne Fluktuationen, $T_{\text{Puls}} = 2 \text{ ms}$, $T_{\text{rlx}} = 37,5 \text{ ms}$ und Fluktuationen in t_{int} mit einer Varianz von 8%.

Im konkreten Fall wird, wie üblich, der Feldzustand durch die Diagonalelemente der Feld-dichtematrix beschrieben. Als Anfangszustand dient die thermische Photonenzahlverteilung bei der entsprechenden Temperatur. Die Simulation berechnet nun die Ankunftszeiten einer Folge von Atomen, so daß diese Zeiten einer Poisson-Verteilung genügen. Für jedes dieser Atome wird durch Ermitteln einer Zufallszahl eine Wechselwirkungszeit und eine effektive Atom-Feld-Kopplungskonstante ermittelt, derart, daß das Ensemble dieser Werte einen vorgegebenen Mittelwert hat und eine Gauß-Verteilung mit einer bestimmten Breite (z. B. 1% des Mittelwertes) aufweist. Auf diese Weise werden die statistischen Schwankungen dieser Parameter des Experiments nachgebildet. Schwankungen in der Wechselwirkungszeit rühren im Wesentlichen von der spektralen Breite der anregenden Laserstrahlung her, während die Schwankungen der Kopplungskonstante auf mechanische Schwingungen und die endliche Breite des Atomstrahls zurückzuführen sind (vgl. Kap. 2). Wenn nun die Ankunftszeit eines Atoms innerhalb eines Zeitfensters liegt, zu dem der gepulste Laser eingeschaltet ist, berechnet die Simulation zunächst die Dämpfung des Feldes für den Zeitraum zwischen dem letzten Atom, für das dies der Fall war, und dem im Moment betrachteten. Grundlage für die Dämpfung ist die Standard-Mastergleichung

für die Dämpfung des Feldes (Glg. (2.44)). Dann wird aufgrund des neuen Feldzustandes, der Wechselwirkungszeit und der Kopplungskonstante die Emissionswahrscheinlichkeit bestimmt. Das Ergebnis eines Vergleichs dieser Wahrscheinlichkeit mit einer Zufallszahl zwischen 0 und 1 bestimmt, ob das Atom emittiert hat oder nicht. Entsprechend des Ausgangs wird eine Zustandsreduktion des Feldes durchgeführt und die Ankunftszeit des Atoms und dessen Zustand gespeichert. Dann wird die Ankunftszeit des nächsten Atoms bestimmt und der Vorgang wiederholt sich. In einem weiteren Schritt können aus den so erhaltenen Simulationsdaten die Zwei- und Dreiatomereignisse, die mit einer Sequenz von Grundzustandsatomen beginnen, extrahiert werden. Die Inversion der Probenatome ist dann die gewünschte Größe. Abbildung 5.3 zeigt das Ergebnis der Simulation einer Zwei-Photon-Messung mit einem gepulst gepumpten Mikromaser im Vergleich zwischen der Monte-Carlo-Simulation und der vollständigen analytischen Behandlung nach [BE93, Eng99].

5.4 Experimentelle Erzeugung von Photonenzuständen

Der für die Messung der Fockzustands-Rabioszillationen verwendete experimentelle Aufbau wurde in Kapitel 3 beschrieben. Für die hier gezeigten Messungen wurde ein Resonator mit einer Güte von $Q = 3,4 \cdot 10^9$ verwendet, was einer Photonenlebensdauer von $\tau_{\text{cav}} = 25$ ms entspricht. Dieser Wert liegt eine Größenordnung unter dem Erreichbaren (vgl. Abschn. 3.2), stellt jedoch hier, wie sich später zeigen wird, einen guten Kompromiß dar. Die hier gezeigten Messungen fanden bei einer Resonatortemperatur von unter 300 mK statt, entsprechend einer mittleren thermischen Photonenzahl von weniger als 0,033. Alle diese Messungen wurden ohne Resonator-Atom-Frequenzverstimmung durchgeführt, d. h. $\Delta = 0$. Die Dynamik des Systems wird also bestimmt durch die einfache Gleichung (2.41).

5.4.1 Vakuum-Rabioszillation

Der „triviale“ Fockzustand $|0\rangle$ läßt sich experimentell einfach dadurch erreichen, daß das Resonatorfeld nicht gepumpt wird, und thermische Photonen durch Kühlen „ausgefroren“ werden. Die Dynamik von Probenatomen im Vakuumfeld ist jedoch keineswegs trivial, denn es kommt über Wechselwirkung der Atome mit den Fluktuationen des elektromagnetischen Feldes zu einem oszillatorischen Energieaustausch zwischen Atom und Feld, der „Vakuum-Rabioszillation“. Formal kommt diese Oszillation schlicht durch den konstanten Summanden 1 in dem feldabhängigen Anteil $\sqrt{n+1}$ von (2.32) zustande. Tatsächlich liegt in diesem Summanden ein tiefgründiger Unterschied zwischen der klassischen und der Quantenphysik, was die Messung der Vakuum-Rabioszillation von einem fundamentalen Standpunkt aus sehr interessant macht. In Kapitel 2 wurde gezeigt, daß im Limit kleiner Pumpraten $N_{\text{ex}} \ll 1$ (d. h. $r \ll \Gamma$) die Maserpumpkurve in eine Vakuum-Rabioszillation übergeht, denn in diesem Fall ist die Dämpfungsrate Γ des Feldes

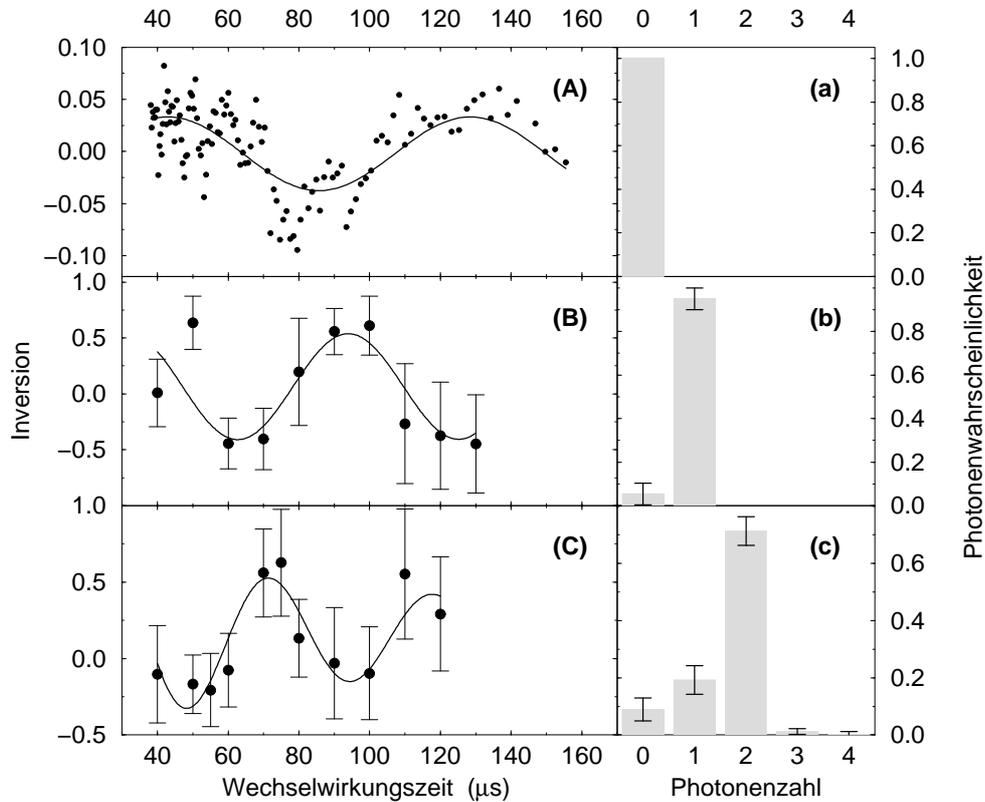


Abbildung 5.4: Messungen der Rabioszillationen der Fockzustände $|0\rangle$, $|1\rangle$ und $|2\rangle$. **(A)** Vakuum-Rabioszillation. Der Maser wird kontinuierlich mit sehr geringer Pumprate ($N_{\text{ex}} \approx 0,1$) gepumpt. Der Wechselwirkungszeitscan zeigt die Dynamik der Wechselwirkung der Atome mit dem Vakuumfeld. Der geringe Kontrast der Oszillation kommt durch die bei dieser niedrigen Pumprate im Verhältnis zur Atomzählrate große Dunkelzählrate. Diese verursacht einen großen Untergrund in jedem Kanal, der sich dann in einer Reduktion im Kontrast der Inversionskurve niederschlägt. **(B)**, **(C)** Ein- und Zwei-Photonen-Rabioszillation. Der Maser wurde im gepulsten Modus betrieben. Die Kurven zeigen die Inversion der Probenatome in den Pulsen, die ein **(B)** bzw. zwei **(C)** Pumpatome enthalten, die im Grundzustand gemessen wurden. Das Feld wird durch die Messung der Pumpatome in den jeweiligen Fockzustand projiziert. Die Inversion der Probenatome zeigt dann die Wechselwirkung mit diesem Fockzustand. Jeder Puls enthält maximal ein Probenatom.

Die durchgezogenen Linien in **(A)**, **(B)**, **(C)** sind Anpassungen von (5.34) an die experimentellen Daten mit p_n und C als Parameter. **(a)**, **(b)**, **(c)** zeigen Histogramme der Koeffizienten p_n für die jeweiligen Rabioszillationen. Die Anteile in niedrigeren Kanälen kommt durch die unvermeidlich zwischen den Atom-Feld-Wechselwirkungen stattfindende Dissipation des Feldes.

so viel größer als die Pumprate r , daß sich kein Maserfeld aufbauen kann, das Resonator-Vakuumfeld also im Zeitmittel nicht wesentlich durch den Pumpeffekt der wenigen Atome gestört wird. Anschaulicher ausgedrückt zerfällt das durch eine Wechselwirkung möglicherweise aufgebaute Feld bis zur Ankunft des nächsten Atomes in den allermeisten Fällen wieder zum Vakuumzustand und die Wechselwirkung mit Feldanteilen $n > 0$ kann vernachlässigt werden. Offensichtlich wird dies umso besser, je geringer die Pumprate des Masers im Vergleich zur Dämpfungsrate ist. Da der Aufbau eines Maserfeldes hier nicht erwünscht ist, scheint folglich eine recht geringe Resonatorgüte wünschenswert. Aufgrund der damit einhergehenden kürzeren Meßzeit können so auch systematische Driften experimenteller Parameter wirksam reduziert werden. Da aber die Messungen der Vakuum-Rabioszillation später mit Messungen höherer Fockzustände verglichen werden sollen, kommt hier derselbe Resonator zum Einsatz, um gleiche experimentelle Bedingungen wie dort zu gewährleisten. Hier wurde der Maser kontinuierlich mit einem sehr schwachen Strahl von Atomen im angeregten Maserzustand $|e\rangle$ mit der Rate $N_{\text{ex}} \approx 0,1$ gepumpt.

Die Emissionswahrscheinlichkeit für die Atome ist durch den Term für $n = 0$ aus (2.39) gegeben, d. h. die Wahrscheinlichkeit das Atom im Grundzustand zu detektieren ist $P_g = \xi_0(t_{\text{int}})$. In Resonanz $\Delta = 0$ ist somit die Inversion der Atome gegeben durch

$$I_{\text{at}}(t_{\text{int}}) = P_g - (1 - P_g) = -\cos(2gt_{\text{int}}). \quad (5.32)$$

Abbildung 5.4(A) zeigt die Messung der Vakuum-Rabioszillation. Deutlich erkennbar ist der oszillatorische Energieaustausch zwischen Atom und Feld. Der reduzierte Kontrast kommt dadurch zustande, daß bei einer Messung mit solch geringer Pumprate die Detektor-Dunkelzählrate in jedem Kanal einen großen Rauschuntergrund verursacht. Dieser ist unabhängig von der Atom-Feld-Wechselwirkungszeit und geht daher als Verminderung des Kontrasts in die Meßkurve ein. Diesem Effekt kann durch Einführung eines systematischen Parameters C Rechnung getragen werden, wodurch (5.32) durch den Ausdruck

$$I_{\text{at}}(t_{\text{int}}) = -C \cdot \cos(2gt_{\text{int}}) \quad (5.33)$$

ersetzt wird. Eine Anpassung dieser Gleichung an die experimentellen Daten liefert als Anpassungsparameter direkt die effektive Kopplungskonstante $g = 36,8 \text{ krad/s}$. Wie in Abschnitt 4.1 bemerkt, kann diese Messung auch als eine Fangzustandsmessung interpretiert werden, ähnlich der in Abbildung 4.8 gezeigten Messung. Aufgrund der sehr geringen Pumprate werden dabei nur die Vakuumfangzustände sichtbar. Der Fangzustand $(0, 1)$ ist als deutliches Minium bei $t_{\text{int}} = 80,5 \mu\text{s}$ sichtbar. Außerdem ist die linke Flanke des Fangzustandes $(0, 2)$ zu sehen. Dieser kann aufgrund der durch die Geschwindigkeitsverteilung der Atome hier sehr geringen Zählrate nicht vollständig im Experiment erfaßt werden.

5.4.2 Ein-Photonen-Rabioszillation

Die Erzeugung und Messung des Ein-Photonen-Fockzustandes $|1\rangle$ erfolgt mit der zuvor in Abschnitt 5.1 beschriebenen Methode eines „Pump-and-Probe“-Experimentes. Befin-

det sich das Feld initial im Vakuumzustand $|0\rangle$ und wird das erste Atom in einem Puls im Grundzustand $|g\rangle$ gemessen, so wird das Feld auf den Zustand $|1\rangle$ projiziert, d. h. es findet die in Abschnitt 5.1 besprochene Zustandsreduktion statt. Die Inversion des folgenden Probenatoms als Funktion seiner Wechselwirkungszeit liefert dann die durch den Fockzustand $|1\rangle$ verursachte Rabioszillation.

Nun ist das in Abschnitt 5.1 erklärte Problem bei Verwendung der Zustandsreduktion zu bedenken, nämlich daß eine sehr genaue Kenntnis der Anzahl der Atome des Pumpimpulses vonnöten ist, um eine entsprechend genaue Kenntnis des aufgebauten Feldzustandes zu erhalten. Um nun nach dem beschriebenen Prinzip die Detektionsfehlerrate zu senken, muß der Fluß der Pumpatome so weit abgesenkt werden, daß das relative Verhältnis von Pulsen, die ein Atom mehr als gewünscht enthalten (Glg. (5.4)), auf ein akzeptables Maß gesenkt wird.

Im Experiment wurde ein Resonator mit einer Photonenlebensdauer von $\tau_{\text{cav}} = 25$ ms verwendet. Diese Lebensdauer ist eine Größenordnung niedriger, als routinemäßig erreichbar (siehe Abschn. 3.2). Aufgrund der oben erklärten Notwendigkeit, mit sehr geringen Pumpraten zu arbeiten, hat dieser verhältnismäßig niedrige Wert jedoch den großen Vorteil, daß die Meßzeit um ebenfalls eine Größenordnung verkürzt wird. Die Länge der Dämpfungsphasen stellt mit $1,5 \cdot \tau_{\text{cav}}$ ebenfalls einen Kompromiß zwischen optimaler Dissipation des Feldes zwischen den Pulsen und Verkürzung der Meßzeit dar. Der schwache zyklisch stationäre Zustand, der sich dabei ausbildet, wurde in Abschnitt 5.2.1 ausführlich diskutiert. Er stellt keinen die Messung limitierenden Effekt dar und wird später in die theoretische Analyse der Messung miteinbezogen. Der erreichbare Atomfluß hängt von der Laserintensität sowie der Position der Atome in ihrer Maxwell-Geschwindigkeitsverteilung ab. Um eine vernünftige Rate an Zweiatom-Pulsen bei gleichzeitig niedriger Fehlerrate zu erreichen wurde daher die Pumpimpulslänge in Abhängigkeit vom aktuell erreichbaren Fluß für jeden Datenpunkt automatisch vom Meßcomputer neu so bestimmt, daß die zu erwartende Rate an Dreiatom-Pulsen 1% der Rate an Zweiatom-Pulsen entspricht. Zusammen mit der endlichen Detektionswahrscheinlichkeit von 40% und der endlichen Lebensdauer der Atome auf ihrem Weg vom Resonator zum Detektor wird so erreicht, daß bei nur $\approx 1\%$ der Triggerereignisse (erstes Atom im Masergrundzustand detektiert) der falsche Zustand präpariert wurde. Die mittlere Anzahl von Atomen pro Puls lag dabei zwischen 0,2 und 0,8. Um zu große Felddissipation zwischen Pump- und Probenatom zu vermeiden, wurden bei der Datenauswertung nur Pump-Proben-Paare berücksichtigt, die nicht länger als 3 ms auseinanderlagen. Dies ist die in Abschnitt 5.2 eingeführte Samplingzeit T_{samp} . Die Pulsdauern waren in ähnlicher Länge, es wurde jedoch aus praktischen Gründen im Experiment erlaubt, daß diese auch länger als diese Samplingzeit sein konnten. Dies liegt daran, daß die Länge der Pulse während des Experimentes nur aufgrund des aktuell erreichten Atomflusses und der vorbestimmten maximal tolerierbaren Fehlerrate gewählt wurde. Die spätere Einengung der Samplingzeit bei der Datenauswertung geschah dann, um die Felddämpfung in tolerablen Grenzen zu halten.

In Abbildung 5.4(B) ist das experimentelle Ergebnis der Rabioszillation des Probenatoms in dem von einem Pumpatom erzeugten Feld gezeigt. Die Frequenz des Energieaustausches zwischen Atom und Feld findet jetzt um den Faktor $\sqrt{2}$ schneller statt als im Fall

der Vakuum-Rabioszillation, wie es auch theoretisch vorhergesagt wird (vgl. Glg. (2.32)). Eine detaillierte Analyse der experimentellen Daten sowie ein Vergleich mit der Theorie findet sich unten in Abschnitt 5.5. Wie im Fall der Vakuum-Rabioszillation wird auch hier der Kontrast der Messung limitiert durch die Dunkelzählrate der Detektoren von $\approx 1/\text{sec}$. Durch die Verwendung des elektronischen Gatters, das in Abschnitt 3.6 beschrieben wurde, konnte die Zahl der detektierten Dunkelereignisse auf die Ereignisse während der Anregungspulse reduziert werden. Diese lassen sich nicht von den Detektorereignissen unterscheiden, die von realen Atomereignissen hervorgerufen werden. Als Ergebnis des verminderten Einflusses von Dunkelereignissen ergibt sich ein gegenüber der Messung der Vakuum-Rabioszillation größerer Kontrast.

5.4.3 Zwei-Photonen-Rabioszillation

Die Erzeugung und Messung des Zweiphotonen-Fockzustandes $|2\rangle$ geschieht im Prinzip genauso, wie die Erzeugung von $|1\rangle$. Der einzige Unterschied ist, daß hier zwei Pumpatome benötigt werden, die im Zustand $|g\rangle$ am Detektor gemessen werden. Mehr noch als im Fall nur eines Pumpatoms kommt hier der Aspekt der benötigten Meßzeit zum Tragen, denn zum einen ist die Rate der Dreiatom-Pulse aufgrund technischer Limitierungen sowie der ohnehin vorhandenen Notwendigkeit zugunsten der Zählgenauigkeit mit niedrigem Atomfluß zu arbeiten, sehr gering. Zum anderen wird die Zahl der brauchbaren Triggerereignisse mit zwei detektierten Atomen in $|g\rangle$ im Wechselwirkungszeitbereich von Fangzuständen niedrigerer Ordnung stark herabgesetzt. Für das in Abbildung 5.4(C) gezeigte Experiment bedeutete dies, daß die Daten von zehn Meßläufen aus drei Kryostat-Kühlzyklen in drei Monaten zusammengenommen werden mußten. Der Ein-Atom-Maser ist ein sehr komplexes System dessen einzelne Parameter teilweise nicht einfach über solch lange Zeiträume stabil gehalten werden können.² Es spricht für die intrinsische Stabilität sowohl des Masers als auch des Verfahrens, daß es so gut möglich ist, die Daten aus so vielen Einzelmessungen zusammensetzen und ein Ergebnis mit gutem Kontrast zu erhalten. Der kritischste Parameter ist dabei die Resonator-Atom-Verstimmung, die im Idealfall $\Delta = 0$ beträgt, aber über lange Meßläufe im Bereich von $\lesssim 10\text{ kHz}$ driften kann, wie in Abschnitt 4.4 beschrieben. Zur Auffindung der Resonanz wurde die in Abschnitt 4.4 beschriebene Methode verwendet, die den Vakuumfangzustand ausnutzt. Weiterhin kritisch ist die exakte Kalibrierung der Atom-Feld-Wechselwirkungszeit t_{int} , die leichte Driften bedingt durch Rubidium-Ablagerungen auf den Stark-Platten der Referenzanregungszone zeigen kann (vgl. Abschn. 3.3). Diese Ablagerungen bewirken kleine Kontaktpotentiale, die eine zusätzliche kleine, nichtvorhersagbare Starkverschiebung hervorrufen können. Es zeigte sich jedoch, daß dieser Effekt im Vergleich zur Resonatordrift vernachlässigbar ist. Da die Meßzeiten pro Datenpunkt aufgrund des geringeren Atomflusses bei längeren Wechselwirkungszeiten größer sind als bei kürzeren, muß erwartet werden, daß systematische Effekte im Bereich größerer Wechselwirkungszeiten einen größeren Einfluß haben. Dem wird dann auch in der Analyse der Daten im nächsten Abschnitt Rechnung getragen.

