

# Eigenschaften und Wechselwirkung lokalisierter Strukturen in einem nichtlinearen optischen System

Marc Feldmann

Dezember 1999



**Diplomarbeit**  
im Fach Physik

**Eigenschaften und Wechselwirkung  
lokalisierter Strukturen  
in einem nichtlinearen optischen System**

von

**Marc Feldmann**

aus

Telgte

Westfälische Wilhelms–Universität Münster  
Institut für Angewandte Physik

Dezember 1999



# Inhaltsverzeichnis

<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Lokalisierte Strukturen in optischen Systemen</b>	<b>3</b>
2.1 Überblick . . . . .	3
2.1.1 Experimente mit einem Liquid crystal light valve . . . . .	4
2.1.2 Lokalisierte Strukturen in Lasern mit sättigbarem Absorber . . .	5
2.2 Ziel dieser Arbeit . . . . .	6
2.3 Das Prinzip des Experiments . . . . .	7
2.3.1 Das Modellsystem von D'Alessandro und Firth . . . . .	7
2.3.2 Natrium-Dampf als nichtlineares Medium . . . . .	8
<b>3 Experimenteller Aufbau</b>	<b>11</b>
3.1 Überblick . . . . .	11
3.2 Lichtquelle und Strahlpräparation . . . . .	13
3.3 Die Präparation des Zündstrahls . . . . .	14
3.4 Präparation des Natrium-Dampfes und Rückkoppelspiegel . . . . .	16
3.5 Die Analyseoptik . . . . .	17
<b>4 Experimentelle Untersuchungen</b>	<b>19</b>
4.1 Grundlegende Beobachtung . . . . .	19
4.2 Struktur des Parameterraums . . . . .	20
4.2.1 Bistabiles Verhalten bei Variation der Eingangsleistung . . . . .	20
4.2.2 Beobachtungen bei Variation des Magnetfeldes . . . . .	23
4.2.3 Höhere Temperaturen: Beobachtung von Spiralmustern . . . . .	26
4.2.4 Zusammenfassung . . . . .	29
4.3 Eigenschaften einzelner lokalisierter Strukturen . . . . .	30
4.3.1 Typische Merkmale einer lokalisierten Struktur . . . . .	30

4.3.2	Veränderung der Eigenschaften bei Variation der Parameter . . . . .	36
4.4	Wechselwirkung lokalisierter Strukturen . . . . .	41
4.4.1	Grundlegende Überlegungen . . . . .	41
4.4.2	Bevorzugte Abstände zwischen zwei lokalisierten Strukturen . . . . .	42
4.4.3	Periodische Oszillationen der Abstände . . . . .	45
4.4.4	Beobachtung von Clustern . . . . .	47
4.5	Gezielte Beeinflussung lokalisierter Strukturen . . . . .	50
4.5.1	Zünden und Löschen von lokalisierten Strukturen . . . . .	50
4.5.2	Anschaltverhalten lokalisierter Strukturen . . . . .	52
4.5.3	Demonstration eines einfachen Schieberegisters . . . . .	56
<b>5</b>	<b>Numerische Simulationen</b>	<b>59</b>
5.1	Allgemeine Bemerkungen . . . . .	59
5.2	Das theoretische Modell . . . . .	59
5.3	Anmerkungen zum Aufbau des Programm . . . . .	62
5.4	Ergebnisse der Simulationen . . . . .	63
5.4.1	Typisches Profil einer lokalisierten Struktur . . . . .	63
5.4.2	Bistabilität bei Variation der Pumprate . . . . .	64
5.4.3	Wechselwirkung zwischen zwei lokalisierten Strukturen . . . . .	66
<b>6</b>	<b>Diskussion der Ergebnisse</b>	<b>71</b>
6.1	Beobachtung stabiler lokalisierter Strukturen . . . . .	71
6.1.1	Modellvorstellung zur Entstehung einer lokalisierten Struktur . . . . .	72
6.1.2	Position der lokalisierten Strukturen auf dem Hintergrundstrahl	73
6.2	Phänomenologische Deutung der Wechselwirkung . . . . .	74
6.2.1	Wechselwirkung zwischen zwei lokalisierten Strukturen . . . . .	74
6.2.2	Deutung der Cluster . . . . .	78
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>81</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

Bereits seit geraumer Zeit werden in nichtlinearen Systemen formstabile, räumlich oder zeitlich begrenzte Strukturen beobachtet. Typischerweise entstehen diese Strukturen auf einem unstrukturierten Untergrund und haben teilchenartigen Charakter. Das wohl prominenteste Beispiel ist das Soliton [MNS91], welches sich als nichtlineare Struktur in Wasser über Kilometer hinweg formstabil ausbreiten kann [Rus44]. In der nichtlinearen Optik stellen Solitonen in Glasfasern ein sehr gut verstandenes Beispiel für zeitlich begrenzte Strukturen dar [Yar96].

Der Begriff *Soliton* wird im strengen mathematischen Sinne für exakte Lösungen integrierbarer nichtlinearer partieller Differentialgleichungen verwendet [FS96]. Solche exakten Lösungen lassen sich oft nur für konservative Systeme angeben. In dissipativen Systemen existieren jedoch phänomenologisch ähnliche Strukturen, die verallgemeinert als *lokalisierte Strukturen* bezeichnet werden. Unabhängig von den Details der mathematischen Beschreibung ist all diesen Phänomenen gemeinsam, dass ihre Entstehung durch das konstruktive Wechselspiel zwischen einem *destruktiven* Prozess wie Dispersion, Beugung oder Diffusion und einer Nichtlinearität begünstigt wird [MNS91].

In der letzten Zeit hat sich das Interesse in der Grundlagenforschung mehr zur Untersuchung räumlich lokalizierter Strukturen verlagert. Beispielsweise entstehen bei Experimenten zur Konvektion in binären Mischungen räumlich lokalisierte Konvektionszellen auf einer homogenen Flüssigkeitsoberfläche [LBCA93]. Umbanhowar et al. beobachten in vertikal vibrierten granularen Medien [UMS96] die Entstehung so genannter *Oszillonen*, d.h. scharf lokalisierte Bereiche großer Oszillationsamplitude auf einem Hintergrund, der mit kleiner Amplitude oszilliert. In einem Gasentladungs-System werden Strukturen ähnlicher Art beobachtet [ASP93]. Dessen phänomenologi-

sche Beschreibung als zwei-komponentiges Reaktions-Diffusions-System liefert in qualitativer Übereinstimmung mit dem Experiment die Existenz von stabilen lokalisierten Strukturen [SSBP98].

Neben dem grundlegenden Interesse an den Mechanismen, die zu ihrer Entstehung beitragen, werden lokalisierte Strukturen in optischen Systemen im Hinblick auf mögliche Anwendungen in einer rein optischen, parallelen Informationsverarbeitung untersucht [Ros91, MF90, BLP<sup>+</sup>97]. Lokalisierte Strukturen lassen sich als individuelle Einheiten betrachten, die gezielt und unabhängig voneinander erzeugt und wieder gelöscht werden können [STB<sup>+</sup>98, GLS<sup>+</sup>99]. Auf dieser Grundlage lässt sich ein Ensemble aus  $N$  individuell adressierbaren lokalisierten Strukturen als ein optischer Speicher ansehen, in dem sich  $2^N$  unterschiedliche Zustände darstellen lassen [BLP<sup>+</sup>97, OMS<sup>+</sup>99].

Eine solche Anwendung setzt ein fundiertes Wissen über die Eigenschaften und die Wechselwirkung dieser Strukturen voraus. Zur Zeit werden diese zwar in verschiedenen theoretischen Arbeiten systematisch untersucht [BLP<sup>+</sup>97, STB<sup>+</sup>98, TSB<sup>+</sup>99, FS96, FH98], experimentelle Verifikationen der dabei gewonnenen Ergebnisse beschränken sich jedoch bisher im Wesentlichen auf lokalisierte Strukturen in einem elektro-optischen System [KTT98, STKT97]. In einigen anderen experimentellen, rein optischen Systemen, in denen lokalisierte Strukturen beobachtet werden, lässt sich nur maximal eine stationäre lokalisierte Struktur erzeugen [STS<sup>+</sup>98, TSW97], oder aber ihre Erzeugung und Beeinflussung erweist sich als sehr aufwendig [SSW98].

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Untersuchung von lokalisierten Strukturen in einer so genannten Einspiegelanordnung [DF91]. Ein solches System wird in unserer Arbeitsgruppe mit Natrium-Dampf als nichtlinearem Medium untersucht und hat sich bereits in vielen Experimenten im Rahmen der transversalen Musterbildung bewährt [LLA96, Ack96, Au99]. Die Verwendung von Natrium-Dampf ermöglicht eine einfache Kontrolle der Form der Nichtlinearität durch die Variation äußerer Parameter wie dem angelegten Magnetfeld oder der Frequenz des Lichts. Zudem existiert ein bewährtes Modell, das die Wechselwirkung des Natrium-Dampfes mit dem Lichtfeld auf mikroskopischer Ebene beschreibt [MDLM86, Ack96]. Dadurch lassen sich die experimentellen Ergebnisse und die theoretischen Vorhersagen unmittelbar miteinander vergleichen.

Vor kurzer Zeit wurde in diesem System die Existenz stabiler lokalisierter Strukturen theoretisch vorhergesagt [LA98, LSA99]. Die vorliegende Arbeit soll dazu beitragen, die grundlegenden Eigenschaften lokalisierter Strukturen besser zu verstehen, und die Mechanismen zu identifizieren, die ihre Wechselwirkung bestimmen.

# Kapitel 2

## Lokalisierte Strukturen in optischen Systemen

### 2.1 Überblick

Besonders in optischen Systemen haben lokalisierte Strukturen in der letzten Zeit wachsende Beachtung gefunden. Zum einen scheint die Optik ein sehr günstiges Untersuchungsfeld für lokalisierte Strukturen zu sein, da die notwendigerweise durch Beugung entstehenden oszillierenden Ausläufer zu einer Stabilisierung beizutragen scheinen [Ros91, Ros99]. Zum anderen kommt zu diesem grundlegenden Aspekt noch die Möglichkeit der Anwendung lokalizierter Strukturen in einer rein optischen Informationsverarbeitung hinzu. Zwei-dimensionale räumlich lokalisierte Strukturen, wie sie hier untersucht werden, gelten als mögliche Grundlage für neuartige optische Speicher [MF90, BLP<sup>+</sup>97, GLS<sup>+</sup>99].

Bei lokalisierten Strukturen in der Optik handelt es sich in der Regel um lokalisierte Intensitätsmaxima auf dem Hintergrund eines sonst unstrukturierten Lichtfeldes. Diese lassen sich im idealen Fall eines homogenen Grundgebietes an willkürlichen Positionen unabhängig voneinander erzeugen und auch wieder löschen. Sie zeichnen sich dadurch gegenüber periodischen Strukturen aus, bei denen eine strenge Korrelation zwischen den einzelnen Konstituenten des Musters besteht [GLS<sup>+</sup>99].

Die Theorie lokalizierter Strukturen in optischen Systemen wurde zunächst von Rosanov vorangetrieben [Ros91, FKR92]. Neue theoretische Beiträge kommen vor allem aus der Gruppe von Firth und Oppo (Glasgow) und aus den Gruppen von Lugiato (Mailand) und Brambilla (Bari). Firth und Scroggie analysieren in diesem Zusammen-

hang die Existenz und Kontrolle von stabilen lokalisierten Zuständen (*Optical Bullet Holes*) in einem passiven optischen Resonator mit sättigbarem Absorber [FS96]. Brambilla et al. und Lugiato et al. untersuchen Systeme aus Halbleiter-Mikroresonatoren, die von einem kohärenten und stationären Hintergrundstrahl getrieben werden, auf ihre Anwendbarkeit als optische Datenspeicher [STB<sup>+</sup>98, BLP<sup>+</sup>97].

Experimentell wurden lokale Strukturen bisher in extern getriebenen Resonatoren mit einem fokussierenden Medium (Flüssigkristall) [TNT93], in einem elektro-optischen System, welches durch einen *Liquid crystal light valve* mit Rückkopplung gebildet wird [KTT98, STKT97], und in Lasern mit sättigbarem Absorber [BTV92, SMA94, TSW97, SSW98] demonstriert. Zwei dieser Systeme sollen im Folgenden kurz vorgestellt werden.

### 2.1.1 Experimente mit einem Liquid crystal light valve

Kreuzer et al. [KTT98] sowie Schreiber et al. [STKT97] untersuchen die Entstehung und gezielte Beeinflussung *solitärer Strukturen* in einem nichtlinearen optischen System mit einem Liquid Crystal Light Valve (*LCLV*) als nichtlinearem Element. Bei einem LCLV handelt es sich um ein elektro-optisches System, welches aus einer Photohalbleiterschicht, einer lichtabsorbierenden Schicht, einem dielektrischen Spiegel und einer Schicht nematischer Flüssigkristalle aufgebaut ist. Diese Schichtstruktur befindet sich zwischen zwei transparenten Elektroden, an die eine Wechselspannung angelegt ist. Das LCLV lässt sich prinzipiell in eine lichtempfindliche *Schreibseite* und eine lichtmodulierende *Ausleseseite* unterteilen. Schreibseite und Ausleseseite werden durch die lichtabsorbierende Schicht voneinander optisch isoliert. Ein auf die Ausleseseite einfalldendes optisches Feld wird am dielektrischen Spiegel reflektiert und durchquert dabei zweimal die Flüssigkristallschicht vor dem Spiegel. In der Flüssigkristallschicht erhält es eine Phasenmodulation, die von der elektrischen Spannung über der Flüssigkristallschicht abhängig ist. Diese Spannung wird durch ein optisches Feld bestimmt, das auf die Schreibseite trifft.

In Experimenten zur optischen Strukturbildung wird das LCLV in eine externe optische Rückkopplungsschleife eingesetzt. Dabei wird das von der Ausleseseite kommende, phasenmodulierte optische Feld nach Ausbreitung über eine gewisse Strecke im freien Raum wieder auf die Schreibseite rückgekoppelt. Durch die Art der Rückkopplung ist dieses System dem in dieser Arbeit untersuchten sehr ähnlich (vgl. Abschnitt 2.3.1).

Ab einer gewissen Schwelle für die Leistung des auf die Schreibseite einfallenden

optischen Feldes beobachtet man die spontane Entstehung räumlicher Strukturen in der transversalen Intensitätsverteilung des optischen Feldes. Bei Variation der externen Spannung, die an den Elektroden anliegt, lassen sich unterschiedliche Szenarien transversaler Strukturbildung beobachten. Bei Erhöhung dieser Spannung beobachtet man in folgender Reihenfolge [STKT97]:

- lokalisierte Strukturen an willkürlichen Positionen auf einem unstrukturierten Untergrund,
- ein Muster aus negativen Hexagonen,
- ein Streifenmuster,
- ein Muster aus positiven Hexagonen,
- lokalisierte Strukturen auf einem Untergrund von einem hexagonalen Muster geringer Intensität.

In [KTT98] wird demonstriert, wie sich lokalisierte Strukturen auf einem unstrukturierten und einem hexagonalen Untergrund mit Hilfe eines Zündstrahls (*addressing beam*) individuell erzeugen und auch wieder löschen lassen. Ferner wird die Wechselwirkung von mehreren lokalisierten Strukturen untersucht, die auf die Intensitätsverteilung einer einzelnen lokalisierten Struktur zurückgeführt wird.

Das Anschaltverhalten der lokalisierten Strukturen wird in [STKT97] explizit untersucht. Dabei wird festgestellt, dass die Schaltzeit bei zeitlich begrenzter Einstrahlung mit dem Zündstrahl in charakteristischer Weise von der Intensität des Zündstrahls abhängt, wenn die Dauer der Einstrahlung jeweils gleich gewählt wird.

### 2.1.2 Lokalisierte Strukturen in Lasern mit sättigbarem Absorber

Stellvertretend für verschiedene Konfigurationen von Lasern mit sättigbarem Absorber soll hier ein System vorgestellt werden, bei dem sich das aktive Medium und der Absorber in zueinander Fourier-konjugierten Ebenen innerhalb eines selbstabbildenden Resonators (*self-imaging resonator*) befinden [TSW97]. Im Folgenden soll kurz der prinzipielle Aufbau dieses Systems erläutert werden.

Zwei Linsen mit der Brennweite  $f$  befinden sich im Abstand von  $2f$  zueinander innerhalb eines planaren Resonators. Der Abstand der beiden Linsen von den Spiegeln

$M_1$  und  $M_2$ , die den Resonator bilden, beträgt jeweils  $f$ . Durch diese Geometrie wird die Ebene, in der sich der Spiegel  $M_1$  befindet, auf die Ebene abgebildet, in der sich der Spiegel  $M_2$  befindet, und umgekehrt. In der Brennebene zwischen den beiden Linsen findet man die Fourier-Transformierte der Feldverteilung in den Ebenen, in denen sich die Spiegel befinden. Hier befindet sich das aktive Medium. Dieses wird durch eine Farbstoff-Lösung gebildet, die von einem Frequenz-verdoppelten Nd:YAG-Laser optisch gepumpt wird. Der sättigbare Absorber befindet sich nahe einem der beiden Spiegel.

In [TSW97] wird demonstriert, dass in diesem System innerhalb eines gewissen Parameterbereiches eine Bistabilität zwischen einem Zustand mit und einem Zustand ohne lokalisierte Struktur besteht. Innerhalb dieses Bereiches lässt sich die lokale Struktur gezielt an einer beliebigen Position der transversalen Ebene des Resonators erzeugen, indem man den Absorber an der entsprechenden Stelle mit einem kurzen Puls eines He-Ne-Lasers sättigt. Ferner wird gezeigt, dass die lokale Struktur entlang eines Phasengradienten driftet und in einem Phasenminimum *eingefangen* werden kann. Ein Phasengradient kann beispielsweise durch das Verkippen eines Resonatorspiegels erzeugt werden.

In diesem System kann es maximal eine stationäre lokale Struktur geben. Mehrere lokale Strukturen, die sich an verschiedenen Positionen der transversalen Ebene befinden, überlappen vollständig in der Fourier-Ebene. Das hat zur Folge, dass die verschiedenen lokalen Strukturen im Bereich des aktiven Mediums um die Verstärkung konkurrieren und sich letztlich gegenseitig vernichten, bis nur noch eine einzelne übrig bleibt.

## 2.2 Ziel dieser Arbeit

In unserer Arbeitsgruppe werden schon seit langem erfolgreich Strukturbildungsprozesse in einem einfachen optischen System untersucht, das viele Typen räumlich ausgedehnter Muster zeigt [Ack96, Au99, LAA<sup>+</sup>99]. Kürzlich wurde die Existenz von lokalen Strukturen theoretisch vorhergesagt [LA98, LSA99] und im Experiment beobachtet [SAL98].

Das Ziel dieser Arbeit ist die Untersuchung der Eigenschaften dieser lokalen Strukturen in dem vorliegenden System. Im Vordergrund steht dabei die Frage, inwieweit sich die Wechselwirkung mehrerer lokaler Strukturen aus den typischen Merkmalen einer einzelnen erklären lässt. Ein weiterer Schwerpunkt liegt auf der Un-

tersuchung von Möglichkeiten zur gezielten Beeinflussung von lokalisierten Strukturen.

## 2.3 Das Prinzip des Experiments

### 2.3.1 Das Modellsystem von D'Alessandro und Firth

In dieser Arbeit werden die Eigenschaften lokalisierter Strukturen in einem nichtlinearen optischen System mit einfacher Rückkopplung durch einen ebenen Spiegel untersucht. Es handelt sich hierbei um eine experimentelle Realisation des Modellsystems von D'Alessandro und Firth, das 1990 von Firth [Fir90] vorgestellt und später von D'Alessandro und Firth [DF91, DF92] detailliert untersucht worden ist.

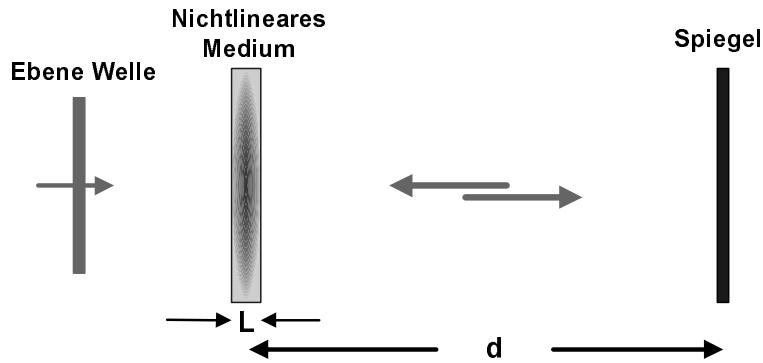


Abbildung 2.1: Schematischer Aufbau des von D'Alessandro und Firth vorgeschlagenen Experiments.

Das Modellsystem besteht aus einer dünnen Schicht eines nichtlinearen Mediums und einem ebenen Spiegel im Abstand  $d$  hinter dem Medium (siehe Abb. 2.1). Ein optisches Feld mit ebener Phasenfront und homogener Amplitude (*ebene Welle*) beleuchtet das Medium. Das transmittierte Feld wird nach freier Ausbreitung zum Spiegel und zurück wieder in das Medium rückgekoppelt. Durch die Beugung bei der Ausbreitung des Lichtfeldes zum Spiegel und zurück werden verschiedene Punkte der transversalen Ebene räumlich gekoppelt. Die Distanz  $2d$  dieser Ausbreitung wird als groß gegenüber der Dicke  $L$  des Mediums angenommen, so dass die Beugung im Medium vernachlässigt werden kann. Dadurch ist es möglich, die Nichtlinearität und die Auswirkungen der Beugung bei der theoretischen Modellierung getrennt voneinander zu studieren.

Als nichtlineares Medium wird ein Kerr-Medium vorgeschlagen, für das der Brechungsindex linear von der einfallenden Lichtintensität abhängt. D'Alessandro und

Firth zeigen, dass oberhalb einer gewissen Schwelle für die Eingangsleistung räumliche Fluktuationen in der transversalen Verteilung des Brechungsindexes für eine bestimmte Wellenzahl durch das reflektierte Feld verstärkt werden [Fir90, DF91]. Durch resonante Kopplung dreier instabiler Wellenvektoren gleicher Länge bildet sich ein stabiles hexagonales Gitter in der Intensitätsverteilung des transmittierten Lichtfeldes.

Es existieren verschiedene experimentelle Realisierungen dieses Modellsystems mit unterschiedlichen nichtlinearen Medien: Dazu zählen vor allem Flüssigkristalle [TBWE93], photorefraktive Kristalle [HM95] und atomare Dämpfe [GMP94]. In unserer Gruppe wird Natrium-Dampf in einer Puffergas-Atmosphäre als nichtlineares Medium verwendet. Die Vorteile, die sich daraus ergeben, werden im folgenden Abschnitt erläutert.

### 2.3.2 Natrium-Dampf als nichtlineares Medium

Im Vergleich zu einem Kerr-Medium weist atomares Natrium bei Einstrahlung von Licht mit einer Frequenz in der Nähe der atomaren Resonanz der D<sub>1</sub>-Linie eine kompliziertere Form der Wechselwirkung auf. Die optischen Eigenschaften und damit die Art der Nichtlinearität lassen sich leicht über das äußere Magnetfeld sowie die Frequenz des einfallenden Lichtfeldes verändern. Die Wechselwirkung zwischen dem Lichtfeld und den Natrium-Atomen ist zudem auf mikroskopischer Ebene mit Hilfe des Dichtematrix-Formalismus beschreibbar: Es existiert also ein fundiertes theoretisches Modell [MDLM86, Ack96], mit dem sich die experimentellen Ergebnisse vergleichen lassen. Im Folgenden sollen kurz die wesentlichen Mechanismen erläutert werden, die die optischen Eigenschaften des Natriums bestimmen.

In unserer Arbeitsgruppe wird das Natrium in gasförmigem Zustand in einer Puffergas-Atmosphäre aus Stickstoff mit einem Druck von einigen hundert hPa eingesetzt. Bei diesem Druck lässt sich die Na-D<sub>1</sub>-Linie unter Vernachlässigung der Hyperfeinaufspaltung und der Dopplerverbreiterung gegenüber der homogenen Linienverbreiterung als homogen verbreiterter  $J = 1/2 \rightarrow J' = 1/2$  – Übergang beschreiben.

In Abb. 2.2a ist das Kastler-Diagramm dieses Übergangs bei Einstrahlung von zirkular polarisiertem ( $\sigma_+$ )-Licht zu sehen. In diesem Fall koppelt nur der Zustand mit  $m_j = -1/2$  des Grundzustandes an das Lichtfeld an. Die gestrichelte Linie oberhalb des  $m_j = +1/2$  - Unterzustandes des angeregten Niveaus symbolisiert, dass die Frequenz des Lichtfeldes in den hier vorgestellten Untersuchungen stets etwas größer als die Frequenz des Na-D<sub>1</sub>-Übergangs ist (*blauverstimzte Einstrahlung*).

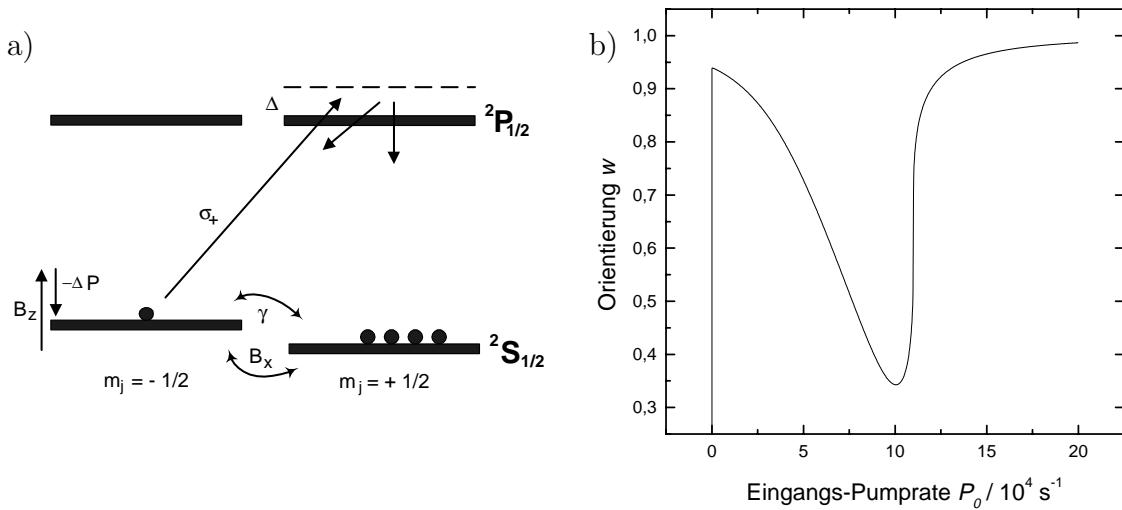


Abbildung 2.2: **Wechselwirkung von Natrium-Dampf in einer Puffergas-Atmosphäre mit einem einfallenden Lichtfeld.** a) Kastler-Diagramm der Natrium-D<sub>1</sub>-Linie bei blauverstimmter Einstrahlung von  $\sigma_+$ -Licht. b) Abhängigkeit der Orientierung  $w$  von der Pumprate für eine typische Wahl der Parameter (vgl. Kapitel 4).

Da die Abregung in beide Zeeman-Unterzustände des Grundzustandes erfolgt, kommt es schon bei geringen Lichtintensitäten zu einer stark unterschiedlichen Besetzung dieser beiden Zustände (*optisches Pumpen* [Kas57]). Die resultierende Besetzungszahldifferenz wird *Orientierung* genannt und mit  $w$  bezeichnet. In Abb. 2.2b ist die Form der Abhängigkeit der Orientierung von der Eingangs-Pumprate für im Experiment typische Kontroll-Parameter dargestellt. Das optische Pumpen verursacht den steilen Anstieg der Kennlinie für geringe Pumpraten.

Wegen des geringen Austausches zwischen den beiden Zeeman-Unterniveaus des Grundzustandes durch Stöße kommt es bei steigender Pumprate schnell zu einer Sättigung der Orientierung. Die zugehörige Relaxationskonstante  $\gamma$  liegt nur in der Größenordnung von  $1 \text{ s}^{-1}$ . Da die Orientierung einem makroskopischen magnetischen Dipolmoment des Natrium-Dampfes parallel zur Ausbreitungsrichtung des Laserstrahls proportional ist [Ack96], reagiert sie empfindlich auf das Anlegen eines äußeren Magnetfeldes.

Die Unterniveaus des Grundzustandes sind auf Grund einer von Null verschiedenen longitudinalen Magnetfeld-Komponente (Quantisierungsachse sei die Ausbreitungsrich-

tung des Lichtfeldes) aufgespalten. Eine von Null verschiedene transversale Komponente des Magnetfeldes führt zu einer Kopplung der Zustände. Bei positivem Vorzeichen der longitudinalen Magnetfeld-Komponente  $B_z$  und der Verstimmung  $\Delta$  der Frequenz des Lichtfeldes gegenüber der atomaren Resonanz wirkt die lichtinduzierte Niveauverschiebung (*Light-Shift*) der Aufspaltung entgegen. Dadurch verringert sich die Orientierung bei wachsenden Pumpraten deutlich, wenn die transversale Magnetfeld-Komponente von Null verschieden ist. Im Bereich des Minimums der Kennlinie in Abb. 2.2b kompensieren sich die lichtinduzierte Niveauverschiebung und die Zeeman-Verschiebung gerade.

Die Orientierung bestimmt die optischen Eigenschaften des Natrium-Dampfes. Für den Brechungsindex  $n$  gilt [Ack96]:

$$n = 1 - \frac{\Delta}{\Gamma_2} \alpha_0 (1 - w) \frac{\lambda}{2\pi}. \quad (2.1)$$

Dabei bezeichnet  $\Gamma_2$  die halbe homogene Linienbreite,  $\Delta$  die Verstimmung des einfallenden Lichtfeldes gegenüber der atomaren Resonanz der Na-D<sub>1</sub>-Linie und  $2\alpha_0$  den Kleinsignalabsorptionskoeffizienten.

Die genaue Form der Abhängigkeit der Orientierung und damit auch des Brechungsexponenten von der Eingangs-Pumprate hängt von der Richtung und dem Betrag des externen Magnetfeldes ab [Ack96]. Da die in dieser Arbeit vorgestellten Experimente sämtlich mit einer positiven Verstimmung  $\Delta$  durchgeführt wurden und die übrigen Konstanten in Gl. 2.1 positiv sind, folgt die Form der Kennlinie für den Brechungsexponent qualitativ der Kennlinie für die Orientierung. Im Bereich vor dem Minimum (*fallende Flanke*) wirkt der Natrium-Dampf daher *defokussierend*, im Bereich dahinter *fokussierend* (*ansteigende Flanke*). Eine solche Kennlinie ist ungewöhnlich für ein optisches System. Ihr Einfluss auf die optische Musterbildung wurde bereits in verschiedenen Arbeiten untersucht [Ack96, LAA<sup>+</sup>99].

# Kapitel 3

## Experimenteller Aufbau

### 3.1 Überblick

Der experimentelle Aufbau, mit dem die Messungen zu dieser Arbeit durchgeführt wurden, folgt (mit Ausnahme der Einführung eines *Zündstrahls*) dem in Abschnitt 2.3.1 vorgestellten Schema des Modellsystems von D'Alessandro und Firth mit Natrium-Dampf als nichtlinearem Medium. Er lässt sich in vier funktionale Einheiten untergliedern (vgl. Abb. 3.1):

- Lichtquelle und Strahlpräparation,
- Präparation des Zündstrahls,
- Präparation des Natrium-Dampfes und Rückkoppelspiegel,
- Analyseoptik.

Die Lichtquelle, der Aufbau zur Strahlpräparation, der Aufbau zur Präparation des Natrium-Dampfes und der Rückkoppelspiegel standen schon vor Beginn dieser Arbeit zur Verfügung [Ack96]. Der *Zündstrahl* ist eine Erweiterung des vorhandenen Aufbaus, die der gezielten Untersuchung der lokalisierten Strukturen dient. Die Analyseoptik unterscheidet sich von früheren Arbeiten in dieser Arbeitsgruppe vor allem durch die Verwendung eines neuen Kamera-Systems, welches sehr kurze Belichtungszeiten ermöglicht. Im Folgenden soll zunächst ein kurzer Überblick gegeben werden, bevor die einzelnen Elemente des Aufbaus in den Abschnitten 3.2 bis 3.5 näher beschrieben werden.

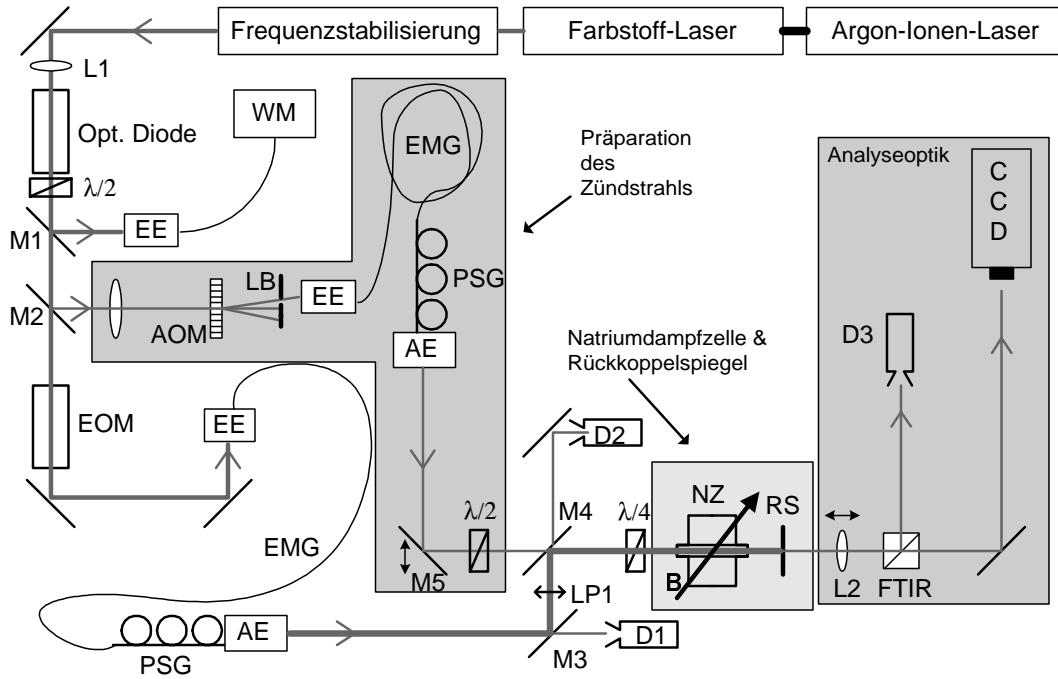


Abbildung 3.1: **Schema des experimentellen Aufbaus.** EOM: Elektro-optischer Modulator, WM: Scanning-Michelson-Interferometer, PSG: Polarisationsstellglied, D: Detektor, LP: Linearpolarisator, LB: Lochblende, L: Linse, EE: Einkoppeleinheit, AE: Auskoppeleinheit, AOM: Akusto-optischer Modulator, M: Spiegel, EMG: Einmoden-Glasfaser, NZ: Natriumdampfzelle, RS: Rückkoppelspiegel, FTIR: einstellbarer Strahlteiler, B: Magnetfeld, CCD: Kamera-System.

Die Untersuchung von spontan auftretenden transversalen Symmetriebrechungen in der Optik stellt hohe Anforderungen an die verwendete Lichtquelle: Diese muss ein möglichst glattes, rotationsinvariantes Intensitätsprofil aufweisen, um Vorzugsrichtungen im experimentellen Aufbau zu vermeiden. Zudem müssen die grundlegenden experimentellen Parameter Frequenz und Leistung über die Dauer einer Messung möglichst stabil bleiben und eine präzise Einstellung erlauben. Zu diesem Zweck wird ein hoher Aufwand betrieben, um den Strahl eines Dauerstrich-Farbstofflasers geeignet zu präparieren. Dieser Strahl wird im Folgenden mit *Hintergrundstrahl* bezeichnet.

Der *Zündstrahl* dient dem gezielten *Zünden* und *Löschen* von lokalisierten Strukturen. Er wird dem Hintergrundstrahl in der Wechselwirkungszone mit dem Natrium-Dampf überlagert und kann bei Bedarf an- oder ausgeschaltet werden. Zur Vermeidung von unerwünschten Interferenz-Erscheinungen ist die Frequenz dieses Strahls etwas gegenüber der des Hintergrundstrahls verschoben, der Strahlradius ist deutlich geringer.

## 3.2 Lichtquelle und Strahlpräparation

Als Lichtquelle wird ein Farbstoffringlaser SPECTRA-PHYSICS 380D verwendet, der von einem Argon-Ionen-Laser SPECTRA-PHYSICS 2030 gepumpt wird (vgl. Abb. 3.1). Die Frequenz des Farbstofflasers ist in der Umgebung der atomaren Resonanz der Na-D<sub>1</sub>-Linie kontinuierlich abstimmbar und wird mit Hilfe eines SPECTRA-PHYSICS STABILOK 388 stabilisiert.

Eine optische Diode aus einem Faraday-Rotator und zwei Linearpolarisatoren verhindert, dass Reflexe, die an allen senkrecht zum Strahl stehenden Grenzflächen entstehen, zurück in das Lasersystem fallen und dieses empfindlich stören.

Zur Bestimmung der Frequenz des Laserstrahls wird ein geringer Teil des Lichtfeldes über einen teildurchlässigen Spiegel ( $M_1$ ) ausgekoppelt und einem Scanning-Michelson-Interferometer (*Wavemeter*:  $WM$ ) zugeführt. Die absolute Genauigkeit der Frequenzmessung wird in [Ohl87] mit 500 MHz angegeben.

Ein weiterer Teil des Strahls wird mit Hilfe eines zweiten teildurchlässigen Spiegels ( $M_2$ ) ausgekoppelt. Dieses dient der Bereitstellung des Zündstrahls, die in Abschnitt 3.3 detailliert beschrieben wird.

Zusätzlich zur Frequenz ist es notwendig, die Leistung des Laserstrahls zu kontrollieren und zu stabilisieren. Dazu wird ein elektro-optischer Modulator (*EOM*) verwendet. Der EOM beeinflusst den Polarisationszustand des Laserstrahls in Abhängigkeit von einer anliegenden elektrischen Spannung. Ein nachstehender Linearpolarisator lässt dann nur die Komponente des Lichtfeldes passieren, die parallel zu seiner Ausrichtung polarisiert ist (für Details siehe [Dav96]). Die Leistung des Laserstrahls hinter dem EOM lässt sich somit über die angelegte Spannung einstellen. Zur Stabilisierung der Leistung vor der Natrium dampfzelle wird das Signal des Detektors  $D_1$  einer Regelschaltung zugeführt, die wiederum die Spannung am EOM steuert.

Um ein möglichst rotationssymmetrisches transversales Intensitätsprofil zu erhalten, wird der Laserstrahl mit einer Einmoden-Glasfaser räumlich gefiltert. Die Ausbreitung des Lichts in einer Einmoden-Glasfaser lässt sich innerhalb eines spezifizierten Frequenzbereichs, der von der Art der Glasfaser und dem verwendeten Material abhängt, durch eine *fundamentale Fasermode* beschreiben, welche einem Gaußschen Strahl sehr ähnlich ist (vgl. [Neu88]). Nicht rotationssymmetrische Moden werden unter diesen Bedingungen unterdrückt.

Mit Hilfe eines Polarisationsstellgliedes (*PSG*) lässt sich die Polarisierung des Laserstrahls kontrollieren [Lef80]. Sie wird linear und senkrecht zum optischen Tisch

gewählt. Da jede Veränderung der Faserlage eine Veränderung der Polarisationsebene zur Folge haben kann, wird ein definierter Polarisationszustand vor der Natriumdampfzelle mit dem Linearpolarisator *LP1* sichergestellt.

Die Auskoppeleinheit (*AE*) besteht im Wesentlichen aus einem Mikroskopobjektiv und hat die Aufgabe, die Strahlparameter an die Erfordernisse des Experiments anzupassen. Das Objektiv wird so eingestellt, dass die Strahltaille in der Mitte der Natriumdampfzelle liegt und der Strahlradius  $w_0$  dort etwa 1.5 mm beträgt. Der Astigmatismus (das ist die Differenz geteilt durch die Summe der beiden Hauptachsen einer an das transversale Intensitätsprofil angepassten Ellipse) als Maß für die Rotationssymmetrie beträgt am Ort der Natriumdampfzelle weniger als 2%. Bei einigen Messungen wurde der Hintergrundstrahl mit Hilfe eines Teleskops auf einen Radius von 2.25 mm aufgeweitet. Als Teleskop wurden zwei Linsen mit Brennweiten  $f_1 = 100$  mm und  $f_2 = 150$  mm im Abstand von 250 mm zwischen der Auskoppeleinheit und dem Spiegel *M3* aufgebaut. Der Astigmatismus des Strahls lag in diesem Fall bei 2-3 %.

Ein  $\lambda/4$ -Plättchen vor der Natriumdampfzelle sorgt dafür, dass die lineare Polarisation des Strahls in die für die Experimente benötigte zirkulare Polarisation überführt wird. Die maximal verfügbare Gesamtleistung des Hintergrundstrahls beträgt am Ort der Natriumdampfzelle etwa 200 mW.

### 3.3 Die Präparation des Zündstrahls

Wie im Abschnitt 3.2 beschrieben, wird für den Zündstrahl ein Teil des Lichtfeldes vom Hintergrundstrahl abgezweigt. Der Strahl wird dann auf einen akusto-optischen Modulator (*AOM*) fokussiert, welcher zwei Aufgaben erfüllt:

1. schnelles An- und Abschalten des Zündstrahls,
2. Einführung einer geringen Frequenzverschiebung des Zündstrahls gegenüber dem Hintergrundstrahl.

Ein AOM besteht im Wesentlichen aus einem Kristall, durch den fast senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der einfallenden Lichtwelle eine Schallwelle läuft. Diese Schallwelle erzeugt periodische Dichtevariationen im Kristall, welche zu periodischen Änderungen des Brechungsindeks führen. Die Intensität des Lichts in der ersten Beugungsordnung des so erzeugten Gitters lässt sich dann über die Amplitude der Schallwelle variieren. Da es sich um eine laufende Schallwelle handelt, ist die Frequenz

dieses Lichts um die Frequenz der Schallwelle Doppler-verschoben (für Details siehe [Bru94, Dav96]). Verwendet wurde ein AOM vom Typ OD-8813A der Firma NEC, angesteuert von einem Treiber OD-8802C, welcher ein HF-Signal zur Erzeugung der Schallwelle liefert. Die Frequenzverschiebung des Lichts in der ersten Beugungsordnung wurde zu  $\Delta\nu = 139.71$  MHz bestimmt. Die Angabe des Herstellers für die Frequenz der Schallwelle lautet  $\nu_{sw} = 140$  MHz [NECa]. Die Anstiegszeit der Lichtleistung hinter dem AOM nach einem Schaltvorgang konnte mit den verfügbaren Photodetektoren zu  $\tau_{rise} < 200$  ns bestimmt werden. Der tatsächliche Wert - im Test bei NEC wurde  $\tau_{rise} = 35$  ns erreicht [NECb] - ist vermutlich geringer oder könnte durch eine stärkere Fokussierung des Laserstrahls beim Durchgang durch den Kristall noch verbessert werden (vgl. [Dav96]). Für die hier vorgestellten Experimente ist ein Wert von  $\tau_{rise} < 200$  ns jedoch ausreichend, da die gemessenen Antwortzeiten des untersuchten Systems etwa um den Faktor 100 höher liegen (vgl. Abschnitt 4.5.2).

Um Position und Richtung des Zündstrahls leichter justieren zu können, wird das in die erste Ordnung gebeugte Licht ebenfalls in eine Glasfaser eingekoppelt. Die verwendete Einkoppeleinheit besteht aus einer Linse (Brennweite  $f = 8$  mm) und einer Halterung für das Faserende. Die Linse ist relativ zum Strahl transversal und horizontal verschiebbar und hat die Aufgabe, die Strahlparameter des freien Strahls möglichst gut an die Strahlparameter der fundamentalen Fasermode anzupassen. Die Halterung mit dem Faserende lässt sich mit Hilfe zweier Justierschrauben um zwei zum Strahl senkrechte Achsen verkippen. Mit dieser Einkoppeleinheit ließ sich schnell eine Effizienz der Leistungsübertragung (Verhältnis der Leistung vor der Faser zur Leistung hinter der Faser) von 75% erreichen.

Verwendet man Glasfasern mit zwei zur Faserachse orthogonalen Stirnflächen, so kann ein interner Resonator entstehen. Daher, und um Rückreflexe bei der Einkopplung zu minimieren, wurde die Glasfaser auf der Einkoppelseite mit einer Stirnfläche versehen, die etwas gegenüber der zur Faserachse orthogonalen Ebene verkippt ist. Für die Auskoppelseite wurde eine Stirnfläche verwendet, die orthogonal zur Faserachse ist, um einen Strahlversatz bei der Auskopplung zu vermeiden. Die Auskoppeleinheit enthält eine Linse, die so eingestellt wird, dass die Strahlaille des Zündstrahls in der Mitte der Natriumdampfzelle liegt. Die Brennweite der Linse ( $f = 11$  mm) wurde so gewählt, dass der Radius des Zündstrahls dort ungefähr  $200\ \mu\text{m}$  beträgt. Dieser Wert liegt in der Größenordnung der Halbwertsbreite einer lokalisierten Struktur.

Der letzte Umlenkspiegel ( $M_5$ ), über den der Zündstrahl in die Richtung der Natriumdampfzelle gelenkt wird, ist horizontal verschiebbar, so dass die Position des Strahls relativ zum Hintergrundstrahl in dieser Richtung frei eingestellt werden kann.

Die Polarisation des Zündstrahls wird mit Hilfe eines weiteren Polarisationsstgliedes so eingestellt, dass sie an dieser Stelle parallel zur Polarisation des Hintergrundstrahls ist. Mit Hilfe eines  $\lambda/2$ -Plättchens lässt sich die Polarisationsebene des Zündstrahls auch senkrecht zum Hintergrundstrahl einstellen. Nach Durchgang durch das  $\lambda/4$ -Plättchen vor der Natriumdampfzelle erhält der Zündstrahl dann, entsprechend der Stellung des  $\lambda/2$ -Plättchens, die gleiche oder die dem Hintergrundstrahl entgegengesetzte zirkulare Polarisation. Die Gesamtleistung des Zündstrahls beträgt vor der Natriumdampfzelle etwa 5 mW.

### 3.4 Präparation des Natrium-Dampfes und Rückkoppelspiegel

Die Präparation des Natrium-Dampfes erfolgt im Wesentlichen in einer *Natriumdampfzelle* (von nun an als *Natriumzelle* bezeichnet). Zur Präparation von atomarem Natrium in einem begrenzten Raumbereich mit einer möglichst homogenen Teilchenzahl dichte befindet sich das Natrium in fester Form in der Mulde eines Tantal-Schiffchens. Dieses Tantal-Schiffchen befindet sich innerhalb eines Duran-Glasrohrs. Der zentrale Bereich des Glasrohrs wird von einem Kupferblock umschlossen, der mit Hilfe einer Gleichstromheizung erhitzt werden kann. Die Wechselwirkungszone von atomarem Natrium und dem Lichtfeld wird auf beiden Seiten durch keilförmig geschnittene, Antireflex-bedampfte Fenster vakuumdicht begrenzt. Im Bereich der Zellfenster wird das Glasrohr von Kühlwasser umspült, um eine Verschmutzung der Zellfenster durch kondensierendes Natrium zu verhindern und gleichzeitig die Länge der Wechselwirkungszone auf etwa 15 mm einzuschränken (für eine ausführliche Beschreibung des Aufbaus der Natriumzelle siehe [Ack96]).

Bei Betrieb der Natriumzelle wird zunächst das Glasrohr auf einen Druck von einigen  $10^{-5}$  hPa evakuiert, um eventuell vorhandene Verunreinigungen zu entfernen. Dann wird das Glasrohr mit Stickstoff unter einem Druck  $p_{N_2}$  von typischerweise etwa 350 hPa befüllt und schließlich durch die Gleichstromheizung auf eine Temperatur aufgeheizt, die in der Regel 300 bis 340 °C beträgt. Durch die Sublimation des Natriums erhält man dann Teilchenzahldichten  $N$  von etwa  $10^{19} \text{ m}^{-3}$  -  $10^{20} \text{ m}^{-3}$  [Au99].

Die Natriumzelle wird von drei Helmholtzspulenpaaren umgeben, mit denen das Magnetfeld ( $B$ ), welches die optischen Eigenschaften der Natrium-Atome beeinflusst, kontrolliert wird.

Im Abstand  $d$  hinter dem Ende der Wechselwirkungszone steht der Rückkoppelspiegel ( $RS$ ), welcher eine Reflektivität von 89.7 % hat. Er ist auf einen Drei-Punkt-Spiegelhalter montiert, dessen vertikale und horizontale Ausrichtung mit Hilfe von Piezotranslatoren feinjustiert werden kann. Diese Piezotranslatoren sind mit Dehnungsmessstreifen ausgestattet, deren Signal nach der Verarbeitung durch eine Regelschaltung mit anschließender Rückkopplung dafür sorgt, dass die Justage über den Verlauf einer Messung stabil bleibt [PSJ].

## 3.5 Die Analyseoptik

Die wesentlichen Messgrößen des Experiments werden vor allem durch die Beobachtung der transversalen Intensitätsverteilung des Laserstrahls nach Durchgang durch den Natrium-Dampf gewonnen. Das geschieht, indem der durch den Rückkoppelspiegel transmittierte Strahl auf eine Kamera abgebildet wird. Die aufgenommenen Bilder können sowohl direkt auf einem Videomonitor betrachtet als auch in einem Mikrocomputer weiter verarbeitet werden. Mit Hilfe einer verschiebbaren Linse ( $L2$ ) lassen sich unterschiedliche Ebenen hinter der Natriumzelle auf die Kamera abbilden. In der Regel wird die Ebene des doppelten Spiegelabstandes - das entspricht dem in den Natrium-Dampf rückgekoppelten Lichtfeld - abgebildet, da hier der Kontrast im Profil der lokalisierten Strukturen am ausgeprägtesten ist (vgl. Abschnitt 4.3.1).

Die Aussteuerung der Kamera wird mit einem Strahlteiler vorgenommen, der auf der Basis der frustrierten Totalreflexion (*FTIR*) arbeitet. Er wird entweder so eingestellt, dass der Dynamikbereich der Kamera voll ausgenutzt wird, oder so, dass die Kamera übersteuert ist und intensitätsschwache Strukturen, wie z.B. Beugungsringe, deutlicher hervortreten.

Das verwendete Kamera-System des Typs HF4 S 5N der Firma PROXITRONIC besteht aus einer CCD-Kamera PROXICAM HR0, einer Mikrokanalplatte (*MCP*) und einer digitalen Kontroll-Einheit. Wenn mit sehr kurzen Belichtungszeiten gearbeitet wird, wie es bei den hier durchgeföhrten Experimenten teilweise der Fall war, ist die Lichtenergie, die auf die Kamera trifft, oft zu gering, um verwertbare Bilder zu liefern. Die *MCP* arbeitet daher gleichzeitig als schneller Verschluss und als Bildverstärker. Die

Funktionsweise der MCP entspricht der eines 2-dimensionalen Feldes von sehr kleinen Sekundärelektronenvervielfachern (*SEV – Array*). Zur Bildverstärkung wird zunächst die aufzuzeichnende Intensitätsverteilung mit Hilfe einer Photokathode in eine dazu proportionale Elektronenverteilung umgewandelt. Das SEV-Array verstärkt diese Elektronenverteilung in Abhängigkeit von einer anliegenden Spannung. Die verstärkte Elektronenverteilung wird bei Auftreffen auf einen Phosphorschirm wieder in eine dazu proportionale Intensitätsverteilung umgewandelt. Diese Intensitätsverteilung wird dann mit Hilfe eines Glasfaserbündels auf einen CCD-Chip (*CCD: Charged Coupled Device*) gelenkt. Durch die Höhe der Spannung lässt sich der Grad der Verstärkung bestimmen. Liegt keine Spannung an, ist die Kamera lichtunempfindlich. Durch Anlegen von kurzen Pulsen mit hoher Amplitude lassen sich extrem kurze Belichtungszeiten ab 5 ns einstellen. Durch die gleichzeitige Verstärkung wird die Lichtempfindlichkeit der Kamera erhalten, allerdings auf Kosten eines stärkeren Rauschens (weitere Erläuterungen siehe [PRN, Bru94]).

Neben der Dauer kann mit Hilfe eines externen Triggersignals auch der Zeitpunkt der Belichtung vorgegeben werden. Diese Möglichkeit wurde bei den in dieser Arbeit vorgestellten Messungen genutzt, da sich herausgestellt hat, dass die Wechselwirkung der lokalisierten Strukturen erheblich durch externe elektromagnetische Störfelder mit der Grundfrequenz 50 Hz beeinflusst wird (vgl. Abschnitt 4.4.3). Diese Störfelder machen sich vor allem in Form von periodischen Schwankungen des Magnetfeldes im Bereich der Natriumzelle bemerkbar. Da weder eine Abschirmung der Natriumzelle vor diesen Störfeldern noch eine Kompensation einfach zu realisieren war, wurde eine externe Trigger-Einheit benutzt, die aus der 50-Hz-Wechselspannung des Stromnetzes, welche eine konstante Phasenbeziehung zu den Störfeldern aufweist, ein Trigger-Signal extrahiert. Mit diesem wurde die Kamera angesteuert, so dass die Aufnahme der Bilder stets zu einer bestimmten Phase des Störsignals erfolgt.

# Kapitel 4

## Experimentelle Untersuchungen

### 4.1 Grundlegende Beobachtung

Die Grundlage für diese Arbeit bildet die erste Beobachtung stabiler lokalisierter Strukturen in dem in Abschnitt 2.3 vorgestellten System [SAL98]. Bei einer positiven Verstimmung  $\Delta = \nu_{\text{Laser}} - \nu_{\text{NaD}_1}$  des Hintergrundstrahls gegenüber der Resonanz-Frequenz der Na-D<sub>1</sub>-Linie und einer geeigneten Wahl der übrigen experimentellen Parameter (nähere Erläuterungen der wesentlichen Kontroll-Parameter erfolgen im weiteren Verlauf der Arbeit) bilden sich vereinzelte Intensitätsmaxima auf dem Hintergrund des sonst unstrukturierten Hintergrundstrahls (vgl. Abb. 4.1). Man beobachtet bei identischen Parametern einzelne (hier nicht gezeigt), keine (Abb. 4.1b) oder auch mehrere solcher Intensitätsmaxima, deren relative Anordnung keine eindeutige Symmetrie zeigt (vgl. z.B. Abb. 4.1c und e). Wie in Kapitel 6 eingehend begründet werden wird, handelt es sich hier um eine experimentelle Realisation stabiler *lokalisierter Strukturen*. Diese Bezeichnung soll daher im Folgenden verwendet werden.

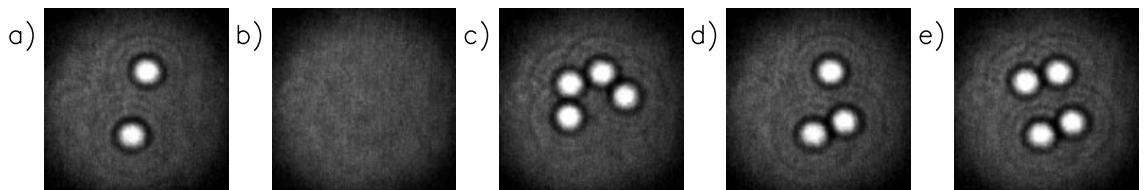


Abbildung 4.1: **Grundlegende Beobachtungen.** Dargestellt ist die transversale Intensitätsverteilung des rückgekoppelten Lichtfeldes. Parameter:  $P_{\text{las}} = 114 \text{ mW}$ ,  $\Delta = 8.9 \text{ GHz}$ ,  $B_x = 2.6 \mu\text{T}$ ,  $B_z = 21.3 \mu\text{T}$ ,  $T = 316^\circ\text{C}$ ,  $p_{\text{N}_2} = 200 \text{ hPa}$ ,  $d = 63 \text{ mm}$ .

Im weiteren Verlauf dieses Kapitels sollen die Eigenschaften und die Wechselwirkung der lokalisierten Strukturen untersucht werden. Die Untersuchung umfasst mehrere Teilbereiche. Zunächst soll in Abschnitt 4.2 ein Überblick über die Struktur des Parameterbereichs gegeben werden, in dem lokalisierte Strukturen beobachtet werden. Dabei wird dokumentiert, welche anderen Phänomene im Umfeld der lokalisierten Strukturen existieren.

In Abschnitt 4.3 und Abschnitt 4.4 werden die zentralen Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen vorgestellt. Hier wird detailliert auf die Eigenschaften einzelner lokalizierter Strukturen, die Veränderung dieser Eigenschaften in Abhängigkeit von den Kontroll-Parametern sowie auf die Wechselwirkung mehrerer lokalizierter Strukturen eingegangen.

Im letzten Abschnitt dieses Kapitels werden schließlich einige Experimente zur gezielten Beeinflussung lokalizierter Strukturen vorgestellt.

## 4.2 Struktur des Parameterraums

Die Arbeiten, die bisher in dem System mit zirkularer Einstrahlung durchgeführt worden sind, haben sich vor allem auf die niederfrequente Seite der atomaren Resonanz der Na-D<sub>1</sub>-Linie, d.h. auf eine negative Verstimmung  $\Delta$  konzentriert [Ack96, Ber96, Gie98, Sch97]. Auf der höherfrequenten Seite sind noch keine systematischen Untersuchungen durchgeführt worden. In diesem Abschnitt soll daher ein Überblick über den Parameterbereich gegeben werden, in dem man lokalisierte Strukturen beobachtet. Aus dem acht-dimensionalen Parameterraum [Ack96] wurden zu diesem Zweck vor allem die longitudinale Magnetfeld-Komponente  $B_z$ , die transversale Magnetfeld-Komponente  $B_x$  und die Eingangsleistung  $P_{las}$  herausgegriffen, da diese die Vielfalt der beobachteten Phänomene am stärksten bestimmen.