²Beispiele für solche Parameter sind die Resonatorgüte, die Resonatorfrequenz, die Atom-Feld-Wechselwirkungszeit oder auch die Atomofenparameter.

Für die Analyse der Messung wurde eine Samplingzeit von $T_{\text{samp}} = 5 \text{ ms}$ gewählt. Diese legt hier die maximal erlaubte Dauer zwischen den Ankünften des ersten Pumpatoms und des Probenatoms der Ereignisse, die ausgewertet werden, fest. Wie auch im Fall der Ein-Photonenmessung des letzten Abschnitts wurde hier während der Messung ein größeres Zeitfenster erlaubt, als später ausgewertet wurde. Die Wahrscheinlichkeit dafür, die richtige Anzahl von Atomen im Puls zu messen, blieb dabei für jeden Puls erhalten. Da hier generell größere Zeitfenster gewählt werden mußten als im Fall der Messung von $|1\rangle$, ist eine größere Felddissipation zu erwarten, was auch gefunden wurde. Eine detailliertere Analyse hierzu im nächsten Abschnitt.

5.5 Analyse der Messungen und Vergleich mit der Theorie

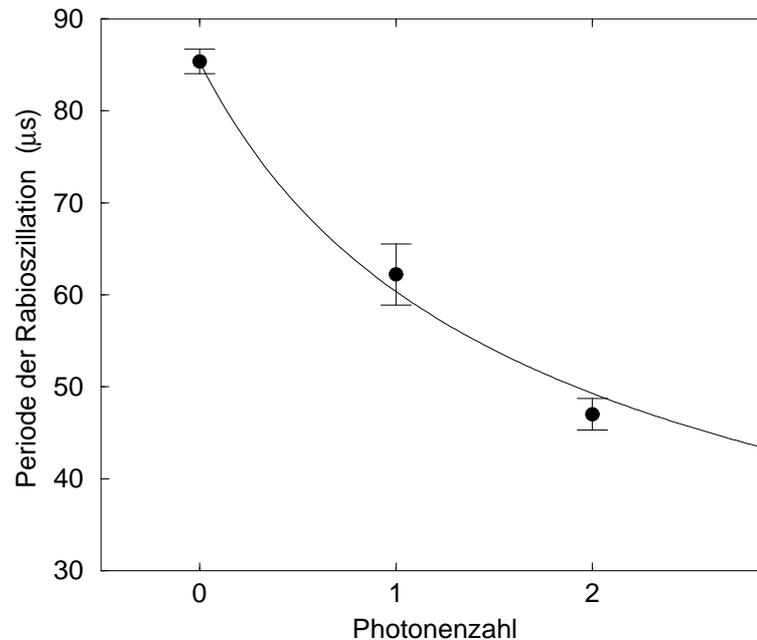


Abbildung 5.5: Abhängigkeit der Rabifrequenz von der Photonenzahl. Die fundamentalen Rabifrequenzen bzw. die fundamentale Periode der Rabioszillation der Fockzustände (Punkte) erhält man durch eine Anpassung einer einzigen Kosinusfunktion an die Meßpunkte in Abb. 5.4. Die theoretische Kurve (durchgezogene Linie) zeigt die zu erwartende Abhängigkeit der Periode der Rabioszillation von der Photonenzahl für die Kopplungskonstante von $36,8 \text{ krad/s}$, der besten Anpassung an die experimentellen Daten. Deutlich zu erkennen ist der Abfall der Rabiperiode proportional zu $1/\sqrt{n+1}$.

Trägt man die im Experiment gefundenen fundamentalen Rabizyklen $T_{\text{Rabi}} = \pi/\Omega$ für die einzelnen Fockzustände als Funktion der Photonenzahl auf, so ergibt sich Abbildung 5.5. Die fundamentalen Rabizyklen ergeben sich durch die Anpassung nur einer einzi-

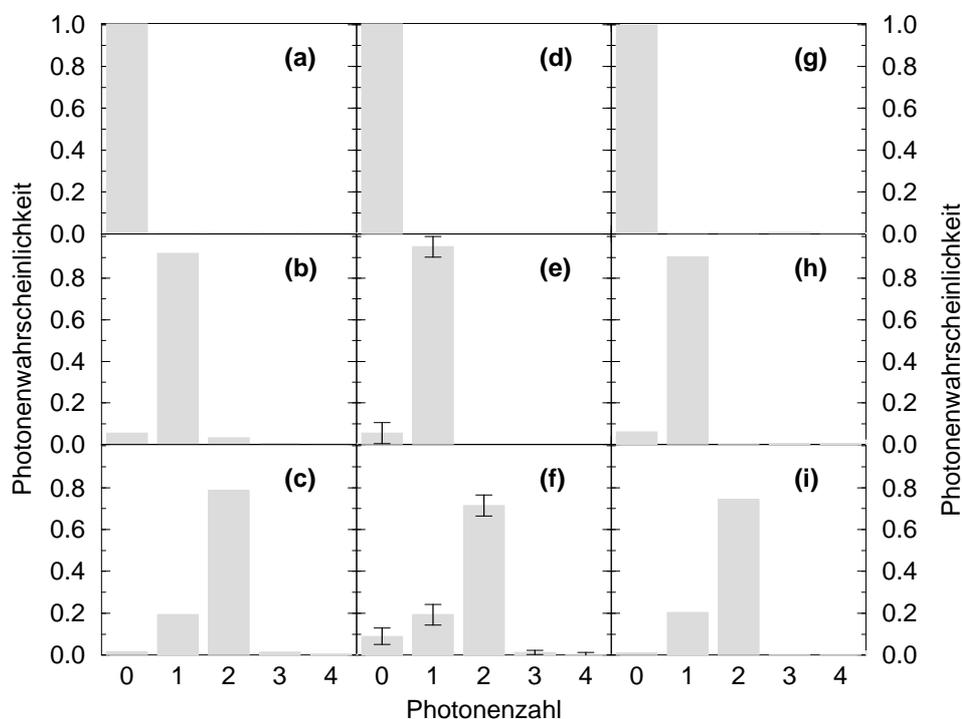


Abbildung 5.6: Vergleich Theorie – Experiment: (a)–(c) Simulation des Experiments nach der Theorie des gepulst gepumpten Mikromasers. Die Parameter der Simulation wie Pumprate, Pulslängen, usw. sind die gleichen wie beim Experiment. (d)–(f) Experimentelle Resultate. (g)–(i) Theoretisches Modell der kontinuierlichen Fangzustandstheorie. Die Pumprate und Temperatur wurden mit dem Experiment vergleichbar gewählt.

Es zeigt sich sehr gute Übereinstimmung zwischen beiden Theorien und dem Experiment. Damit ist gezeigt, daß Felddissipation der wichtigste Verlustmechanismus ist. Die tatsächliche Reinheit der erzeugten Zustände läßt sich durch Extrapolation auf den Zeitpunkt der Erzeugung gewinnen. Man findet eine Reinheit von 99% für $|1\rangle$ und 95% für $|2\rangle$.

gen Kosinus-Funktion nach (5.33) an die experimentellen Daten von Abbildung 5.4(A)-(C). Dies ist möglich, da die Dissipation offensichtlich sehr schwach ist, und sich daher die Beiträge niedrigerer Photonenzahl zur Rabioszillation nur als Modulation in der Amplitude der fundamentalen Oszillation des präparierten Fockzustandes äußern. Der Vorteil der Methode ist, daß so für die Ermittlung der fundamentalen Rabizyklen die Zahl der benötigten Anpassungsparameter stark gesenkt wird. Abbildung 5.5 zeigt außerdem einen Vergleich der experimentell gemessenen Rabizyklen mit der theoretischen Erwartung für eine Kopplungskonstante von $g = 36,8 \text{ krad/s}$. Dieser Wert stellt die beste Anpassung an die Daten dar. Deutlich zu erkennen ist, daß die experimentell gemessenen Rabizyklen wie die theoretische Vorhersage einen Abfall der Rabizykclusdauer proportional zu $1/\sqrt{n+1}$ zeigt. Dies stellt den aussagekräftigsten Beweis her, daß es sich bei den

präparierten Zuständen tatsächlich um Fockzustände handelt.

Es ist wichtig, die Reinheit der erzeugten Zustände zu überprüfen, also die Wahrscheinlichkeit festzustellen, mit welcher der gesuchte Fockzustand tatsächlich realisiert bzw. gemessen wurde. Dies entspricht der Rekonstruktion der Hauptdiagonalen der Felddichtematrix für diese Zustände. Im vorliegenden Fall läßt sich dies durch eine Anpassung von Superpositionen von Rabioszillationen

$$I_{\text{at}}(t_{\text{int}}) = -C \sum_n p_n \cos(2g\sqrt{n+1}t_{\text{int}}) \quad (5.34)$$

an die experimentellen Daten realisieren. Im Fall der Messung von $n = 2$ wurde dieser Ausdruck noch mit einem Exponentialfaktor $e^{-Kt_{\text{int}}}$ mit dem Anpassungsparameter K gewichtet, um den größeren systematischen Fluktuationen bei längeren t_{int} sowie dem dort größeren Einfluß von Detektor-Dunkelklicks Rechnung zu tragen. Abbildung 5.4(a)-(c) zeigt die Histogramme für die p_n die sich für die entsprechenden Daten in Abbildung 5.4(A)-(C) aus diesen Kurvenanpassungen ergeben. Die durchgezogenen Linien in Abbildung 5.4(A)-(C) sind die dabei erhaltenen Anpassungskurven. Für die Messung des Ein-Photonen-Fockzustandes $|1\rangle$ (Abb. 5.4(B),(b)) findet man, daß in 95% der Fälle der Zustand $n = 1$ gemessen wurde und in 5% der Fälle $n = 0$. Für den Zwei-Photonen-Fockzustand ergibt sich, daß in immerhin noch 71% der Fälle der Zustand $n = 2$ gemessen wurde. Nun sind die tatsächlichen Erzeugungswahrscheinlichkeiten für die Fockzustände aber höher, da die Histogramme die Photonenvverteilung zum Zeitpunkt des Probenatoms, nicht aber die Verteilung zum Zeitpunkt des letzten Pumpatoms, also der Erzeugung des eigentlichen Feldes, wiedergeben. Die Reinheit der tatsächlich erzeugten Fockzustände ist somit gegeben durch die verbliebene Reinheit der Fockzustände niedrigerer Ordnung zum Zeitpunkt der Detektion, denn dies ist ja gerade der Zeitpunkt, bei dem ein weiteres Photon zum Feld hinzugefügt wird, wenn das Probenatom im Masergrundzustand $|g\rangle$ gemessen wird. Somit wurde tatsächlich also der Zustand $n = 1$ mit einer Reinheit von 99%, der Zustand $n = 2$ mit einer Reinheit von 95% und schließlich der Zustand mit $n = 3$ mit einer Reinheit von 71% erzeugt.

Wichtig ist nun noch, zu klären, ob die im Experiment gemessene Dissipation der Zustände in Übereinstimmung mit der theoretischen Erwartung dafür ist. Abbildung 5.6 zeigt den Vergleich der gemessenen Photonenzustatistiken (Abb. 5.6(d)-(f)) mit dem Ergebnis der vollständigen Version der in Abschnitt 5.2 vorgestellten Theorie (Abb. 5.6(a)-(c)) des gepulst gepumpten Mikromasers. Für die hier gezeigten Simulationen wurden für jeden einzelnen Datenpunkt die experimentellen Parameter wie Wechselwirkungszeiten, Fluktuationen, Pulslängen und Samplingzeit für die Telexperimente in Betracht gezogen. Die Histogramme zeigen die Photonenzustatistiken, die sich dabei ergeben. Man findet sehr gute Übereinstimmung zwischen den experimentell gewonnenen Photonenvverteilungen und dem theoretischen Modell.

Außerdem zeigt Abbildung 5.6 einen interessanten Vergleich zwischen dem Experiment und Fangzustandstheorie eines kontinuierlich gepumpten Masers (Abb. 5.6(g)-(i)) wie sie in Kapitel 2 und 4 beschrieben wurde. Die Parameter der Simulation wurden so gewählt, daß sie den im Experiment verwendeten entsprechen. So wurde eine Pumprate von $N_{\text{ex}} =$

25 gewählt, was bei der gegebenen Photonenlebensdauer einer mittleren Wartezeit von 1 ms zwischen den Atomen entspricht. Dies entspricht dem effektiven Atomfluß im Experiment während eines Pumpimpulses. Wie in Abschnitt 4.2 diskutiert, hängt die Reinheit der im kontinuierlichen Maser erzeugten Fockzustände wesentlich von der Felddissipation zwischen den Pumpatomen ab. Dies erklärt die nichtverschwindenden Anteile p_0 in Abbildung 5.6(h) und p_0, p_1 in Abbildung 5.6(i). Da im gepulsten Experiment die Photonstatistik nur nach dem Auftreten eines Triggerereignisses von n Atomen im Grundzustand gemessen wird, ist dort der Feldzustand sehr gut bekannt und der effektive Einfluß des thermischen Feldes reduziert. In der gezeigten Standard-Masersimulation wird dem dadurch Rechnung getragen, daß eine Temperatur von nur $T = 100$ mK angenommen wurde, um ebenfalls einen geringeren Einfluß von thermischen Photonen zu bekommen, der vergleichbar zu dem im Experiment ist.

Kapitel 6

Deterministische Quelle für einzelne Photonen und Atome

Die Erzeugung von Fockzuständen, wie sie im letzten Kapitel beschrieben worden ist, hat für Anwendungen den Nachteil, daß sie auf einem statistischen Prozeß beruht und der Zeitpunkt der Erzeugung eines Fockzustandes bei dieser Methode somit nicht vorhersagbar ist. Für viele Ideen in der Quantenoptik wäre jedoch eine Quelle nützlich, die zu vorherbestimmbaren Zeitpunkten einen definierten Fockzustand erzeugen könnte, oder die zu einem vorbestimmten Zeitpunkt genau ein Atom in eine definierte Richtung emittieren würde. Solche Photonenquellen sind beispielsweise wichtig für die Quantenkommunikation [PMZK93, CZKM97, ECZ97, ECZ98, GST⁺98, LC99, PK99, ZGH⁺00, BHL⁺00, Zei00], die Quantenkryptographie und für Quellen von Quantenzuständen [GC99, Pre99, JP99]. Quellen für einzelne Atome sind unerlässlich z. B. für Vorschläge zur Stabilisierung von Resonatorzuständen [VTM98].

Im optischen Bereich wurde kürzlich eine Quelle für einzelne Photonen vorgestellt, auf Basis eines Coulomb-Blockade-Mechanismus für Elektronen in einem p-n-Übergang eines Halbleiters [KBKY99]. Eine Erweiterung des Schemas stellen die Vorschläge in [BY99, BSPY00], basierend auf sogenannten „Quantum-Dots“, dar. Eine weitere Ein-Photonquelle auf Basis eines „Nitrogen-Vacancy (NV) Centers“ in Diamant wurde kürzlich beschrieben (siehe [KMZW00]). Ein weiterer Vorschlag für solch eine Quelle basiert auf dem HF-akustooptischen Effekt [FTM⁺00].

In diesem Kapitel soll eine Methode beschrieben werden, wie vorbestimmte Photonen-zahlzustände im Mikrowellenresonator des Ein-Atom-Masers zu ebenfalls vorbestimmten Zeitpunkten deterministisch erzeugt werden können [BVW01]. Es wird gezeigt, daß diese Methode sehr robust gegenüber äußeren Störungen ist. Wird der Mikromaser nach die-

sem Prinzip so betrieben, daß jeweils ein Ein-Photonen-Fockzustand im Resonator erzeugt wird, so funktioniert er dabei außerdem als deterministische Ein-Atom-Quelle für Atome im Masergrundzustand $|g\rangle$.

Eine deterministische Quelle für Fockzustände stellt gegenüber der in Kapitel 5 vorgestellten Erzeugung von Fockzuständen eine erhebliche Verbesserung dar, da dort die Erzeugung auf einem statistischen Prozeß beruhte und in keiner Weise vorhersagbar war.

6.1 Prinzip

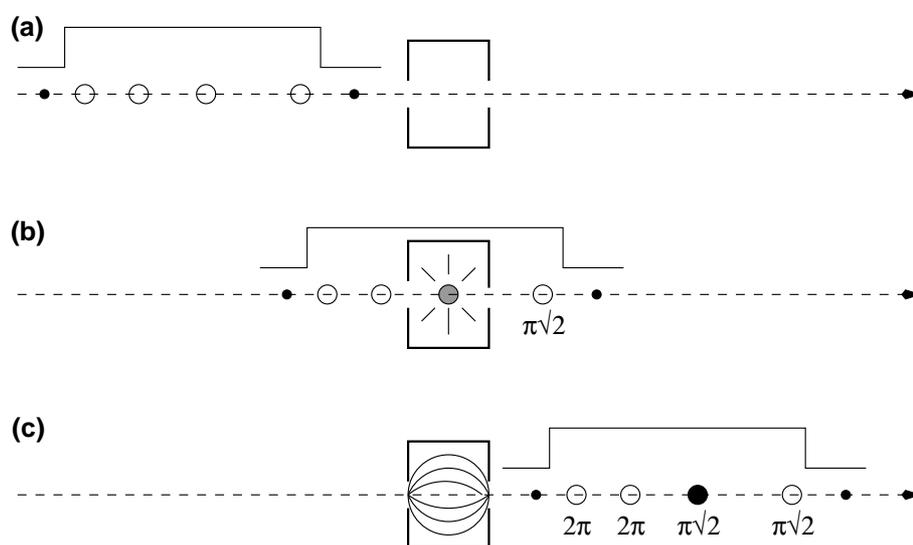


Abbildung 6.1: Prinzip der Quelle für einzelne Photonen. (a) Ein Laserpuls regt einige Atome in den angeregten Zustand an. Der Maser wird unter Bedingungen eines $(1, k)$ -Fangzustandes betrieben. (b), (c) Solange der Resonator im Vakuumzustand ist, akkumulieren die Atome einen Rabiwinkel von $\sqrt{2}\pi$. Emittiert eines der Atome, so durchlaufen die folgenden volle Rabirotationen (2π) und können nicht emittieren. Die Zahl der Atome wird groß genug gewählt, daß mit hoher Wahrscheinlichkeit eines davon emittiert. Die Pulsdauer wird gegenüber der Resonatorzerfallszeit klein gehalten, um Zerfall des Fockzustandes während der Präparation des Zustands zu verhindern. Bedeutung der Symbole wie in Abb. 5.1.