Der Abstand des Spiegels vom Ende des Natrium-Dampfes beträgt bei den vorgestellten Untersuchungen, wenn nicht anders angegeben,  $d = 70$  mm. Die mit der Kamera aufgenommenen Bilder zeigen jeweils die transversale Intensitätsverteilung des transmittierten Lichtfeldes nach Ausbreitung über den doppelten Spiegelabstand.

### 4.2.1 Bistabiles Verhalten bei Variation der Eingangsleistung

Die Entstehung lokalizierter Strukturen ist bei Variation verschiedener Parameter in der Regel mit einer Bistabilität zwischen einem *unstrukturierten* Zustand und einem

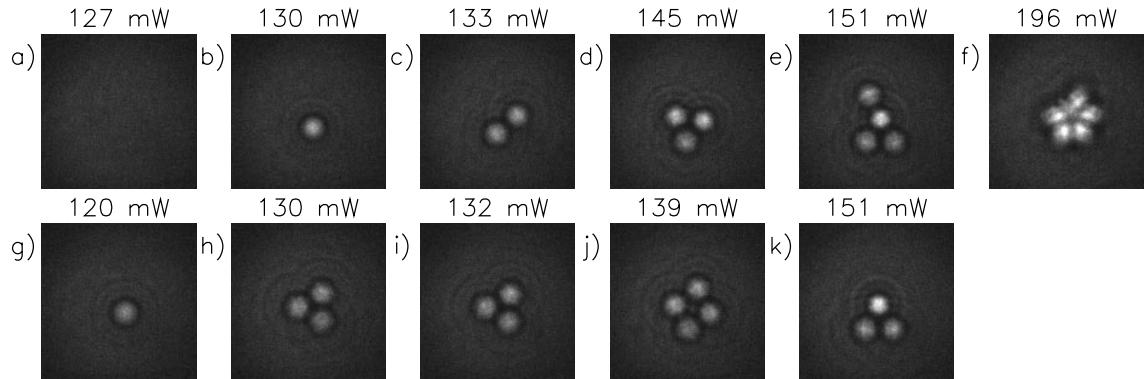


Abbildung 4.2: Beobachtungen bei Variation der Leistung. Obere Reihe: Leistungserhöhung, untere Reihe: Leistungsverringerung. Parameter:  $\Delta = 8.9 \text{ GHz}$ ,  $B_x = 3.0 \mu\text{T}$ ,  $B_z = 15.1 \mu\text{T}$ ,  $T = 323^\circ\text{C}$ ,  $p_{N_2} = 350 \text{ hPa}$ .

Zustand mit lokalisierten Strukturen verbunden. Als *unstrukturierter Zustand* wird im Folgenden ein Zustand bezeichnet, bei dem noch keine Strukturbildung eingesetzt hat, so dass im Wesentlichen das glatte, gaußförmige Intensitätsprofil des Eingangsstrahls erhalten ist (siehe z.B. Abb. 4.1b.).

In Abb. 4.2 ist für eine geeignete Wahl des Magnetfeldes (mit  $B_x$  wird die Komponente senkrecht zum Strahl bezeichnet, mit  $B_z$  die Komponente parallel zum Strahl) und der Verstimmung ein typisches Szenario bei Variation der Eingangsleistung gezeigt. Erhöht man die Leistung ausgehend vom unstrukturierten Zustand (obere Reihe in Abb. 4.2), so beobachtet man oberhalb einer gewissen Schwell-Leistung, die von den übrigen Parametern abhängt und hier zwischen 127 und 130 mW liegt, zunächst die Entstehung einer lokalisierten Struktur (Abb. 4.2b). Bei weiterer Erhöhung der Eingangsleistung entstehen zusätzliche lokalisierte Strukturen (Abb. 4.2c-e). Ab einer Leistung von etwa 154 mW beginnen die lokalisierten Strukturen im Zentrum des Hintergrundstrahls mehr und mehr zusammenzuwachsen (hier nicht gezeigt) und gehen schließlich in die in Abb. 4.2f gezeigte Struktur über.

Verringert man die Leistung wieder (untere Reihe von rechts nach links in Abb. 4.2), so zeigt ein Vergleich mit dem oben beschriebenen Szenario, dass einem bestimmten Wert der Leistung in der Regel keine bestimmte Anzahl von lokalisierten Strukturen zugeordnet werden kann. Das beobachtete Szenario ist vielmehr von der Vorgeschichte des Systems abhängig. Insbesondere gibt es bei geringen Leistungen einen Bereich, in dem beim Erhöhen der Eingangsleistung noch keine lokalisierten Strukturen spon-

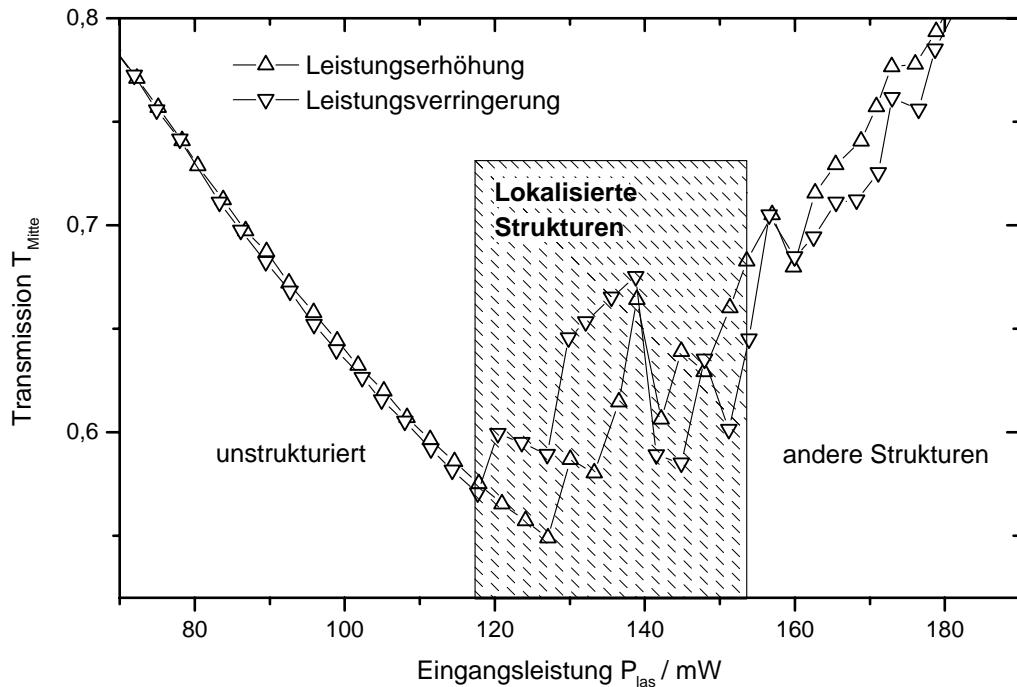


Abbildung 4.3: **Transmission in Strahlmitte bei Variation der Eingangsleistung.** Parameter wie in Abbildung 4.2.

tan entstehen, in dem diese jedoch bestehen bleiben, wenn er von höheren Leistungen kommend erreicht wird (vgl. Bild a und Bild g in Abb. 4.2). Ferner lassen sich lokalisierte Strukturen innerhalb dieses Bereiches der Eingangsleistung, der in der Regel eine Ausdehnung von etwa 5 bis 10 mW hat, gezielt mit Hilfe des Zündstrahls zünden bzw. löschen (siehe Abschnitt 4.5).

Das oben beschriebene Verhalten spiegelt sich in einer nicht monotonen, bistabilen Abhängigkeit der normierten Transmission in Strahlmitte  $T_{Mitte}$  von der Eingangsleistung wider.  $T_{Mitte} = P_{trans,Mitte}/P_{in}$  gibt an, welcher Anteil  $P_{trans,Mitte}$  der einfallenden Leistung  $P_{in}$  von der Natriumzelle im Zentrum des Strahls transmittiert wird (vgl. [Ack96]). Bei der Messung wurde mit Hilfe einer Lochblende vor dem Detektor  $D3$  nur der Bereich des Strahls aufgenommen, in dem die lokalisierten Strukturen entstehen.

Bis zu einer Eingangsleistung von etwa 118 mW nimmt die normierte Transmission in Strahlmitte streng monoton ab und ist monostabil. Bei höheren Leistungen gibt es einen bistabilen Bereich. Die Kurven bei Leistungserhöhung und Leistungsverringerung weisen in diesem Bereich mehrere Sprünge auf. Ein Vergleich mit den gleichzeitig während der Messreihe aufgezeichneten Bildern zeigt, dass das Auftreten eines Sprunges jeweils mit dem Entstehen bzw. Verschwinden einer oder mehrerer lokalisierte-

ter Strukturen einhergeht. Auffallend ist auch, dass die Kurve bei Leistungserhöhung nicht streng unterhalb der Kurve bei Leistungsverringerung verläuft, wie man es für bistabiles Verhalten im Allgemeinen erwartet. In der Nähe von  $P_{las} = 139 \text{ mW}$  schneiden sich die beiden Kurven. Diese Tatsache stimmt mit der weiter oben beschriebenen Beobachtung überein, dass die Anzahl der lokalisierten Strukturen nur *tendenziell* mit steigender Leistung zunimmt, bei konstanten Parametern aber durchaus Zustände mit unterschiedlichen Anzahlen von lokalisierten Strukturen auftreten. Der exakte Verlauf der Hystereseschleife in Abb. 4.2 ist daher von Messung zu Messung unterschiedlich.

### 4.2.2 Beobachtungen bei Variation des Magnetfeldes

Bei einer Variation des Magnetfeldes beobachtet man im Umfeld der lokalisierten Strukturen noch andere interessante Phänomene. Im Folgenden wird zunächst zwischen vier verschiedenen Typen von Strukturen unterschieden (Abb. 4.4): raum-zeitlich irregulären Strukturen (im Folgenden als *turbulente Strukturen*,  $t$  bezeichnet), *domänenartigen Strukturen* ( $D$ ), *lokalisierten Strukturen* ( $LS$ ) und Strukturen, bei denen ein zentrales Intensitätsmaximum von vier schwächeren, quadratisch angeordneten Spots umgeben ist ( $F$ ). Ein weiteres Phänomen, die *spiralartigen Zustände*, nimmt eine Sonderstellung ein, da sein Existenzbereich sich teilweise mit dem der lokalisierten Strukturen überschneidet. Die Charakterisierung der einzelnen Zustände erfolgt, soweit dies nicht bereits geschehen ist, im weiteren Verlauf des Textes.

In Abb. 4.5 ist die Abhängigkeit des beobachteten Szenarios von den beiden Magnetfeld-Komponenten für eine konstante Eingangsleistung schematisch aufgetragen. Für jede der in Abb. 4.4 dargestellten Strukturen ist der Bereich gekennzeichnet, in dem

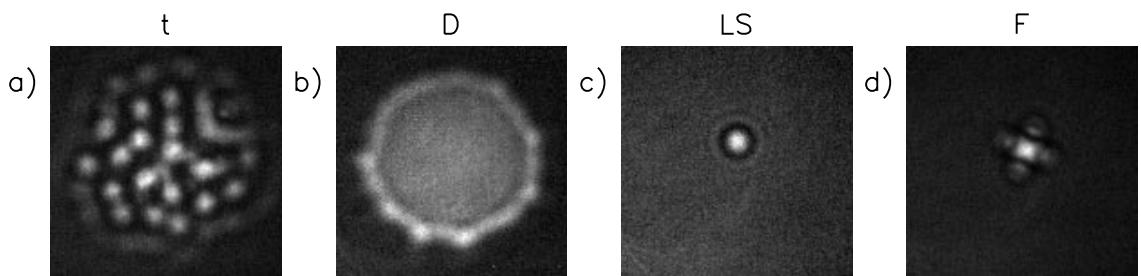


Abbildung 4.4: **Auftretende Strukturen bei Variation des Magnetfeldes.**  
Nähtere Erläuterungen siehe Text. Parameter:  $P_{las} = 158 \text{ mW}$ ,  $\Delta = 14.7 \text{ GHz}$ ,  $T = 310 \text{ }^{\circ}\text{C}$ ,  $p_{N_2} = 350 \text{ hPa}$ .

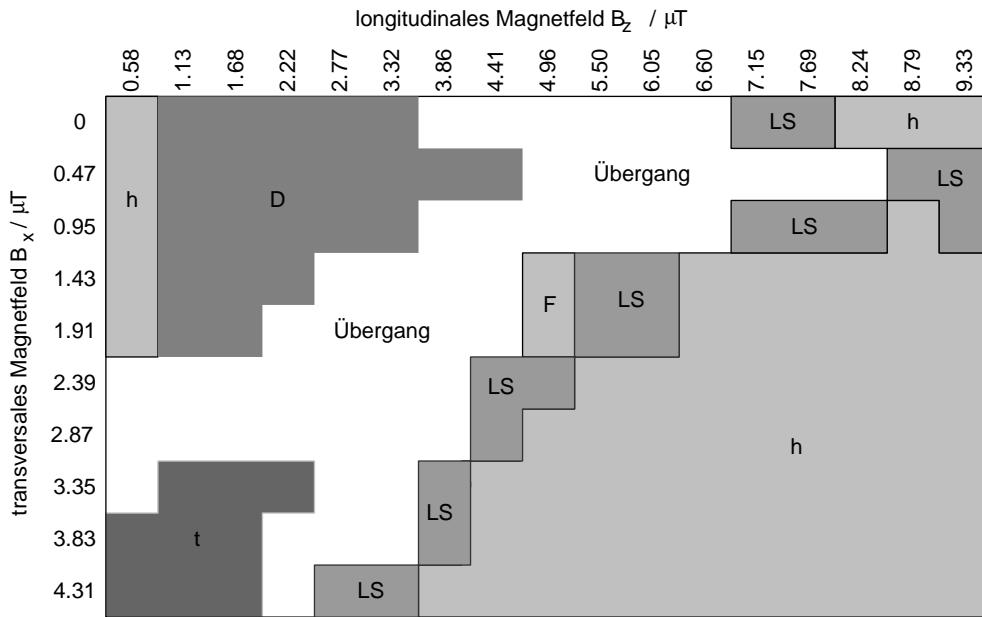


Abbildung 4.5: **Beobachtungen bei Variation des Magnetfeldes.** Nähere Erläuterungen siehe Text. Parameter wie in Abb. 4.4.

sie beobachtet wird. Der unstrukturierte Zustand ist mit  $h$  bezeichnet. Während das Aussehen der in Abb. 4.4c und d gezeigten Strukturen recht gut definiert ist, kommen die anderen beiden in einer Vielzahl von Übergangsformen vor, zwischen denen eindeutige Grenzen nur schwer festgelegt werden können. Daraus erklärt sich der ausgedehnte Übergangsbereich in Abb. 4.5.

Der Bereich, in dem lokalisierte Strukturen zu finden sind, hat unter den Bedingungen der Abb. 4.5 für beide Magnetfeld-Komponenten eine Ausdehnung von einem bis zwei  $\mu\text{T}$ . Der Vergleich mit anderen Messungen zeigt, dass die Ausdehnung des Bereiches im Falle der longitudinalen Magnetfeld-Komponente in der Regel etwas größer ist.

Für große transversale Magnetfeld-Komponenten findet man lokalisierte Strukturen bei kleinen Werten der longitudinalen Komponente (vgl. Abb. 4.5). Im Bereich des longitudinalen Nullfeldes schließt sich ein Bereich turbulenter Strukturen an den Bereich der lokalisierten Strukturen an. Der turbulente Zustand besteht aus einer eng gepackten Ansammlung von Intensitätsmaxima, die sich in schneller, irregulärer Bewegung befinden, so dass zwischen aufeinander folgenden Bildern keine Korrelation besteht. Abbildung 4.6 zeigt für den Fall  $B_x = 3.35 \mu\text{T}$ , wie sich die transversale Ausdehnung eines solchen turbulenten Bereichs im Zentrum des Hintergrundstrahls bei Vergrößerung

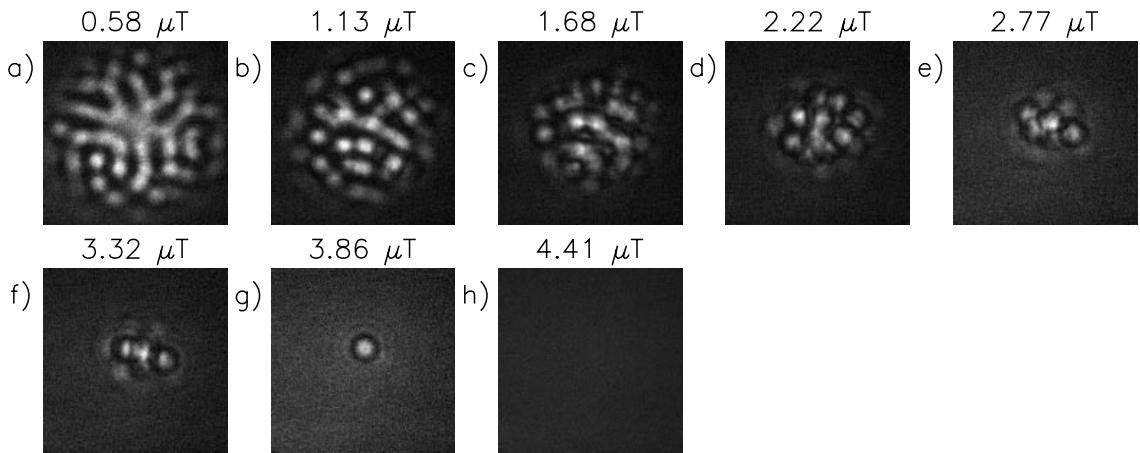


Abbildung 4.6: **Beobachtungen bei Variation der longitudinalen Magnetfeld-Komponente.** Nähere Erläuterungen siehe Text. Parameter:  $B_x = 3.35 \mu\text{T}$ , übrige Parameter wie in Abb. 4.4.

der longitudinalen Feld-Komponente mehr und mehr zusammenzieht (Abb. 4.6a-f). Bei  $B_z = 3.86 \mu\text{T}$  ist dann eine lokalisierte Struktur zu beobachten (Abb. 4.6g). Bei noch größeren longitudinalen Magnetfeld-Komponenten wird nur noch der unstrukturierte Zustand beobachtet (Abb. 4.6h).

Verringert man die transversale Magnetfeld-Komponente, so verschiebt sich der Bereich mit lokalisierten Strukturen zu größeren longitudinalen Feld-Komponenten. Gleichzeitig ändert sich die Art der Übergänge zwischen verschiedenen Zuständen. Bei  $B_x = 1.91 \mu\text{T}$  ist für geringe longitudinale Magnetfeld-Komponenten nicht mehr der turbulente Zustand zu beobachten, sondern eine domänenartige Struktur (vgl. Abb. 4.7a,b). Diese wird durch ein ausgedehntes, weitgehend homogenes Plateau hoher Intensität gebildet, das annähernd Rotationssymmetrie besitzt und von einem Hintergrund geringer Intensität umgeben ist. Bei Vergrößerung der longitudinalen Magnetfeld-Komponente nimmt der transversale Durchmesser dieser Struktur mehr und mehr ab, gleichzeitig bildet sich eine stärker werdende Modulation am Rand der Struktur (Abb. 4.7a-h). Bei  $B_z = 4.96 \mu\text{T}$  beobachtet man die schon erwähnte, quadratische Struktur (Abb. 4.7i). Dann schließt sich der Bereich der lokalisierten Strukturen an (Abb. 4.7j,k), der schließlich auch hier in einen Bereich übergeht, in dem nur der unstrukturierte Zustand beobachtet wird.

Die lokalisierten Strukturen, die im Bereich der Inseln rechts oben in Abb. 4.5 zu beobachten sind, d.h. bei sehr kleinen transversalen und großen longitudinalen

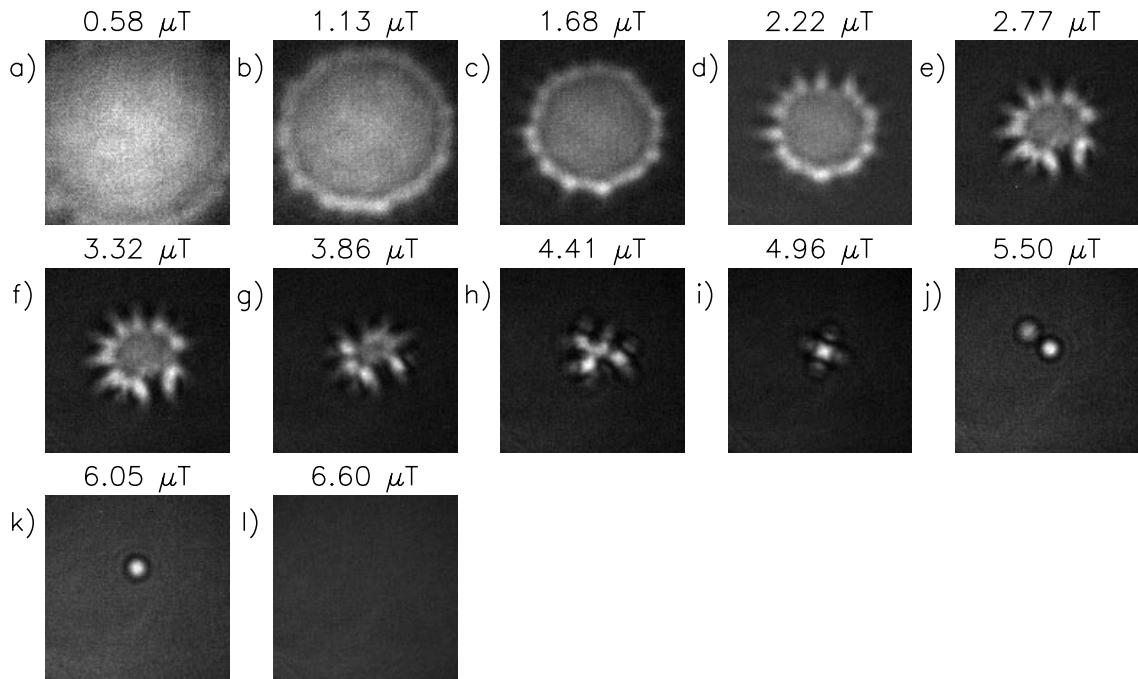


Abbildung 4.7: **Beobachtungen bei Variation der longitudinalen Magnetfeld-Komponente.** Nähere Erläuterungen siehe Text. Parameter:  $B_x = 1.91 \mu T$ , übrige Parameter wie in Abb. 4.4.

Magnetfeld-Komponenten, sind im Vergleich zu denen auf den anderen Inseln deutlich schwächer moduliert (hier nicht gezeigt).

#### 4.2.3 Höhere Temperaturen: Beobachtung von Spiralmustern

Die oben beschriebene Abhängigkeit des beobachteten Szenarios von den beiden Magnetfeld-Komponenten gilt für eine bestimmte Eingangsleistung, Verstimmung und Temperatur  $T$  in der Natrium dampfzelle. Eine Variation der Eingangsleistung und der Verstimmung ändert vor allem quantitativ die Lage der Übergänge, während das Szenario qualitativ im Wesentlichen gleich bleibt. So wandert der Bereich der lokalisierten Strukturen bei Verringerung der Eingangsleistung immer weiter zu niedrigeren Werten der longitudinalen Magnetfeld-Komponente. Erhöht man allerdings die Temperatur, so ist eine neue Art von Struktur zu beobachten: In einigen Bereichen, in denen bei niedrigen Temperaturen nur der unstrukturierte Zustand zu beobachten war, bilden sich jetzt schnell rotierende Spiralen und nach innen laufende, konzentrische Ringe (*Target-Muster*) auf dem Hintergrundstrahl (Bilder dieser Strukturen folgen weiter)

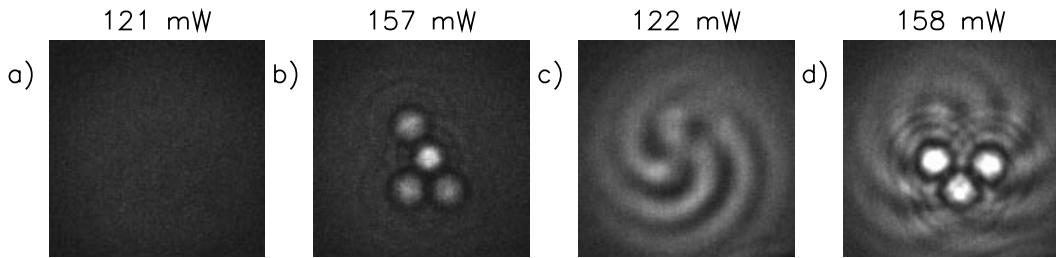


Abbildung 4.8: **Entstehung von spiralartigen Strukturen.** a, b)  $T = 323 \text{ }^{\circ}\text{C}$ , c, d)  $T = 337 \text{ }^{\circ}\text{C}$ . Die Eingangsleistung ist über den Bildern angegeben. Die übrigen Parameter stimmen mit denen in Abb. 4.2 überein.

unten in diesem Abschnitt.). Die Rotations-Frequenz der Spiralen, bzw. die Frequenz, mit der die konzentrischen Ringe in das Zentrum des Strahls laufen und am Rand wieder neu entstehen, liegt im Bereich von etwa 50 bis 110 kHz. Teilweise kann sich der Existenzbereich dieser Strukturen, die im Folgenden auch unter dem Begriff *spiralartige Strukturen* zusammengefasst werden, auch mit dem Existenzbereich anderer Phänomene überschneiden, so dass man stationäre lokalisierte Strukturen auf einem Hintergrund von nicht stationären spiralartigen Strukturen beobachtet.

Abbildung 4.8 zeigt diesen Zusammenhang. Bild a und b zeigen einen Zustand des Systems bei niedriger Temperatur für zwei unterschiedliche Eingangsleistungen. Ausgehend von diesem Zustand wurde die Temperatur in der Natrium dampfzelle erhöht. Dabei geht der unstrukturierte Zustand (Abb. 4.8a) in einen spiralartigen Zustand über (Abb. 4.8c). Aus dem Zustand mit lokalisierten Strukturen auf einem unstrukturierten Hintergrund (Abb. 4.8b) entsteht ein Zustand mit stationären lokalisierten Strukturen auf einem nicht stationären, spiralartig strukturierten Hintergrund (Abb. 4.8d). Zur Aufnahme der Bilder bei höherer Temperatur wurde die Aussteuerung der Kamera verändert, da die Intensität in den Spiralarmen deutlich geringer ist als die Intensität im Zentrum der lokalisierten Strukturen.

Neben der Temperatur hat auch die transversale Magnetfeld-Komponente einen deutlichen Einfluss auf die Existenz und die Eigenschaften der Spiralen. Abbildung 4.9 zeigt diesen Zusammenhang. Startet man bei großen Werten für die transversale Magnetfeld-Komponente, so entstehen aus einem unstrukturierten Zustand heraus zunächst Spiralen (Abb. 4.9a) und Target-Muster (Abb. 4.9b). Bei Verkleinerung der transversalen Magnetfeld-Komponente erhöht sich tendenziell die Anzahl der Spiralarme und die Rotations-Frequenz nimmt ab. Das System schaltet dabei spontan

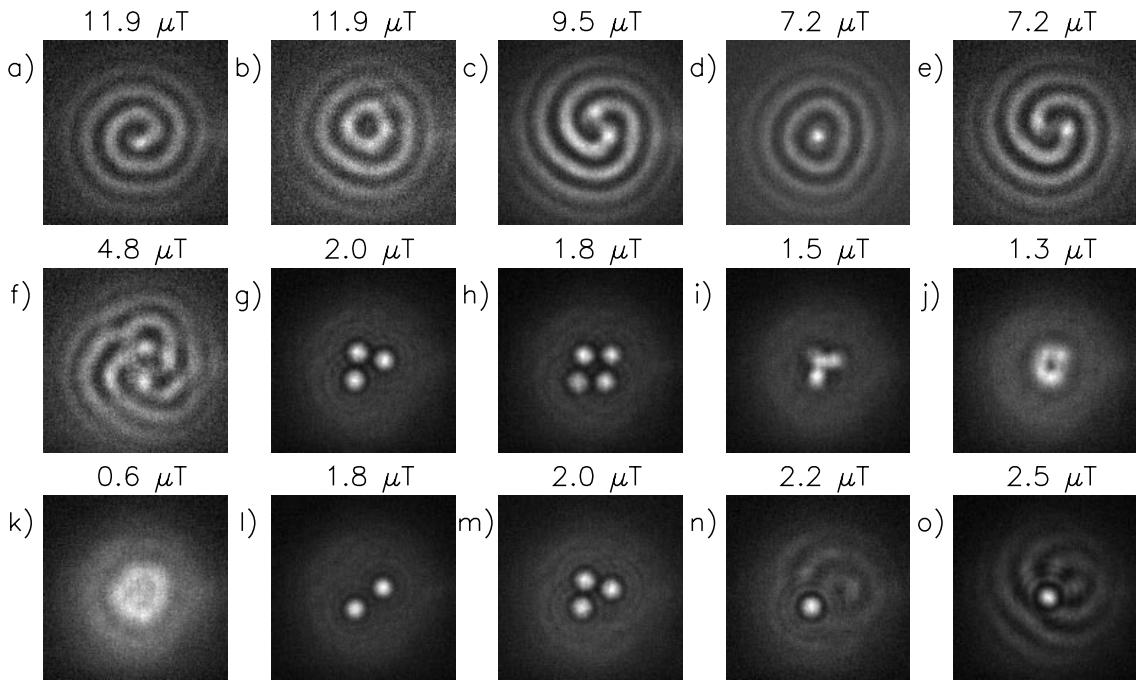


Abbildung 4.9: Beobachtung von spiralartigen Zuständen bei Variation der transversalen Magnetfeld-Komponente  $B_x$ . a-k) Verkleinerung von  $B_x$ , l-o) Vergrößerung von  $B_x$ . Parameter:  $P_{\text{las}} = 168 \text{ mW}$ ,  $\Delta = 16.5 \text{ GHz}$ ,  $B_z = 15.8 \mu\text{T}$ ,  $T = 313^\circ\text{C}$ ,  $p_{N_2} = 350 \text{ hPa}$ .

zwischen Spiralen und Target-Mustern hin und her, ohne dass eine (bewusste) Änderung eines Parameters erfolgt. Auch der Drehsinn der Spiralarme ändert sich spontan. Abb. 4.9f zeigt, wie die Spiralen bei weiterer Verkleinerung der transversalen Magnetfeld-Komponente ihre Struktur verlieren und einen mäanderartigen Zwischenzustand bilden. Die obere Grenze des Bereiches, in dem lokalisierte Strukturen beobachtet werden (Abb. 4.9g,h), liegt zwischen 2.2 und 2.0  $\mu\text{T}$ . Bei etwa 1.8 bis 1.5  $\mu\text{T}$  beginnen die lokalisierten Strukturen dann, im Zentrum des Strahls zu verschmelzen (Abb. 4.9i). Die Ausdehnung des Bereiches der transversalen Magnetfeld-Komponente, in dem lokalisierte Strukturen beobachtet werden, ist hier also weniger als 0.7  $\mu\text{T}$  groß. Bei weiterer Verringerung der transversalen Magnetfeld-Komponente bildet sich die in Abb. 4.9j dargestellte ringförmige Struktur, die in der Nähe des Nullfeldes in eine domänenartige Struktur übergeht (Abb. 4.9k).

Variiert man die transversale Magnetfeld-Komponente in umgekehrter Richtung, d.h. von kleinen zu großen Werten (Abb. 4.9l-o), so zeigt sich, ähnlich wie bei der Variation der Leistung in Abschnitt 4.2.1, eine Hysterese. In Abb. 4.9n,o ist insbe-

sondere die oben erwähnte Koexistenz von lokalisierten Strukturen und spiralartigen Zuständen zu erkennen.

#### 4.2.4 Zusammenfassung

Die in diesem Abschnitt vorgestellten Untersuchungen zur Struktur des Parameterraumes zeigen eine reichhaltige Strukturbildung im Umfeld der lokalisierten Strukturen. Insbesondere die Beobachtung der spiralartigen Zustände ist sehr interessant. Die Beobachtung wurde erst durch die Verwendung des neuen Kamera-Systems mit Verschlusszeiten bis hinab zu 5 ns möglich. Vor Beginn dieser Arbeit wurde in der Regel eine Kamera (PULNIX TM-765) verwendet, deren minimale Belichtungszeit bei  $100 \mu\text{s}$  liegt. Bewegungen, die wie die spiralartigen Zustände auf einer Zeitskala von 50 bis 110 kHz erfolgen, erscheinen damit zeitintegriert als raum-zeitlich irregulärer, verwischener Untergrund ohne erkennbare Struktur.

Die Wechselwirkung der spiralartigen Zustände mit den lokalisierten Strukturen wurde bisher noch nicht erforscht. Zudem zeigt sich, dass die lokalisierten Strukturen schnell auf dem Untergrund hin und her springen, wenn dieser nicht mehr unstrukturiert und stationär ist. In den Messungen zu Abschnitt 4.3 und den folgenden Abschnitten wurden daher die Parameter in der Regel so gewählt, dass keine spiralartigen Zustände zu beobachten waren. Das ist, wie dem oben beschriebenen Szenario zu entnehmen ist, bei niedrigen Temperaturen bzw. kleinen Werten für die transversale Magnetfeld-Komponente der Fall.

## 4.3 Eigenschaften einzelner lokalisierter Strukturen

Nachdem im Abschnitt 4.2 untersucht wurde, in welchem Parameterbereich lokalisierte Strukturen auftreten und welche Übergänge zu anderen Phänomenen existieren, soll in diesem Abschnitt der Schwerpunkt auf der Untersuchung der Eigenschaften einzelner lokalisierter Strukturen liegen. In diesem Zusammenhang wird zunächst untersucht, wie sich das Intensitätsprofil einer lokalisierten Struktur während der freien Ausbreitung zum Spiegel und zurück verändert. Die weitere Untersuchung der Eigenschaften wird sich dann auf die Eigenschaften des transversalen Intensitätsprofils nach Ausbreitung zum Rückkoppelspiegel und zurück, also des *rückgekoppelten Lichtfeldes*, beschränken.

In Abschnitt 4.3.2 wird beispielhaft für den Fall einer Variation des Abstands des Rückkoppelspiegels von der Wechselwirkungszone sowie für die Variation der longitudinalen Magnetfeld-Komponente untersucht werden, wie sich die Eigenschaften einer lokalisierten Struktur in Abhängigkeit von den Kontroll-Parametern verändern.

### 4.3.1 Typische Merkmale einer lokalisierten Struktur

#### Untersuchung radialer Intensitätsprofile

Eine wichtige Eigenschaft lokalisierter Strukturen im untersuchten System, die für die weitere Vorgehensweise von Bedeutung ist, ist unabhängig von der abgebildeten Ebene: Die transversale Intensitätsverteilung der lokalisierten Strukturen ist offensichtlich in guter Näherung rotationssymmetrisch bezüglich des Punktes maximaler Intensität. Dieser Punkt wird daher im Folgenden auch als *Mittelpunkt* oder *Zentrum* einer lokalisierten Struktur bezeichnet. Im Folgenden werden *radiale Intensitätsprofile* betrachtet, d.h. es wird jeweils um den Mittelpunkt einer lokalisierten Struktur über alle Winkel integriert. Damit lassen sich insbesondere störende Rauscheffekte minimieren, die vor allem bei der Bildaufnahme mit der PROXITRONIC-Kamera auf Grund der Verstärkung durch die Mikrokanalplatte entstehen und die quantitative Auswertung der Bilder erschweren. Zur besseren Übersicht werden die so berechneten Profile im Folgenden in der Regel an der Achse  $r = 0$  gespiegelt aufgetragen. Dabei bezeichnet  $r$  die radiale Koordinate.

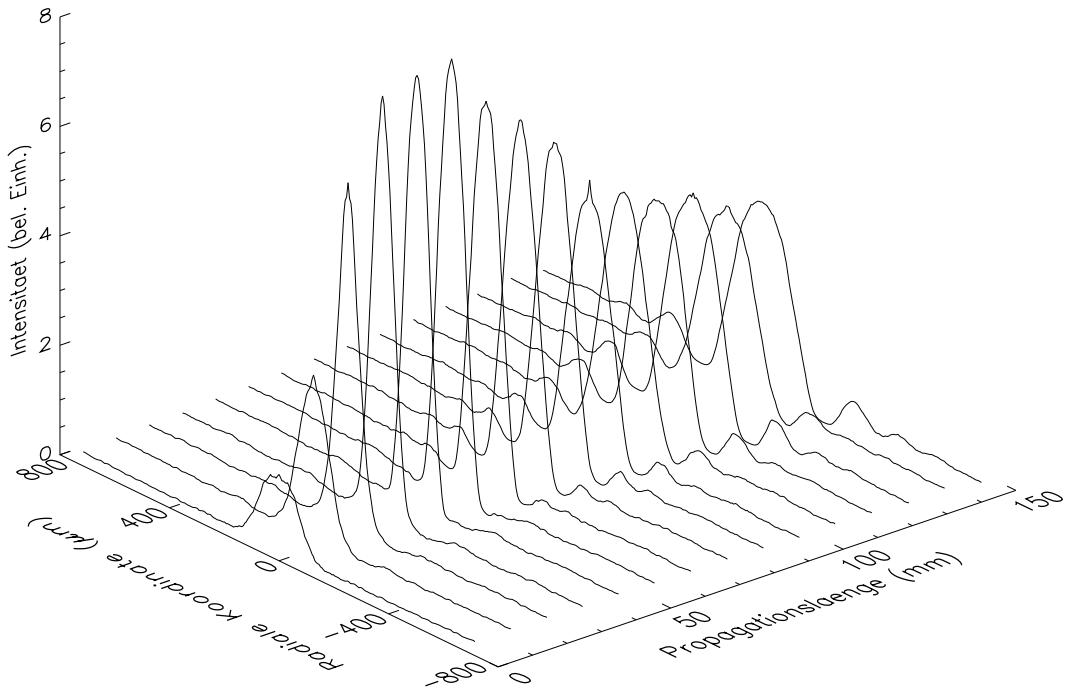


Abbildung 4.10: **Veränderung des radialen Intensitätsprofils einer lokalisierteren Struktur während der Propagation zum Spiegel und zurück.** Parameter:  $P_{las} = 107 \text{ mW}$ ,  $\Delta = 13.5 \text{ GHz}$ ,  $B_x = 4.2 \mu\text{T}$ ,  $B_z = 8.2 \mu\text{T}$ ,  $T = 340 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $p_{N_2} = 220 \text{ hPa}$ ,  $d = 70 \text{ mm}$ .

### Ausbreitung zum Spiegel und zurück

Abbildung 4.10 zeigt die Veränderung des radialen Intensitätsprofils einer lokalisierteren Struktur während der Ausbreitung zum Rückkoppelspiegel und zurück für einen Spiegelabstand von  $d = 70 \text{ mm}$ .

Das vordere Profil (0 mm in Abb. 4.10) zeigt das *Nahfeld*, d.h. die Intensitätsverteilung der lokalisierteren Struktur direkt nach Austritt aus dem Natrium-Dampf. Hier weist das Lichtfeld ein relativ schwaches Intensitätsmaximum im Zentrum auf, an den Rändern ist es nur geringfügig moduliert. Während der folgenden Ausbreitung im freien Raum nimmt die Intensität im Zentrum mehr und mehr zu, die Halbwertsbreite der Verteilung nimmt ab. Am Rand der lokalisierteren Struktur entstehen zunächst schwache Beugungsringe, welche bei weiterer Ausbreitung an Intensität zunehmen. Nach Erreichen eines Fokus (hier nach etwa 50 mm Ausbreitung) wird das zentrale Maximum wieder breiter, die Intensität im Zentrum gleichzeitig geringer.

Das hintere Intensitätsprofil in Abb. 4.10 (140 mm) zeigt die Intensitätsverteilung

der lokalisierten Struktur nach Ausbreitung über eine Strecke von  $2d$ . Die lokalisierte Struktur ist hier im Vergleich zu den übrigen Abbildungsebenen in den Beugungsringen am stärksten moduliert. Zudem entspricht die Intensitätsverteilung in dieser Ebene der Intensitätsverteilung, die in den Natrium-Dampf rückgekoppelt wird (das *rückgekoppelte Lichtfeld*) und sich direkt auf dessen optische Eigenschaften auswirkt. Die im weiteren Verlauf dieses Abschnitts vorgenommene Untersuchung der Eigenschaften einer lokalisierten Struktur bezieht sich daher, wenn nicht gesondert darauf hingewiesen wird, auf das Intensitätsprofil in dieser Ebene.

### Typisches Intensitätsprofil des rückgekoppelten Lichtfeldes

In Abbildung 4.11 ist ein typisches Intensitätsprofil einer lokalisierten Struktur nach Ausbreitung über eine Strecke von  $2d$  aufgetragen. Das Profil wurde aus dem innerhalb der Abbildung gezeigten experimentellen Bild berechnet. Der Ausschnitt beträgt in diesem Bild  $2.5 \times 2.5$  mm.

Ein typisches Merkmal jeder lokalisierten Struktur im untersuchten System ist ein deutliches Intensitätsmaximum im Zentrum, welches von ausgeprägten Beugungsringen, d.h. Folgen von lokalen Minima und Maxima in der radialen Intensitätsverteilung, umgeben wird.

Das erste Beugungsminimum, welches im dargestellten Beispiel bei  $r = 234 \mu\text{m}$  liegt, ist im Vergleich zu den höheren Beugungsminima, die hier bei  $r = 394 \mu\text{m}$  bzw.  $r = 541 \mu\text{m}$  liegen, besonders stark ausgeprägt.

Bei den Beugungsmaxima gibt es qualitativ unterschiedliche Fälle. Oft sind das erste und das zweite Beugungsmaximum in radialer Richtung von vergleichbarer Intensität (wie hier dargestellt) oder die Intensität im zweiten Beugungsmaximum ist deutlich größer als die im ersten (hier nicht gezeigt). In manchen Fällen kann auch das erste Beugungsmaximum deutlich stärker sein als das zweite (z.B. in Abb. 4.10 zu erkennen).

Für große Abstände zum Zentrum der lokalisierten Struktur wird die Modulation der Beugungsringe so schwach, dass sie nicht mehr von der Modulation des Hintergrundstrahls zu unterscheiden ist. Das ist hier ungefähr bei  $r > 700 \mu\text{m}$  der Fall.

Zur quantitativen Bestimmung der Halbwertsbreite (*FWHM: full width at half maximum*) sowie der Radien der Beugungsringe wird das radiale Intensitätsprofil zunächst einer räumlichen Tiefpass-Filterung unterzogen, um kleine lokale Schwankungen auf Grund von Rauschen zu entfernen. Eine Halbwertsbreite ist die Breite an der Stelle,

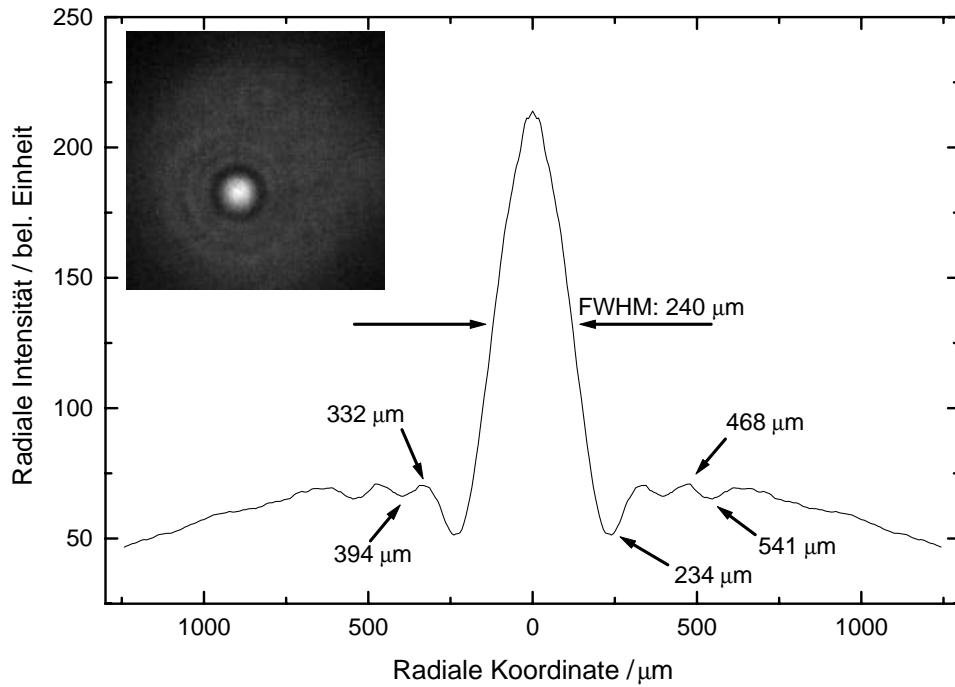


Abbildung 4.11: **Typische Verteilung der rückgekoppelten Intensität einer lokalisierten Struktur.** Parameter:  $P_{las} = 149 \text{ mW}$ ,  $\Delta = 18.9 \text{ GHz}$ ,  $B_x = 1.8 \mu\text{T}$ ,  $B_z = 13.7 \mu\text{T}$ ,  $d = 70 \text{ mm}$ ,  $T = 306^\circ\text{C}$ ,  $p_{N_2} = 350 \text{ hPa}$ .

an der die Amplitude einer lokalisierten Verteilung gerade die Hälfte ihres maximalen Wertes erreicht. Da die absoluten Werte der Intensitätsverteilung nicht bestimmt wurden, wird hier die Intensität im ersten Beugungsminimum als Referenz-Wert genommen und damit die *Amplitude einer lokalisierten Struktur* als Differenz aus der Intensität im Zentrum und der Intensität im ersten Beugungsminimum definiert. Die Genauigkeit der Bestimmung der Halbwertsbreite und der Radien der Beugungsringe liegt bei etwa einem Pixel auf dem Kamera-Chip. Das entspricht - je nach Geometrie des Abbildungssystems - etwa 5 bis 8  $\mu\text{m}$ .

Die Halbwertsbreite einer lokalisierten Struktur (hier 240  $\mu\text{m}$ ) liegt bei einem Spiegelabstand von  $d = 70 \text{ mm}$  typischerweise im Bereich von 210 bis 270  $\mu\text{m}$ . Sie variiert systematisch mit dem Spiegelabstand, der Lage auf dem Hintergrundstrahl sowie mit den übrigen Kontroll-Parametern. Dieser Zusammenhang wird im weiteren Verlauf dieses Abschnitts näher untersucht.

Der Radius des ersten Beugungsminimums (hier bei 234  $\mu\text{m}$ ) liegt in der Regel in der Größenordnung der Halbwertsbreite. Die Differenz zwischen dem ersten und dem

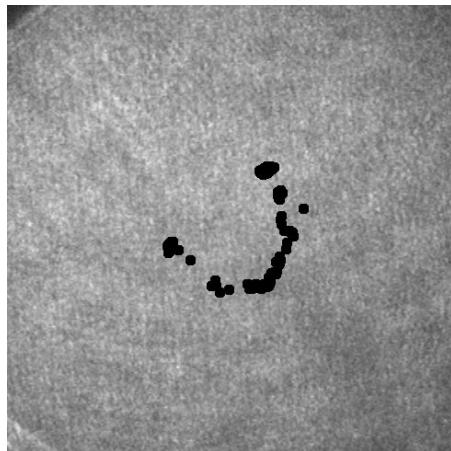


Abbildung 4.12: **Mittelpunkte einzelner lokalisierter Strukturen aus einer zusammenhängenden Messreihe.** Der Bildausschnitt beträgt  $3 \times 3$  mm. Parameter:  $P_{las} = 159$  mW,  $\Delta = 12.0$  GHz,  $B_x = 1.2$   $\mu$ T,  $B_z = 6.9$   $\mu$ T,  $T = 344$  °C,  $p_{N_2} = 356$  hPa,  $w_0 = 2.25$  mm.

zweiten Beugungsminimum beträgt im dargestellten Fall  $160\ \mu\text{m}$  und ist damit etwas größer als die Differenz zwischen dem zweiten und dem dritten Beugungsminimum, welche  $147\ \mu\text{m}$  beträgt.

Die Radien der Beugungsringe zeigen qualitativ die gleiche Abhängigkeit von den Parametern wie die Halbwertsbreite. Dieser Zusammenhang wird in Abschnitt 4.3.2 für den Fall einer Variation der longitudinalen Magnetfeld-Komponente für die Halbwertsbreite und den Radius des ersten Beugungsmaximums gezeigt. Bei den systematischen Untersuchungen zur Abhängigkeit der Eigenschaften von den Parametern wird daher in der Regel nur die Veränderung einer dieser Größen dargestellt.

### Einfluss des inhomogenen Hintergrundstrahls

Die Intensitätsverteilung des Hintergrundstrahls ist nicht homogen, sondern entspricht einer Gauß-Verteilung. Der Natrium-Dampf sieht also in der transversalen Ebene mit wachsendem Abstand zum Strahlzentrum eine deutlich fallende Intensität. Diese Abhängigkeit der Eigenschaften des Systems von der Entfernung zum Strahlzentrum lässt vermuten, dass auch die Eigenschaften der lokalisierten Strukturen eine Abhängigkeit von der Entfernung zum Strahlzentrum zeigen.

Eine genauere Untersuchung zeigt, dass dies tatsächlich der Fall ist. Dazu wurden aus den Bildern einer zusammenhängenden Messreihe diejenigen ausgewählt, die

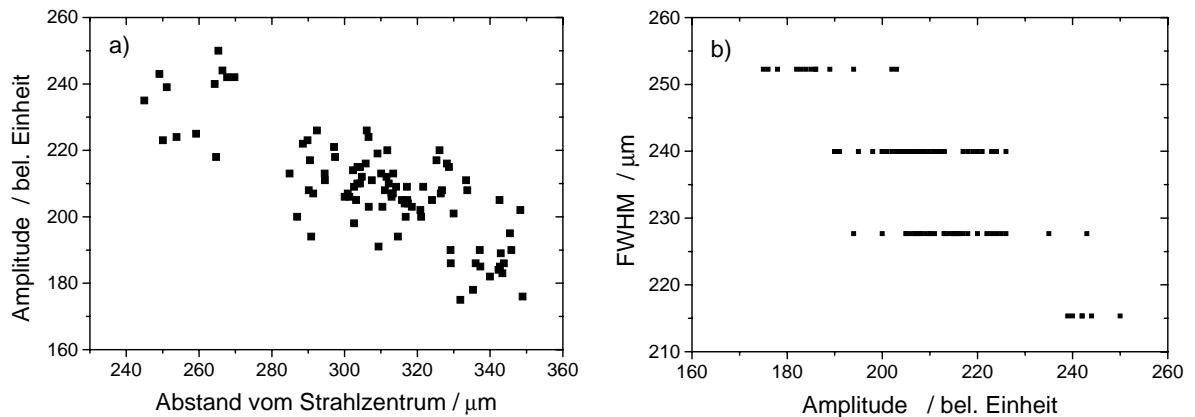


Abbildung 4.13: **Einfluss des inhomogenen Hintergrundstrahls auf die Eigenschaften lokalisierter Strukturen.** a) Amplitude einer lokalisierten Struktur in Abhängigkeit des Abstandes vom Zentrum des Strahls, b) Veränderung der Halbwertsbreite in Abhängigkeit von der Amplitude. Parameter wie in Abb. 4.11.

nur eine einzelne lokalisierte Struktur zeigen. In Abbildung 4.12 wurden die Mittelpunkte dieser insgesamt 388 lokalisierten Strukturen durch dicke schwarze Punkte markiert. Das Zentrum des Hintergrundstrahls liegt in der Mitte des Bildes. Die Mittelpunkte sämtlicher lokalisierter Strukturen konzentrieren sich in einem bestimmten Entfernungsbereich um dieses Strahlzentrum herum. Die genaue Lage dieses Bereichs hängt dabei von der expliziten Wahl der Parameter ab und wird vermutlich durch kleine Asymmetrien im experimentellen Aufbau beeinflusst.

Mit der Entfernung zum Strahlzentrum variieren die Eigenschaften der lokalisierten Strukturen. Es zeigt sich, dass die Amplitude einer lokalisierten Struktur mit wachsendem Abstand des Mittelpunktes der lokalisierten Struktur zum Strahlzentrum abnimmt. In Abb. 4.13a ist dieser Zusammenhang aufgetragen. Die Abnahme der Amplitude beträgt hier etwa 22 % über einen Bereich von 120  $\mu\text{m}$ . Um einen möglichst großen Bereich von Entfernungen untersuchen zu können, wurden hier auch Zustände mit zwei lokalisierten Strukturen berücksichtigt. Bei diesen Zuständen liegt typischerweise eine lokalisierte Struktur näher zum Zentrum des Hintergrundstrahls. Die Werte für den Bereich von 240 bis 270  $\mu\text{m}$  stammen dabei ausschließlich von diesen Zuständen. Einzelne lokalisierte Strukturen wurden im Rahmen dieser Messung nur in einem Bereich zwischen 280 und 350  $\mu\text{m}$  vom Strahlzentrum entfernt beobachtet. Zwischen diesen beiden Bereichen gibt es eine Zone, in der überhaupt keine lokalisierten Strukturen beobachtet wurden. Dies lässt sich als eine Folge der Wechselwirkung der lokalisierten

Strukturen interpretieren, die in Abschnitt 4.4 explizit untersucht wird.

Mit der Abnahme der Amplitude ist immer auch eine Zunahme der Radien der Beugungsringe sowie der Halbwertsbreite verbunden. In Abb. 4.13b ist beispielhaft die Variation der Halbwertsbreite mit der Amplitude der lokalisierten Struktur aufgetragen. Die Veränderung ist sehr gering im Vergleich zum räumlichen Auflösungsvermögen der Kamera. Die Halbwertsbreite ändert sich im dargestellten Bereich nur um acht Pixel auf dem Kamera-Chip. Einem Pixel entsprechen hier etwa  $6.15 \mu\text{m}$ . Die Diskretisierung in Abb. 4.13b ist doppelt so groß, da bei der Auswertung des Profils die halbe Halbwertsbreite bestimmt wird. Die Veränderung der Beugungsringe ist noch geringer. Der Radius des ersten Beugungsminimums nimmt z.B. im dargestellten Bereich nur um ein Pixel ab (hier nicht gezeigt).

### 4.3.2 Veränderung der Eigenschaften bei Variation der Parameter

Bei konstanten Parametern hängen die Eigenschaften einer lokalisierten Struktur nur von ihrem Abstand zum Zentrum des Hintergrundstrahls ab. Bei einer Variation verschiedener experimenteller Parameter verändern sich die Amplitude, die Radien der Beugungsringe sowie die Halbwertsbreite in systematischer Weise.

In diesem Abschnitt sollen die Auswirkungen der Variation des Abstands des Spiegels von der Natriumzelle und die Auswirkungen der Variation der longitudinalen Magnetfeld-Komponente vorgestellt werden. Diese beiden Parameter lassen sich dabei als Vertreter zweier Arten von Parametern auffassen. Der Abstand des Spiegels  $d$  bestimmt die Länge der Strecke, auf der das transmittierte Lichtfeld durch Beugung moduliert wird. Bei der Untersuchung periodischer Muster in dem hier untersuchten System hat sich herausgestellt, dass dieser *makroskopische Parameter* vor allem die Längenskala des auftretenden Musters bestimmt [Au99] und dass sich eine wurzelförmige Abhängigkeit der Längenskala des Musters vom Abstand des Spiegels ergibt.

Die longitudinale Magnetfeld-Komponente gehört dagegen zu den *mikroskopischen Parametern*, die die mikroskopischen Eigenschaften des Natrium-Dampfes und damit die Art der Nichtlinearität beeinflussen.

### Skalierung mit dem Abstand des Rückkoppelspiegels

Vergrößert man bei sonst gleichen Parametern den Abstand des Rückkoppelspiegels von der Natriumzelle, so vergrößert sich die transversale Ausdehnung der lokalisierten Strukturen. Gleichzeitig vergrößern sich auch die Radien der Beugungsringe. Soll dieser Zusammenhang für das rückgekoppelte Lichtfeld untersucht werden, so muss für jede Stellung des Spiegels eine andere transversale Ebene auf die Kamera abgebildet werden. Das bedeutet, dass die Abbildungslinse für jeden Messpunkt neu justiert werden muss. Um ein Driften experimenteller Parameter zu vermeiden, muss eine Messung jedoch hinreichend schnell ausgeführt werden. Ferner sollte ein möglichst großer Bereich von Spiegelabständen untersucht werden, damit auch quantitative Zusammenhänge erfasst werden können. Da diese Anforderungen nur schwer simultan erfüllbar sind, wenn für jeden Messpunkt die Abbildungslinse neu justiert werden muss, wird hier, abweichend von der üblichen Vorgehensweise, das Nahfeld untersucht, d.h. das Lichtfeld in der Ebene direkt nach Austritt aus dem Natrium-Dampf.