Die grundsätzliche Idee, die hinter der deterministischen Fockzustandsquelle steht, ist den Rückkopplungsmechanismus des Feldes auf die Emissionswahrscheinlichkeit der Atome unter Fangzustandsbedingungen auszunutzen, um den Aufbau eines Feldes jenseits des Ziel-Fockzustandes zu verhindern. Dies scheint zunächst einmal nichts grundlegend Neues gegenüber den Darstellungen in Kapitel 4 zu sein. Dort wurde unter anderem diskutiert, wie beim kontinuierlich gepumpten Ein-Atom-Maser Fockzustände durch Fangzustände angenähert werden können. Es wurde gezeigt, wie bei großen Pumpraten durch Störungen wie Fluktuationen der Wechselwirkungszeit oder thermischen Photonen der

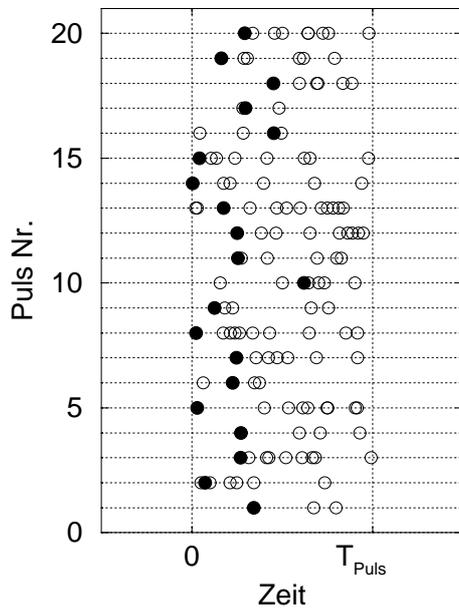


Abbildung 6.2: Monte-Carlo-Simulation der Einteilchenquelle. Gezeigt ist eine beliebige Auswahl von aufeinanderfolgenden Pulsen mit den Zeitpunkten und Zuständen der Atome im Puls der Dauer T_{Puls} . ●: Atom in $|g\rangle$ und ○: Atom in $|e\rangle$. Es zeigt sich, daß jeder Puls gerade ein Atom in $|g\rangle$ beinhaltet, unabhängig davon, wieviele Atome zuvor oder danach den Resonator passieren. Gut zu sehen ist auch, daß die Erzeugungswahrscheinlichkeit für ein Atom in $|g\rangle$ am Anfang des Pulses höher ist als am Ende.

Aufbau eines Feldes mit Photonenzahlen jenseits der Fangphotonenzahl begünstigt wird. Andererseits zeigte sich dort, daß eine zu geringe Pumprate dazu führt, daß sich das Feld bevorzugt in einem Zustand unterhalb der Fangphotonenzahl befindet. Obgleich gezeigt werden konnte, daß es im Prinzip möglich ist, die Fangzustände durch geeignete Wahl der Parameter in Fockzustände übergehen zu lassen, stellt sich die Wahl und Kontrolle dieser Parameter als experimentell äußerst delikat heraus. Auch ist es im gegenwärtigen Stand des Experimentes noch nicht möglich, die Feldstatistik zu messen, so daß eine „On-line“-Kontrolle zur Auffindung der richtigen Parameter zur Zeit noch nicht möglich ist.

Im Unterschied zu den Fangzuständen, die, wie in Kapitel 4 diskutiert, auf einem kontinuierlichen Pumpstrahl beruhen, basiert die hier gezeigte Methode auf einem gepulsten Schema, ähnlich dem, welches in Kapitel 5 vorgestellt wurde. Anders als dort soll hier jetzt aber der Ein-Atom-Maser in einem völlig anderen Parameterregime betrieben werden. So wird der Maser jetzt bei recht großer Pumprate betrieben und auf die Detektion der Atome wird kein Wert gelegt, d. h. die Detektoreffizienz spielt hier, wie gezeigt wird, keine Rolle. Zunächst soll jetzt das Prinzip für die deterministische Erzeugung des Zustandes $|1\rangle$ beschrieben werden.

Zur Veranschaulichung der in Abbildung 6.1 schematisch dargestellten Methode sei zunächst angenommen, daß jedes Atom detektiert wird und die Dämpfung des Feldes während der Pulse vernachlässigbar ist. Dies wird erreicht, indem die Dauer eines Pulses sehr klein gegenüber der Photonenzerfallszeit gewählt wird. Dagegen soll der Pulsabstand im Vergleich zur Photonenzerfallszeit groß sein, damit das Feld bis zum Beginn des nächsten Pulses vollständig zum Vakuumzustand zerfallen kann. Die Maserpumprate wird so groß gewählt, daß während jedes Pulses einige Atome den Resonator passieren. Die Wechselwirkungszeit $t_{\text{int}} = t_{(1,1)}$ der Atome mit dem Feld soll der Bedingung des Fangzustandes

(1, 1) genügen. Zu Beginn des Pulses befindet sich das Feld im Vakuumzustand $|0\rangle$. Jedes Atom, das nun den Resonator passiert und danach im angeregten Zustand $|e\rangle$ gemessen wird, ändert nichts am Feldzustand, denn das Feld wird durch die Messung wieder auf den Vakuumzustand reduziert. Wenn dagegen eines der Atome im Grundzustand $|g\rangle$ gemessen wird, weiß man mit Sicherheit, daß ein Photon emittiert wurde und das Feld wird durch Zustandsreduktion auf den Zustand $|1\rangle$ projiziert. Alle folgenden Atome durchlaufen jetzt wegen der Fangbedingung einen vollen Rabizyklus und verlassen den Resonator im angeregten Zustand. Am Ende des Pulses befindet sich das Feld im Zustand $|1\rangle$, wenn eines der Atome im Puls ein Photon emittiert hat. Das Ergebnis einer – später beschriebenen – Monte-Carlo-Simulation, die dies am Beispiel einiger Pulse illustriert, ist in Abbildung 6.2 gezeigt. Soweit das Prinzip. Nun sind für eine praktische Realisierung noch einige Punkte zu klären.

- Wie groß ist die maximal erreichbare Wahrscheinlichkeit für die Produktion eines gewünschten Fockzustands in einem Puls?
- Funktioniert das Prinzip auch, wenn keine Messung der Pumpatome vorgenommen wird? Oder in anderen Worten, ist das Prinzip auch bei nicht perfekten Detektoren gültig?
- Wie groß ist der Einfluß von (externen) Störungen und Rauschen, wie thermische Photonen, Variationen in der Wechselwirkungszeit, usw.?
- Wie gut lassen sich Fockzustände höherer Ordnung herstellen? Ist die Methode dafür direkt übertragbar oder sind Modifikationen notwendig?

6.1.1 Erzeugungswahrscheinlichkeit von $|1\rangle$ ohne Messung der Atome

Der grundlegende Unterschied zwischen dem Betrieb des Masers mit und ohne Messung der Atome besteht darin, daß im ersteren Fall Zustandsreduktion stattfindet, in letzterem nicht. Führt man keine Zustandsreduktion durch, so verbleibt das Feld nach der Wechselwirkung in einem entsprechenden Superpositionszustand (vgl. Glg. (2.41)) was einer gewissen Unkenntnis über den Feldzustand gleichkommt. Wir nehmen die Operationsbedingungen eines Fangzustandes $(1, k)$ und das Feld anfänglich im Vakuumzustand $|0\rangle$ an. Ein Atom akkumuliert dann beim Durchflug den Rabiwinkel $2\phi = 2gt_{(1,k)}$, wobei wegen der Fangbedingung $\sqrt{2}gt_{(1,k)} = k\pi$ gilt. Nach (2.41) wird der Zustand des Systems nach der Wechselwirkung mit dem ersten Atom beschrieben durch

$$|0\rangle \xrightarrow{\text{erstes Atom}} |e, 0\rangle \cos \phi - i |g, 1\rangle \sin \phi. \quad (6.1)$$

Wird das Atom nicht detektiert, so wechselwirkt das nächste Atom mit dieser Superposition und liefert

$$\begin{aligned} & \xrightarrow{\text{zweites Atom}} |e, e, 0\rangle \cos^2 \phi - i |e, g, 1\rangle \cos \phi \sin \phi \\ & - i |g, e, 1\rangle \sin \phi \cos(\sqrt{2}\phi) - |g, g, 2\rangle \sin \phi \underbrace{\sin(\sqrt{2}\phi)}_{=0}. \end{aligned} \quad (6.2)$$

Der letzte Term verschwindet wegen der Fangbedingung. Jedes weitere Atom wechselwirkt wieder mit einer Superposition aus den ersten beiden Fockzuständen und hinterläßt dieses in einer anderen Superposition aus diesen beiden Fockzuständen. Präziser ausgedrückt befinden sich die Atome und das Feld in einem Verschränkungszustand, dessen einzelne Komponenten keinen Feldanteil mit $n > 1$ besitzen. Komponenten von Fockzuständen solch höherer Ordnung treten wegen der Fangbedingung auch bei weiteren Atomen, die mit dem Feld wechselwirken, nicht auf. Die Wahrscheinlichkeit, das Feld nach der Wechselwirkung mit m Atomen im Vakuumzustand anzutreffen, ist dann gegeben durch $\alpha^m := (\cos^m \phi)^2$. Dabei wird α definiert als die Wahrscheinlichkeit, daß ein Atom bei ursprünglich leerem Resonator kein Photon emittiert. Entsprechend ist $\beta = 1 - \alpha$ die Wahrscheinlichkeit der Emission eines Atoms in einen leeren Resonator. Bei gegebener mittlerer Anzahl Atome pro Puls \bar{N}_{pp} und Poisson-verteilten Ankunftszeiten der Atome ist die Wahrscheinlichkeit, m Atome in einem Puls zu erhalten,

$$p(m) = \frac{e^{-\bar{N}_{\text{pp}}}}{m!} \bar{N}_{\text{pp}}^m. \quad (6.3)$$

Unter der Bedingung, daß das System unter den Bedingungen eines Ein-Photonen-Fangzustands läuft, ist dann die Wahrscheinlichkeit, daß kein Atom emittiert, also der Resonator im Vakuumzustand verbleibt, gegeben durch

$$P'_0 = \sum_{m=0}^{\infty} p(m) \alpha^m \quad (6.4)$$

$$= \sum_{m=0}^{\infty} \frac{e^{-\bar{N}_{\text{pp}}}}{m!} (\bar{N}_{\text{pp}} \alpha)^m \quad (6.5)$$

$$= \sum_{m=0}^{\infty} \frac{e^{-\bar{N}_{\text{pp}} \alpha}}{m!} (\bar{N}_{\text{pp}} \alpha)^m e^{\alpha \bar{N}_{\text{pp}}} e^{-\bar{N}_{\text{pp}}} \quad (6.6)$$

$$= \underbrace{\sum_{m=0}^{\infty} \frac{e^{-\bar{N}_{\text{pp}} \alpha}}{m!} (\bar{N}_{\text{pp}} \alpha)^m}_{=1} e^{\alpha \bar{N}_{\text{pp}}} e^{-\bar{N}_{\text{pp}}} \quad (6.7)$$

Die Wahrscheinlichkeit, daß in einem Puls mindestens ein Grundzustandsatom auftritt, ist $P^{(>0)} = 1 - P'_0$, also

$$P^{(>0)} = 1 - e^{-\beta \bar{N}_{\text{pp}}} \quad (6.8)$$

mit der Emissionswahrscheinlichkeit $\beta = 1 - \alpha$. Im idealen, störungsfreien Fall ist wegen der Fangbedingung die Emission eines zweiten Photons vollständig unterdrückt, so daß dies gleichzeitig die limitierende Wahrscheinlichkeit für die Emission genau eines Photons pro Puls darstellt. Dies soll im folgenden durch die Größe

$$p^{\text{max}} \equiv P^{(>0)} \quad (6.9)$$

ausgedrückt werden, da dieser Wert die durch die Poisson-Statistik des Pumpstrahls vorgegebene Höchstgrenze der Ausbeute an Ein-Photonfockzuständen darstellt. Es sei noch

betont, daß aufgrund der Kürze der hier verwendeten Pulse im Vergleich zur Felddämpfungszeit und der Länge der Wartezeit zwischen den Pulsen im Vergleich zur Felddämpfungszeit hier in sehr guter Näherung angenommen werden kann, daß die Zahl der im Masergrundzustand $|g\rangle$ erhaltenen Atome eines Pulses der Zahl der während dieses Pulses in den Resonator emittierten Photonen entspricht. Die geringen Abweichungen, die sich durch Störungen wie Felddämpfung und thermische Photonen ergeben, wirken sich dabei in erster Linie auf die Zahl der Grundzustandsatome aus, und nicht so sehr auf die Reinheit der erzeugten Fockzustände. Dies liegt daran, daß durch den Fangzustandsmechanismus und die verhältnismäßig hohe Pumprate ein eventuell während eines Pumpulses durch Dissipation verlorenes Photon mit hoher Wahrscheinlichkeit von einem der nächsten Atome ersetzt wird. Dagegen wird in Anwesenheit eines thermischen Photons¹ kein Atom emittieren, der Resonator dagegen am Ende des Pumpulses im gewünschten Fockzustand $|1\rangle$ sein. Aus praktischen Gründen der experimentellen Überprüfbarkeit wird in den folgenden Abschnitten hauptsächlich von der Anzahl der produzierten Atome in $|g\rangle$ die Rede sein. Gemeint ist damit aber immer auch die Ordnung eines im Resonator nach dem Pumpuls befindlichen Feld-Fockzustandes.

P^{\max} zeigt einen exponentiellen Anstieg, so daß im idealen Fall die Realisierung einer Einteilchenquelle durch Erhöhung der Pumprate beliebig gut angenähert werden kann. Im konkreten Fall spielen natürlich gewisse Rauschquellen ebenfalls eine Rolle, die eine Abweichung von der hier beschriebenen Situation zur Folge haben. Im nächsten Abschnitt 6.1.2 soll eine detailliertere Untersuchung gegeben werden, die solche Effekte mit einschließt.

6.1.2 Simulation der Fockzustandsquelle

Zur Untersuchung der Dynamik der Fockzustandsquelle eignet sich die in Abschnitt 5.3 schon angesprochene Methode der Monte-Carlo-Simulation des Mikromasers, da hier das Experiment sehr genau nachgebildet wird und diverse Rauschquellen wie thermische Photonen und Fluktuationen von Parametern sehr praktisch und realitätsnah eingebaut werden können. Außerdem liefern die Ergebnisse solch einer Simulation einen sehr klaren Einblick in die tatsächlichen Vorgänge im Experiment.

In Abbildung 6.3 ist das Resultat einer Simulation gezeigt, bei der die Wechselwirkungszeit der Atome durchgestimmt wurde. Es wurde eine Pumprate von $\bar{N}_{pp} = 7$ Atomen durchschnittlich pro Puls angenommen. Gezeigt ist die Wahrscheinlichkeit $P^{(0)}$, kein Atom pro Puls im Zustand $|g\rangle$ zu erhalten (Abb. 6.3(a)), die Wahrscheinlichkeit $P^{(1)}$, genau ein Atom pro Puls im Zustand $|g\rangle$ zu erhalten (Abb. 6.3(b)) und die bedingte Wahrscheinlichkeit $P^{(>1;1)}$, mehr als ein $|g\rangle$ -Atom im Puls zu messen, wenn mindestens eines vorhanden ist (Abb. 6.3(c)). $P^{(0)}$ zeigt ausgeprägte Maxima an den Positionen der Vakuumfangzustände $(0, k)$. Der Wert $P^{(0)}$ ist ein Maß für die Stärke mit der die Emission eines Photons in das Vakuum hinein unterdrückt wird, d. h. $P^{(0)} = 1$ bedeutet, daß kein Photon emittiert werden kann, also ein Vakuumfangzustand vorliegt. Um eine gute Operation der

¹Aufgrund der sehr niedrigen mittleren Zahl thermischer Photonen ist die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von mehr als einem thermischen Photon vernachlässigbar gering.

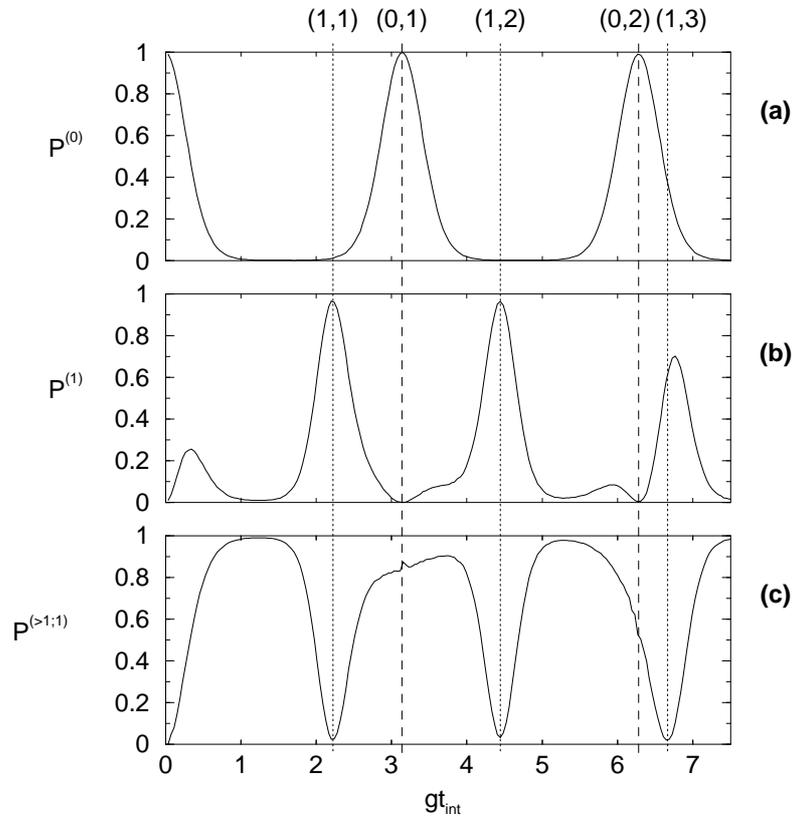


Abbildung 6.3: Monte-Carlo-Simulation der Ein-Photonquelle, die die Abhängigkeit von der Wechselwirkungszeit t_{int} zeigt. **(a)** Wahrscheinlichkeit kein $|g\rangle$ -Atom im Puls zu finden, $P^{(0)}$. **(b)** Wahrscheinlichkeit genau ein $|g\rangle$ -Atom im Puls zu finden, $P^{(1)}$. **(c)** Konditionierte Wahrscheinlichkeit, mehr als ein $|g\rangle$ -Atom im Puls zu finden, im Fall, daß mindestens eines enthalten ist, $P^{(>1;1)}$. Parameter der Simulation: $n_{\text{th}} = 10^{-4}$, $T_{\text{Puls}} = 0,02 \tau_{\text{cav}}$, $\Delta t_{\text{int}}/t_{\text{int}} = \Delta g/g = 1\%$ und $\overline{N}_{\text{pp}} = 7$.