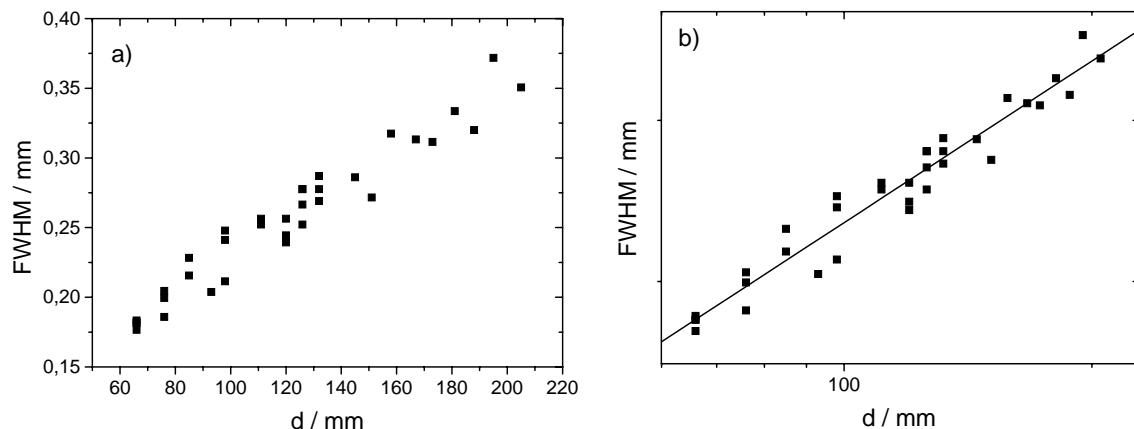


Abbildung 4.14: Halbwertsbreite einer lokalisierten Struktur in Abhängigkeit vom Spiegelabstand. a) lineare Auftragung, b) doppelt-logarithmische Auftragung mit bestangepasster Gerade. Parameter:  $P_{las} = 170 \text{ mW}$ ,  $\Delta = 9.5 \text{ GHz}$ ,  $B_x = 1.5 \mu\text{T}$ ,  $B_z = 15.8 \mu\text{T}$ ,  $T = 326^\circ\text{C}$ ,  $p_{N_2} = 300 \text{ hPa}$ .

Abbildung 4.14 zeigt die Zunahme der Halbwertsbreite einer lokalisierten Struktur im Nahfeld in Abhängigkeit vom Abstand des Spiegels. Der Spiegelabstand wurde über einen Bereich von 66 bis 205 mm variiert. Trägt man die Halbwertsbreite der lokalisierten Strukturen doppelt-logarithmisch gegen den Spiegelabstand  $d$  auf (Abb. 4.14b), so ergibt sich bei Annahme eines linearen Zusammenhangs eine Geradensteigung von  $0.59 \pm 0.03$ .

In Abbildung 4.15 ist das Ergebnis einer weiteren Messung aufgetragen. Bei dieser Messung wurden Spiegelabstände von 20 bis 150 mm untersucht. Da die geometrischen Abmessungen der Natriumzelle nur einen minimalen Spiegelabstand von etwa 60 mm zulassen, wurde für diese Messung ein *virtueller Spiegel* benutzt [CTS93]. Diesen bilden zwei Linsen der Brennweite  $f = 100$  mm im Abstand  $2f$  voneinander und ein ebener Spiegel im Abstand  $f + d$  von der hinteren Linse. Die beiden Linsen formen ein Teleskop, das das Ende der mit Natrium-Dampf gefüllten Zone ( $z = 0$ ) im Maßstab 1:1 auf die hintere Brennebene der zweiten Linse ( $z = 4f$ ) abbildet. Von hier aus breitet sich das Licht bis zum Spiegel frei aus, der reflektierte Anteil wird durch das Teleskop wieder auf das Ende der Wechselwirkungszone abgebildet. Diese Konstruktion ermöglicht es, auch Spiegelabstände kleiner als 60 mm einzustellen.

Diese Messung, die bei anderen Parametern und mit einem durch den virtuellen Spiegel etwas veränderten experimentellen Aufbau durchgeführt wurde, zeigt qualitativ das gleiche Verhalten. Die quantitativen Zusammenhänge sind jedoch unterschiedlich. So ergibt sich hier bei doppelt-logarithmischer Auftragung der Halbwertsbreite gegen den Spiegelabstand ein linearer Zusammenhang mit einer Geradensteigung von  $0.84 \pm 0.01$  (ohne den Wert  $d = 20$  mm).

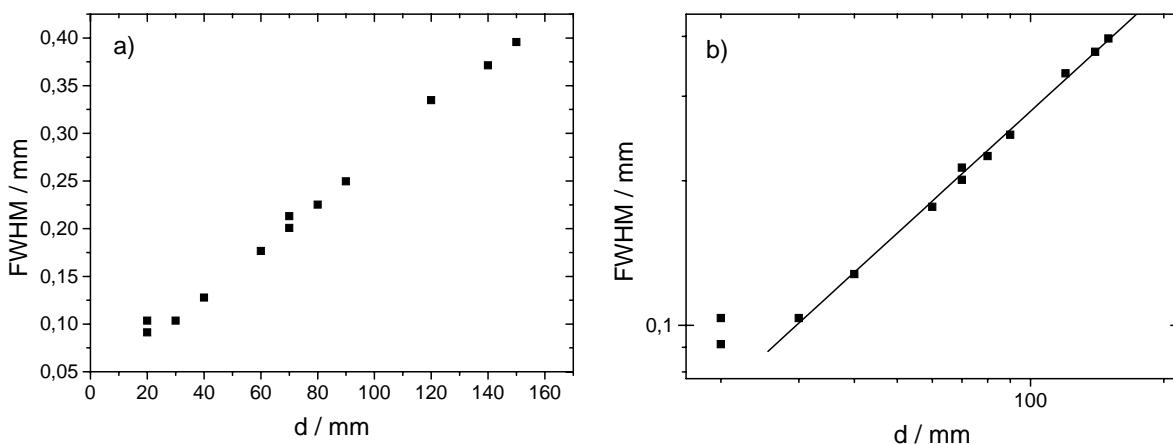


Abbildung 4.15: **Halbwertsbreite einer lokalisierten Struktur in Abhängigkeit vom Spiegelabstand.** a) lineare Auftragung, b) doppelt-logarithmische Auftragung mit bestangepasster Gerade (Der Wert für  $d = 20$  mm wurde ausgenommen). Parameter:  $P_{\text{las}} = 170 \text{ mW}$ ,  $\Delta = 11.0 \text{ GHz}$ ,  $B_x = 1.3 \mu\text{T}$ ,  $B_z = 6.9 \mu\text{T}$ ,  $T = 313^\circ\text{C}$ ,  $p_{N_2} = 350 \text{ hPa}$ .

Während die erste hier vorgestellte Messung eine recht gute Übereinstimmung mit der wurzelförmigen Abhängigkeit zeigt, die für periodische Muster erwartet wird, ergibt

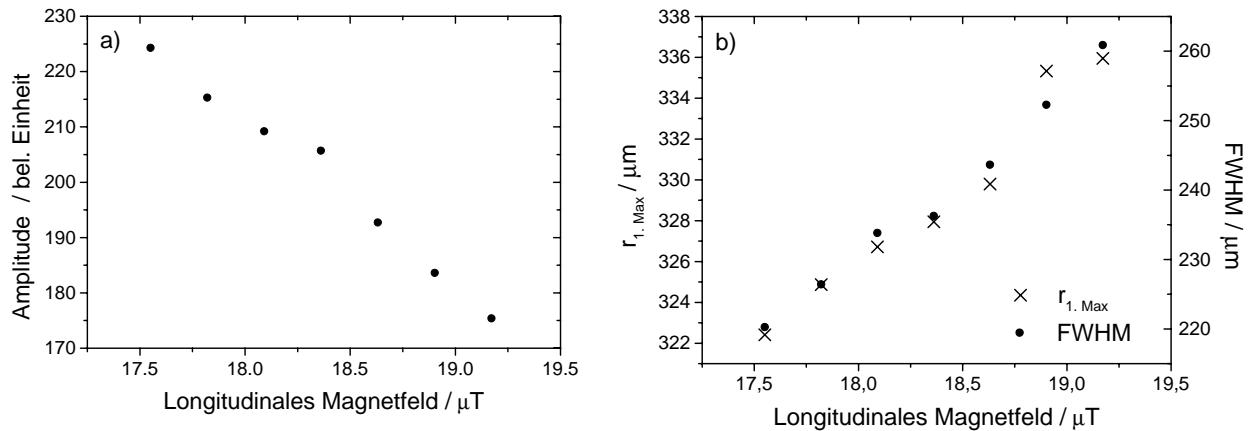


Abbildung 4.16: Veränderung der Eigenschaften einer lokalisierten Struktur bei Variation der longitudinalen Magnetfeld-Komponente. a) Amplitude, b) Halbwertsbreite (rechte Achse), Radius des 1. Beugungsmaximums (linke Achse). Parameter:  $P_{\text{las}} = 168 \text{ mW}$ ,  $\Delta = 16.5.0 \text{ GHz}$ ,  $B_x = 1.8 \mu\text{T}$ ,  $T = 313^\circ\text{C}$ ,  $p_{N_2} = 350 \text{ hPa}$ .

sich aus der zweiten Messung eine deutliche Abweichung von diesem Verhalten. Bei dieser Messung ist die Bestimmung der hinteren Brennebene der Natriumzelle abgewandten Linse mit einer relativ großen Unsicherheit verbunden. Da diese Ebene das virtuelle Ende der Wechselwirkungszone und somit den Nullpunkt für die Bestimmung der Distanz des Spiegels definiert, könnte ein systematischer Fehler die Auswertung verfälschen. Selbst bei einer großzügigen Annahme eines Fehlers von 10 mm ergeben sich Geradensteigungen bei doppelt-logarithmischer Auftragung, die immer noch deutlich von der in der ersten Messung bestimmten abweichen: 0.71 bei der Annahme, dass die Spiegelabstände in Wirklichkeit um 10 mm kleiner waren, 0.97 bei der Annahme, dass die Spiegelabstände in Wirklichkeit um 10 mm größer waren als zuvor gemessen.

Zum gegenwärtigen Zeitpunkt ist unklar, ob es sich hier um eine systematische Abhängigkeit der Skalierung mit dem Abstand des Rückkoppelspiegels von den übrigen Kontroll-Parametern handelt, oder um einen systematischen Fehler bei der zweiten Messung auf Grund eines Abbildungsfehlers des Teleskops.

### Variation der longitudinalen Magnetfeld-Komponente

Bei der im Folgenden vorgestellten Messung wurden zu jedem Messpunkt etwa 10 bis 20 Bilder mit der Kamera aufgenommen. Die dargestellten Werte sind jeweils Mittelwerte über die aus diesen Bildern berechneten Größen. Durch diese Vorgehens-

weise lässt sich eine systematische Veränderung der Radien der Beugungsringe und der Halbwertsbreite nachweisen, obwohl diese Größen über den Bereich, in dem lokalisierte Strukturen für diesen Parameter beobachtet werden, in der Größenordnung des räumlichen Auflösungsvermögens des Abbildungssystems liegen. Bei der Durchführung der Messung bzw. bei der späteren Auswertung wurde darauf geachtet, dass die untersuchten lokalisierten Strukturen alle im selben Raumbereich auf dem Hintergrundstrahl lagen. Eine Veränderung der Eigenschaften infolge der Entfernung zum Strahlzentrum kann damit ausgeschlossen werden.

Abbildung 4.16 zeigt, wie sich die Amplitude einer lokalisierten Struktur (Abb. 4.16a), die Halbwertsbreite und der Radius des ersten Beugungsmaximums (Abb. 4.16b) verändern, wenn man die longitudinale Magnetfeld-Komponente variiert. Eine Vergrößerung der longitudinalen Magnetfeld-Komponente hat eine Verringerung der Amplitude der lokalisierten Struktur zur Folge (vgl. Abb. 4.16a). Gleichzeitig vergrößert sich der Radius der Beugungsringe sowie die Halbwertsbreite (Abb. 4.16b). Dieses Verhalten stimmt qualitativ mit dem Verhalten überein, das sich für einen wachsenden Abstand der lokalisierten Struktur vom Zentrum des Hintergrundstrahls zeigt.

Auf eine quantitative Auswertung wird hier verzichtet, da die Ausdehnung des Bereichs, in dem lokalisierte Strukturen gefunden werden, hier weniger als  $2 \mu\text{T}$  beträgt und somit zu gering ist, um zuverlässige Aussagen zu machen.

## 4.4 Wechselwirkung lokalisierter Strukturen

### 4.4.1 Grundlegende Überlegungen

Nachdem in Abschnitt 4.3 die Eigenschaften einer einzelnen lokalisierten Struktur im Vordergrund standen, sollen hier Zustände mit mehreren lokalisierten Strukturen untersucht werden.

Aus zahlreichen experimentellen Beobachtungen ergeben sich Hinweise auf die Existenz einer Wechselwirkung zwischen lokalisierten Strukturen. Diese äußert sich z.B darin, dass die in Abschnitt 4.3.1 beschriebene Bevorzugung bestimmter Entfernung vom Zentrum des Hintergrundstrahls (vgl. Abb. 4.17a) bei Koexistenz mehrerer lokalisierter Strukturen nicht mehr streng erfüllt ist (siehe Abb. 4.17b).

Die individuellen Eigenschaften einer lokalisierten Struktur, d.h. die Radien der Beugungsringe, die Halbwertsbreite und die Amplitude, bleiben bei Koexistenz von anderen lokalisierten Strukturen erhalten. Die Auswirkungen der Wechselwirkung werden daher im Folgenden anhand von relativen Abständen (bei zwei lokalisierten Strukturen) bzw. relativen Abständen und Winkeln (bei mindestens drei lokalisierten Strukturen) untersucht. Dabei wird sich zeigen, dass zwischen zwei lokalisierten Strukturen *bevorzugte Abstände* existieren (Abschnitt 4.4.2).

Im Fall von mehr als zwei lokalisierten Strukturen (Abschnitt 4.4.4) beobachtet man, dass sich diese in bestimmten räumlichen Konfigurationen (hier *Cluster* genannt) anordnen. Es werden nur einige wenige qualitativ unterschiedliche Konfigurationen beobachtet. Diese bilden einfache geometrische Figuren, welche in unterschiedlichen Häufigkeiten auftreten und in verblüffender Weise den *gebunden Zuständen* ähneln,

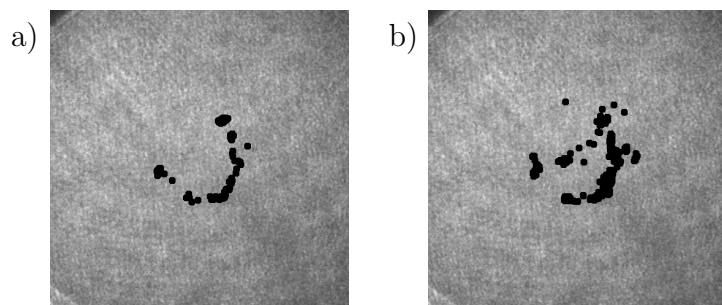


Abbildung 4.17: Positionen von lokalisierten Strukturen auf dem Hintergrundstrahl. a) Mittelpunkte einzelner lokalisierter Strukturen, b) Mittelpunkte bei Koexistenz mehrerer lokalisierter Strukturen. Parameter wie in Abb. 4.12.

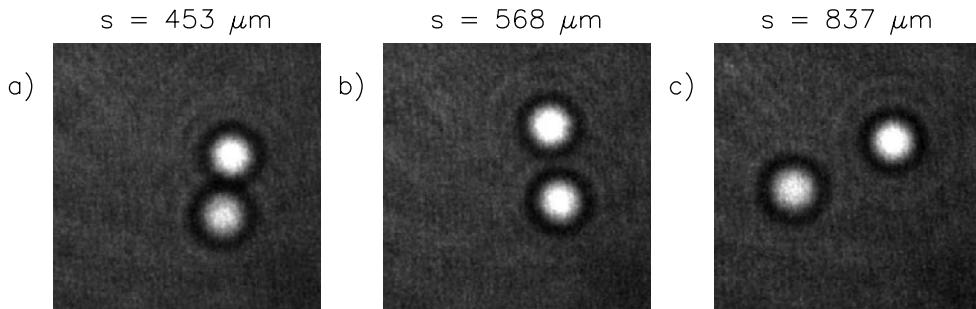


Abbildung 4.18: **Zustände mit zwei lokalisierten Strukturen.** Über den Bildern ist der relative Abstand angegeben. Parameter:  $P_{las} = 159 \text{ mW}$ ,  $\Delta = 12.0 \text{ GHz}$ ,  $B_x = 1.2 \mu\text{T}$ ,  $B_z = 6.9 \mu\text{T}$ ,  $T = 344^\circ\text{C}$ ,  $p_{N_2} = 356 \text{ hPa}$ ,  $w_0 = 2.25 \text{ mm}$ .

deren Existenz von Schenk et al. für ein Reaktions-Diffusions-System gezeigt wurde [SSBP98, Sche99].

#### 4.4.2 Bevorzugte Abstände zwischen zwei lokalisierten Strukturen

Abbildung 4.18 zeigt drei verschiedene Zustände mit zwei lokalisierten Strukturen. In zusammenhängenden Messreihen erhält man oft den Eindruck, dass sich Zustände wiederholen, bei denen die lokalisierten Strukturen ähnliche Abstände einnehmen und dass Zustände mit anderen Abständen nicht vorkommen.

Im Folgenden werden die Ergebnisse von zwei voneinander unabhängigen Messungen vorgestellt, die im Hinblick auf eine genaue Untersuchung der Abstände zweier lokalisierter Strukturen unter unterschiedlichen experimentellen Bedingungen durchgeführt wurden. Dazu wurden jeweils einige hundert Bilder mit der Kamera aufgenommen und ausgewertet.

Vor der Durchführung der ersten Messung wurde der Hintergrundstrahl auf einen Radius von  $w_0 = 2.25 \text{ mm}$  aufgeweitet. Die Kontroll-Parameter wurden so eingestellt, dass lokalisierte Strukturen spontan entstehen. Vor der Aufnahme eines Bildes wurde die Leistung des Hintergrundstrahls kurzzeitig verringert, um vorhandene lokalisierte Strukturen zu löschen. Nach dem Hochschalten der Leistung entstanden dann spontan bis zu fünf oder auch keine lokalisierten Strukturen. Das System befand sich also innerhalb des bistabilen Bereiches.

Bei der Auswertung wurden nur Bilder mit zwei lokalisierten Strukturen berück-

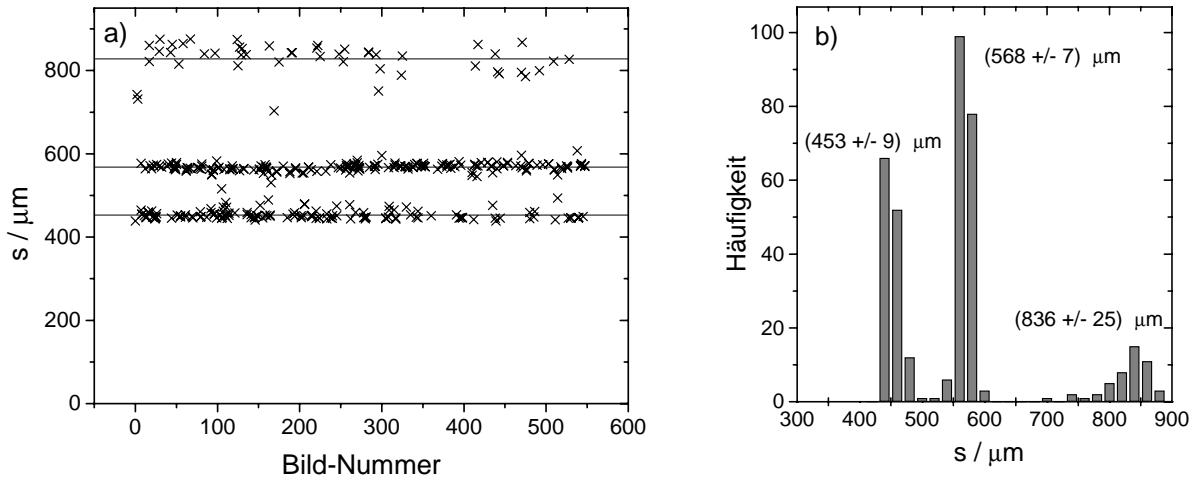


Abbildung 4.19: **Abstände zweier lokalisierter Strukturen bei nominell konstanten Parametern.** a) Gemessene Abstände b) Histogramm von a. Parameter wie in Abb. 4.1,  $w_0 = 2.25 \text{ mm}$ .

sichtigt. Abbildung 4.19a zeigt den berechneten Abstand  $s$  der beiden lokalisierten Strukturen für jedes Bild, Abbildung 4.19b zeigt das dazugehörige Histogramm. Man erkennt deutlich, dass die Abstände zwischen den beiden lokalisierten Strukturen nicht kontinuierlich verteilt sind, sondern sich in drei Bereichen stark häufen. So befinden sich von 366 ausgewerteten Abständen 35 % im Bereich von 435  $\mu\text{m}$  bis 480  $\mu\text{m}$ , 50 % im Bereich von 545  $\mu\text{m}$  bis 585  $\mu\text{m}$  und 12 % im Bereich von 785  $\mu\text{m}$  bis 880  $\mu\text{m}$ . Die restlichen 3 % verteilen sich auf die Bereiche dazwischen. Für jeden einzelnen der oben genannten Bereiche lässt sich ein mittlerer Abstand  $s_m$  und eine Standardabweichung berechnen. Es ergeben sich drei bevorzugte Abstände:

- $s_{m1} = 453 \mu\text{m} \pm 9 \mu\text{m}$ ,
- $s_{m2} = 568 \mu\text{m} \pm 7 \mu\text{m}$ ,
- $s_{m3} = 836 \mu\text{m} \pm 25 \mu\text{m}$ .

Im Folgenden sollen für die drei genannten Abstände auch kurz die Bezeichnungen *kleiner Abstand*, *mittlerer Abstand* und *großer Abstand* verwendet werden.

Bei einer zweiten Messung (dargestellt in Abb. 4.20) zeigt sich ein ähnliches Verhalten. Anders als bei der oben beschriebenen Messung wurden die Bilder hier in einem konstanten zeitlichen Abstand von 200 ms aufgenommen ohne die Leistung des Hintergrundstrahls vor jedem Bild kurzzeitig zu verringern. Dabei wurde die Tatsache genutzt, dass sich die lokalisierten Strukturen im Experiment auf dieser Zeitskala

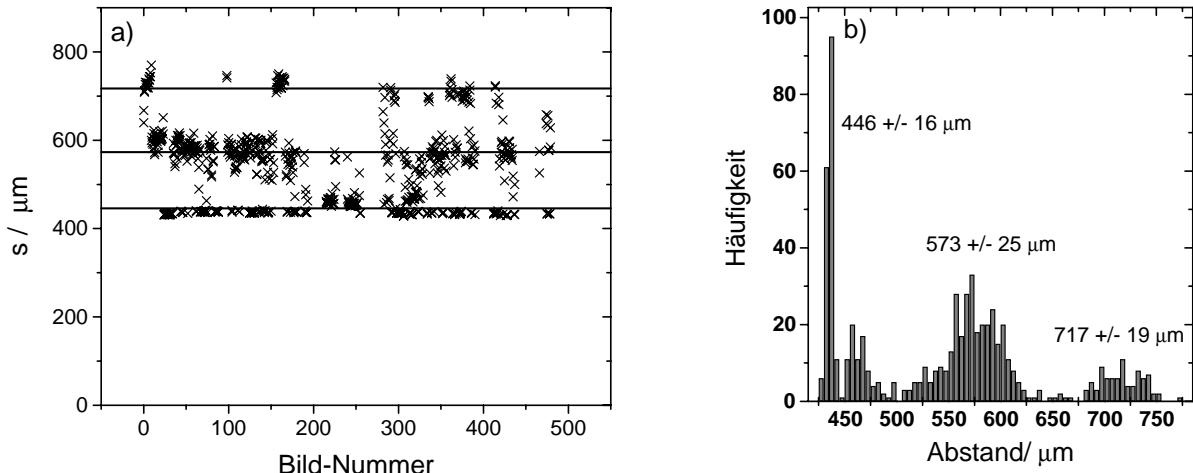


Abbildung 4.20: Abstände zweier lokalisierter Strukturen bei nominell konstanten Parametern. a) Gemessene Abstände b) Histogramm von a. Parameter:  $P_{las} = 110 \text{ mW}$ ,  $\Delta = 13.9 \text{ GHz}$ ,  $B_x = 2.36 \mu\text{T}$ ,  $B_z = 10.98 \mu\text{T}$ ,  $T = 316^\circ\text{C}$ ,  $p_{N_2} = 200 \text{ hPa}$ ,  $d = 63 \text{ mm}$ ,  $w_0 = 1.5 \text{ mm}$ .

spontan umordnen bzw. verschwinden oder neu entstehen. Weiterhin wurde in diesem Fall, im Gegensatz zu allen anderen in dieser Arbeit vorgestellten Messungen, nicht die in Abschnitt 3.5 beschriebene Trigger-Einheit verwendet.

Auch hier erkennt man eine deutliche Häufung in drei Bereichen. Es liegen 39 % der Abstände im Bereich von  $425 \mu\text{m}$  bis  $500 \mu\text{m}$ , 47 % der Abstände im Bereich von  $510 \mu\text{m}$  bis  $625 \mu\text{m}$  und 12 % im Bereich von  $680 \mu\text{m}$  bis  $755 \mu\text{m}$ . Die entsprechenden mittleren Abstände sind:

- $s_{m1} = 446 \mu\text{m} \pm 16 \mu\text{m}$ ,
- $s_{m2} = 573 \mu\text{m} \pm 25 \mu\text{m}$ ,
- $s_{m3} = 717 \mu\text{m} \pm 19 \mu\text{m}$ .

Wie aus dem Histogramm in Abbildung 4.20b zu entnehmen ist, könnte man den kleinen Abstand hier auch in zwei etwas unterschiedliche Abstände zerlegen. Der etwas größere dieser beiden Abstände resultiert allerdings nur aus einer bestimmten Phase der Messung. Wie in Abb. 4.20a zu erkennen ist, betrifft das im Wesentlichen die Bilder 212 bis 255 und ist vermutlich auf die temporäre Drift eines experimentellen Parameters zurückzuführen.

Die Verteilung der einzelnen Abstände auf den kleinen, mittleren und großen Abstand ist bei beiden hier vorgestellten Messungen nahezu identisch. Auch die absoluten

Werte der beiden kleinen und der mittleren Abstände stimmen in etwa überein. Ein auffälliger Unterschied zwischen den beiden Messungen besteht darin, dass die Differenzen der Abstände im zweiten Fall in derselben Größenordnung liegen ( $s_{m2}-s_{m1} = 127 \mu\text{m}$ ,  $s_{m3}-s_{m2} = 144 \mu\text{m}$ ), während im ersten Fall der große Abstand mehr als doppelt so weit vom mittleren entfernt ist ( $s_{m3}-s_{m2} = 268 \mu\text{m}$ ) wie der mittlere vom kleinen ( $s_{m3}-s_{m2} = 115 \mu\text{m}$ ).

Ein weiterer Unterschied betrifft die Streuung der Abstände. Bei der zweiten Messung ergeben sich für den kleinen und den mittleren Abstand deutlich größere Streuungen als bei der ersten vorgestellten Messung. Das lässt sich vermutlich auf die unterschiedlichen Bedingungen zurückführen, unter denen die beiden Messungen durchgeführt wurden. Wie erwähnt wurde der Hintergrundstrahl bei der ersten Messung aufgeweitet, so dass das transversale Intensitätsprofil im relevanten Bereich vergleichsweise *flach* ist. Der Einfluss unterschiedlicher Positionen auf dem Hintergrundstrahl dürfte dann geringer sein. Außerdem wurde bei der zweiten Messung nicht die Trigger-Einheit zur Ansteuerung der Kamera verwendet. Wie im folgenden Abschnitt detailliert erläutert wird, oszillieren die Abstände zwischen zwei lokalisierten Strukturen um einen mittleren Abstand. Wird die Trigger-Einheit nicht verwendet, so geschieht die Bild-Aufnahme zu einer nicht konstanten Phase der Oszillation.

#### 4.4.3 Periodische Oszillationen der Abstände

Im Labor lassen sich elektro-magnetische Störfelder messen, die eine zeitlich konstante Phasenbeziehung zur 50-Hz-Wechselspannung des Stromnetzes aufweisen. Diese Störfelder überlagern das externe Magnetfeld im Bereich der Natrium-Zelle und werden dort als periodische Modulation sichtbar. Bei einer Messung mit einem Oerstedtmeter (Institut Dr. Förster, Typ 1.104) wurde die Amplitude des Störsignals im Bereich der Natriumzelle zu  $\pm 68 \text{ nT}$  bestimmt.

Mit Hilfe eines Videosampling-Verfahrens wurde untersucht, wie sich ein Zustand mit zwei lokalisierten Strukturen während einer Periode des Störsignals verändert. Dazu wurde die externe Trigger-Einheit benutzt, um die Kamera zu einer definierten Phase des Störsignals ansteuern zu können. Um jeweils eine andere Phase des Störsignals aufnehmen zu können, wurde der *Delay*, d.h. die Verzögerung der Bild-Aufnahme gegenüber dem Trigger-Signal, vor der Aufnahme jedes Bildes um einen konstanten Wert vergrößert.

Das Ergebnis dieser Untersuchung ist in Abb. 4.21 gezeigt. Man erkennt deutlich,

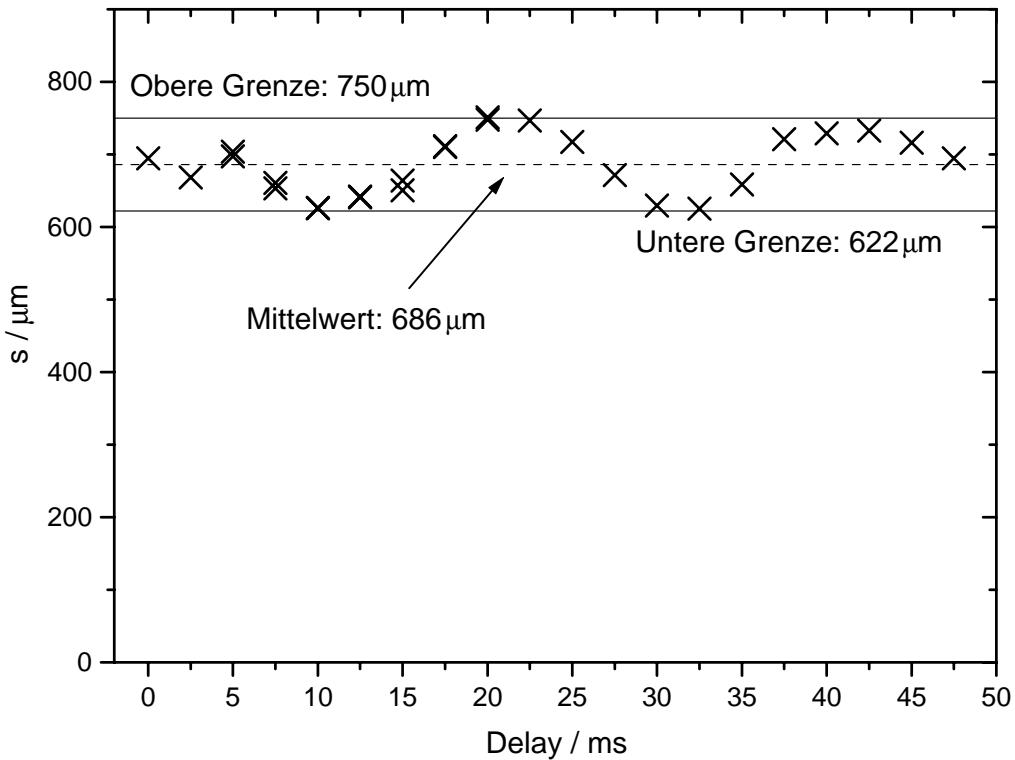


Abbildung 4.21: Periodische Oszillation des Abstandes zweier lokalisierter Strukturen. Parameter:  $P_{las} = 103 \text{ mW}$ ,  $\Delta = 12.0 \text{ GHz}$ ,  $B_x = 0.5 \mu\text{T}$ ,  $B_z = 13.0 \mu\text{T}$ ,  $T = 330^\circ\text{C}$ ,  $p_{N_2} = 210 \text{ hPa}$ .

dass der Abstand zweier lokalisierter Strukturen um einen mittleren Abstand oszilliert. In diesem Fall beträgt die Amplitude der Oszillation  $\pm 64 \mu\text{m}$  und der mittlere Abstand  $686 \mu\text{m}$ .

Die Aufnahme der Bilder durch die Kamera erfolgt nominell ebenfalls mit einer Frequenz von 50 Hz (Standard-Videosignal). Das entsprechende Synchronisations-Signal wird jedoch in der Kamera durch einen eigenen Oszillator erzeugt, der unabhängig von der Frequenz des Stromnetzes arbeitet. Wenn diese beiden Frequenzen etwas voneinander abweichen, dann erfolgt die Bildaufnahme stets zu einer anderen Phase des Störsignals.

Falls die Bilder nicht in konstanten Zeitabständen aufgenommen werden oder eine der beiden Frequenzen nicht konstant in der Zeit ist, beobachtet man eine große Streuung der Abstände zwischen zwei lokalisierten Strukturen. Im anderen Fall, wenn die Bilder in konstanten Zeitabständen aufgenommen werden und die beiden Frequenzen über einen hinreichend langen Zeitraum konstant in der Zeit sind, zeigen sich in Dia-

grammen, in denen der Abstand gegen die Bild-Nummer aufgetragen ist, Modulationen der Abstände mit einer weit geringeren Frequenz als der tatsächlichen Frequenz von 50 Hz.

Da die periodische Modulation der Abstände die quantitative Untersuchung der Eigenschaften lokalisierter Strukturen erschwert, wurde bei den vorgestellten Messungen in der Regel durch Benutzung der Trigger-Einheit dafür gesorgt, dass die Bildaufnahme stets zu einer bestimmten Phase der Oszillation erfolgt.

Insgesamt wird ein deutlicher Zusammenhang zwischen der Existenz von elektromagnetischen Störfeldern im Bereich der Natriumzelle und einer periodischen Oszillation der Abstände zwischen zwei lokalisierten Strukturen festgestellt. Das hier untersuchte System reagiert offensichtlich sehr empfindlich auf Schwankungen der Kontroll-Parameter. Die einzelnen Messergebnisse sind daher vermutlich nicht immer quantitativ reproduzierbar.

#### 4.4.4 Beobachtung von Clustern

Im Folgenden wird beispielhaft eine Klassifikation der in einer zusammenhängenden Messreihe beobachteten Cluster vorgenommen. Die Cluster bilden einfache geometrische Figuren und lassen sich auf dieser Grundlage in Gruppen einordnen, die im Folgenden durch einen Buchstaben, welcher die Anzahl der Konstituenten repräsentiert, und eine Ziffer gekennzeichnet werden sollen.

Im Verlauf der hier beschriebenen Messung traten Cluster mit zwei bis fünf Konstituenten auf. Im Falle von drei lokalisierten Strukturen bilden die drei Mittelpunkte jeweils ein Dreieck, für das die drei auftretenden Längen und Innenwinkel angegeben werden. Bei vier bzw. fünf lokalisierten Strukturen ist die Analyse komplizierter. Die Darstellung beschränkt sich hier auf die Untersuchung zweier häufig auftretender Cluster, welche in Kapitel 6 explizit diskutiert werden.

Die angegebenen Winkel und Abstände sowie die relativen Häufigkeiten der Cluster können infolge von Unregelmäßigkeiten im experimentellen Aufbau von Messreihe zu Messreihe leicht voneinander abweichen. Zudem hängen diese Größen von der Wahl der Parameter (insbesondere der Leistung des Hintergrundstrahls) ab. Eine solche Parameterabhängigkeit wird hier nicht untersucht.

In der betreffenden Messreihe wurden 900 Bilder aufgenommen und ausgewertet. Vor der Aufnahme jedes Bildes wurde die Leistung des Hintergrundstrahls kurzzeitig verringert, um vorhandene lokalisierte Strukturen zu löschen, und dann wieder auf den

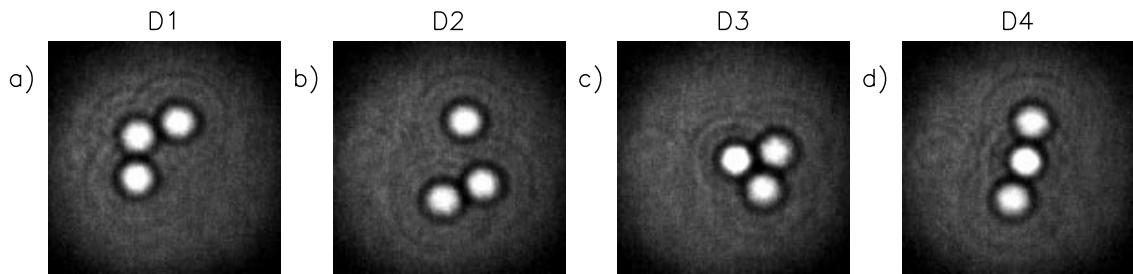


Abbildung 4.22: **Cluster aus drei lokalisierten Strukturen.** Parameter wie in Abb. 4.1.

ursprünglichen Wert vergrößert.

### Drei lokalisierte Strukturen

Sämtliche auftretenden Cluster mit drei Konstituenten lassen sich vier Typen zuordnen. Abbildung 4.22 zeigt je einen Vertreter jedes Typs. Die Cluster sind von links nach rechts nach der Häufigkeit ihres Auftretens geordnet. Im Folgenden werden jeweils die gemittelten Längen und Innenwinkel der sich bildenden Dreiecke sowie die relativen Häufigkeiten des Auftretens der verschiedenen Cluster über den Verlauf der Messung angegeben. Die Abweichungen der Längen betragen bei verschiedenen Vertretern desselben Typs weniger als  $10 \mu\text{m}$  und werden nicht gesondert angegeben. Die Winkel weichen um bis zu  $2^\circ$  voneinander ab. Die Summe der Innenwinkel kann aus diesem Grund von  $180^\circ$  abweichen. Die angegebene relative Häufigkeit bezieht sich auf alle Cluster und nicht nur auf die mit drei Konstituenten.

- Typ D1: Der häufigste Cluster mit drei Konstituenten (relative Häufigkeit 17.4 %), der in dieser Messreihe beobachtet wurde, bildet in guter Näherung ein gleichschenkliges Dreieck mit zwei Kantenlängen von  $435 \mu\text{m}$  und einer Kantenlänge von  $740 \mu\text{m}$ . Zwei der Winkel betragen  $32^\circ$ , der dritte beträgt  $117^\circ$ .
- Typ D2: Der zweithäufigste Cluster mit drei Konstituenten (8.0 %) bildet ein asymmetrisches Dreieck mit den Kantenlängen  $452 \mu\text{m}$ ,  $677 \mu\text{m}$  und  $857 \mu\text{m}$ . Die Winkel betragen  $32^\circ$ ,  $52^\circ$  und  $97^\circ$ .
- Typ D3: Hier bilden die drei lokalisierten Strukturen ein gleichseitiges Dreieck. Alle drei Kanten haben eine Länge von  $443 \mu\text{m}$ . Die Innenwinkel betragen  $60^\circ$ . Die relative Häufigkeit beträgt 6.7 %.

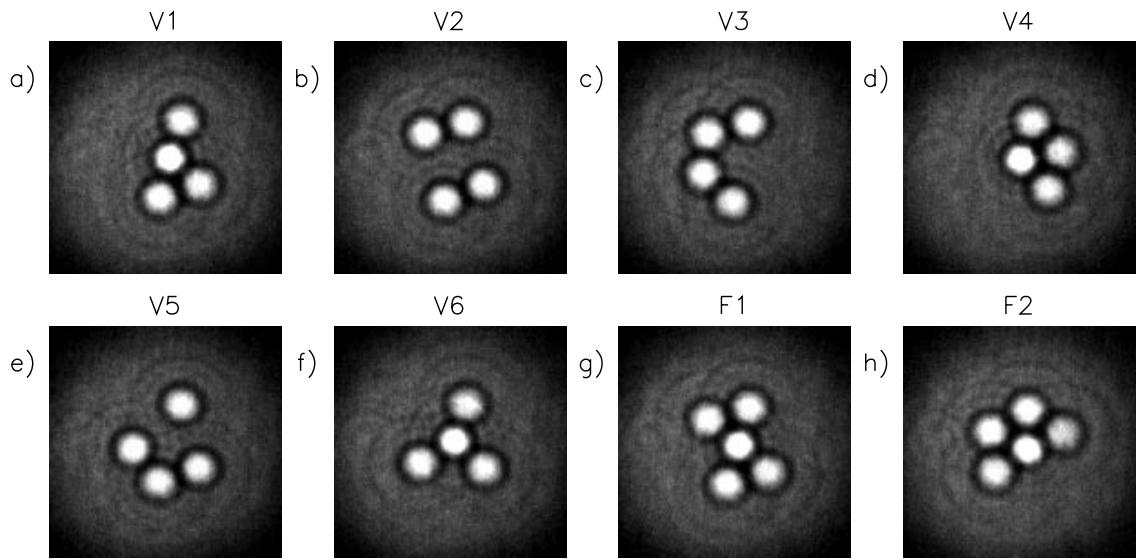


Abbildung 4.23: **Cluster aus vier und fünf lokalisierten Strukturen.** Parameter wie in Abb. 4.1.

- Typ D4: Dieser Typ wurde im Verlauf der Messung nur zweimal (das entspricht 0.4 %) beobachtet. Die lokalisierten Strukturen sind fast linear angeordnet. Der Abstand zwischen der mittleren und einer der beiden äußeren lokalisierten Strukturen ist jeweils  $424 \mu\text{m}$ , der Abstand zwischen den beiden äußeren ist  $842 \mu\text{m}$ . Die Abweichung von der Gestalt einer linearen Kette beträgt  $5^\circ$ .

### Vier und fünf lokale Strukturen

Die Cluster mit vier bzw. fünf lokalisierten Strukturen kommen in insgesamt sechs bzw. zwei Anordnungen vor. Jede dieser Anordnungen, die in Abb. 4.23 gezeigt sind, lässt sich als eine Kombination aus Clustern mit drei lokalisierten Strukturen darstellen. Dieser Zusammenhang soll beispielhaft für die Cluster V2 und V3 näher erläutert werden.

- V2: Dieser Typ weist zusammen mit dem Typ V1 die größte relative Häufigkeit (17.4 %) auf. Er entsteht aus zwei Clustern des Typs D2, wenn man einen davon um den Mittelpunkt der längsten Strecke um  $180^\circ$  dreht. Das so gebildete Viereck weicht etwas von der idealen Form eines Parallelogramms ab. Zwei der Seitenlängen des Vierecks betragen  $455 \mu\text{m}$ , die anderen beiden  $679 \mu\text{m}$  und  $723 \mu\text{m}$ . Die beiden Diagonalen sind  $854 \mu\text{m}$  bzw.  $817 \mu\text{m}$  lang. Drei der hier auf-

tretenen Längen sind also mit denen des Typs D2 im Rahmen der statistischen Genauigkeit identisch, zwei weichen um jeweils etwa  $40 \mu\text{m}$  von diesen ab.

- V3: Dieser Typ lässt sich aus zwei Clustern des Typs D1 bilden, die zwei gemeinsame Konstituenten haben. Betrachtet man auch hier ein gedachtes Viereck, welches sich durch die Mittelpunkte der einzelnen Konstituenten bildet, so erhält man in guter Näherung ein gleichschenkliges Trapez. Drei der Seiten sind mit  $437 \mu\text{m}$  gleich lang. Die vierte Seitenlänge beträgt  $848 \mu\text{m}$ , die Länge der Diagonalen  $747 \mu\text{m}$ . Auch hier zeigt sich eine deutliche Übereinstimmung mit den Längen, die beim Typ D1 auftreten.

Die übrigen, in Abb. 4.23 dargestellten Cluster lassen sich in ähnlicher Weise aus den Clustern mit drei Konstituenten kombinieren.

## 4.5 Gezielte Beeinflussung lokalisierter Strukturen

In zahlreichen optischen Systemen werden lokale Strukturen gegenwärtig im Hinblick auf mögliche Anwendungen als *Bits* in einer rein optischen Datenverarbeitung untersucht [FS96, BLP<sup>+</sup>97, KTT98, GLS<sup>+</sup>99]. Eine solche Anwendung setzt die Möglichkeit der gezielten Beeinflussung und Kontrolle individueller lokalisierter Strukturen voraus. In diesem Abschnitt sollen einige einfache Experimente zu diesem Thema vorgestellt werden.

### 4.5.1 Zünden und Löschen von lokalisierten Strukturen

Die Grundlage herkömmlicher digitaler Datenspeicher bildet die binäre Kodierung von Informationen in Form von *Bits*. Ein Bit kann dabei im Prinzip durch jede physikalische Größe symbolisiert werden, bei der in einem gegebenen System eine Bistabilität zwischen zwei Zuständen besteht, zwischen denen sich kontrolliert hin und her schalten lässt. Um mit Hilfe von lokalisierten Strukturen Informationen in Form von Bits zu kodieren, müssen diese an beliebigen Positionen gesetzt und auch wieder gelöscht werden können.

In Abschnitt 4.2.1 wurde gezeigt, dass es einen Bereich der Eingangsleistung gibt, in dem das System bistabil in Bezug auf einen Zustand mit und einen Zustand ohne lokale Struktur ist. Innerhalb dieses Bereiches lassen sich lokale Struktu-

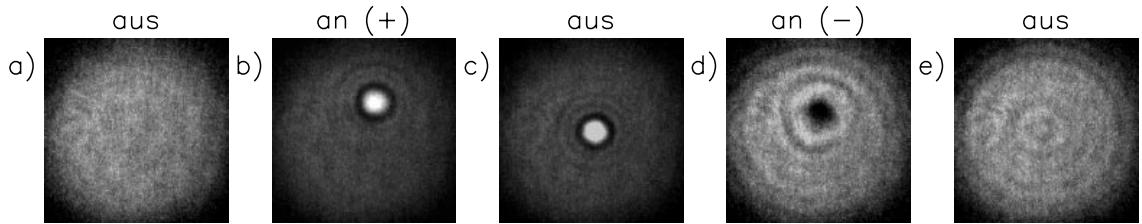


Abbildung 4.24: **Zünden und Löschen einer lokalisierten Struktur.** Über den Bildern ist der Zustand des Zündstrahls angegeben. Die Bilder sind etwas unterschiedlich skaliert. Parameter:  $P_{las} = 100 \text{ mW}$ ,  $B_x = 2.6 \mu\text{T}$ ,  $B_z = 19.2 \mu\text{T}$ ,  $\Delta = 8.2 \text{ GHz}$ ,  $T = 312^\circ\text{C}$ ,  $p_{N_2} = 200 \text{ hPa}$ ,  $d = 63 \text{ mm}$ .

ren mit Hilfe des Zündstrahls zünden. Dazu muss der Zündstrahl dieselbe zirkulare Polarisation aufweisen wie der Hintergrundstrahl.

Durch eine einfache Veränderung der Polarisation des Zündstrahls relativ zum Hintergrundstrahl lassen sich einzelne lokalisierte Strukturen auch gezielt wieder löschen. Anders als in Systemen, in denen mit linearer Polarisation gearbeitet wird (vgl. z.B. [KTT98, TSB<sup>+</sup>99]), wird hier nicht die relative Phase der beiden Strahlen um  $\pi$  gegeneinander verschoben. Vielmehr wird für den Zündstrahl die dem Hintergrundstrahl entgegengesetzte zirkulare Polarisation gewählt. Der Zündstrahl wird damit zu einem Löschstrahl.

In Abbildung 4.24 wird der Ablauf eines solchen Zünd- und Löschvorgangs demonstriert. Bild a) zeigt den unstrukturierten Hintergrundstrahl vor Beginn des Zündvorgangs. Nach Anschalten des Zündstrahls bildet sich eine lokalisierte Struktur an der Stelle, die der Zündstrahl trifft (Abb. 4.24b). Nach Abschalten des Zündstrahls bleibt die lokalisierte Struktur erhalten, wandert aber auf Grund der in Abschnitt 4.3.1 beschriebenen Bevorzugung bestimmter Bereiche auf dem Hintergrundstrahl an eine andere Position (Abb. 4.24c). Schaltet man nun den Löschstrahl an (Abb. 4.24d), so entsteht ein *Loch*, d.h. ein lokalisiertes Minimum in der Intensitätsverteilung des reflektierten Feldes, und die lokalisierte Struktur wird gelöscht. Nach Abschalten des Löschstrahls verschwindet das Loch und man beobachtet wieder einen unstrukturierten Zustand (Abb. 4.24e).

Auf diese Weise ist es auch möglich, mehrere lokalisierte Strukturen zu zünden und wieder zu löschen, indem man die Position des Zündstrahls bzw. des Löschstrahls entsprechend variiert. Auf Grund der gaußförmigen Intensitätsverteilung des Eingangstrahls und der Wechselwirkung der lokalisierten Strukturen untereinander verändern

diese ihre Position jedoch in schwer kontrollierbarer Weise. In zukünftigen Arbeiten könnte daher versucht werden, durch eine geeignete Phasen- oder Amplitudenmodulation des Hintergrundstrahls diskrete Positionen vorzugeben, die von lokalisierten Strukturen bevorzugt eingenommen werden. Eine Phasenmodulation wird z.B. von Spinelli et al. für den Fall eines Halbleiter-Mikroresonators vorgeschlagen [STB<sup>+</sup>98]. Über eine Amplitudenmodulation des Hintergrundstrahls in einem Ring-Resonator, der mit einem nichtlinearen optischen Medium gefüllt ist, berichten McDonald und Firth in einer theoretischen Arbeit [MF90].

#### 4.5.2 Anschaltverhalten lokalisierter Strukturen

Im vorigen Abschnitt wurde beschrieben, wie sich lokale Strukturen gezielt mit Hilfe eines Zündstrahls zünden und mit Hilfe eines Löschstrahls auch wieder löschen lassen. Für technische Anwendungen ist neben der prinzipiellen Möglichkeit auch die Dynamik des Zündens, das *Anschaltverhalten* der lokalisierter Strukturen von großer Bedeutung.

In diesem Abschnitt sollen zwei der in bistabilen Systemen auftretenden transienten Phänomene untersucht werden. Eine logarithmische Abhängigkeit der Schaltzeit von der Intensität des Zündstrahls bei Einstrahlung eines zeitlich begrenzten Zündpulses wird mit *noncritical slowing down* bezeichnet [MF93]. Tatsächlich zeigt sich, dass in vielen bistabilen Systemen die Pulsfläche  $F$  (damit ist hier das Produkt aus zeitlicher Dauer und Intensität des Pulses gemeint) die entscheidende Größe ist [Man85, SZM86] und für die Schaltzeit gilt:  $\tau_{sn} = \alpha \ln(F - F_{crit})$ .  $F_{crit}$  bezeichnet hier die *kritische Fläche* des Zündpulses die nötig ist, um eine lokale Struktur zu zünden. Der Proportionalitätsfaktor  $\alpha$  ist eine system- und parameter-abhängige Größe.

Mit *critical slowing down* bezeichnet man die Verlangsamung der Dynamik des Systems, wenn ein externer Parameter wie die Intensität  $I$  seinen kritischen Wert  $I_c$  überschreitet. Hier erwartet man folgende Abhängigkeit der Schaltzeit:  $\tau_{sc} = \beta(I - I_{crit})^{-0.5}$  [MF93]. Experimentell wurde hier die Intensität lokal mit Hilfe einer zeitlich unbegrenzten Einstrahlung des Zündstrahls erhöht.

Beide Fälle konnten im Experiment demonstriert werden und werden im Folgenden vorgestellt.

### Noncritical Slowing Down

In Abbildung 4.25 ist der zeitliche Ablauf eines Schaltvorgangs gezeigt, bei dem durch zeitlich begrenzte Einstrahlung des Zündstrahls eine lokalisierte Struktur nahe dem Zentrum des Hintergrundstrahls gezündet wurde. Der mit *a* bezeichnete Teil des Diagramms zeigt die zeitliche Entwicklung der Intensität des Zündstrahls, welche mit Hilfe des Detektors *D*2 vor der Natriumzelle aufgezeichnet wurde. Mit *b* ist die zeitliche Entwicklung der Intensität im Zentrum des Hintergrundstrahls nach Transmission durch die Natriumzelle bezeichnet. Diese ist, bis auf einen Offset durch die nahezu konstante Hintergrundintensität, der Intensität in der lokalisierten Struktur proportional. Für die Dauer des Zündvorgangs misst dieser Detektor zusätzlich den transmittierten Anteil des Zündstrahls (siehe Kurve *b* bei  $t = 10 \mu\text{s}$ ).

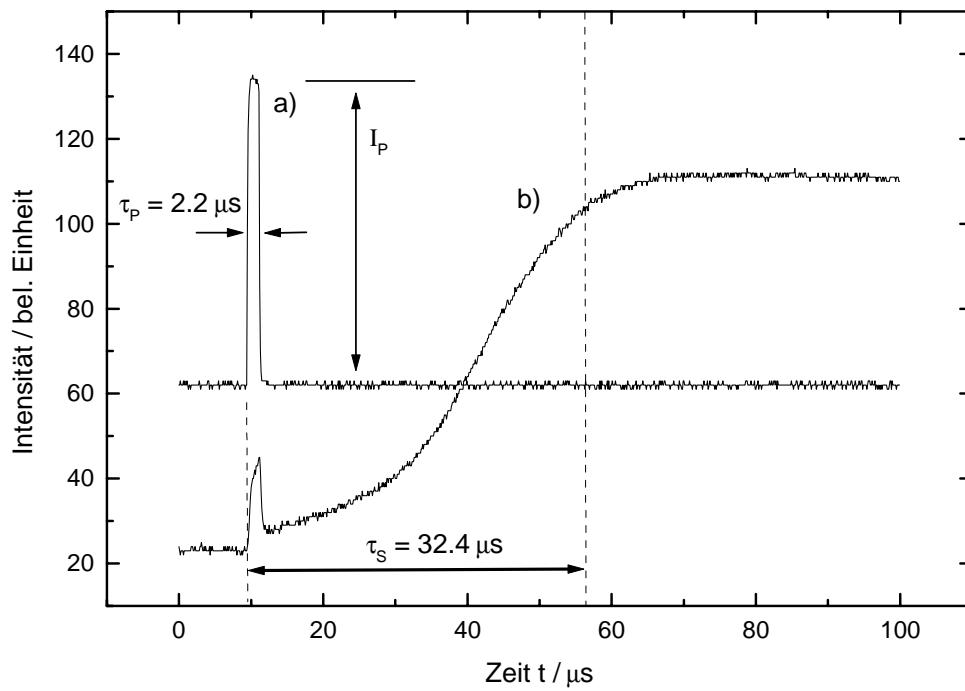


Abbildung 4.25: **Anschaltverhalten lokalisierter Strukturen bei Einstrahlung eines zeitlich begrenzten Zündpulses.** a) Intensität des Zündstrahls, b) transmittierte Intensität. Parameter:  $P_{\text{las}} = 113 \text{ mW}$ ,  $\Delta = 8.9 \text{ GHz}$ ,  $B_x = 2.4 \mu\text{T}$ ,  $B_z = 15.1 \mu\text{T}$ ,  $T = 313^\circ\text{C}$ ,  $p_{N_2} = 200 \text{ hPa}$ ,  $d = 63 \text{ mm}$ .

Bei  $t = 10 \mu\text{s}$  wird der Zündstrahl mit Hilfe des AOM schnell auf die Pulshöhe  $I_P$  geschaltet (Abb. 4.25a). Die Dauer  $\tau_p$  des Zündpulses kann, wie auch die Pulshöhe, frei gewählt werden, und beträgt im vorgestellten Beispiel etwa  $2.2 \mu\text{s}$ . In Abb. 4.25b

ist zu erkennen, wie die Intensität in Strahlmitte bei Anschalten des Zündstrahls stark zunimmt und sich nach Abschalten des Zündstrahls zunächst wieder sprunghaft verringert. Der Ausgangswert wird jedoch nicht wieder erreicht. Stattdessen wurde durch den Zündpuls die Bildung einer lokalisierten Struktur angeregt. Infolgedessen steigt die Intensität in Strahlmitte nun zunächst langsam und dann immer schneller an. Bei  $t \approx 66 \mu\text{s}$  hat die lokalisierte Struktur ihren stationären Zustand erreicht und die Intensität in Strahlmitte verharrt auf einem hohen Niveau.

Wie in Abb. 4.25 angedeutet, wird für die Berechnung der Schaltzeit  $\tau_p$  der Zeitpunkt als Ende des Schaltvorgangs definiert, an dem die Intensität 90 % ihres Endwertes erreicht hat. Als Beginn des Schaltvorgangs wird hier der Beginn des Zündpulses definiert. Damit errechnet sich die Schaltzeit  $\tau_s$  in diesem Fall zu  $32.4 \mu\text{s}$ .

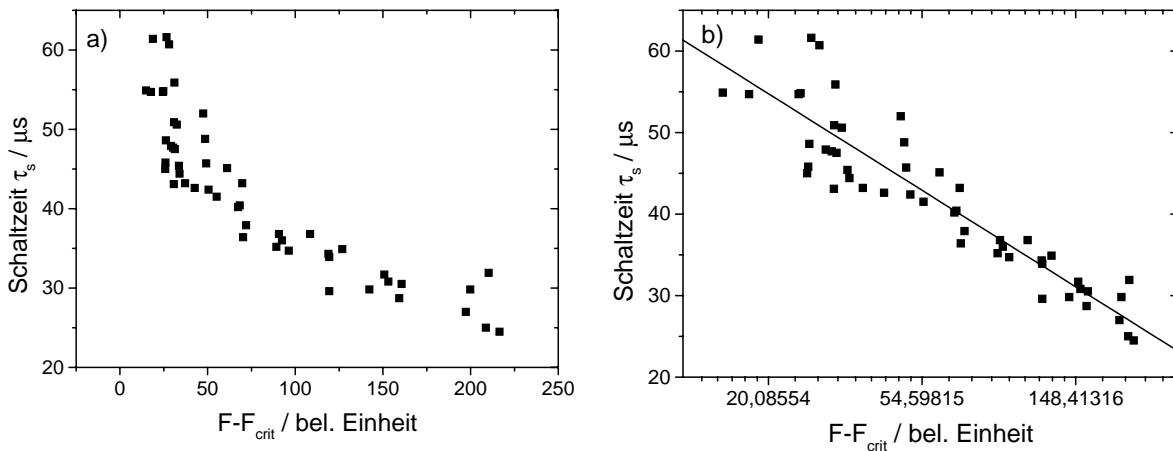


Abbildung 4.26: **Schaltzeit für Zündpulse unterschiedlicher Fläche.** a) lineare Auftragung, b) einfache logarithmische Auftragung mit bestangepasster Gerade. Parameter wie in Abb. 4.25.