Ein-Photonquelle zu gewährleisten, ist es wichtig, daß der Einfluß dieser Unterdrückung der Emission an der Position des gewählten Ein-Photon-Fangzustandes möglichst verschwindet. Tatsächlich ist dies für die Positionen (1, 1) und (2, 1) sehr gut der Fall, so daß sich diese von der Emissionswahrscheinlichkeit her für die Fockzustandsproduktion gut eignen. An der Position (1, 3) beobachtet man eine starke Überlappung der Maxima von $P^{(0)}$ und $P^{(1)}$, die zu einer Verminderung der Erzeugungswahrscheinlichkeit für $|g\rangle$ -Atome führt. Folglich ist das Maximum von $P^{(1)}$ an dieser Stelle nicht so stark ausgeprägt und außerdem gegenüber der „korrekten“ Position von (1, 3) in Richtung weg von (0, 2) verschoben. Offensichtlich eignet sich der Fangzustand (1, 3) nicht besonders gut für die Ein-Photonquelle. In Abbildung 6.3(c) ist gezeigt, daß bedingt durch die Fangbedingung die Emission weiterer Photonen in den Resonator an den Positionen der entsprechenden Fangzustände (1, k) stark unterdrückt ist. Dies äußert sich in den Minima der Kurve für $P^{(>1;1)}$. Da ja in der Regel nur eine endliche Emissionswahrscheinlichkeit $\sin^2 \phi < 1$ vor-

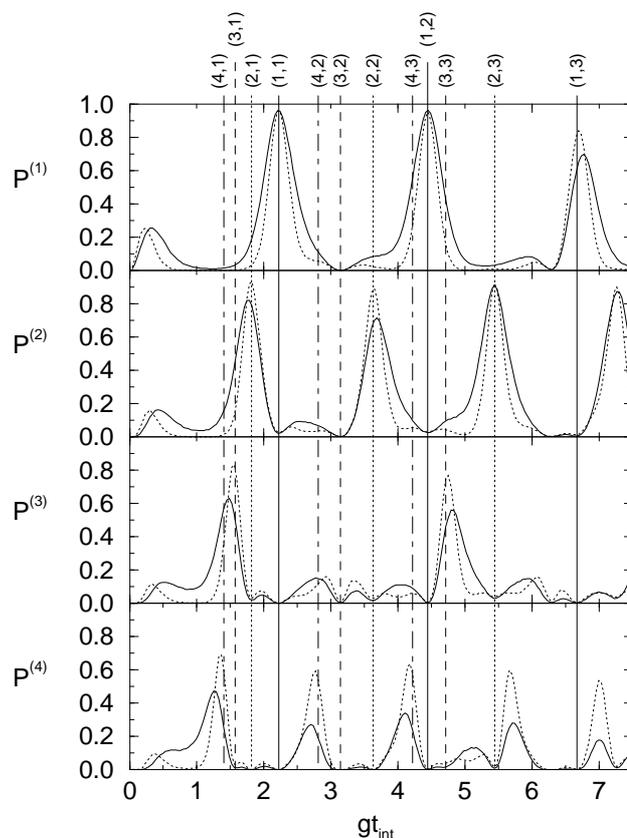


Abbildung 6.4: Wahrscheinlichkeiten genau ein ($P^{(1)}$) bis vier ($P^{(4)}$) $|g\rangle$ -Atome pro Puls zu erhalten. Die Parameter der Simulation sind für die durchgezogenen Graphen die gleichen wie in Abbildung 6.3. Für die gepunkteten Graphen wurde die doppelte Pumprate gewählt. Die vertikalen Linien zeigen die Positionen diverser Fangzustände (n, k) an. Im Bereich dieser Stellen ist die Wahrscheinlichkeit genau n $|g\rangle$ -Atome pro Puls zu erhalten maximal. An den Positionen von Fangzuständen mit niedrigerem n ist die Emissionswahrscheinlichkeit unterdrückt. So ist z. B. die Wahrscheinlichkeit bei $gt_{\text{int}} = \pi$ genau drei Atome zu messen, Null, da die Fangzustände $(3, 2)$ und $(0, 1)$ entartet sind. An anderen Stellen bewirkt die unterdrückte Emissionswahrscheinlichkeit eine leichte Verschiebung der Maxima, wie sehr schön an den Positionen $(n, 1)$ zu sehen ist.

liegt, ist es nötig mit recht großen Pumpraten zu arbeiten, um eine gute Pulsfüllung zu erhalten. Wie für den kontinuierlichen Betrieb des Mikromasers bereits in Abschnitt 4.2 gezeigt wurde, steigt jedoch mit der Pumprate der Einfluß externer Störungen, speziell thermischer Photonen und der Fluktuationen in Parametern wie t_{int} und g . Der zu erwartende Effekt ist hier ähnlich wie dort, mit dem Unterschied, daß dort mehr Zeit für das Feld zur Verfügung steht, sich jenseits der Fangphotonenzahl zu etablieren. Andererseits spielt es für die Ein-Photonquelle keine große Rolle, ob der gewollten Emission eines Photons die Emission nur eines weiteren Photons oder gar eine Kaskadenemission folgt, denn in beiden Fällen wird nicht der gewünschte Zustand präpariert. Letztere haben nur in dem Sinn einen schlechteren Einfluß auf das Funktionieren des Systems, als das dabei

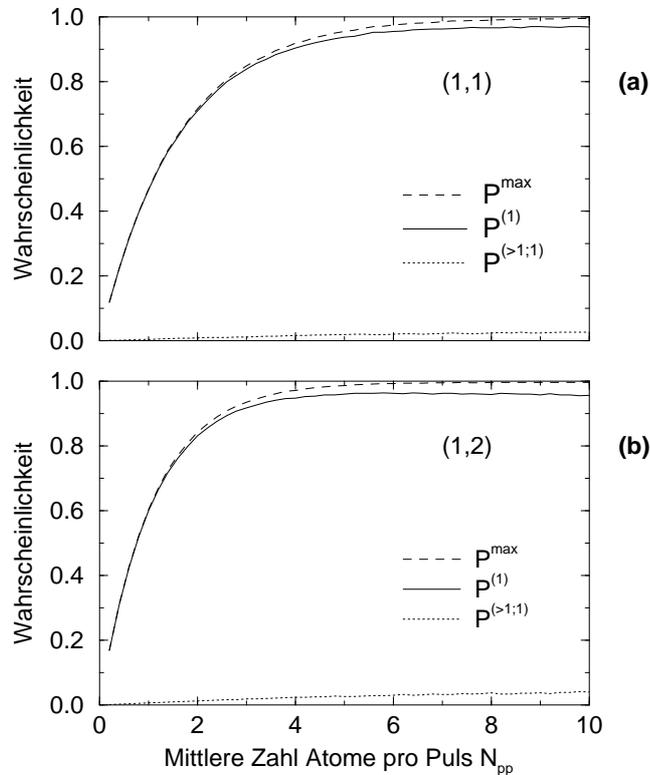


Abbildung 6.5: Simulation der Abhängigkeit der Ein-Photonenquelle von der Pumprate für Bedingungen der Fangzustände (1, 1) **(a)** und (2, 1) **(b)**. P^{\max} ist gegeben durch Glg. (6.8), $P^{(1)}$ ist die Wahrscheinlichkeit der Produktion von $|1\rangle$, bzw. die Wahrscheinlichkeit genau ein $|g\rangle$ -Atom pro Puls zu erhalten und $P^{(>1;1)}$ die bedingte Wahrscheinlichkeit, mehr als ein $|g\rangle$ -Atom im Puls zu haben, sofern mindestens ein solches im Puls vorhanden ist. Die höhere Emissionswahrscheinlichkeit in das Vakuum für den (1, 2)-Fangzustand als für (1, 1) bewirkt eine schnellere Annäherung an eine optimale Fockzustandsquelle. Jedoch spielen hier Verletzungen der Fangbedingung durch z. B. thermische Photonen eine größere Rolle. Daher ist für die (1, 1)-Bedingung die maximal erreichbare Erzeugungswahrscheinlichkeit für den Fockzustand höher als bei (1, 2).

aufgebaute Feld nicht so leicht vollständig bis zum nächsten Puls dissipieren kann, d. h. es bildet sich bei zu hohen Pumpraten leichter ein störender zyklisch stationärer Zustand aus (vgl. Abschnitt 5.2.1). Auf den Einfluß externer Störungen auf das Funktionieren der Ein-Photonquelle wird später in diesem Kapitel genauer eingegangen.

Es ist interessant zu überlegen, ob es möglich ist, mit dem beschriebenen einfachen Prinzip auch Fockzustände höherer Ordnung deterministisch zu erzeugen. Der naive Zugang dazu wäre, zur Erzeugung von $|n\rangle$ mit $n > 1$ einfach an die Position eines Fangzustandes (n, k) zu gehen und den Maser wie oben gezeigt gepulst zu betreiben. Abbildung 6.4 zeigt für die gleichen Simulationsparameter wie in Abbildung 6.3 und die doppelte Pumprate die Wahrscheinlichkeiten $P^{(n)}$, genau n Atome in einem Puls zu messen. Zunächst fällt auf,

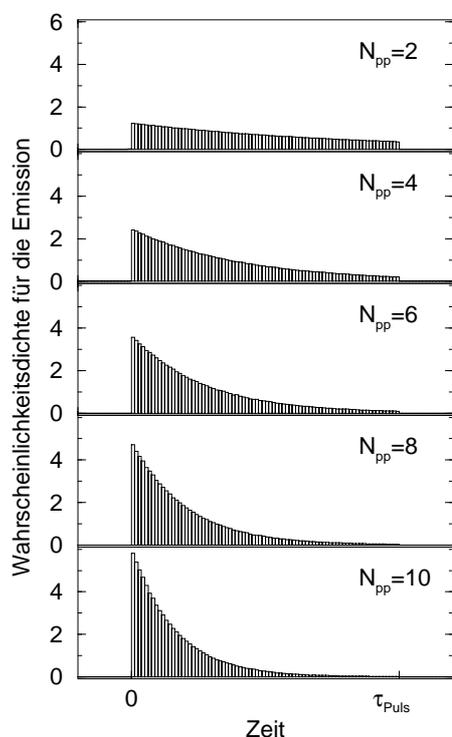


Abbildung 6.6: Simulation der Wahrscheinlichkeitsdichte für die Emission des Photons, bzw. die Erzeugung des $|g\rangle$ -Atoms für verschiedene Pumpraten. Die Kurven sind so normiert, daß die Fläche unter der Kurve der gesamten Erzeugungswahrscheinlichkeit für den Fockzustand während des Pulses entspricht. Am Anfang des Pulses ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein Atom emittiert, am größten. Da die Wahrscheinlichkeit, das Feld im Zustand $|1\rangle$ zu finden mit der Zeit ansteigt, sinkt entsprechend die Wahrscheinlichkeit für den Emissionsvorgang ab. Dieser Prozeß läuft umso schneller ab, je größer die Pumprate ist. Parameter der Simulation: $gt_{\text{int}} = \pi/\sqrt{2}$ (Fangzustand $(1,1)$), $T_{\text{period}} = 5\tau_{\text{cav}}$, $T_{\text{Puls}} = 0,02\tau_{\text{cav}}$, $n_{\text{th}} = 10^{-4}$, $\Delta t_{\text{int}}/t_{\text{int}} = \Delta g/g = 1\%$

daß sich in der Regel Maxima der Wahrscheinlichkeiten an den theoretischen Positionen der Fangzustände zeigen, jedoch sind diese für steigende Ordnung, auch für hohe Pumpraten, immer schwächer ausgeprägt. An einigen Fangzustandspositionen, wie z. B. bei $(3,2)$ tritt sogar überhaupt kein Maximum, sondern stattdessen ein Minimum auf. Dem zugrunde liegt der gleiche Effekt der Unterdrückung der Emissionswahrscheinlichkeiten, wenn sich die Maxima mit Maxima niedriger Ordnung überlappen, wie oben schon beschrieben. Im Fall von $(3,2)$ liegt sogar Entartung mit dem Vakuumfangzustand $(0,1)$ vor, was ein Maximum von $P^{(3)}$ an dieser Stelle vollständig unterdrückt und statt dessen das deutlich sichtbare Wahrscheinlichkeitsminimum verursacht. Mit steigender Pumprate wird die Breite der Maxima geringer, bedingt dadurch, daß die Wahrscheinlichkeit des Aufbaus eines Fockzustandes höherer Ordnung bei leichter Verstimmung von der Fangbedingung mit der Pumprate steigt. Die Folge ist, daß die Wahrscheinlichkeit für den Aufbau höherer Fockzustände so im Prinzip deutlich gesteigert werden kann. Jedoch geschieht dies aufgrund der abnehmenden Breite der Wahrscheinlichkeitskurven aber auf Kosten der Robustheit gegenüber Schwankungen in der Wechselwirkungszeit der Atome. Sehr schön ist auch die oben schon angesprochene Verschiebung der Maxima in Richtung weg von Maxima niedrigerer Ordnung zu beobachten, z. B. wird das Maximum $(4,1)$ von dem Maximum $(3,1)$ nach links „abgestoßen“, da in diesem Bereich durch die Fangbedingung $(3,1)$ die Emission eines vierten Photons unterdrückt wird. Der Verschiebungseffekt wird mit steigender Pumprate geringer, da die Maxima schmaler werden und entsprechend die Überlappung zwischen ihnen kleiner wird. Es ist offensichtlich, daß sich auf diese Art und Weise nur sehr schwierig eine deterministische Fockzustandsquelle für $|n > 1\rangle$ realisieren

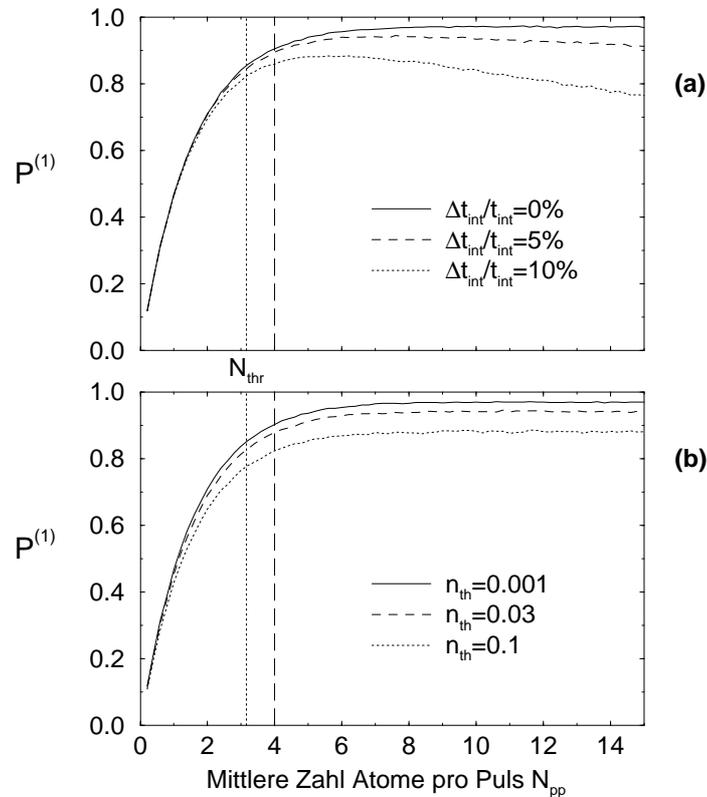


Abbildung 6.7: Robustheit der Fockzustands-/Ein-Atomquelle. Für verschiedene Pumpraten \bar{N}_{pp} zeigt (a) den Einfluß von Schwankungen in der Wechselwirkungszeit auf die Fockzustandsquelle. Typischerweise werden experimentell Werte von $\Delta t_{int}/t_{int} \leq 3\%$ erreicht. (b) zeigt den Einfluß von thermischen Photonen auf die Fockzustandsquelle für verschiedene Pumpraten. Im Experiment werden standardmäßig Temperaturen verwendet, die zu etwa $n_{th} = 0,03$ führen. Es wurden schon Werte von $n_{th} = 10^{-4}$ erreicht. In beiden Fällen (a) und (b) entsprechen also die mittleren Kurven in etwa den experimentellen Gegebenheiten. Die gepunktete vertikale Linie gibt die Position des Schwellenwertes N_{thr} (Glg. (6.10)) an. Die gestrichelte vertikale Linie zeigt die Pumprate des in Abschnitt 6.2 vorgestellten Experimentes.

läßt. Eine bessere Methode, wie solch eine Quelle realisiert werden kann, wird später in Abschnitt 6.4 vorgestellt.

Einfluß der Pumprate

Wie im Fall des kontinuierlichen Betriebsmodus des Mikromasers hat offensichtlich auch hier die Pumprate einen entscheidenden Einfluß auf die Reinheit der erzeugten Zustände. Abbildung 6.5 zeigt in Abhängigkeit von der Pumprate die Wahrscheinlichkeiten, überhaupt $|g\rangle$ -Atome im Puls zu haben, genau ein $|g\rangle$ -Atome im Puls zu haben, d. h. den

Fockzustand $|1\rangle$ zu erzeugen, sowie die bedingte Wahrscheinlichkeit, mehr als ein $|g\rangle$ -Atom im Puls zu haben, wenn mindestens eines vorhanden ist. Wie schon zuvor wird hier die Pumprate in Form der mittleren Anzahl von Atomen \bar{N}_{pp} angegeben, die den Resonator pro Puls durchqueren. Dieser Wert ist hier besser zur Charakterisierung der Pumprate geeignet als N_{ex} , da hier die für die Dynamik des Systems relevante Zeitkonstante die Pulslänge T_{puls} und nicht wie im kontinuierlich gepumpten Ein-Atom-Maser die Photonenlebensdauer τ_{cav} ist. Der Zusammenhang zwischen \bar{N}_{pp} und N_{ex} ist gegeben durch Gleichung (5.2). Wie in Abschnitt 6.1.1 analytisch gezeigt wurde, zeigt die Wahrscheinlichkeit mindestens ein $|g\rangle$ -Atom im Puls zu haben einen exponentiellen Anstieg mit der Pumprate. Da im idealen Fall keine Verletzung der Fangbedingung durch externe Störungen oder Dissipation vorliegt, stellt dieser Wert auch gleichzeitig eine Obergrenze für die mögliche Ausbeute an Fockzuständen dar. Wie schon zuvor wird auch in Abbildung 6.5 die Stärke der Störung der Fockzustandsquelle durch externe Einflüsse charakterisiert durch $P^{(>1;1)}$ (gepunktete Linie in Abb. 6.5). Wie zu erwarten, zeigt $P^{(>1;1)}$ einen monotonen Anstieg mit der Pumprate. Die Differenz zwischen $P^{(1)}$ und P^{max} wird also im Wesentlichen durch Rauschquellen verursacht. Zusammengefaßt wird also die Kurvenform von $P^{(1)}(\bar{N}_{pp})$ zunächst durch die Poisson-Statistik des Pumpstrahls bestimmt, was auf P^{max} führt. Durch den Einfluß schwacher Rauschquellen wird dann die Kurvenform noch etwas modifiziert und liefert $P^{(1)}$.

Um das Einsetzen der deterministischen Produktion von Fockzuständen charakterisieren zu können, ist es nützlich eine Art Schwellenwert für die Pumprate einzuführen. Dieser soll hier durch

$$N_{thr} := 2/P_g \quad (6.10)$$

definiert werden, wobei P_g die Emissionswahrscheinlichkeit in den Vakuumzustand ist. Unter den Bedingungen des Fangzustandes (1, 1) ist die Emissionswahrscheinlichkeit in das Vakuum 63,3%, für die Bedingungen des Fangzustandes (2, 1) sogar 92,9%.² Dies führt auf einen Schwellenwert von $N_{thr} = 3,16$ für den Fangzustand (1, 1) und $N_{thr} = 2,15$ für den Fangzustand (2, 1). Dieser Wert liegt sehr nahe am idealen Fall der sicheren Emission des ersten Atoms, also dem Fall von $P_g = 1$. Für diesen ist der Schwellenwert $N_{thr} = 2$, was auf den ersten Blick überraschend hoch erscheinen mag, aber einfach an der Poisson-Verteilung der Ankunftszeiten der Atome im thermischen Strahl liegt. Um einen kleineren Wert des Schwellenwerts zu erhalten, wäre ein regelmäßigerer Pumpstrahl vonnöten. Von der Erzeugung eines solchen handelt aber gerade dieses Kapitel.

Wahrscheinlichkeitsdichte im Puls

Nun ist es interessant zu betrachten, zu welchem Zeitpunkt während eines Pumpulses die Erzeugung des Photons bevorzugt stattfindet. Die mittlere Zahl der Atome kann geschrieben werden als $\bar{N}_{pp} = rT_{puls}$. Definiert man einen von der Zeit t abhängigen, auf die

²Anhang A gibt einen Überblick über die Emissionswahrscheinlichkeiten für verschiedene Fangzustandsbedingungen und Fockzustände.

Pulslänge normierten dimensionslosen Parameter $\theta = t/T_{\text{Puls}}$, so ergibt sich damit für die Wahrscheinlichkeitsdichte im idealen Fall

$$D^{\text{max}}(\theta) := \frac{dP^{\text{max}}}{d\theta} = \beta \bar{N}_{\text{pp}} e^{-\beta \bar{N}_{\text{pp}} \theta}. \quad (6.11)$$

Die Emissionswahrscheinlichkeit ist also zu Beginn des Pumpulses am höchsten und sinkt exponentiell mit der Zeit bis zum Ende des Pulses ab. Dies ist in Abbildung 6.6 graphisch für verschiedene Pumpraten dargestellt. Umgekehrt betrachtet liefert die Fläche unter der Dichtekurve

$$P^{\text{max}} = \int_0^1 D^{\text{max}}(\theta) d\theta \quad (6.12)$$

die Wahrscheinlichkeit der Erzeugung des Fockzustandes.

Robustheit der Methode

Es wurde schon angedeutet, daß die hier besprochene Methode der Erzeugung von Fockzuständen sehr robust gegenüber Fluktuationen von Parametern wie Wechselwirkungszeit, thermischem Feld, Kopplungskonstante usw. ist. In Abbildung 6.7(a) ist der Einfluß von Schwankungen in der Atom-Feld-Wechselwirkungszeit t_{int} die durch die spektrale Breite der anregenden Laserstrahlung unvermeidbar sind, gezeigt. Um die Einflüsse von anderen Rauschquellen wie thermischen Photonen zu unterdrücken, wurden diese dabei in der Simulation abgeschaltet. Ansonsten wurden experimentell realistische Größen verwendet. Im Experiment werden typischerweise Wechselwirkungszeitschwankungen von $\Delta t_{\text{int}}/t_{\text{int}} \leq 3\%$ erreicht, die offensichtlich nur eine sehr geringe Abweichung vom Idealfall verursachen. Selbst für den übertriebenen Wert von $\Delta t_{\text{int}}/t_{\text{int}} = 10\%$ erreicht man noch Ausbeuten für den Ein-Photonfockzustand von ca. 88%. Abbildung 6.7(b) zeigt den Einfluß von thermischen Photonen auf die Wahrscheinlichkeit $P^{(1)}$. In dieser Simulation wurden alle Rauschquellen mit Ausnahme der thermischen Photonen ausgeschaltet, um den Effekt klar erkennen zu können. Ansonsten wurden auch hier experimentell realistische Parameter verwendet. Im Experiment wird routinemäßig $n_{\text{th}} = 0,03$ erreicht, der in der Abbildung gezeigte bessere Wert von $n_{\text{th}} = 0,001$ wurde ebenfalls schon im Experiment erreicht. Auch hier zeigt sich, daß sich die Operation des Mikromasers als Fockzustandsquelle über einen weiteren Bereich von Fluktuationen hinweg aufrechterhalten läßt, als experimentell nötig wäre. Die gestrichelte Linie bei $\bar{N}_{\text{pp}} = 4$ in Abbildung 6.7 zeigt die Pumprate an, mit der das in Abschnitt 6.2 gezeigte Experiment vorgenommen wurde. Es fällt auf, daß für steigende Pumpraten die Ausbeute an Ein-Photonfockzuständen bei Anwesenheit von Schwankungen in der Wechselwirkungszeit abfällt (Abb. 6.7(a)), während sie sich ohne solche Schwankungen aber in Anwesenheit von thermischen Photonen einem konstanten Wert annähert. Dies ist auf die früher in diesem Abschnitt erklärte Verschmälerung der Maxima von $P^{(n)}(t_{\text{int}})$ mit zunehmender Pumprate (vgl. Abb. 6.4) zurückzuführen. Da die Zahl der thermischen Photonen unabhängig von der Pumprate ist, ändert sich an der Ausbeute von Fockzuständen mit der Änderung der Pumprate hier nichts.

6.2 Experimentelle Realisierung der Fockzustandsquelle

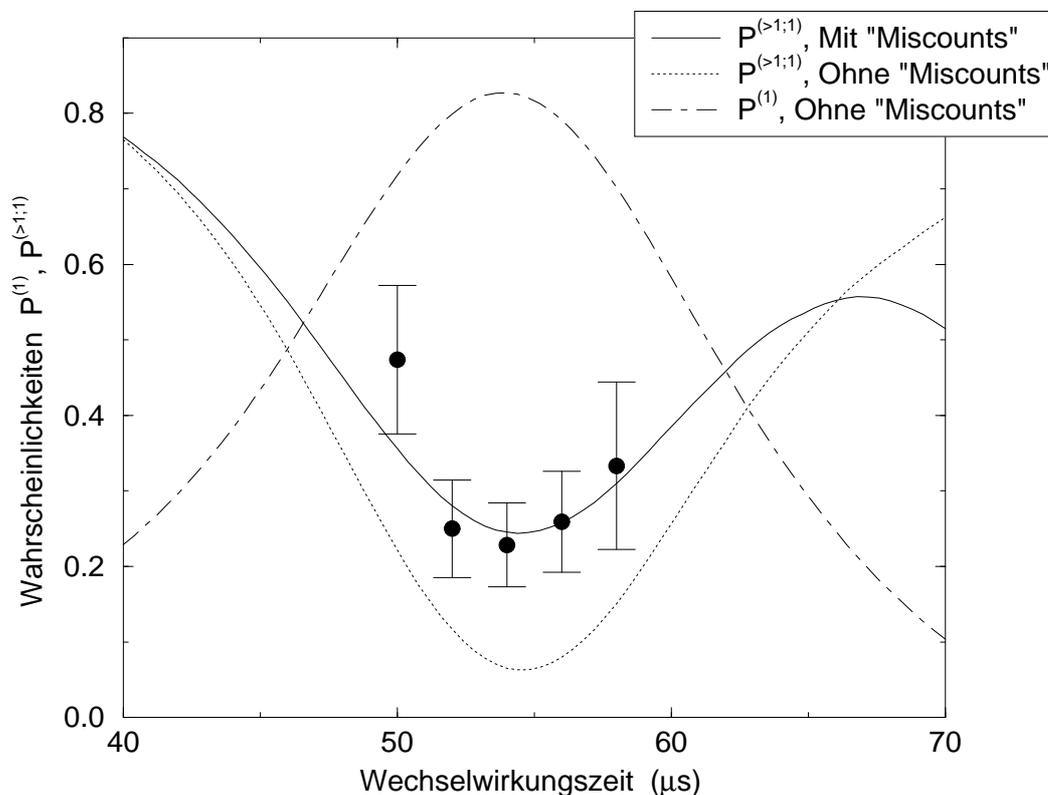


Abbildung 6.8: Experimentelle Realisierung der Fockzustandsquelle und Vergleich mit Simulationen. Gezeigt ist die bedingte Wahrscheinlichkeit $P^{(>1;1)}$ im Experiment (Punkte), sowie in der Simulation unter Miteinbeziehung der Detektor-Fehlzählraten (2% im $|e\rangle$ -Detektor und 7% im $|g\rangle$ -Detektor, durchgezogene Linie) und ohne Detektor-Fehlzählrate (gepunktete Linie). Aus der gleichen Simulation stammt die Einzelatomwahrscheinlichkeit $P^{(1)}$ (gepunktet-gestrichelte Linie). An der Position des Fangzustandes $(1, 1)$ ist sie 83,2%. Die Parameter des Experimentes und der Simulation sind $\tau_{\text{cav}} = 300 \text{ ms}$, $T_{\text{Puls}} = 0,066\tau_{\text{cav}}$, $T_{\text{period}} = 1 \text{ s}$, $n_{\text{th}} = 0,03$ und $\bar{N}_{\text{pp}} = 4$.

Wie zuvor in Abschnitt 6.1.1 bereits gezeigt wurde, ist das hier beschriebene Prinzip der Operation des Ein-Atom-Masers als Ein-Photonquelle unabhängig von der Detektoreffizienz. Problematisch ist jedoch die Frage, wie experimentell nachgewiesen werden kann, daß tatsächlich eine deterministische Produktion von Ein-Photon-Fockzuständen stattfindet. Die offensichtlich geradlinigste Art eines Nachweises einer Ein-Photon- bzw. Ein-Atomquelle wäre eine genaue Messung der Zahl der Atome die in jedem Pumpimpuls den Resonator im Masergrundzustand $|g\rangle$ verlassen. Dies ist jedoch, wie schon im Detail in Kapitel 5 erläutert, wegen der unvermeidlich nicht perfekten Detektoren nicht möglich, obgleich die Erzeugung der Fockzustände unabhängig von ihrer Detektion ist. Eine an-

dere Möglichkeit des Nachweises wäre, mit einem Rekonstruktionsschema wie in Kapitel 5 den Feldzustand zu messen. Wie dies auch für die deterministische Ein-Photonquelle im Experiment realisiert werden kann, wird als Ausblick in Abschnitt 6.3 beschrieben. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein anderes Prinzip verwandt, welches sich enger an dem Maseraufbau orientiert, wie er gegenwärtig besteht. Dieser ist optimiert für den Fall eines kontinuierlichen, d. h. nicht gepulsten Pumpstrahls. Die Methode basiert auf der Detektion von Korrelationen in den Zuständen $|g\rangle$ und $|e\rangle$ zwischen aufeinanderfolgenden Atomen, was hier Unabhängigkeit von Detektoreffizienzen garantiert, denn diese bleiben auch erhalten, wenn Atome der Detektion entgehen [BESW94, ELB⁺98]. Genauer gesagt werden die Korrelationen in Pulsen, die zwei detektierte Atome enthalten von denen eines im Maser-Grundzustand $|g\rangle$ sein muß, betrachtet. Die Größe der Korrelationen zwischen den Atomen hängt direkt mit der Zahl der Masergrundzustandsatome pro Puls zusammen.

Für das in Abbildung 6.8 gezeigte Experiment wurde ein Resonator mit einer Güte von $Q = 4 \cdot 10^{10}$ verwendet, was einer Photonenlebensdauer von $\tau_{\text{cav}} = 300$ ms entspricht. Der Resonator wurde näher in Abschnitt 3.2 betrachtet. Diese hohe Güte erlaubt im Bereich des Maximums der Maxwell-Boltzmann-Verteilung Pumpraten von ca. $N_{\text{ex}} = 60$. Die Wechselwirkungszeit der Atome aus diesem Maximum fällt glücklicherweise mit der Position des Fangzustandes $(1, 1)$ zusammen. Bei dieser Pumprate wird mit der Pumpimpulsweite von $T_{\text{Puls}} = 0,066\tau_{\text{cav}} = 20$ ms eine mittlere Atomzahl von $\bar{N}_{\text{pp}} = 4$ erreicht. Diese Pumprate liegt dabei etwas über dem früher definierten Schwellenwert der Pumprate (6.10). Dissipative Effekte während der im Vergleich zur Photonenlebensdauer kurzen Pulse sind weitgehend ausgeschlossen. In Abbildung 6.8 ist das Ergebnis des Experimentes in Form des Korrelationsparameters

$$P_{\text{exp}}^{(>1;1)} = \frac{N_{\text{gg}}}{N_{\text{gg}} + N_{\text{eg}} + N_{\text{ge}}}, \quad (6.13)$$

gezeigt, wobei z. B. N_{eg} die Zahl der Ereignisse, die zuerst ein Atom in $|e\rangle$ und dann ein Atom in $|g\rangle$ enthalten, ist. Dieser Parameter entspricht der bedingten Wahrscheinlichkeit $P^{(>1;1)}$ der Simulation aus Abschnitt 6.1.2, da die Zahl der experimentell detektierten Dreiatomereignisse vernachlässigbar klein ist und deshalb ignoriert werden kann. Der experimentelle Parameter ist somit direkt mit der Simulation vergleichbar und die interessierende Wahrscheinlichkeit, genau ein Atom pro Puls zu erhalten, ergibt sich als Differenz zwischen der Pulsfüllwahrscheinlichkeit $P^{\text{max}} \equiv P^{(>0)}$ und der gemessenen Größe $P_{\text{exp}}^{(>1;1)}$. Obgleich $P_{\text{exp}}^{(>1;1)}$ unabhängig von der absoluten Detektoreffizienz ist, besteht doch eine Abhängigkeit von der Fehlzählrate, also der Wahrscheinlichkeit, daß der falsche Detektor auf ein Atomereignis anspricht. Diese Fehlzählrate („miscount rate“) wurde im Experiment zu 2% fehlerhafte Ereignisse im Detektor für $|e\rangle$, sowie 7% fehlerhafte Ereignisse im Detektor für $|g\rangle$ bestimmt. Die durchgezogene Linie in Abbildung 6.8 zeigt eine ab initio Simulation von $P^{(>1;1)}$ mit den experimentellen Parametern, wie Pulslängen, Wechselwirkungszeit, Pumprate usw., einschließlich der Fehlzählrate. Die gepunktete Linie ist dieselbe Simulation, wobei hier die Fehlzählrate nicht in Betracht gezogen wurde. Diese Kurve zeigt, welches Ergebnis eines Experimentes man erwarten würde, wenn die Detektoren ohne Fehlzählrate wären. Aus der gleichen Simulation läßt sich die Wahrscheinlich-

keit $P^{(1)}$ für genau ein $|g\rangle$ -Atom im Puls, also auch die Wahrscheinlichkeit der Produktion von $|1\rangle$ bestimmen. Diesen Wert zeigt die gestrichelt-gepunktete Linie in Abbildung 6.8. An der Stelle des Fangzustandes $(1, 1)$ findet man eine Wahrscheinlichkeit von 83,2% für $P^{(1)}$, also die Wahrscheinlichkeit für die Produktion des Ein-Photon-Fockzustandes in einem Puls. Dies ist in sehr guter Übereinstimmung mit einer Abschätzung dieses Wertes aus einer Extrapolation der Daten auf 100% Detektoreffizienz. Mit den gegebenen experimentellen Parametern ist eine maximale Ausbeute an Pulsen mit genau einem $|g\rangle$ -Atom $p^{\max} = 92\%$ nach (6.8) zu erwarten.

6.3 Schema zur Messung der Photonenstatistik

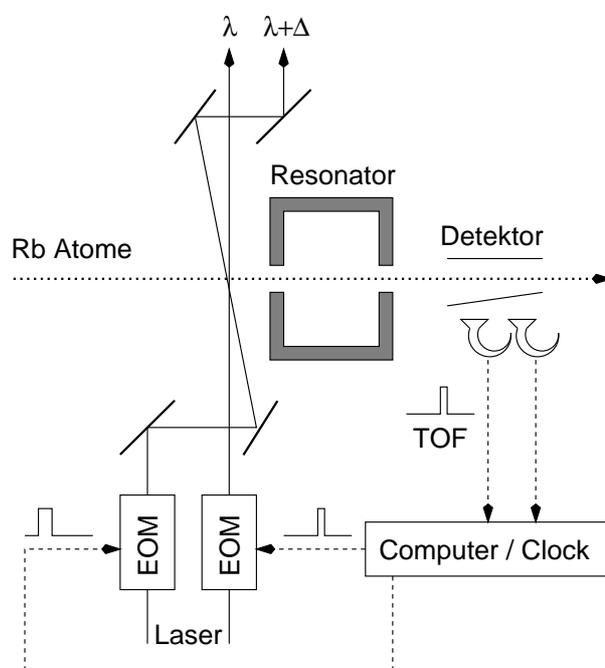


Abbildung 6.9: Schema eines Pump-and-Probe Experimentes. Ein intensiver Pumpplaser regt in einem Pumpimpuls Atome geschwindigkeitsselektiv an, die den interessierenden Feldzustand aufbauen. Ein zum Atomstrahl senkrechter Probenlaser regt danach Atome geschwindigkeitsunabhängig an, die den Feldzustand testen und zustandsselektiv in einem Flugzeit-Experiment (TOF) nachgewiesen werden. Danach relaxiert das Feld bis zur nächsten Pulssequenz. Die zeitliche Abfolge von Pump- und Probenpulsen wird durch einen Computer mit Hilfe von intensitätsregulierenden elektrooptischen Modulatoren (EOM) gesteuert. Die Frequenzverstimmung der Laserstrahlen wird unabhängig voneinander mit Hilfe von akustooptischen Modulatoren eingestellt (nicht gezeigt).

Das Prinzip der Messung der Photonenstatistik wurde bereits in Kapitel 5 im Detail dargestellt. Die Idee dabei war, in einem „Pump-and-Probe“-Experiment nach Präparation

des interessierenden Feldzustandes durch ein oder mehrere Pumpatome die Rabioszillation von jeweils maximal einem Probenatom pro Zyklus zu messen. Durch Fourier-Analyse der Rabioszillation läßt sich direkt die Photonenstatistik aus den Fourierkoeffizienten ablesen. In Kapitel 5 wurden die Zustände mit Zustandsreduktion erzeugt, was unabhängig von der Wechselwirkungszeit der Atome des Pumpimpulses funktioniert. So konnte die Präparation und die Messung des Zustandes mit der gleichen Atom-Feld-Wechselwirkungszeit erfolgen. Dies hat experimentell den Vorteil, daß der Laser für jeden Datenpunkt auf nur eine bestimmte Frequenz stabilisiert werden muß. Im Fall der in diesem Kapitel vorgestellten Methode ist jedoch die Wechselwirkungszeit der Atome des Pumpimpulses entscheidend für die Zustandspräparation. Um den Feldzustand trotzdem mit Hilfe der Rabidynamik messen zu können, ist es vonnöten, den experimentellen Aufbau so zu modifizieren, daß die Laserfrequenz zwischen Pump- und Probenpuls oder ggf. sogar zwischen verschiedenen Pumpimpulsen schnell und präzise umgeschaltet werden kann. Ein mögliches Detektionsschema wäre, denselben Laserstrahl für die Pumpimpulse und die Probenpulse zu verwenden. Die Laserfrequenz muß dann entsprechend dem jeweiligen Puls geschaltet werden. Die Pumpimpulse sind dann intensive Pulse, während der Probenpuls so schwach gewählt wird, daß im Mittel wesentlich weniger als ein Atom pro Puls angeregt wird. Die Wechselwirkungszeit des Probenatoms wird dann durch Veränderung der Probenpuls-Laserfrequenz durchgeführt. Das Ergebnis ist dann eine Messung analog zu der in Kapitel 5.

Eine andere Idee ist in Abbildung 6.9 gezeigt. Dabei wird der Laserstrahl in zwei Teilstrahlen aufgespaltet, die unabhängig voneinander frequenzverstimmt werden können. Beide Strahlen können mit Hilfe jeweils eines EOM ein- und ausgeschaltet werden, wie dies ja auch schon für alle gepulsten Messungen dieser Arbeit geschehen ist. Der Pumpstrahl regt die Atome weiterhin unter einem kleinen Winkel zur Normalen der Atomstrahlachse an, während der Probenlaser jetzt senkrecht zum Atomstrahl steht. Er kann jetzt alle Geschwindigkeitsklassen des Atomstrahls anregen. Dieser Puls wird nur sehr kurz eingestrahlt, um einen zustandsselektiven Nachweis der Atome mit einer Flugzeitmessung (TOF, vgl. Abschn. 3.3) zu erlauben. Auch hier muß die Probenpulsintensität so gewählt werden, daß pro Puls im Mittel wesentlich weniger als ein Atom vorhanden ist, um zu gewährleisten, daß der Anteil an Zweiatomereignissen vernachlässigbar bleibt. Die Methode mit der senkrechten Anregung und der Flugzeitmessung hat den Vorteil, daß Atome aller Geschwindigkeiten angesprochen werden können, darunter sowohl die sehr schnellen Atome, die sonst aus systematischen Gründen nicht verwendet werden können (Abschnitt 3.3), als auch die aufgrund der Geschwindigkeitsverteilung wenigen sehr langsamen, bei denen die schlechte Statistik ein getrenntes Experiment nicht sinnvoll erscheinen ließe.

Der optische Aufbau, der für solch ein Zweistrahl-Experiment vonnöten ist, befindet sich derzeit im Aufbau. Da sowohl für die deterministische Fockzustandserzeugung, als auch für das Pump-and-Probe-Schema wesentlich höhere Maserpumpstraten benötigt werden, ist eine Erhöhung der Intensität des Pumpasers bei 297 nm unbedingt erforderlich. Der erhöhte Leistungsbedarf für das Pump-and-Probe-Experiment kommt daher, daß bei der Laserverstimmung, die mit schnell schaltenden, doppelt passierten akustooptischen Modulatoren (AOMs) aufgebaut werden muß, Laserleistung verloren geht. Als Quelle für

das UV-Licht soll daher in Zukunft ein vom Farbstofflaser gepumpter externer Frequenzverdoppler (WaveTrain von Laser Analytical Systems) anstelle der bisher verwendeten Intraresonator-Frequenzverdopplung dienen. Erste Versuche zeigen, daß sich damit problemlos eine UV-Leistung von $\geq 40 \text{ mW}$ bei $\lambda = 297 \text{ nm}$ erreichen lassen, was eine substantielle Verbesserung gegenüber dem alten System darstellt.

6.4 Erzeugung von Fockzuständen höherer Ordnung

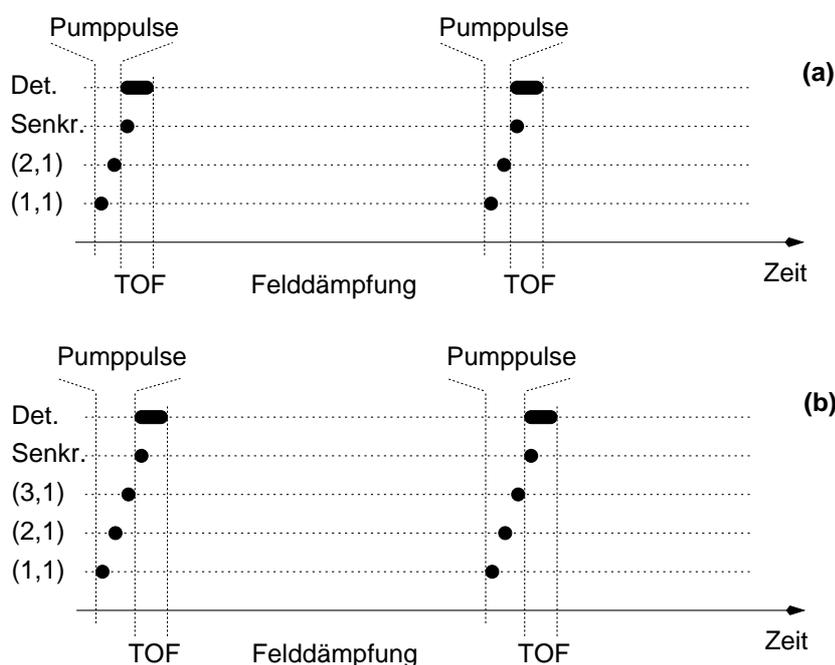


Abbildung 6.10: Pulssequenzen zur Erzeugung und Messung höherer Fockzustände. Einer Reihe von Pumpimpulsen folgt ein Probenpuls. Die Pumpimpulse regen Atome verschiedener Geschwindigkeiten, korrespondierend zu den entsprechenden Fangzuständen, an. Beim sehr kurzen Probenpuls wird der Laser senkrecht zur Atomstrahlrichtung eingestrahlt und regt somit alle Dopplerklassen an. Die Atome werden zustandsselektiv mit einer Flugzeitmessung (TOF) nachgewiesen. **(a)** Erzeugung des Feldzustandes $|2\rangle$ durch zwei Pumpimpulse. **(b)** Erzeugung des Feldzustandes $|3\rangle$ durch drei Pumpimpulse.