Zur Untersuchung der Abhängigkeit der Schaltzeit von der Beschaffenheit des Zündpulses wurde die zeitliche Dauer des Zündpulses variiert. Die Höhe variiert aufgrund von Fluktuationen um etwa 10 %. Es zeigt sich, dass die Schaltzeit systematisch mit der Fläche unter dem Zündpuls variiert.

In Abb. 4.26 ist die Abhängigkeit der Schaltzeit von der Differenz zwischen der Fläche unter dem Puls und der kritischen Fläche gezeigt. Für negative  $\epsilon = F - F_{crit}$  relaxiert das System wieder zum unstrukturierten Ausgangszustand (hier nicht gezeigt). Für positive  $\epsilon$  wird eine lokalisierte Struktur (vgl. Abb. 4.25b) gezündet. Die Schaltzeit  $\tau_p$  variiert dabei mit wachsendem  $\epsilon$  von 61 bis 25  $\mu\text{s}$  im dargestellten Bereich (siehe 4.26a). Bei einfacher logarithmischer Auftragung (Abb. 4.26b) lässt sich eine Ge-

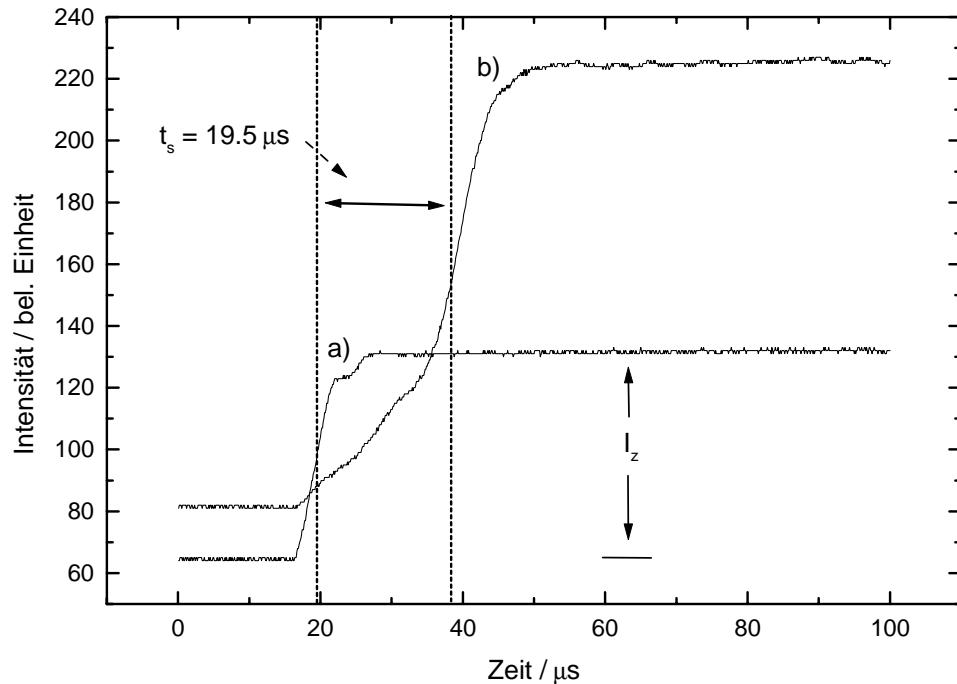


Abbildung 4.27: **Anschaltverhalten lokalisierter Strukturen bei zeitlich unbegrenzter lokaler Erhöhung der Intensität.** a) Intensität des Zündstrahls, b) transmittierte Intensität.

rade an die dargestellten Messwerte anpassen. Das Verhalten der Schaltzeit entspricht damit dem für noncritical slowing down erwarteten Verhalten. Der Proportionalitätsfaktor ergibt sich aus der Steigung der Geraden zu  $\alpha = -11$ .

Verringert man die Leistung des Hintergrundstrahls, so vergrößert sich die Schaltzeit bei konstanter Fläche des Zündpulses (hier nicht gezeigt).

### Critical Slowing Down

Abbildung 4.27 zeigt beispielhaft das transiente Verhalten des Systems nach Anschalten des Zündstrahls bis zum Erreichen des stationären Zustands. Um den Schaltvorgang zu initiieren, ist eine kritische Intensität des Zündstrahls  $I_{crit}$  notwendig. Zur Untersuchung der Abhängigkeit der Schaltzeit von der Differenz  $\delta = I_z - I_{crit}$  wurde die Intensität  $I_z$  des Zündstrahls schrittweise erhöht. Die Schaltzeit wurde hier definiert als die Differenz der Zeitpunkte, an denen die Intensitäten des Zündstrahls und der lokalisierter Struktur jeweils ihren halben Endwert erreicht haben.

In Abb. 4.28a repräsentiert jeder eingetragene Messpunkt den Mittelwert über 10 Schaltvorgänge. Die Schaltzeit verringert sich für positive, wachsende  $\delta$  von  $110 \mu\text{s}$  bis

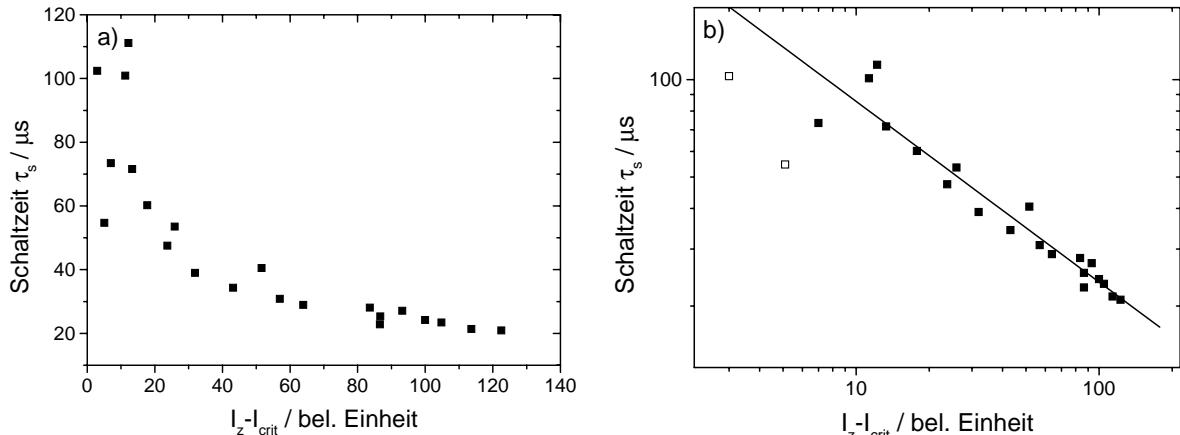


Abbildung 4.28: **Schaltzeit für unterschiedliche Intentensitäten des Zündstrahls.** a) lineare Auftragung, b) doppelt-logarithmische Auftragung mit bestangepasster Gerade (Die beiden offen gezeichneten Werte wurden vom Fit ausgenommen). Parameter wie in Abb. 4.27.

20  $\mu\text{s}$ . Bei doppelt-logarithmischer Auftragung (Abb. 4.28b) ergibt sich ein linearer Zusammenhang mit einer Geradensteigung von -0.56. Dieser Wert reproduziert in guter Näherung das für critical slowing down erwartete Verhalten.

#### 4.5.3 Demonstration eines einfachen Schieberegisters

Neben der Speicherung muss ein Daten verarbeitendes System auch die Möglichkeit haben, Rechenoperationen durchzuführen. Ein Schieberegister hat die Aufgabe, eine Serie von Bits sequentiell um eine bestimmte Anzahl von Positionen zu verschieben. Damit lassen sich schon grundlegende Rechenoperationen wie eine binäre Multiplikation durchführen [OV98].

In [SAS<sup>+</sup>97] wird berichtet, wie ein Verkippen des Rückkoppelsspiegels zu einer regelmäßigen Drift-Bewegung eines periodischen Musters führen kann. Auf dieser Grundlage lässt sich ein einfaches 1-Bit- oder 2-Bit-Schieberegister realisieren.

Dazu wird der Zündstrahl so verschoben, dass eine lokalisierte Struktur in der Nähe des Randes des Hintergrundstrahls gezündet wird. Verkippt man nun den Spiegel hinreichend weit, so driftet die lokalisierte Struktur senkrecht zur Achse der Spiegelverkippung über den Hintergrundstrahl. Am anderen Rand des Hintergrundstrahls wird sie dann auf Grund der zu geringen Intensität automatisch gelöscht.

Dieser Vorgang spielt sich - je nachdem wie weit der Spiegel verkippt wurde, in

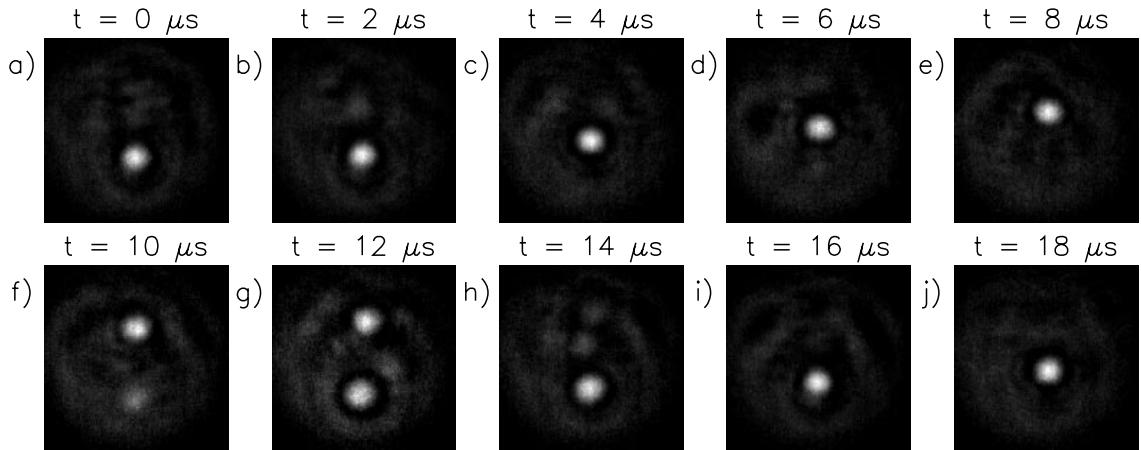


Abbildung 4.29: **Realisation eines Schieberegisters durch Verkippen des Rückkoppelspiegels.** Parameter:  $P_{las} = 115 \text{ mW}$ ,  $\Delta = 11.9 \text{ GHz}$ ,  $B_x = 0.5 \mu\text{T}$ ,  $B_z = 14.2 \mu\text{T}$ ,  $T = 330^\circ\text{C}$ ,  $p_{N_2} = 210 \text{ hPa}$ .

einem Zeitbereich von etwa  $10 \mu\text{s}$  ab. Zur Dokumentation der Drift-Bewegung wird daher ein Video-Sampling-Verfahren angewendet, wie es in [MB95] beschrieben wird. Da dieses Verfahren nur periodische Vorgänge aufzeichnen kann, wird die Amplitude des Zündstrahls mit Hilfe des AOM so moduliert, dass eine lokalisierte Struktur in periodischen Abständen am Rand des Hintergrundstrahls gezündet wird. Verkippt man nun den Spiegel, so wird eine lokalisierte Struktur am Rand des Hintergrundstrahls gezündet (Abb. 4.29a), driftet zum gegenüberliegenden Rand (Abb. 4.29b-g) und wird dort automatisch gelöscht (Abb. 4.29h). In Abb. 4.29f,g beginnt der nächste Zyklus.

Erhöht man die Frequenz, mit der die lokalisierten Strukturen gezündet werden, so lässt sich auch ein einfaches 2-Bit-Schieberegister realisieren (hier nicht gezeigt).



# Kapitel 5

## Numerische Simulationen

### 5.1 Allgemeine Bemerkungen

Für die Beschreibung des hier untersuchten Systems existiert ein bewährtes mathematisches Modell, welches die Wechselwirkung des Natrium-Dampfes mit dem Lichtfeld auf mikroskopischer Ebene beschreibt [Ack96, MDLM86]. Auf der Grundlage dieses Modells wurde ein Programm von Yu. A. Logvin [LLA96] und B. Schäpers [Sch97] entwickelt, welches für die hier vorgestellten numerischen Simulationen verwendet wurde. In diesem Kapitel sollen einige der zentralen experimentellen Ergebnisse für den idealisierten Fall eines homogenen Untersuchungsgebietes reproduziert und verallgemeinert werden. Der Schwerpunkt wird dabei auf der Untersuchung der Wechselwirkung zweier lokalisierter Strukturen liegen.

### 5.2 Das theoretische Modell

Im Folgenden wird ein Überblick über die mathematische Beschreibung des Systems aus Natrium-Dampf und Rückkoppelspiegel gegeben, welche den numerischen Simulationen zugrunde liegt. Da detaillierte Beschreibungen schon an anderer Stelle existieren [ALHL95, Ack96, LLA96], wird sich die Darstellung hier auf die wesentlichen Zusammenhänge beschränken.

Die  $z$ -Richtung des kartesischen Koordinatensystems sei durch die Ausbreitungsrichtung des einfallenden Lichtfeldes definiert. Die Ausbreitung des Lichtfeldes wird mit Hilfe der nichtlinearen paraxialen Wellengleichung berechnet. Diese lässt sich auf ihre skalare Form reduzieren, da das Lichtfeld nur eine zirkulare Polarisationskompo-

nente enthält [Boy92]:

$$\frac{\partial E}{\partial z} = -\frac{ik}{2}\chi E - \frac{i}{2k}\Delta_{\perp}E. \quad (5.1)$$

Dabei bezeichnet  $E$  die in  $z$ -Richtung langsam veränderliche Einhüllende des elektrischen Feldes, von der die schnell oszillierende Trägerwelle  $\exp(-i(kz - \omega t))$  abgespalten ist.  $\chi$  ist die nichtlineare Suszeptibilität des Mediums,  $k = 2\pi/\lambda$  die Wellenzahl und  $\Delta_{\perp}$  der transversale Anteil des Laplace-Operators. Der erste Term auf der rechten Seite beschreibt die Wechselwirkung des Lichtfeldes mit dem nichtlinearen Medium, der zweite Term die Beugung.

In früheren Untersuchungen hat sich die Annahme eines *dünnen Mediums* bewährt [Ack96, ABL<sup>+</sup>97, Sch97], da im Experiment die Länge  $L$  der Wechselwirkungszone viel kleiner als der Abstand  $d$  des Rückkoppelspiegels ist. Die Beugung im Medium lässt sich dann gegenüber der Beugung auf dem Weg zum Spiegel und zurück vernachlässigen. Dadurch ist es möglich, die mathematische Beschreibung des Systems in zwei separate Teile zu fassen:

- Wechselwirkung des Lichtfeldes mit dem Medium: Berechnung des transmittierten Lichtfeldes,
- freie Ausbreitung des Lichtfeldes zum Spiegel und zurück: Berechnung des rückgekoppelten Lichtfeldes.

### Berechnung des transmittierten Lichtfeldes

Die Wechselwirkung eines einfallenden Lichtfeldes mit Natrium-Dampf in einer Puffergas-Atmosphäre lässt sich durch ein Modell beschreiben, welches einen homogen verbreiterten  $J = 1/2 \rightarrow J' = 1/2$  – Übergang annimmt [Ack96, MDLM86]. Unter den gegebenen experimentellen Bedingungen reduziert sich die Dynamik des Systems auf drei Bewegungsgleichungen für die kartesischen Koordinaten eines *Blochvektors*  $\mathbf{m} := (u, v, w)^T$ , welcher einem makroskopischen magnetischen Dipolmoment proportional ist:

$$\frac{d}{dt}\mathbf{m} = -(\gamma - D\Delta_{\perp} + P)\mathbf{m} - \mathbf{m} \times \boldsymbol{\Omega} + \hat{\mathbf{e}}_z P. \quad (5.2)$$

Der erste Term auf der rechten Seite von Gleichung 5.2 beschreibt die Relaxation auf Grund von Stößen mit dem Puffergas über die Relaxationskonstante  $\gamma$ , die thermische Diffusion der Na-Atome in der Puffergas-Atmosphäre über die Diffusionskonstante  $D$  sowie die Sättigung des Mediums. Für die Beschreibung der Diffusion wurde der

Laplace-Operator durch seinen transversalen Anteil  $\Delta_{\perp}$  ersetzt, da die Magnetisierung wegen der Annahme eines *dünnen Mediums* in longitudinaler Richtung als konstant betrachtet werden kann.

Der zweite Term berücksichtigt über  $\boldsymbol{\Omega} = (\Omega_x, 0, \Omega_z - \bar{\Delta}P)$  den Einfluss des Magnetfeldes.  $\Omega_{x,z}$  sind die den jeweiligen Komponenten des äußeren Magnetfeldes entsprechenden Larmorfrequenzen  $\Omega/2\pi = \mu_B g B / \hbar$  ( $\mu_B$ : Bohrsches Magneton,  $g = 0.5$  : g-Faktor).  $\Omega_z - \bar{\Delta}P$  beschreibt die Aufspaltung der Zeeman-Unterzustände unter dem kombinierten Einfluss von externem Magnetfeld und der *Light-Shift* [MDLM86]. Das transversale Magnetfeld wurde parallel zur  $x$ -Achse gewählt: Da auf Grund der zirkularen Polarisation des Lichtfeldes keine transversale Richtung ausgezeichnet ist, kann das Bezugssystem frei gewählt werden.

Der dritte Term in Gl. 5.2 beschreibt über die *Pumprate*  $P$  den Einfluss des optischen Pumpens. Diese Pumprate ergibt sich zu [Ack96]:

$$P = \frac{3}{16} \frac{|\mu_e|^2}{4\hbar^2 \Gamma_2 (\bar{\Delta}^2 + 1)} (|E_i|^2 + |E_r|^2). \quad (5.3)$$

Dabei bezeichnen  $E_i$  und  $E_r$  das einfallende bzw. das reflektierte Lichtfeld,  $\mu_e$  das Dipolmatrixelement des Na-D<sub>1</sub>-Übergangs,  $\Gamma_2$  die halbe homogene Linienbreite und  $\bar{\Delta} = \Delta/\Gamma_2$  die auf  $\Gamma_2$  normierte Verstimmung. In Gl. 5.3 wurde ausgenutzt, dass über das Stehwelengitter, das sich durch Interferenz des einfallenden mit dem reflektierten Lichtfeld bildet, auf Grund der Diffusion der Natrium-Atome gemittelt werden kann [Ack96], so dass  $|E_i + E_r|^2 \simeq |E_i|^2 + |E_r|^2$ .

Die optischen Eigenschaften des Natrium-Dampfes sind ausschließlich von der z-Komponente der Magnetisierung, der *Orientierung*  $w$ , bestimmt [MDLM86]. Die Suszeptibilität ergibt sich zu [Ack96]:

$$\chi = -\frac{N |\mu_e|^2}{2\epsilon_0 \hbar \Gamma_2} \frac{\bar{\Delta} + i}{\bar{\Delta}^2 + 1} (1 - w). \quad (5.4)$$

Aus Gl. 5.1 ergibt sich dann unter Vernachlässigung der Beugung im Medium das transmittierte Lichtfeld  $E_t$  aus dem einfallenden Lichtfeld  $E_i$ :

$$E_t = E_i e^{-\frac{ik}{2} L \chi}. \quad (5.5)$$

### Ausbreitung des Lichtfeldes

Zur Beschreibung der Ausbreitung des Lichtfeldes im Vakuum reduziert sich Gl. 5.1 auf ihre lineare Form [Boy92]:

$$\frac{\partial E}{\partial z} = -\frac{i}{2k} \Delta_{\perp} E. \quad (5.6)$$

Eine formale Integration liefert das reflektierte Feld nach Ausbreitung zum Spiegel und zurück:

$$E_r = \sqrt{R} e^{-\frac{id}{k} \Delta_{\perp}} E_t, \quad (5.7)$$

wobei  $R$  die Reflektivität des Spiegels bezeichnet.

## 5.3 Anmerkungen zum Aufbau des Programm

Der Fortran-Programm-Code, der den vorgestellten Simulationen zugrunde liegt, wurde in wesentlichen Teilen von B. Schäpers übernommen [Sch97, Sch98]. An dieser Stelle soll daher nur kurz auf das Prinzip des Programms und auf einige Änderungen zur speziellen Untersuchung der lokalisierten Strukturen eingegangen werden.

Mit den oben angegebenen Formeln lässt sich eine nichtlineare partielle Differentialgleichung für die Orientierung  $w$  in geschlossener Form aufstellen. Diese Differentialgleichung wird durch das Programm als Anfangswertproblem gelöst. Die dynamischen Variablen und das optische Feld werden auf einem Gitter der Größe  $N \times N$  diskretisiert. In den hier vorgestellten Untersuchungen wurde in der Regel  $N = 256$  gewählt, die Resultate wurden stichprobenartig auf einem Gitter der Größe  $512 \times 512$  überprüft. Um ein homogenes Grundgebiet zu simulieren, wird für das einfallende Lichtfeld eine ebene Phasenfront und eine homogene Amplitudenverteilung gewählt. Der Programm-Code wurde gegenüber der Darstellung in [Sch97] in einigen Teilen modifiziert [Fel98]: Zur gezielten Untersuchung lokalisierter Strukturen erlaubt das Programm die Vorgabe einer lokalen Variation der Orientierung in beliebiger Breite und Höhe als Anfangsbedingung. Damit wird die zeitlich begrenzte Einstrahlung mit dem Zündstrahl simuliert. Die Simulationen werden mit periodischen Randbedingungen durchgeführt.

Die Parameter, mit denen die Simulationen durchgeführt wurden, entsprechen denen, die auch im Experiment verwendet wurden. Sie unterscheiden sich von den in [LSA99] gewählten Parametern im Wesentlichen dadurch, dass hier keine Instabilität des Systems gegenüber so genannten Hopf-Moden [CH93] auftritt und somit die Eigen-

schaften der lokalisierten Strukturen in einem einfacheren System untersucht werden kann.

## 5.4 Ergebnisse der Simulationen

### 5.4.1 Typisches Profil einer lokalisierten Struktur

In numerischen Simulationen des untersuchten Systems bilden sich für die Parameter, die im Experiment gewählt wurden, bei Einstrahlung einer ebenen Welle spontan keine lokalisierten Strukturen [Fel98]. Durch eine lokale Störung der Orientierung als Anfangsbedingung lassen sich jedoch stabile lokalisierte Strukturen erzeugen. Die Störung der Orientierung muss dabei einen kritischen Schwellenwert  $w_{crit}$  überschreiten, dessen Größe von der Eingangspumprate abhängt.

Bei Vorgabe *einer* lokalisierten Struktur geht das System nach einer kurzen Einschwingphase in einen stationären Zustand über. Die Position der lokalisierten Struktur ist dabei nur von der Anfangsbedingung abhängig, wenn periodische Randbedingungen gewählt werden und das Untersuchungsgebiet hinreichend groß ist.

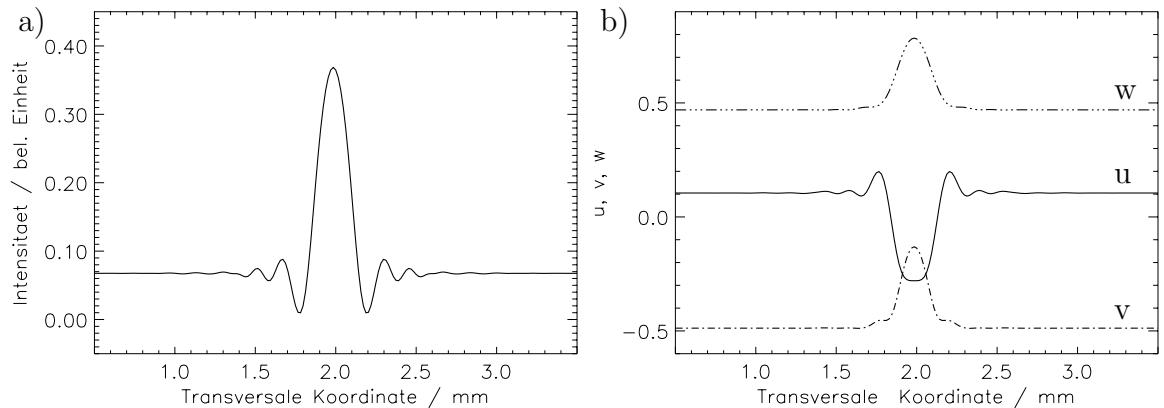


Abbildung 5.1: **Transversales Profil einer lokalisierten Struktur.** a) Rückgekoppeltes Feld, b) Kartesische Komponenten der Magnetisierung. Parameter:  $P_0 = 42000 \text{ s}^{-1}$ ,  $\Delta = 12.0 \text{ GHz}$ ,  $B_x = 1.2 \mu\text{T}$ ,  $B_z = 6.9 \mu\text{T}$ ,  $N = 0.6 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ .

Abbildung 5.1a zeigt einen transversalen Schnitt durch die rückgekoppelte Intensitätsverteilung einer lokalisierten Struktur. Abbildung 5.1b zeigt die drei kartesischen Komponenten der Magnetisierung, welche die Dynamik des Natrium-Dampfes beschreiben und die experimentell nicht direkt zugänglich sind.

Wie in Abschnitt 5.2 beschrieben wurde, bestimmt die Orientierung  $w$  die optischen Eigenschaften des Natrium-Dampfes. In Abb. 5.1b ist zu erkennen, dass die Orientierung ein deutliches Hauptmaximum aufweist. Dieses Hauptmaximum ist von Nebenextrema umgeben, die so schwach moduliert sind, dass sie in der Abbildung kaum zu erkennen sind. Aus Gl. 5.4 und Gl. 5.5 ergibt sich, dass das transmittierte Feld (hier nicht gezeigt) ein ähnliches Profil aufweist wie die Orientierung. Erst bei der Ausbreitung des transmittierten Feldes zum Spiegel und zurück bilden sich die deutlich modulierten Beugungsextrema, welche das rückgekoppelte Feld (Abb. 5.1a) kennzeichnen. Ähnlich wie bei den im Experiment beobachteten lokalisierten Strukturen weist das rückgekoppelte Feld auch hier ein besonders stark ausgeprägtes erstes Beugungsminimum auf.

Die Lage der Extrema ist bei den drei Komponenten der Magnetisierung weitgehend identisch mit denen des reflektierten Feldes. Dabei zeigen  $v$  und  $w$  ein lokales Maximum am Ort der lokalisierten Struktur, wohingegen  $u$  ein Minimum an der entsprechenden Stelle hat. Weiterhin fällt auf, dass die Modulation der Ausläufer in  $u$  sehr viel deutlicher als in den beiden anderen Komponenten der Magnetisierung ausgeprägt ist.

Die Distanz benachbarter Beugungsringe nimmt mit wachsender Ordnung ab. Das stimmt mit den experimentellen Beobachtungen überein (vgl. Abschnitt 4.3.1). Die Intensität der Beugungsmaxima nimmt mit wachsender Ordnung streng monoton ab. Demgegenüber wurde im Experiment auch der Fall beobachtet, dass das zweite Beugungsmaximum eine größere Intensität aufweist als das erste. Dieser Effekt wird vermutlich durch die gaußförmige Intensitätsverteilung des Hintergrundstrahls verursacht.

### 5.4.2 Bistabilität bei Variation der Pumprate

Stabile lokalisierte Strukturen lassen sich bei den hier gewählten Parametern nur innerhalb eines gewissen Bereiches der Eingangspumprate erzeugen. Dieses Verhalten soll hier systematisch untersucht werden.