Die Erzeugung von Fockzuständen höherer Ordnung $|n\rangle$ kann nach einem ähnlichen Prinzip wie die Erzeugung von $|1\rangle$ geschehen. Dies kann jedoch, wie bereits in Abschnitt 6.1.2 (vgl. Abb. 6.4) gezeigt wurde, nicht mit einfachen Pulsen unter den Bedingungen eines Fangzustandes (n, k) erfolgen, da hier der Einfluß von Fangzuständen niedrigerer Ordnung zu groß ist. Es wurde außerdem schon besprochen, daß die Erzeugung der Fockzustände im kontinuierlichen Betrieb des Masers zwar möglich, aber sehr schwierig ist (Kap. 4). Stattdessen können aber Fockzustände höherer Ordnung durch Pulssequenzen

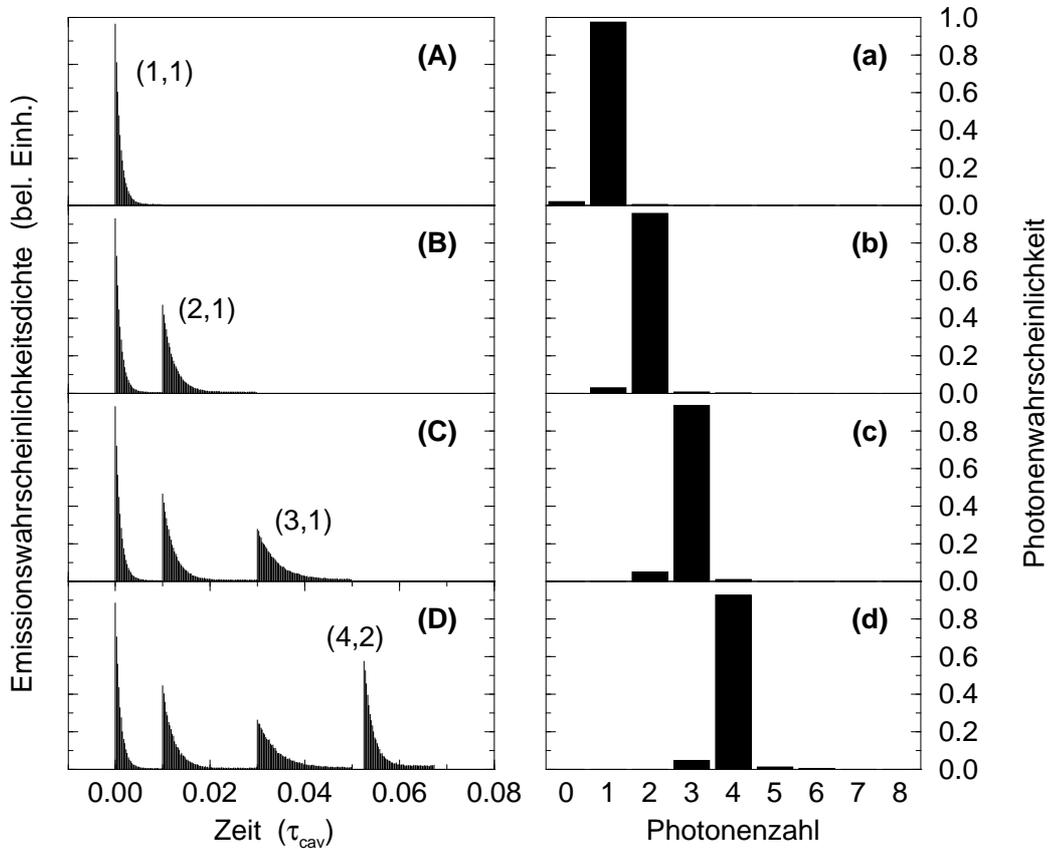


Abbildung 6.11: Simulation der Erzeugung höherer Fockzustände durch Pulssequenzen. Die Fockzustände $|1\rangle$ bis $|4\rangle$ können aufgebaut werden, indem nacheinander Pumpimpulse unter den entsprechenden Fangzustandsbedingungen angewendet werden. (A)-(D) Pulsprofile für Pumpimpulse an den angegebenen Fangzuständen. (a)-(d) Photonverteilungen, die sich daraus ergeben. Parameter der Simulation: $n_{\text{th}} = 10^{-4}$, $T_{\text{period}} = 5\tau_{\text{cav}}$, $\Delta t_{\text{int}}/t_{\text{int}} = \Delta g/g = 1\%$ und $\bar{N}_{\text{pp}} = 15 - 30$ je nach Pulslänge für gleichen Fluß in allen Pulsen.

mit wechselnder Wechselwirkungszeit der Atome mit dem Feld erzeugt werden. Wie in Abbildung 6.10 schematisch dargestellt ist, wird dabei die Wechselwirkungszeit von Fangzustand zu Fangzustand durchgeschaltet, so daß ein Photon pro Puls nach dem anderen deterministisch in den Resonator eingebracht wird. Da sich die Wahrscheinlichkeiten ein weiteres Photon in den Resonator einzubringen für Fangzustände mit gleicher Photonenzahl n , aber unterschiedlicher Zahl Rabizyklen k , unterscheiden, ist es nötig eine optimale Strategie für die Pulssequenz zu entwickeln, um den gewünschten Fockzustand mit möglichst hoher Güte aufbauen zu können. Dies ist umso mehr nötig, als auch die Stabilität eines einmal aufgebauten Fockzustandes abhängig von der Zahl der Fangzustands-Rabizyklen k ist. Dies folgt aufgrund verschiedener Emissionswahrscheinlichkeiten bei Auftreten von Fluktuationen, wie am Beispiel der Fangzustände (1, 1) und (1, 2) in Ab-

schnitt 6.1.2 gezeigt (vgl. Abb. 6.5). Anhang A gibt einen Überblick über die Emissionswahrscheinlichkeiten bei verschiedenen Fangzustandsbedingungen. Für jedes weitere Photon muß also ein Fangzustand gefunden werden, bei dem die Wahrscheinlichkeit, das eine benötigte Photon zu erhalten, möglichst groß ist, während die Anfälligkeit für Fluktuationen möglichst klein bleiben soll. Die Pulslänge wird dann so eingestellt, daß die gewünschte Reinheit der Fockzustände erreicht wird. Eine zu kurze Pulslänge bewirkt unvollständige Fockzustandserzeugung, während zu lange Pulslängen keinen Vorteil bei der Emission des Atoms bieten, stattdessen aber Zeit für Felddissipation lassen. Abbildung 6.11 zeigt ein Beispiel für den Aufbau von Fockzuständen bis $n = 4$ mit dieser Methode. Die Zustände haben in diesem Beispiel eine Reinheit von $\geq 92\%$, wie die Photonenstatistik in Abbildung 6.11(a)-(d) zeigt.

6.5 Zerfall von Fockzuständen: Quantensprünge

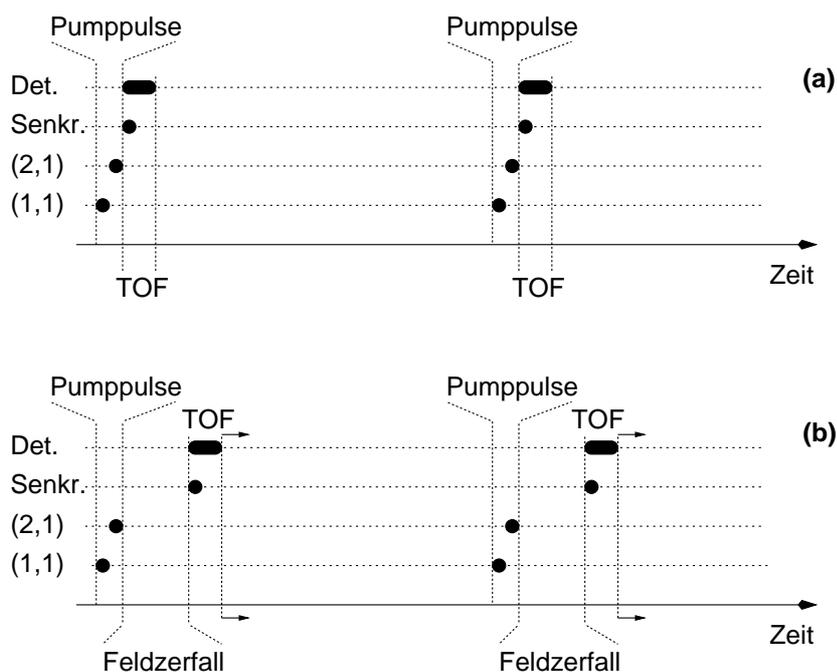


Abbildung 6.12: Schema eines möglichen Experimentes zur Untersuchung des Zerfalls eines Ein-Photon-Fockzustandes. **(a)** Folgt das Probenatom direkt auf die Pumppulssequenz, so kann die Reinheit des ursprünglich erzeugten Fockzustandes überprüft werden. **(b)** Wird der zeitliche Abstand zwischen Pumppulssequenz und Detektion vergrößert, so zerfällt der Feldzustand. Über die Rabidynamik der Probenatome kann die mittlere Photonverteilung des Feldes nach der entsprechenden Dissipation gewonnen werden.

Eine mögliche Anwendung der Fockzustandsquelle ist die genauere Untersuchung der Dissipation des Feldes. Dies ist interessant, um zu überprüfen, ob das Feld tatsächlich in

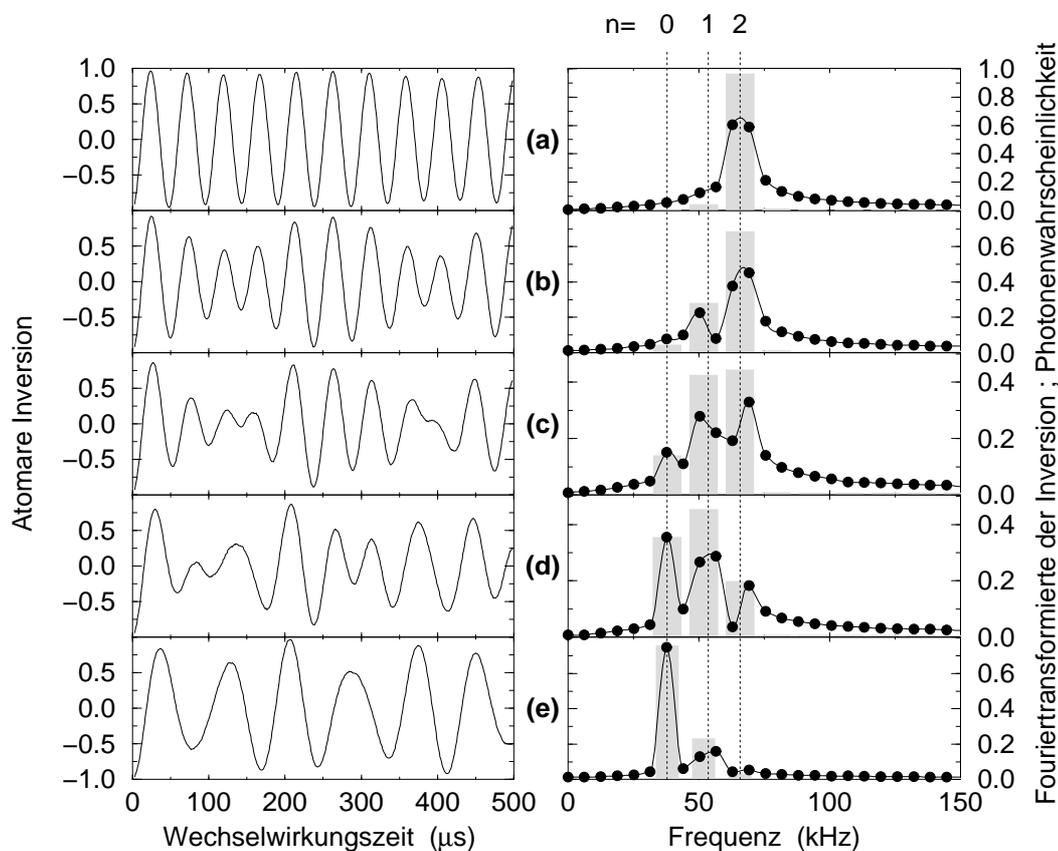


Abbildung 6.13: Simulation des Zerfalls von $|2\rangle$ durch Quantensprünge. Für unterschiedliche Wartezeiten zwischen Pumpulssequenz und Probenatom ((a) $0,035\tau_{\text{cav}}$, (b) $0,15\tau_{\text{cav}}$, (c) $0,3\tau_{\text{cav}}$, (d) $0,6\tau_{\text{cav}}$ und (e) $1,5\tau_{\text{cav}}$) ist die atomare Inversion des Probenatoms (Diagramme links) und die Fouriertransformierte davon (Diagramme rechts) gezeigt. Die Punkte sind dabei die Ergebnisse der Fast-Fourier-Transformation und die durchgezogene Linie ist eine angepaßte Splinekurve. Den Fouriertransformationen grau unterlegt sind die Photonenzahlverteilungen, die durch diskrete Fourieranalyse aus der Inversion gewonnen wurden (vgl. Kap. 5).

Form von Quantensprüngen zerfällt, oder ob ein klassisches Modell ausreicht. Im klassischen Feldzerfall würde die elektrische Feldstärke und damit die Atom-Feld-Kopplungskonstante exponentiell abfallen (vgl. Glg. (2.24)). Zur experimentellen Überprüfung kann dazu ein Schema, wie es in Abbildung 6.12 am Beispiel des Zerfalls eines Zweiphoton-Fockzustandes skizziert ist, verwendet werden. Der Präparation des Fockzustandes nach der oben beschriebenen Methode folgt ein Probenpuls mit Flugzeitmessung, wie in Abschnitt 6.3 beschrieben. Nun wird der Abstand zwischen den Präparationspulsen und dem Probenpuls variiert. Somit hat das Feld Zeit, bis zum Probenpuls zu dissipieren. Das Ergebnis der Flugzeitmessung für jede Wartezeit zwischen den Pulsen ist die gesamte Rabinutationskurve eines Probenatoms im verbliebenen Resonatorfeld. Würde das Feld nach

einem Mechanismus der klassischen Physik zerfallen, so würde sich die Frequenz der Rabinutation kontinuierlich mit dem Abstand zwischen Pump- und Probenpuls gemäß

$$\Omega_{\text{klass.}} = \Omega_0 e^{-T_w/\tau_{\text{cav}}} \quad (6.14)$$

verändern, wobei T_w die Wartezeit zwischen Pump- und Probenpuls darstellt. Wie bereits in Abschnitt 2.4.1 gezeigt wurde, ist im quantenmechanischen Fall die Situation wesentlich komplexer. Ein gegebenes Feld zerfällt in diskreten Sprüngen hin zur thermischen Gleichgewichtsverteilung, wobei die Zeitpunkte, zu denen diese Quantensprünge stattfinden, vollkommen zufällig verteilt sind. Nur für die mittlere Zeitdauer bis zu einem solchen Quantensprung läßt sich eine sinnvolle Angabe treffen. Diese ist charakterisiert durch die bekannte Photonenlebensdauer τ_{cav} . Im Ensemblemittel entwickelt sich das Feld in eine statistische Mischung aus verschiedenen Fockzuständen. Diese äußern sich in der Messung der Rabinutation der Probenatome als Superposition verschiedener diskreter Rabioszillationen, deren Gewichtung durch die Photonenstatistik dieser statistischen Mischung gegeben ist. Ein Beispiel für eine Simulation eines Mikromaserexperimentes eines solchen Feldzerfalles zeigt Abbildung 6.13. Die Graphen auf der linken Seite zeigen die Rabinutation im Ensemblemittel, wie es der Ausgang eines Experimentes auch zeigen würde. Man kann deutlich das nur quantenmechanisch erklärbare Phänomen des Kollaps und Wiederaufleben der Rabinutation erkennen. Die Graphen rechts im Bild zeigen das Ergebnis einer Fouriertransformation sowie das Ergebnis einer diskreten Fourieranalyse nach dem gleichen Prinzip wie es für die Analyse der Fockzustandsmessung aus Kapitel 5 angewendet wurde. Die Fouriertransformation zeigt eine deutliche Struktur mit mehreren Maxima, die nur als Ergebnis des Feldzerfalls durch Quantensprünge erklärt werden kann. Es sei angemerkt, daß ein solches Experiment nach Vollendung der oben angesprochenen Erweiterungen des Mikromaserexperimentes, wie es momentan in Garching betrieben wird, ohne weiteres möglich scheint.

Kapitel 7

Zusammenfassung, Fazit und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde untersucht, wie sich reine Photonenzustände, Fockzustände des elektromagnetischen Feldes, in einem Mikrowellenresonator erzeugen und messen lassen. Es wurden drei Methoden theoretisch und experimentell vorgestellt. Alle diese Methoden beruhen auf dem Garching-Atom-Maser-Experiment.

Die erste Methode der Erzeugung von Photonenzuständen beruht auf einer besonderen dynamischen Eigenschaft des Ein-Atom-Maserfeldes bei extrem niedrigen Temperaturen: der Ausbildung sogenannter Fangzustände. Diese besonderen Zustände des elektromagnetischen Feldes treten auf, wenn der akkumulierte Rabiwinkel der Atome bei der Wechselwirkung mit einer bestimmten fixen Anzahl von Photonen ein ganzzahliges Vielfaches von 2π beträgt. Dann kann kein weiteres Photon mehr in den Resonator emittiert werden. Unter bestimmten Voraussetzungen ist der sich einstellende Gleichgewichtszustand des Feldes ein Fockzustand. In dieser Arbeit wird diskutiert, welche Bedingungen die Pumprate und das thermische Feld erfüllen müssen, damit sich tatsächlich ein Fockzustand im Gleichgewicht ausbildet. Die Existenz von Fangzuständen konnte experimentell nachgewiesen werden. Ein besonderer Fangzustand ergibt sich bei „leerem“ Resonator, also bei der Wechselwirkung der Atome mit dem Vakuumfeld. Während der Wechselwirkung kommt es zur zyklischen Emission und Reabsorption eines Photons. Dieser als Vakuum-Rabioszillation bekannte Effekt konnte im Experiment ebenfalls im Rahmen dieser Arbeit demonstriert werden. Ein verwandter Effekt tritt bei der Aufnahme von Spektren der Feld-Atom-Verstimmung auf, wenn der Maser mit sehr geringer Pumprate betrieben wird. Dieser Effekt bestätigt fundamentale Annahmen der Mikromasertheorie und konnte hier erstmals experimentell gezeigt werden.

Die zweite Methode zur Erzeugung von Photonen-Fockzuständen bedient sich eines gepulsten Betriebs des Mikromasers. Ein Fockzustand wird durch eine Sequenz von Pumpatomen erzeugt, die jeweils ein Photon zum Resonatorfeld hinzufügen. Dies geschieht immer dann, wenn ein Atom im Masergrundzustand gemessen wird. Der Effekt wird als „Zustandsreduktion“ bezeichnet, funktioniert aber nur dann, wenn tatsächlich alle Atome gemessen werden, die mit dem Feld in Wechselwirkung standen. Dies konnte im Experiment durch Absenken der Pumprate und Ausnutzung von statistischen Eigenschaften des Atomstrahles mit sehr hoher Genauigkeit auf Kosten der Meßgeschwindigkeit erreicht werden. Auf diese Art und Weise gelang somit im Rahmen dieser Arbeit erstmals die Erzeugung der Photonenzahlzustände mit $n = 1$ und $n = 2$ Photonen. Die Reinheit dieser Zustände konnte im Experiment mit Hilfe eines Probenatoms, welches im erzeugten Feld Rabi-Oszillationen durchlief, getestet werden. Der Zustand mit $n = 1$ konnte dabei mit 99% Reinheit und der Zustand mit $n = 2$ mit 95% Reinheit erzeugt werden. Die tatsächlich gemessenen Photonenvverteilungen zeigen etwas niedrigere Werte, die durch die Dissipation des Feldes in der Zeit zwischen der Ankunft des letzten Pumpatoms und des Probenatoms erklärt werden kann. Die Messungen zeigen keine signifikante Abweichung von einer analytischen Theorie von B.-G. Englert für dieses Experiment. Die Theorie und der Vergleich mit dem Experiment sind ebenfalls gezeigt.

Bei der dritten Methode der Erzeugung von Photonen-Fockzuständen wird der Ein-Atom-Maser ebenfalls gepulst betrieben. Im Gegensatz zu der Methode der Zustandsreduktion wird nun aber eine sehr hohe Pumprate gewählt und Detektoreffizienzen spielen keine Rolle für die Erzeugung der Fockzustände. Unter Ausnutzung der besonderen Eigenschaften der Fangzustände kann mit der Methode nämlich fast deterministisch ein Photon nach dem anderen in den Resonator eingebracht werden, wodurch ein gewünschter Fockzustand aufgebaut werden kann. Dem Prinzip wirken die natürlichen Rauschquellen eines Experimentes, wie Fluktuationen im Atomstrahl, im thermischen Feld, der Atom-Feld-Wechselwirkungszeit oder der Atom-Feld-Kopplung entgegen. Es zeigt sich jedoch, daß die Methode sehr robust gegen Fluktuationen dieser Art ist. In einem ersten Experiment konnte diese Fockzustandsquelle mit einer 83%-igen Wahrscheinlichkeit der Erzeugung des Photonenzahlzustandes mit $n = 1$ realisiert werden. Gleichzeitig wirkt der Maser in diesem Betrieb als deterministische Quelle für einzelne Atome im Maser-Grundzustand.

Mit dem gegenwärtigen experimentellen Aufbau des Ein-Atom-Masers ist es noch nicht möglich, die Reinheit der mit der letzten Methode erzeugten Fockzustände oder auch die Reinheit der Gleichgewichts-Fangzustände mit Hilfe eines Probenatoms wie bei der Methode der Zustandsreduktion zu bestimmen. Dies erfordert, daß der anregende UV-Laser Pulssequenzen mit wechselnder Frequenz erzeugen kann, um Pulse von Atomen mit wechselnder Geschwindigkeit und damit Wechselwirkungszeit zu erzeugen. Daher wird zur Zeit an einem neuen optischen System mit höherer Lichtleistung als bisher und der Möglichkeit, den Laser schnell präzise frequenzverstimmten zu können, gearbeitet. Es ist zu erwarten, daß dieses optische System die Kontrolle über das im Maserresonator aufgebaute Feld weiter steigern wird und es sollte damit sowohl die gepulste deterministische Erzeugung von Fockzuständen, als auch die Erzeugung von Fockzustand-ähnlichen Fangzuständen zur Routine werden. Das Experiment eröffnet dann eine Vielzahl neuer Möglichkeiten für sehr interessante Experimente sowohl der Resonator-Quantenelektro-

dynamik, als auch in Hinblick auf Experimente zur Quantenkommunikation und -kryptographie, die auf Einteilchenquellen angewiesen sind. Ein Übertrag des Ein-Atom-Masers in den optischen Bereich, könnte gerade auf letzterem Gebiet weitere interessante Möglichkeiten schaffen.

Am zweiten Garching-Atom-Maser-Experiment werden derzeit Experimente zur Phasendiffusion und Zustandsrekonstruktion unternommen. Eine Kombination der Ideen beider Systeme stellt ebenfalls interessante Perspektiven für zukünftige Experimente dar.

Anhang **A**

Emissionswahrscheinlichkeiten

Die folgende Tabelle gibt einen Überblick über die Emissionswahrscheinlichkeiten für ein Atom, das mit der Wechselwirkungszeit $t_{\text{int}}(n, k)$ des Fangzustandes (n, k) den im Fockzustand $|i\rangle$ befindlichen Resonator durchquert. Dies ist von Interesse, um die optimale Strategie zum Aufbau eines Fockzustandes nach der in Kapitel 6 beschriebenen Methode zu finden. Es können aber auch die Anfälligkeiten der verschiedenen Fangzustände aus Kapitel 4 für externe Fluktuationen abgeschätzt werden.

	$ 0\rangle$	$ 1\rangle$	$ 2\rangle$	$ 3\rangle$	$ 4\rangle$
$t_{\text{int}}(1, 1)$	0.633	0	0.421		
$t_{\text{int}}(1, 2)$	0.929	0	0.975		
$t_{\text{int}}(2, 1)$	0.942	0.297	0	0.218	
$t_{\text{int}}(2, 2)$	0.218	0.835	0	0.682	
$t_{\text{int}}(2, 3)$	0.556	0.975	0	0.987	
$t_{\text{int}}(2, 4)$	0.682	0.550	0	0.867	
$t_{\text{int}}(3, 1)$	1	0.633	0.167	0	0.131
$t_{\text{int}}(3, 2)$	0	0.929	0.556	0	0.456
$t_{\text{int}}(3, 3)$	1	0.138	0.908	0	0.804
$t_{\text{int}}(3, 4)$	0	0.264	0.987	0	0.992
$t_{\text{int}}(3, 5)$	1	0.988	0.741	0	0.922

Anhang **B**

Verzeichnis der Symbole

Symbol	Bedeutung
a, a^\dagger	Photonen-Vernichtungs- und -Erzeugungs-Operator
\mathcal{A}, \mathcal{B}	Operatoren Feldzustandsreduktion
Δ	Resonator-Atom-Frequenzverstimmung
\mathcal{E}	Elektrisches Feld pro Photon
\vec{E}, \hat{E}	Elektrische Feldstärke, Feldstärkeoperator
EOM	Elektrooptischer Modulator
FWHM	<u>F</u> ull <u>w</u> idth <u>h</u> alf <u>m</u> aximum
g	Atom-Feld-Kopplungskonstante
γ_{at}	Zerfallsrate der atomaren Zustände
Γ	Feldzerfallsrate
$ g\rangle, e\rangle$	Masergrund- und -angeregter Zustand
H	Gesamter Hamiltonoperator des Atom-Feld-Systems
H_{AF}	Atom-Feld-Wechselwirkungshamiltonoperator
H_{A}	Atomanteil des Hamiltonoperators
H_{F}	Feldanteil des Hamiltonoperators
I_{at}	Atomare Inversion
\mathcal{L}	Liouville-Operator der Felddämpfung
$ n\rangle$	n -Photonen-Fockzustand
N_{ex}	Maserpumprate: Atome pro Photonenlebensdauer
\bar{N}_{pp}	Mittlere Anzahl Atome pro Anregungspuls
n_{th}	Mittlere Anzahl thermischer Photonen im Resonator
N_{thr}	Grenzpumprate der Fockzustandsquelle

Symbol	Bedeutung
p_i	Photonenwahrscheinlichkeit eines Feldzustands
P_g, P_e	Wahrscheinlichkeit ein Atom in $ g\rangle$ bzw. $ e\rangle$ zu messen
$P^{(n)}$	Wahrscheinlichkeit, genau n Atome in $ g\rangle$ pro Puls zu erhalten
$P^{(>1;1)}$	Konditionierte Wahrscheinlichkeit mehr als ein $ g\rangle$ -Atom pro Puls zu erhalten, wenn mindestens eines enthalten ist
p^{\max}	Maximale Wahrscheinlichkeit für die Emission eines Photons
Q	Resonatorgüte
Q	Fano-Mandel Q-Parameter
$\hat{\mathcal{R}}$	Verallgemeinerter Rabifrequenz-Operator
\mathcal{R}_n	Verallgemeinerte Quanten-Rabifrequenz für ein Feld von n Photonen
r	Atomrate: Atome pro Zeiteinheit
ρ	Felddichteoperator
ρ_{ij}	Matrixelement des Felddichteoperators in Fockbasis
σ, σ^\dagger	Übergangsoperatoren zwischen den atomaren Maserniveaus
T	Resonatortemperatur
t_{int}	Atom-Feld-Wechselwirkungszeit
τ_{cav}	Photonenlebensdauer
T_{Puls}	Pulsdauer
T_{rlx}	Relaxationszeit zwischen den Pulsen
T_{period}	Pulsperiode
T_{Rabi}	Rabizyklus
$\vec{u}(\vec{x})$	Normierte Resonatormodenfunktion
V	Modenvolumen
$\xi_n(t)$	Wahrscheinlichkeit das Atom in $ g\rangle$ zu finden
$\zeta_n(t)$	Wahrscheinlichkeit das Atom in $ e\rangle$ zu finden

Literaturverzeichnis

- [ACDF94] Kyungwon An, James J. Childs, Ramachandra R. Dasari, und Michael S. Feld. Microlaser: A laser with one atom in an optical resonator. *Phys. Rev. Lett.*, **73**(25) 3375–3378, (1994).
- [Ant] Die Simulationen der Maserlinien für verschiedene Wechselwirkungszeiten wurden mit einem Computerprogramm von Gunter Antesberger angefertigt. Vgl. [Ant99].
- [Ant95] Gunter Antesberger. *Aufbau eines schwingungsgedämpften Ein-Atom-Masers zur Beobachtung der Phasendiffusion mit zirkularen Rydbergzuständen*. Diplomarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität München, 1995.
- [Ant99] Gunter Antesberger. *Phasendiffusion und Linienbreite beim Ein-Atom-Maser*. Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München, 1999.
- [Bac98] Hans-A. Bachor. *A Guide to Experiments in Quantum Optics*. Wiley - VCH, Weinheim, 1998.
- [BAKW98] C. T. Bodendorf, G. Antesberger, M. S. Kim, und H. Walther. Quantum-state reconstruction in the one-atom maser. *Phys. Rev. A*, **57**(2) 1371–1378, (1998).
- [Bal90] Leslie E. Ballentine. *Quantum Mechanics*. Prentice Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1990.
- [BE93] Hans-Jürgen Briegel und Berthold-Georg Englert. Quantum optical master equations: The use of damping bases. *Phys. Rev. A*, **47**(4) 3311–3329, (1993).
- [Ben95] Oliver Benson. *Experimentelle Untersuchung von Bistabilität und Atominterferenz im Ein-Atom-Maser*. Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München, 1995.
- [BESW94] Hans-Jürgen Briegel, Berthold-Georg Englert, Nicoletta Sterpi, und Herbert Walther. One-atom maser: Statistics of detector clicks. *Phys. Rev. A*, **49**(4) 2962–2985, (1994).
- [Bet47] H. A. Bethe. The electromagnetic shift of energy levels. *Phys. Rev.*, **72**(4) 339–341, (1947).

- [BEVW00] Simon Brattke, Berthold-Georg Englert, Benjamin T. H. Varcoe, und Herbert Walther. Fock states in a cyclically pumped one-atom maser. *J. Mod. Opt.*, **47**(14/15) 2857–2867, (2000).
- [BHL⁺90] M. Brune, S. Haroche, V. Lefevre, J. M. Raimond, und N. Zagury. Quantum nondemolition measurement of small photon numbers by Rydberg-atom phase-sensitive detection. *Phys. Rev. Lett.*, **65**(8) 976–979, (1990).
- [BHL⁺00] W. T. Buttler, R. J. Hughes, S. K. Lamoreaux, G. L. Morgan, J. E. Nordholt, und C. G. Peterson. Daylight quantum key distribution over 1.6 km. *Phys. Rev. Lett.*, **84**(24) 5652–5655, (2000).
- [BM98] Andreas Buchleitner und Rosario N. Mantegna. Quantum stochastic resonance in a micromaser. *Phys. Rev. Lett.*, **80**(18) 3932–3935, (1998).
- [BMS95] P. J. Bardroff, E. Mayr, und W. P. Schleich. Quantum state endoscopy: Measurement of the quantum state in a cavity. *Phys. Rev. A*, **51**(6) 4963–4966, (1995).
- [Bod95] Christof Bodendorf. *Untersuchungen an einem neuen Ein-Atom-Maser im Hinblick auf die Verwendung zweier Resonatoren*. Diplomarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität München, 1995.
- [Bod99] Christof Tilmann Bodendorf. *Untersuchungen am Ein-Atom-Maser mit externer Einkopplung*. Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München, 1999.
- [BRW94] O. Benson, G. Raithel, und H. Walther. Quantum jumps of the micromaser field: Dynamic behavior close to phase transition points. *Phys. Rev. Lett.*, **72**(22) 3506–3509, (1994).
- [BRWW93] R. J. Brecha, G. Raithel, C. Wagner, und H. Walther. Circular Rydberg states with very large n . *Opt. Commun.*, **102**, 257–264, (1993).
- [BSKM⁺96] M. Brune, F. Schmidt-Kaler, A. Maali, J. Dreyer, E. Hagley, J. M. Raimond, und S. Haroche. Quantum Rabi oscillation: A direct test of field quantization in a cavity. *Phys. Rev. Lett.*, **76**(11) 1800–1803, (1996).
- [BSPY00] Oliver Benson, Charles Santori, Matthew Pelton, und Yoshihisa Yamamoto. Regulated and entangled photons from a single quantum dot. *Phys. Rev. Lett.*, **84**(11) 2513–2516, (2000).
- [Buc72] Werner Buckel. *Supraleitung*. VCH Verlagsgesellschaft, Weinheim, 1972.
- [BVW00] Simon Brattke, Ben Varcoe, und Herbert Walther. Planck-Oszillatoren erstmals realisiert. *Physik in unserer Zeit*, **31**(3) 131, (2000).
- [BVW01] Simon Brattke, Benjamin T. H. Varcoe, und Herbert Walther. Generating photon number states on demand via cavity quantum electrodynamics. *Phys. Rev. Lett.*, im Druck, (2001).
- [BY99] Oliver Benson und Yoshihisa Yamamoto. Master-equation model of a single-quantum-dot microsphere laser. *Phys. Rev. A*, **59**(6) 4756–4763, (1999).

- [Cas48] H. B. G. Casimir. On the attraction between two perfectly conducting plates. *Proc. Koninkl. Ned. Akad. Wetenschap.*, **51**, 793–795, (1948).
- [Cas97] H. B. G. Casimir. On the attraction between two perfectly conducting plates. *Proc. Koninkl. Ned. Akad. Wetenschap.*, **100**(3-4) 61–63, (1997). Neudruck von [Cas48].
- [CDKW99] J. Clausen, M. Dakna, L. Knöll, und D.-G. Welsch. Conditional quantum state engineering at beam splitter arrays. *Acta Phys. Slov.*, **49**(4) 653–658, (1999).
- [Cor77] Alan Corney. *Atomic and Laser Spectroscopy*. Oxford University Press, Oxford, 1977.
- [CP48] H. B. G. Casimir und D. Polder. The influence of retardation on the London-van der Waals forces. *Phys. Rev.*, **73**(4) 360–372, (1948).
- [CR89] F. W. Cummings und A. K. Rajagopal. Production of number states of the electromagnetic [sic!] field. *Phys. Rev. A*, **39**(7) 3414–3416, (1989).
- [CZKM97] J. I. Cirac, P. Zoller, H. J. Kimble, und H. Mabuchi. Quantum state transfer and entanglement distribution among distant nodes in a quantum network. *Phys. Rev. Lett.*, **78**(16) 3221–3224, (1997).
- [DAO⁺97] M. Dakna, T. Anhut, T. Opatrný, L. Knöll, und D.-G. Welsch. Generating Schrödinger-cat-like states by means of conditional measurements on a beam splitter. *Phys. Rev. A*, **55**(4) 3184–3194, (1997).
- [DBRH98] P. Domokos, M. Brune, J. M. Raimond, und S. Haroche. Photon-number-state generation with a single two-level atom in a cavity: a proposal. *Eur. Phys. J. D*, **1**(1) 1–4, (1998).
- [Dem96] Wolfgang Demtröder. *Laser Spectroscopy*. Springer-Verlag, Berlin – Heidelberg – New York, 2nd edition, 1996.
- [DMPS99] G. M. D’Ariano, L. Maccone, M. G. A. Paris, und M. F. Sacchi. Generation and measurement of nonclassical states by quantum Fock filter. *Acta Phys. Slov.*, **49**(4) 659–664, (1999).
- [DMPS00] G. M. D’Ariano, L. Maccone, M. G. A. Paris, und M. F. Sacchi. Optical Fock-state synthesizer. *Phys. Rev. A*, **61**,(053817) 1–5, (2000).
- [DMVS99] H. Dehmelt, R. Mittleman, R. S. Van Dyck, Jr., und P. Schwinberg. Past electron-positron $g - 2$ experiments yielded sharpest bound on CPT violation for point particles. *Phys. Rev. Lett.*, **83**(23) 4694–4696, (1999).
- [ECZ97] S. J. van Enk, J. I. Cirac, und P. Zoller. Ideal quantum communication over noisy channels: A quantum optical implementation. *Phys. Rev. Lett.*, **78**(22) 4293–4296, (1997).
- [ECZ98] S. J. van Enk, J. I. Cirac, und P. Zoller. Photonic channels for quantum communication. *Science*, **279**, 205–208, (1998).

- [ELB⁺98] B.-G. Englert, M. Löffler, O. Benson, B. Varcoe, M. Weidinger, und H. Walther. Entangled atoms in micromaser physics. *Fortschr. Phys.*, **46**(6-8) 897–926, (1998).
- [Eng94] Berthold-Georg Englert. Elements of micromaser physics. In *Proceedings of 19th International Nathiagali Summer College on Physics and Contemporary Needs*, Nathiagali, 1994.
- [Eng99] Berthold-Georg Englert. Private Mitteilung, 1999.
- [ESBS91] B.-G. Englert, J. Schwinger, A. O. Barut, und M. O. Scully. Reflecting slow atoms from a micromaser field. *Europhys. Lett.*, **14**(1) 25–31, (1991).
- [ESW93] Berthold-Georg Englert, Nicoletta Sterpi, und Herbert Walther. Parity states in the one-atom maser. *Opt. Commun.*, **100**, 526–535, (1993).
- [EW00] Berthold-Georg Englert und Herbert Walther. Preparing a GHZ state, or an EPR state, with the one-atom maser. *Opt. Commun.*, **179**(1-6) 283–288, (2000).
- [FJM86] P. Filipowicz, J. Javanainen, und P. Meystre. Theory of a microscopic maser. *Phys. Rev. A*, **34**(4) 3077–3087, (1986).
- [FKS99] Mauro Fortunato, Gershon Kurizki, und Wolfgang P. Schleich. Trapping-state restoration in the randomly driven Jaynes-Cummings model by conditional measurements. *Phys. Rev. A*, **59**(1) 714–717, (1999).
- [FL89] H. Fearn und R. Loudon. Theory of two-photon interference. *J. Opt. Soc. Am. B*, **6**(5) 917–927, (1989).
- [FTM⁺00] C. L. Foden, V. I. Talyanskii, G. J. Milburn, M. L. Leadbeater, und M. Pepper. High-frequency acousto-electric single-photon source. *Phys. Rev. A*, **62**(011803(R)) 1–4, (2000).
- [GC99] Daniel Gottesman und Isaac L. Chuang. Demonstrating the viability of universal quantum computation using teleportation and single-qubit operations. *Nature (London)*, **402**, 390–393, (1999).
- [GD85] Gerald Gabrielse und Hans Dehmelt. Observation of inhibited spontaneous emission. *Phys. Rev. Lett.*, **55**(1) 67–70, (1985).
- [GMW89] A. M. Guzman, P. Meystre, und E. M. Wright. Semiclassical theory of a micromaser. *Phys. Rev. A*, **40**(5) 2471–2478, (1989).
- [GRGH83] P. Goy, J. M. Raimond, M. Gross, und S. Haroche. Observation of cavity-enhanced single-atom spontaneous emission. *Phys. Rev. Lett.*, **50**(24) 1903–1906, (1983).
- [GST⁺98] K. M. Gheri, C. Saavedra, P. Törmä, J. I. Cirac, und P. Zoller. Entanglement engineering of one-photon wave packets using a single-atom source. *Phys. Rev. A*, **58**(4) R2627–R2630, (1998).

- [Har91] S. Haroche. *Cavity Quantum Electrodynamics*. Course XXX in Fundamental Systems in Quantum Optics, Les Houches, Session LIII, 1990. Elsevier Science Publishers B. V., 1991. J. Dalibard, J. M. Raimond und J. Zinn-Justin, Hrsg.
- [HCLK98] C. J. Hood, M. S. Chapman, T. W. Lynn, und H. J. Kimble. Real-time cavity QED with single atoms. *Phys. Rev. Lett.*, **80**(19) 4157–4160, (1998).
- [HCTF87] D. J. Heinzen, J. J. Childs, J. E. Thomas, und M. S. Feld. Enhanced and inhibited visible spontaneous emission by atoms in a confocal resonator. *Phys. Rev. Lett.*, **58**(13) 1320–1323, (1987).
- [Hee98] Ralph Peter Heerlein. *Entwicklung von neuartigen Mikrowellenresonatoren für den Ein-Atom-Maser*. Diplomarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität München, 1998.
- [HHK85] Randall G. Hulet, Eric S. Hilfer, und Daniel Kleppner. Inhibited spontaneous emission by a Rydberg atom. *Phys. Rev. Lett.*, **55**(20) 2137–2140, (1985).
- [HLD⁺00] C. J. Hood, T. W. Lynn, A. C. Doherty, A. S. Parkins, und H. J. Kimble. The atom-cavity microscope: Single atoms bound in orbit by single photons. *Science*, **287**, 1447–1453, (2000).
- [HM86] C. K. Hong und L. Mandel. Experimental realization of a localized one-photon state. *Phys. Rev. Lett.*, **56**(1) 58–60, (1986).
- [HMN⁺97] E. Hagle, X. Maître, G. Nogues, C. Wunderlich, M. Brune, J. M. Raimond, und S. Haroche. Generation of Einstein-Podolsky-Rosen pairs of atoms. *Phys. Rev. Lett.*, **79**(1) 1–5, (1997).
- [JAH⁺87] W. Jhe, A. Anderson, E. A. Hinds, D. Meschede, L. Moi, und S. Haroche. Suppression of spontaneous decay at optical frequencies: Test of vacuum-field anisotropy in confined space. *Phys. Rev. Lett.*, **58**(7) 666–669, (1987).
- [JP99] Daniel Jonathan und Martin B. Plenio. Entanglement-assisted local manipulation of pure quantum states. *Phys. Rev. Lett.*, **83**(17) 3566–3569, (1999).
- [KABW98] M. S. Kim, G. Antesberger, C. T. Bodendorf, und H. Walther. Scheme for direct observation of the Wigner characteristic function in cavity QED. *Phys. Rev. A*, **58**(1) R65–R68, (1998).
- [KBKY99] J. Kim, O. Benson, H. Kan, und Y. Yamamoto. A single-photon turnstile device. *Nature (London)*, **397**(6719) 500–503, (1999).
- [KC95] M. Koziarowski und S. M. Chumakov. Photon statistics in spontaneous emission for the Dicke model in a lossless cavity and the generation of the Fock state. *Phys. Rev. A*, **52**(5) 4194–4201, (1995).
- [KH95] S. Ya. Kilin und D. B. Horoshko. Fock state generation by the methods of nonlinear optics. *Phys. Rev. Lett.*, **74**(26) 5206–5207, (1995).

- [KHBR99] A. Kuhn, M. Hennrich, T. Bondo, und G. Rempe. Controlled generation of single photons from a strongly coupled atom-cavity system. *Appl. Phys. B.*, **69**, 373–377, (1999).
- [Kle66] Martin J. Klein. Thermodynamics and quanta in Planck’s work. *Physics Today*, **19**(11) 23–32, (1966).
- [Kle89] Norbert Klein. *Supraleitende Mikrowellenresonatoren für Anwendungen in physikalischen Grundlagenexperimenten*. Externer Bericht, WUB-DIS 89-3, Bergische Universität – Gesamthochschule Wuppertal, 1989.
- [KMZW00] Christian Kurtsiefer, Sonja Mayer, Patrick Zarda, und Harald Weinfurter. Stable solid-state source of single photons. *Phys. Rev. Lett.*, **85**(2) 290–293, (2000).
- [Kos92] Hauke Kosciessa. *Aufbau eines Ein-Atom-Masers für tiefe Temperaturen ($\leq 0,1K$)*. Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München, 1992.
- [KSW87] Joachim Krause, Marlan O. Scully, und Herbert Walther. State reduction and $|n\rangle$ -state preparation in a high-Q micromaser. *Phys. Rev. A*, **36**(9) 4547–4550, (1987).
- [KSWW89] Joachim Krause, Marlan O. Scully, Thomas Walther, und Herbert Walther. Preparation of a pure number state and measurement of the photon statistics in a high-Q micromaser. *Phys. Rev. A*, **39**(4) 1915–1921, (1989).
- [Kuk90] J. R. Kuklinski. Generation of Fock states of the electromagnetic field in a high-Q cavity through the Anderson localization. *Phys. Rev. Lett.*, **64**(21) 2507–2510, (1990).
- [Lam97] S. K. Lamoreaux. Demonstration of the Casimir force in the 0.6 to 6 μm range. *Phys. Rev. Lett.*, **78**(1) 5–8, (1997).
- [Lam99] S. K. Lamoreaux. Calculation of the Casimir force between imperfectly conducting plates. *Phys. Rev. A*, **59**(5) R3149–R3153, (1999).
- [LC99] Hoi-Kwong Lo und H. F. Chau. Unconditional security of quantum key distribution over arbitrarily long distances. *Science*, **283**, 2050–2056, (1999).
- [Leo96] W. Leoński. Fock states in a Kerr medium with parametric pumping. *Phys. Rev. A*, **54**(4) 3369–3372, (1996).
- [LK97] C. K. Law und H. J. Kimble. Deterministic generation of a bit-stream of single-photon pulses. *J. Mod. Opt.*, **44**(11/12) 2067–2074, (1997).
- [LMK⁺96] D. Leibfried, D. M. Meekhof, B. E. King, C. Monroe, W. M. Itano, und D. J. Wineland. Experimental determination of the motional quantum state of a trapped atom. *Phys. Rev. Lett.*, **77**(21) 4281–4285, (1996).
- [LMS⁺97] Markus Löffler, Georg M. Meyer, Michael Schröder, Marlan O. Scully, und Herbert Walther. Quantum theory of the mazer. II. Extensions and experimental considerations. *Phys. Rev. A*, **56**(5) 4153–4163, (1997).

- [Lö98] Markus Löffler. *Korrelationen und Bewegungsquantisierung im Ein-Atom-Maser und -Laser*. Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München, 1998. MPQ-Bericht 235.
- [Lou73] William H. Louisell. *Quantum Statistical Properties of Radiation*. John Wiley & Sons, New York, 1973.
- [LP79] S. Liberman und J. Pinard. Experimental studies of high-lying Rydberg states in atomic rubidium. *Phys. Rev. A*, **20**(2) 507–518, (1979).
- [LR47] Willis E. Lamb, Jr. und Robert C. Retherford. Fine structure of the hydrogen atom by a microwave method. *Phys. Rev.*, **72**(3) 241–243, (1947).
- [LSW87] L. A. Lugiato, M. O. Scully, und H. Walther. Connection between microscopic and macroscopic maser theory. *Phys. Rev. A*, **36**(2) 740–743, (1987).
- [MBW97] G. M. Meyer, H.-J. Briegel, und H. Walther. Ion-trap laser. *Europhys. Lett.*, **37**(5) 317–322, (1997).
- [Mey96] Georg M. Meyer. *Der Ionenfallenlaser: Einfluß von Dissipation und Pumpdynamik im mikroskopischen Vielteilchensystem*. Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München, 1996. MPQ-Bericht 221.
- [MFM⁺99] P. Münstermann, T. Fischer, P. Maunz, P. W. H. Pinkse, und G. Rempe. Dynamics of single-atom motion observed in a high-finesse cavity. *Phys. Rev. Lett.*, **82**(19) 3791–3794, (1999).
- [MHN⁺97] X. Maître, E. Hagle, G. Nogues, C. Wunderlich, P. Goy, M. Brune, J. M. Raimond, und S. Haroche. Quantum memory with a single photon in a cavity. *Phys. Rev. Lett.*, **79**(4) 769–772, (1997).
- [MIJM87] F. De Martini, G. Innocenti, G. R. Jacobovitz, und P. Mataloni. Anomalous spontaneous emission time in a microscopic optical cavity. *Phys. Rev. Lett.*, **59**(26) 2955–2958, (1987).
- [MLW97] Georg M. Meyer, Markus Löffler, und Herbert Walther. Spectrum of the ion-trap laser. *Phys. Rev. A*, **56**(2) R1099–R1102, (1997).
- [MMK⁺96] D. M. Meekhof, C. Monroe, B. E. King, W. M. Itano, und D. J. Wineland. Generation of nonclassical motional states of a trapped atom. *Phys. Rev. Lett.*, **76**(11) 1796–1799, (1996).
- [MO00] Eduardo Massoni und Miguel Orszag. Phonon-photon translator. *Opt. Commun.*, **179**(1-6) 315–321, (2000).
- [MRW88] P. Meystre, G. Rempe, und H. Walther. Very-low-temperature behavior of a micromaser. *Opt. Lett.*, **13**(12) 1078–1080, (1988).
- [MS99] Pierre Meystre und Murray Sargent III. *Elements of Quantum Optics*. Springer-Verlag, Berlin – Heidelberg – New York, 3rd edition, 1999.

- [MSW92] K. B. MacAdam, A. Steinbach, und C. Wieman. A narrow-band tunable diode laser system with grating feedback, and a saturated absorption spectrometer for Cs and Rb. *Am. J. Phys.*, **60**(12) 1098–1111, (1992).
- [MSW97] Georg M. Meyer, Marlan O. Scully, und Herbert Walther. Quantum theory of the mazer. I. General theory. *Phys. Rev. A*, **56**(5) 4142–4152, (1997).
- [MWM85] D. Meschede, H. Walther, und G. Müller. One-atom maser. *Phys. Rev. Lett.*, **54**(6) 551–554, (1985).
- [MWSW98] M. Marrocco, M. Weidinger, R. T. Sang, und H. Walther. Quantum electrodynamic shifts of Rydberg energy levels between parallel metal plates. *Phys. Rev. Lett.*, **81**(26) 5784–5787, (1998).
- [NRO⁺99] G. Nogues, A. Rauschenbeutel, S. Osnaghi, M. Brune, J. M. Raimond, und S. Haroche. Seeing a single photon without destroying it. *Nature (London)*, **400**, 239–242, (1999).
- [PFMR00] P. W. H. Pinkse, T. Fischer, P. Maunz, und G. Rempe. Trapping an atom with single photons. *Nature (London)*, **404**, 365–368, (2000).
- [PK99] A. S. Parkins und H. J. Kimble. Quantum state transfer between motion and light. *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.*, **1**(4) 496–504, (1999).
- [Pla00] Max Planck. Entropie und Temperatur strahlender Wärme. *Ann. Phys.*, **4**(1) 719–737, (1900).
- [Pla01] Max Planck. Ueber das Gesetz der Energieverteilung im Normalspektrum. *Ann. Phys.*, **4**(4) 553–566, (1901).
- [PMZK93] A. S. Parkins, P. Marte, P. Zoller, und H. J. Kimble. Synthesis of arbitrary quantum states via adiabatic transfer of Zeeman coherence. *Phys. Rev. Lett.*, **71**(19) 3095–3098, (1993).
- [Pre99] John Preskill. Plug-in quantum software. *Nature (London)*, **402**, 357–358, (1999).
- [Rai95] Georg Raithel. *Rydbergatome – vom klassischen Grenzfall zur quantenmechanischen Realität*. Habilitationsschrift, Ludwig-Maximilians-Universität München, 1995.
- [Ram56] Norman F. Ramsey. *Molecular Beams*. Oxford University Press, Oxford, 1956.
- [RBW95] G. Raithel, O. Benson, und H. Walther. Atomic interferometry with the micro-maser. *Phys. Rev. Lett.*, **75**(19) 3446–3449, (1995).
- [Rec97] Helmut Rechenberg. Max Plancks wissenschaftliches Werk, Teil II: Dynamische und statistische Gesetzmäßigkeit – nach 1900. *Phys. Bl.*, **53**(10) 1009–1011, (1997).

- [RNO⁺99] A. Rauschenbeutel, G. Nogues, S. Osnaghi, P. Bertet, M. Brune, J. M. Raimond, und S. Haroche. Coherent operation of a tunable quantum phase gate in cavity QED. *Phys. Rev. Lett.*, **83**(24) 5166–5169, (1999).
- [RSKW90] G. Rempe, F. Schmidt-Kaler, und H. Walther. Observation of sub-Poissonian photon statistics in a micromaser. *Phys. Rev. Lett.*, **64**(23) 2783–2786, (1990).
- [RW90] Gerhard Rempe und Herbert Walther. Sub-Poissonian atomic statistics in a micromaser. *Phys. Rev. A*, **42**(3) 1650–1655, (1990).
- [RWK87] Gerhard Rempe, Herbert Walther, und Norbert Klein. Observation of quantum collapse and revival in a one-atom maser. *Phys. Rev. Lett.*, **58**(4) 353–356, (1987).
- [RWW⁺94] Georg Raithel, Christian Wagner, Herbert Walther, Lorenzo M. Narducci, und Marlan O. Scully. The micromaser: A proving ground for quantum physics. In Paul R. Berman, Hrsg., *Cavity Quantum Electrodynamics*, Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics, Supp. 2, S. 57–121, San Diego, 1994. Academic Press.
- [SMW96] Marlan O. Scully, Georg M. Meyer, und Herbert Walther. Induced emission due to the quantized motion of ultracold atoms passing through a micromaser cavity. *Phys. Rev. Lett.*, **76**(22) 4144–4147, (1996).
- [SVS⁺97] Michael Schröder, Karl Vogel, Wolfgang P. Schleich, Marlan O. Scully, und Herbert Walther. Quantum theory of the maser. III. Spectrum. *Phys. Rev. A*, **56**(5) 4164–4174, (1997).
- [SZ97] Marlan O. Scully und M. Suhail Zubairy. *Quantum Optics*. Cambridge University Press, Cambridge, UK, 1997.
- [VAS93] K. Vogel, V. M. Akulin, und W. P. Schleich. Quantum state engineering of the radiation field. *Phys. Rev. Lett.*, **71**(12) 1816–1819, (1993).
- [VBEW99] B. T. H. Varcoe, S. Brattke, B.-G. Englert, und H. Walther. From trapping states to Fock states in the micromaser. In R. Blatt, J. Eschner, D. Leibfried, und F. Schmidt-Kaler, Hrsg., *Laser Spectroscopy*, Singapore, 1999. World Scientific.
- [VBEW00] B. T. H. Varcoe, S. Brattke, B.-G. Englert, und H. Walther. The generation of Fock-states in the one-atom maser. *Laser Physics*, **10**(1) 1–7, (2000).
- [VBW00] B. T. H. Varcoe, S. Brattke, und H. Walther. Generation of Fock states in the micromaser. *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.*, **2**, 154–157, (2000).
- [VBWW00] B. T. H. Varcoe, S. Brattke, M. Weidinger, und H. Walther. Preparing pure photon number states of the radiation field. *Nature (London)*, **403**(6771) 743–746, (2000).
- [VHJ⁺00] B. T. H. Varcoe, B. V. Hall, G. Johnson, P. M. Johnson, W. R. MacGillivray, und M. C. Standage. Long term laser frequency control for applications in atomic physics. *Meas. Sci. Technol.*, **11**, N111–N116, (2000).

- [vM97] Karl von Meÿenn. Max Plancks wissenschaftliches Werk, Teil I: Frühe Arbeiten zur Wärme- und Strahlungstheorie. *Phys. Bl.*, **53**(10) 1003–1008, (1997).
- [VR98] A. Vidiella-Barranco und J. A. Roversi. Quantum state engineering via unitary transformations. *Phys. Rev. A*, **58**(4) 3349–3352, (1998).
- [VSD86] Robert S. Van Dyck, Jr., Paul B. Schwinberg, und Hans G. Dehmelt. Electron magnetic moment from geonium spectra: Early experiments and background concepts. *Phys. Rev. D*, **34**(3) 722–736, (1986).
- [VTM98] D. Vitali, P. Tombesi, und G. J. Milburn. Quantum-state protection in cavities. *Phys. Rev. A*, **57**(6) 4930–4944, (1998).
- [WB99] Thomas Wellens und Andreas Buchleitner. Stochastic resonance in a fundamental quantum system. *J. Phys. A: Math. Gen.*, **32**(15) 2895–2919, (1999).
- [WBKM00] Thomas Wellens, Andreas Buchleitner, Burkhard Kümmerer, und Hans Maassen. Quantum state preparation via asymptotic completeness. *Phys. Rev. Lett.*, **85**(16) 3361–3364, (2000).
- [WC63] D. T. Wilkinson und H. R. Crane. Precision measurement of the g factor of the free electron. *Phys. Rev.*, **130**(3) 852–863, (1963).
- [Wei98] Matthias Weidinger. *Rydbergatome im modifizierten Vakuumfeld*. Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität München, 1998. MPQ-Bericht 239.
- [Wei98] Thomas Wellens. *Stochastische Resonanz im Mikromaser*. Diplomarbeit, Ludwig-Maximilians-Universität München, 1998.
- [WH76] C. Wieman und T. W. Hänsch. Doppler-free laser polarization spectroscopy. *Phys. Rev. Lett.*, **36**(20) 1170–1173, (1976).
- [WM95] D. F. Walls und G. J. Milburn. *Quantum Optics*. Springer-Verlag, Berlin – Heidelberg – New York, 1995.
- [WMSW97] M. Weidinger, M. Marrocco, R. T. Sang, und H. Walther. Characterisation of stray electric fields in niobium cavities using ultra-high resolution spectroscopy. *Opt. Commun.*, **141**, 273–278, (1997).
- [WVHW99] M. Weidinger, B. T. H. Varcoe, R. Heerlein, und H. Walther. Trapping states in the micromaser. *Phys. Rev. Lett.*, **82**(19) 3795–3798, (1999).
- [Zei00] Anton Zeilinger. Quantum entangled bits step closer to IT. *Science*, **289**(5478) 405–406, (2000).
- [ZGH⁺00] H. Zbinden, N. Gisin, B. Huttner, A. Müller, und W. Tittel. Practical aspects of quantum cryptographic key distribution. *J. Cryptology*, **13**, 207–220, (2000).
- [ZLKK79] Myron L. Zimmerman, Michael G. Littman, Michael M. Kash, und Daniel Kleppner. Stark structure of the Rydberg states of alkali-metal atoms. *Phys. Rev. A*, **20**(6) 2251–2275, (1979).

Danksagung

Abschließend möchte ich mich bei all denen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. Herbert Walther für das hochinteressante Thema, die vertrauensvolle Förderung und das stete Interesse am Fortgang der Dinge im Labor.

Dr. Ben Varcoe danke ich für die hervorragende und freundschaftliche Zusammenarbeit im Labor und die vielen ideenreichen und interessanten Diskussionen.

Herrn Prof. Dr. Berthold-Georg Englert danke ich für die zahlreichen Gespräche über die theoretischen Aspekte des Mikromasers und für die unverzichtbare Unterstützung bei der Interpretation der experimentellen Ergebnisse.

Dr. Sihong Gu und Michael Bussmann möchte ich für die sehr gute Zusammenarbeit im Labor danken. Dr. Matthias Weidinger sei für die Einführung in die Tücken des Kryostats gedankt. Den anderen Kollegen, speziell Dr. Gunter Antesberger, Dr. Christof Bodendorf Dipl.-Phys. René Weidner und Dr. Jan Posthumus danke ich für die vielen Gespräche über Mikromaser und vieles andere. Den drei letzteren möchte ich außerdem für das sorgfältige Korrekturlesen dieser Arbeit danken.

Dr.-Ing. Miroslav Steiner und Dipl.-Ing. Siegfried Herbst danke ich für die Betreuung des Rechnernetzwerkes und die Unterstützung in Fragen der HF-Elektronik.

Stellvertretend für die Elektronikwerkstatt möchte ich Herrn Dr. Hegewisch und stellvertretend für die Feinmechanikerwerkstatt möchte ich Herrn Oehm für die sorgfältige und schnelle Anfertigung verschiedener wichtiger Geräte danken.

Vielen herzlichen Dank an Beatrice für ihr stetes Interesse und Zuspruch.

Besonders herzlich danken möchte ich meinen Eltern, deren stete Unterstützung und Interesse wesentlich zum Erfolg meines ganzen Studiums beigetragen hat.

Lebenslauf

Simon Stephan Brattke

Geboren am 20. Mai 1972 in Kempten/Allgäu

Familienstand: ledig

Staatsangehörigkeit: deutsch

Eltern: Dipl.-Betriebswirt (FH) Reinhold Brattke und Lydia Brattke, geb. Zeh

1978 bis 1982	Weilerhau-Grundschule in Filderstadt
1982 bis Juni 1991	Eduard-Spranger-Gymnasium in Filderstadt
Aug. 1991 bis Okt. 1992	Zivildienst in der Filderklinik in Filderstadt
Okt. 1992 bis Feb. 1998	Studium der Physik an der Eberhard-Karls-Universität Tübingen
Sep. 1995 bis Juni 1996	Visiting Graduate Student am Physics Department der University of Washington in Seattle, WA, USA
Apr. 1997 bis Feb. 1998	Diplomarbeit am Physikalischen Institut der Universität Tübingen über <i>Untersuchung von Dunkelresonanzen an Rubidium mit dem Licht eines modengekoppelten Halbleiterlasers</i>
Seit Apr. 1998	Promotionsstudium der Physik an der Sektion Physik der Ludwig-Maximilians-Universität München; Promotionsstipendium des Max-Planck-Institut für Quantenoptik in Garching bei München