Abb. 5.2a zeigt den maximalen Wert der Orientierung in Abhängigkeit von der Eingangspumprate  $P_0$  und für unterschiedliche Anfangsbedingungen. Zunächst wurde die Eingangspumprate  $P_0$  von  $35000 \text{ s}^{-1}$  in Intervallen von  $500 \text{ s}^{-1}$  erhöht und jeweils die Maximal-Amplitude  $w_{max}$  der Orientierung des Mediums berechnet. Bis zu einer bestimmten Schwelle für die Pumprate bleibt die unstrukturierte Lösung stabil. Die Maximal-Amplitude der Orientierung verringert sich dabei zunächst geringfügig bis

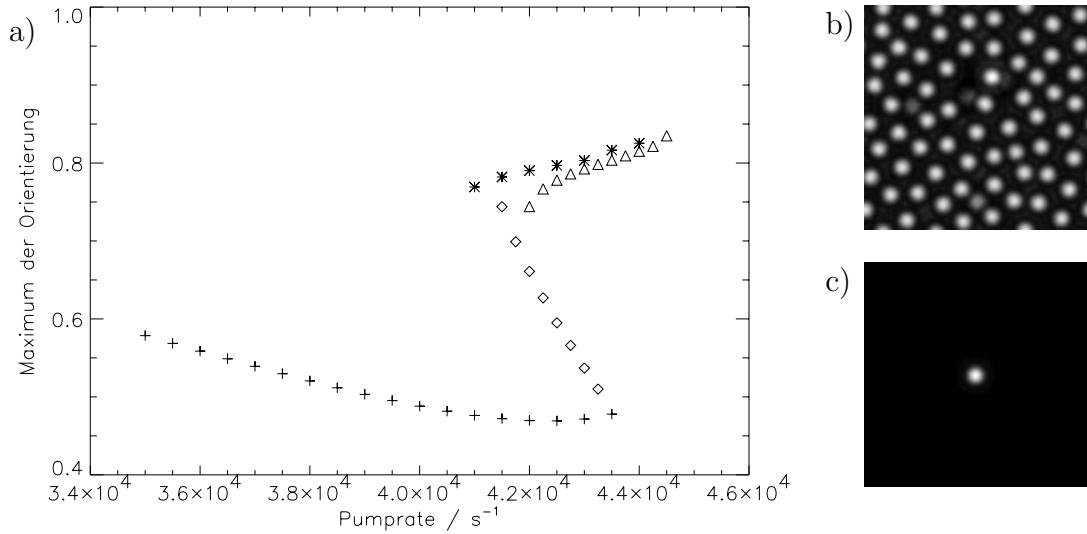


Abbildung 5.2: a) Maximalwert  $w_{\max}$  der Orientierung in Abhängigkeit von der Pumprate und der Anfangsbedingung. +: bei Vergrößerung der Pumprate von kleinen Werten ausgehend und Vorgabe einer homogenen Orientierung, Dreiecke: bei Verringerung der Pumprate von großen Werten kommend und Existenz eines periodischen, quadratischen Musters, Sterne: bei Verringerung der Pumprate und Vorgabe einer lokalisierten Struktur als Anfangsbedingung, Rauten: Minimale lokale Größe der Orientierung, die zur Erzeugung einer lokalisierten Struktur notwendig ist. b) transversale Verteilung der Orientierung oberhalb der Schwelle zur Musterbildung,  $P_0 = 44500 \text{ s}^{-1}$ , c) transversale Verteilung der Orientierung bei Existenz einer lokalisierten Struktur im bistabilen Bereich,  $P_0 = 42500 \text{ s}^{-1}$ . Parameter wie in Abb. 5.1.

$P_0 = 42000 \text{ s}^{-1}$  und steigt dann wieder etwas an. Oberhalb von  $P_0 = 43500 \text{ s}^{-1}$  erfolgt ein Übergang zu einer spontan entstehenden, räumlich ausgedehnten Struktur. Diese Struktur weist keine eindeutige Symmetrie auf und ist nicht stationär (vgl. Abb. 5.2b). Dieser Effekt wird darauf zurückgeführt, dass die homogene Lösung instabil wird gegen ein breites Band von periodischen Moden mit etwas verschiedener Wellenzahl, die miteinander wechselwirken. Diese irreguläre räumlich ausgedehnte Struktur bleibt bei Verringerung von  $P_0$  über die oben genannte Schwelle hinaus erhalten. Dabei nimmt die Anzahl von Konstituenten mit abnehmender Pumprate ab. Die letzten Konstituenten verschwinden bei einer Pumprate von  $41000 \text{ s}^{-1}$ .

Durch eine geeignete Vorgabe der Anfangsbedingungen lässt sich im gleichen Bereich ein stabiles quadratisches Muster erzeugen (hier nicht gezeigt). Die maximale

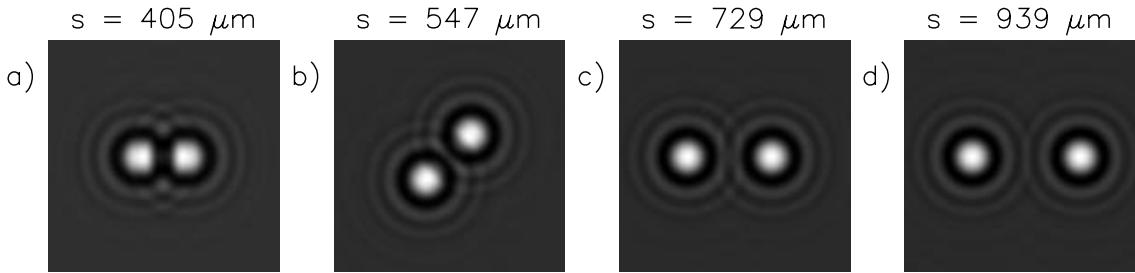


Abbildung 5.3: **Stationäre Zustände von zwei lokalisierten Strukturen: Rückgekoppeltes Feld.** Parameter wie in Abb. 5.1.

Orientierung dieses Musters (Dreiecke in Abb. 5.2a) ist geringer als die maximale Orientierung der irregulären Struktur (Sterne in Abb. 5.2a). Im Gegensatz zu dem irregulären Zustand geht das quadratische Muster bei Verringerung der Pumprate als Ganzes aus. Dies geschieht bei einer Pumprate, bei der die irreguläre Struktur noch beobachtet wird.

Die maximale Orientierung der lokalisierten Strukturen (Sterne in Abb. 5.2a) ist identisch mit der maximalen Orientierung der irregulären Struktur. Vermutlich lässt sich die irreguläre Struktur in diesem Bereich als eine Ansammlung von lokalisierten Strukturen interpretieren.

Innerhalb des Bistabilitäts-Bereiches ist es möglich, lokalisierte Strukturen durch Vorgabe einer lokalen Änderung der Orientierung zu erzeugen. Die Rauten in Abb. 5.2a geben die minimale Amplitude der Orientierung an, die nötig ist, um eine stabile lokalisierte Struktur zu erzeugen. Jede Störung, die unterhalb der dadurch näherungsweise definierten Separatrix bleibt, führt auf die unstrukturierte Lösung zurück, jede größere Störung erzeugt eine lokalisierte Struktur.

### 5.4.3 Wechselwirkung zwischen zwei lokalisierten Strukturen

#### Diskrete Abstände

Zu Beginn von Abschnitt 5.4.1 wurde berichtet, dass das System bei Vorgabe *einer* lokalisierten Struktur nach einer kurzen Einschwingphase in einen stationären Zustand übergeht, in dem sich die Position der lokalisierten Struktur nicht verändert.

Bei Vorgabe von zwei lokalisierten Strukturen beobachtet man in der Regel zunächst eine Bewegung entlang der Verbindungsgeraden. Je nach Anfangsabstand bewegen sie sich aufeinander zu oder voneinander fort, bis auch hier ein stationärer Zustand erreicht ist.

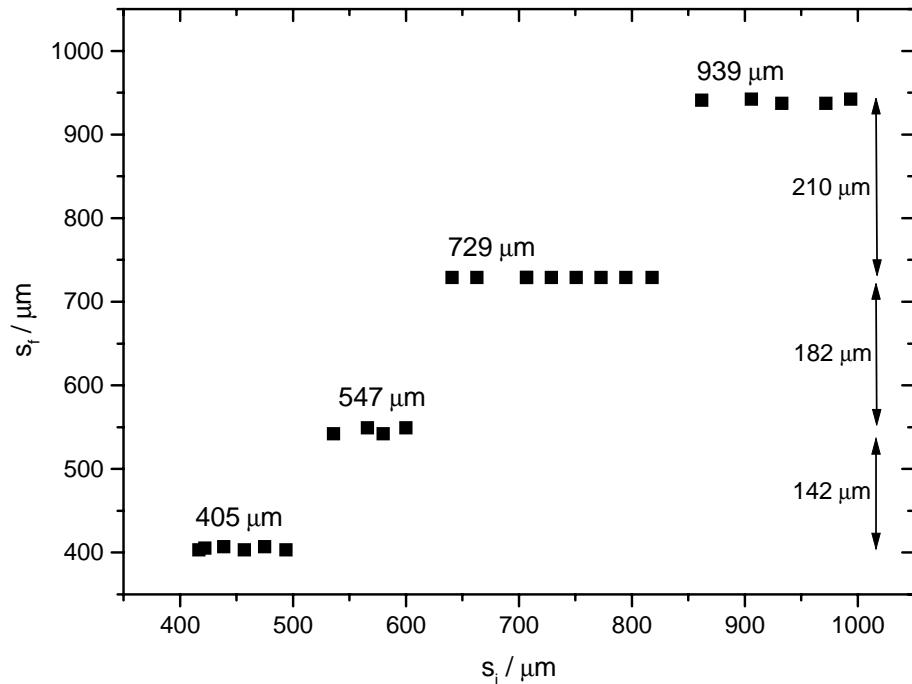


Abbildung 5.4: Endabstand zwischen zwei lokalisierten Strukturen als Funktion des zu Beginn der Simulation vorgegebenen Anfangsabstandes. Parameter wie in Abb. 5.1.

Abbildung 5.3 zeigt die Intensitätsverteilung des rückgekoppelten Feldes für vier solcher stationären Zustände.

Um diesen Sachverhalt systematisch zu untersuchen, wurden insgesamt 16 unterschiedliche Anfangsabstände  $s_i$  im Bereich von 400 bis 1000  $\mu\text{m}$  vorgegeben und jeweils der resultierende Endabstand  $s_f$  bestimmt. Das Ergebnis dieser Untersuchung ist in Abb. 5.4 aufgetragen. Es zeigt sich, dass innerhalb des untersuchten Bereiches von Anfangsabständen nur vier *diskrete* Werte für den Endabstand existieren. Jedem dieser diskreten Endabstände lässt sich ein Intervall von Anfangsabständen zuordnen. Jeder Anfangsabstand, der sich innerhalb eines dieser Intervalle befindet, hat denselben Endzustand zur Folge. Die Differenz dieser Abstände wird dabei von den kleinen zu den großen Abständen hin größer (vgl. Abb. 5.4).

Simuliert wurde eine Wechselwirkungszone mit einer transversalen Ausdehnung von 4 mm, die auf einem Gitter mit  $256 \times 256$  Gitterpunkten diskretisiert wurde. Benachbarte Gitterpunkte liegen in diesem Fall um etwa  $\delta x = 0.016$  mm auseinander. Die Differenzen zwischen den diskreten Werten der Abstände betragen 142  $\mu\text{m}$ , 182  $\mu\text{m}$  und 212  $\mu\text{m}$  und sind damit deutlich größer. Numerische Artefakte, wie ein *Einrasten*

auf Gitterpunkten, spielen hier also keine signifikante Rolle. Die Wechselwirkung infolge des periodisch fortgesetzten Gitters ist gegenüber der Wechselwirkung entlang der Verbindungsleitung vernachlässigbar. Der Mittelpunkt einer lokalisierten Struktur wurde durch eine gewichtete Mittelung über einen kleinen Ausschnitt um das Maximum berechnet. Die Streuung von maximal  $6 \mu\text{m}$  innerhalb der diskreten Abstände ist kleiner als die Ausdehnung eines Pixels des numerischen Gitters.

In [Fel98] wurde nachgewiesen, dass die eingenommenen Zustände stabil gegenüber einer Erhöhung der Rauschamplitude auf ca. 5–10% der Feldstärke des rückgekoppelten Feldes sind. Erst darüber hinaus ändert sich das Verhalten des Systems qualitativ.

## Überlagerung von Beugungsringen

In numerischen Untersuchungen eines Mikro-Resonators mit einem Halbleiter-Material als nichtlinearem Medium wird über zwei qualitativ unterschiedliche Arten von lokalisierten Strukturen berichtet [TSB<sup>+</sup>99]: In bestimmten Parameterbereichen findet man lokalisierte Strukturen, bei denen die Intensitätsverteilung zum Rand hin monoton abfällt, es gibt also keine Beugungsringe. In diesem Fall ergibt sich genau ein Abstand, in dem ein Zustand aus zwei lokalisierten Strukturen stationär ist. In anderen Parameterbereichen findet man lokalisierte Strukturen, die, ähnlich wie in dem hier vorgestellten System, von Beugungsringen umgeben sind. In diesem Fall existieren mehrere Abstände, in denen Zustände mit zwei lokalisierten Strukturen stabil sind. Diese *Gleichgewichts-Abstände* werden auf die Überlagerung von Beugungsringen zurückgeführt. Bei allen dort gefundenen Gleichgewichts-Abständen überlagern sich ein bestimmtes *Beugungsminimum* der ersten und ein bestimmtes *Beugungsmaximum* der zweiten lokalisierten Struktur, also *ungleichartige Extrema*.

Die Vermutung liegt nahe, dass die Existenz von Beugungsringen auch im hier untersuchten System dafür verantwortlich ist, dass von den lokalisierten Strukturen diskrete Abstände eingenommen werden. Um diesen Sachverhalt systematisch zu untersuchen, ist eigentlich eine Betrachtung des gesamten zwei-dimensionalen Grundgebietes notwendig. In erster Näherung werden hier jedoch ein-dimensionale Schnitte durch die transversale Intensitätsverteilung entlang der Verbindungsleitung zweier lokalisierter Strukturen betrachtet.

Die Abbildungen 5.5 und 5.6 zeigen für jeden der diskreten Abstände jeweils einen Schnitt durch den stationären Zustand mit zwei lokalisierten Strukturen und einen Schnitt durch eine lokalisierte Struktur, der zusätzlich nochmal um den jeweiligen dis-

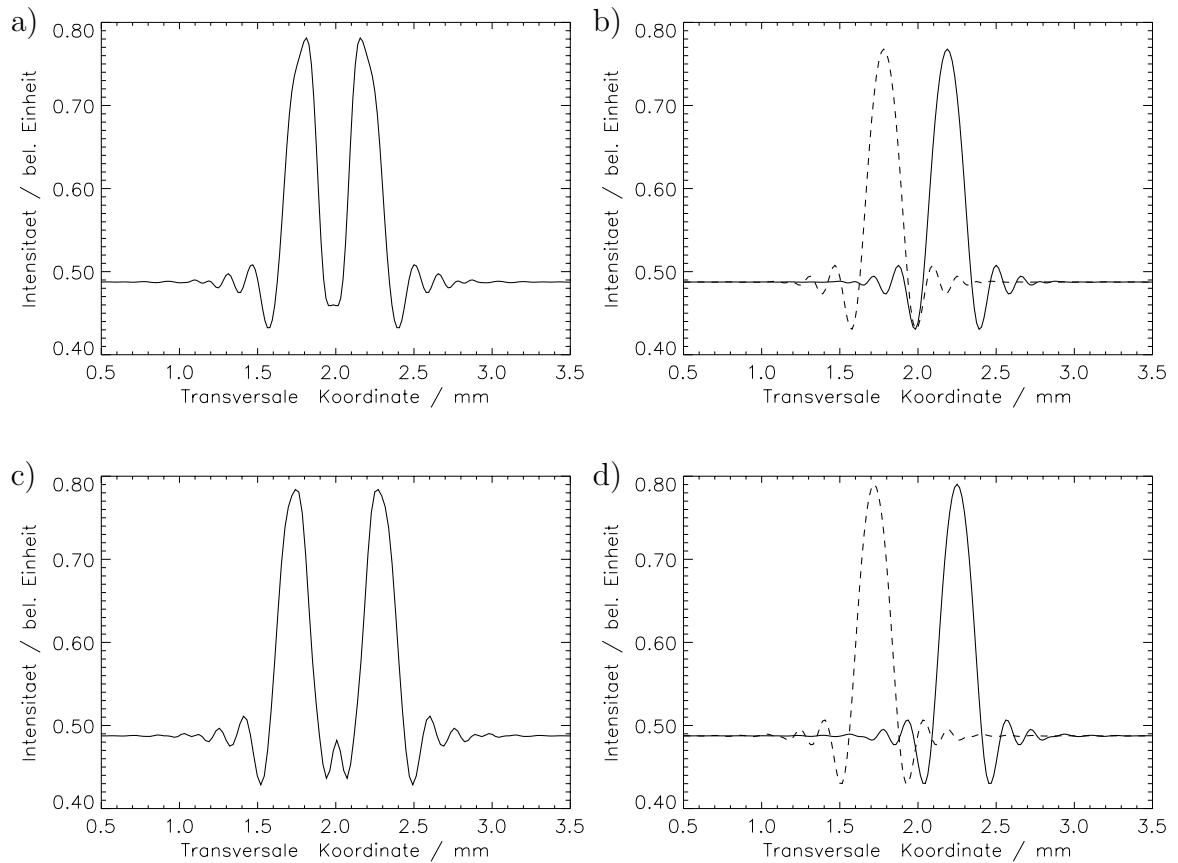


Abbildung 5.5: **Transversales Profil von zwei lokalisierten Strukturen.** a) Schnitt durch stationären Zustand mit  $s_f = 0.405 \text{ mm}$ , b) Querschnitt durch eine lokalisierte Struktur, die zusätzlich um  $0.405 \text{ mm}$  verschoben aufgetragen wurde, c) Schnitt durch stationären Zustand mit  $s_f = 0.547 \text{ mm}$ , d) Querschnitt durch eine lokalisierte Struktur, die zusätzlich um  $0.547 \text{ mm}$  verschoben aufgetragen wurde. Parameter wie in Abb. 5.1.

kreten Abstand verschoben aufgetragen wurde. Dabei zeigt sich in der Tat, dass ein stationärer Zustand jeweils durch die Überlagerung bestimmter Beugungsextrema gekennzeichnet ist.

Für den kleinsten diskreten Abstand ( $s_f = 405 \mu\text{m}$ ) zeigt sich eine deutliche Überlappung der beiden ersten Nebenminima (Abb. 5.5b). Bei den beiden folgenden Abständen ( $s_f = 547 \mu\text{m}$ ,  $s_f = 729 \mu\text{m}$ ) beobachtet man eine etwas andere Konfiguration. Hier überlappen ungleichartige Extrema: für  $s_f = 547 \mu\text{m}$  das erste Nebenminimum der einen mit dem ersten Nebenmaximum der zweiten lokalisierten Struktur (Abb. 5.5d), für  $s_f = 729 \mu\text{m}$  das zweite Nebenminimum der einen mit dem ersten Nebenmaximum der zweiten lokalisierten Struktur (Abb. 5.6b). Beim größten

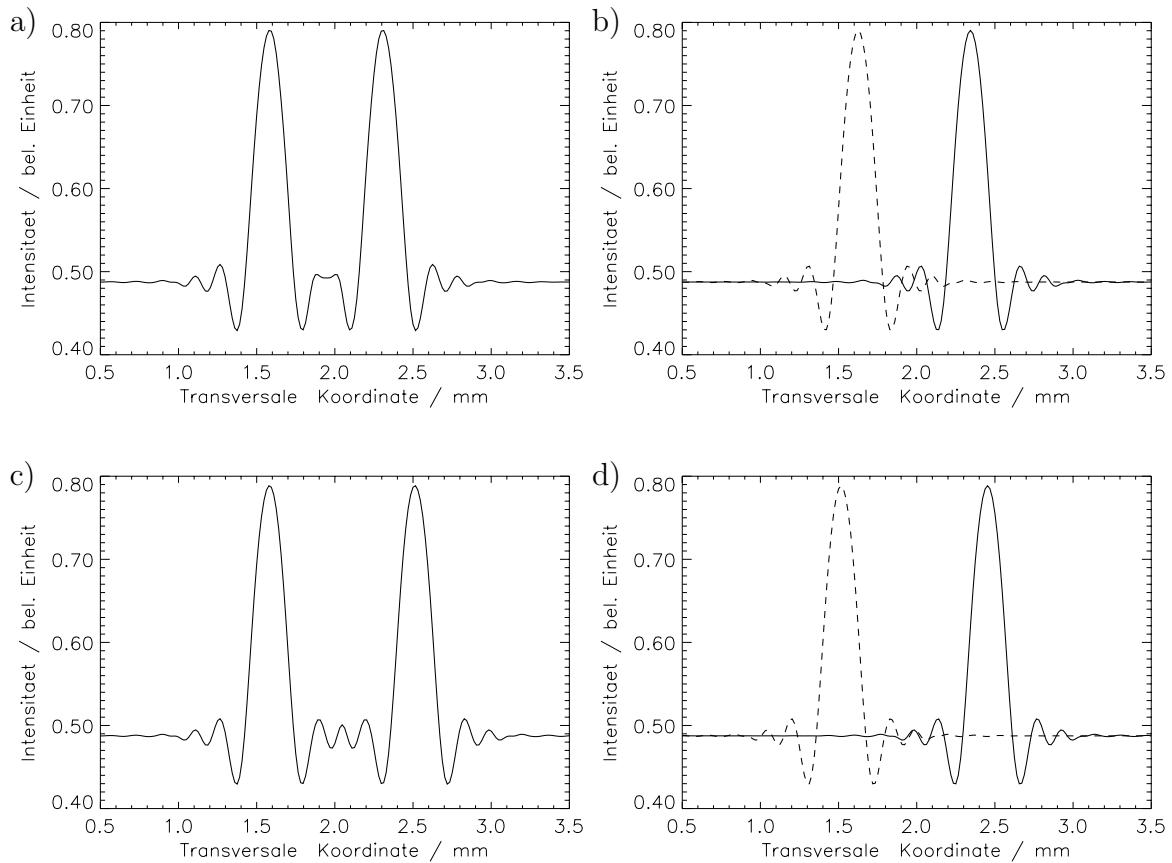


Abbildung 5.6: **Transversales Profil von zwei lokalisierten Strukturen.** a) Schnitt durch stationären Zustand mit  $s_f = 0.729$  mm, b) Querschnitt durch eine lokalisierte Struktur, die zusätzlich um 0.729 mm verschoben aufgetragen wurde, c) Schnitt durch stationären Zustand mit  $s_f = 0.939$  mm, d) Schnitt durch stationären Zustand mit  $s_f = 0.939$  mm. Parameter wie in Abb. 5.1.

hier gefundenen Abstand überlappen wieder gleichartige Extrema, nämlich die beiden zweiten Nebenmaxima der einzelnen lokalisierten Strukturen (Abb. 5.6d).

Insgesamt lässt sich ein offensichtlicher Zusammenhang zwischen der Lage der Beugungsextrema und der Größe der diskreten Abstände feststellen. Anders als in [TSB<sup>+</sup>99] gibt es hier allerdings sowohl Konfigurationen, in denen eine Überlagerung zwischen *gleichartigen* Extrema zu erkennen ist als auch Konfigurationen, in denen sich *ungleichartige* Extrema überlagern.

In [Fel98] sind entsprechende Rechnungen im selben System zu anderen Kontroll-Parametern durchgeführt worden. Ein Vergleich der Ergebnisse zeigt, dass sich prinzipiell das gleiche Verhalten ergibt.

# Kapitel 6

## Diskussion der Ergebnisse

Als zentrale Ergebnisse dieser Arbeit werden der Nachweis, dass es sich bei den beobachteten Intensitätsmaxima tatsächlich um stabile lokalisierte Strukturen handelt, sowie der Nachweis der Existenz einer Wechselwirkung zwischen diesen lokalisierten Strukturen angesehen. Diese beiden Thesen werden im Folgenden anhand der in Kapitel 4 und 5 vorgestellten experimentellen Untersuchungen und numerischen Ergebnisse begründet. Dabei soll insbesondere phänomenologisch gezeigt werden, dass die bevorzugten Abstände auf eine *Kopplung* von ringförmigen Modulationen in der Magnetisierung zurückzuführen sind, welche durch die Beugungsringe im rückgekoppelten Feld vermittelt wird. Weiterhin wird gezeigt, dass sich die beobachteten Cluster aus mehreren lokalisierten Strukturen direkt aus diesen bevorzugten Abständen ableiten lassen.

### 6.1 Beobachtung stabiler lokalisierter Strukturen

Aus den in Abschnitt 4.2.1 und Abschnitt 4.3.1 vorgestellten Untersuchungen wird geschlossen, dass es sich bei den hier beobachteten lokalisierten Intensitätsmaxima tatsächlich um eine experimentelle Realisation lokalisierter Strukturen handelt: Die Position einzelner lokalisierter Strukturen wird zwar durch die experimentell unvermeidbaren Rahmenbedingungen wie Inhomogenität des Hintergrundstrahls und kleine Asymmetrien im experimentellen Aufbau beeinflusst, ist aber im Rahmen dieser Einschränkungen beliebig. Dieser Zusammenhang wird in Abschnitt 6.1.2 näher erläutert werden. Bei der Durchführung der numerischen Simulationen zeigt sich, dass sich eine stationäre lokale Struktur auf einem homogenen Grundgebiet an beliebiger Stelle

erzeugen lässt.

Es wurde gezeigt, dass einzelne lokalisierte Strukturen gezielt mit Hilfe eines Zündstrahls erzeugt und mit Hilfe eines Löschstrahls auch wieder gelöscht werden können. Das bistabile Verhalten des Systems wird durch die Beobachtung zweier transienter Phänomene belegt, die die Verlangsamung der Dynamik bistabiler Systeme in der Nähe des kritischen Punktes bestimmen: das *critical slowing down* und das *noncritical slowing down*.

Lokalisierte Strukturen werden in Form von Clustern bei konstanten Parametern in unterschiedlichen Anzahlen und Konfigurationen beobachtet. Die Konfigurationen weisen keine eindeutige Symmetrie auf, insbesondere formieren sich die lokalisierten Strukturen nicht nur in einer *dichtesten Packung*. Es handelt sich also um individuelle Einheiten, die nicht Teil eines periodischen, räumlich ausgedehnten Musters sind.

### 6.1.1 Modellvorstellung zur Entstehung einer lokalisierten Struktur

Die Entstehung einer lokalisierten Struktur lässt sich auf der Grundlage des Wechselspiels zwischen den nichtlinearen optischen Eigenschaften des Mediums und der Beugung im Vakuum durch eine einfache Modellvorstellung deutlich machen, welche in ähnlicher Weise schon in [Thü97] für die Entstehung von lokalisierten Strukturen in einem LCLV mit einfacher Rückkopplung vorgeschlagen wurde.

Danach geht man davon aus, dass sich an einer beliebigen Position innerhalb der transversalen Ebene des nichtlinearen Mediums ein räumlich lokalisiertes Maximum in der Verteilung des Brechungsindexes gebildet hat. Ein solches lokalisiertes Maximum entsteht beispielsweise bei Einstrahlung des Zündstrahls, da die Hintergrundintensität bei den hier vorgestellten Untersuchungen im Bereich kurz vor der ansteigenden Flanke der Kennlinie liegt, die den Zusammenhang zwischen dem Brechungsindex und der Intensität des einfallenden Lichtfeldes beschreibt. Auf einen Teil des Hintergrundstrahls wirkt die lokale Brechungsindexerhöhung wie eine räumlich begrenzte Sammellinse innerhalb einer ansonsten unstrukturierten Verteilung des Brechungsindexes. Dieser Teil wird somit fokussiert. Auf Grund der Beugung bei der Ausbreitung des Lichtfeldes zum Spiegel und zurück bilden sich Beugungsringe. Für eine bestimmte Brennweite und einen bestimmten Durchmesser der gedachten, induzierten Linse wird diese durch die rückgekoppelte Intensitätsverteilung aufrechterhalten und die lokalisierte Struktur stabilisiert sich.

Diese Vorstellung stimmt mit der in Abschnitt 4.3.1 gezeigten Veränderung der Intensitätsverteilung einer lokalisierten Struktur bei Ausbreitung zum Spiegel und zurück überein. Dort wurde gezeigt, dass die Intensität im Zentrum einer lokalisierten Struktur während der Ausbreitung zum Rückkoppelspiegel und zurück zunächst ein Maximum durchläuft und dann auf Grund der Beugung wieder langsam abnimmt.

### 6.1.2 Position der lokalisierten Strukturen auf dem Hintergrundstrahl

In verschiedenen theoretisch behandelten Systemen wurde gezeigt, dass sich lokale Strukturen durch kleine Phasen- oder Amplitudenmodulationen des Hintergrundstrahls beeinflussen lassen [MF90, FS96, GLS<sup>+</sup>99, STB<sup>+</sup>98].

Solche Phasen- und Amplitudenmodulationen können im Experiment einerseits leicht unkontrolliert durch kleine Asymmetrien im experimentellen Aufbau zustande kommen, wie sie sich z.B. auf Grund von kleinen Gradienten in der Homogenität der Teilchenzahldichte oder kleinen Verkippungen des Rückkoppelspiegels [SAS<sup>+</sup>97] ergeben. Andererseits weist schon der Hintergrundstrahl an sich eine gaußförmige Intensitätsverteilung auf, welche zu einer räumlichen Variation des Brechungsindexes des nichtlinearen Mediums und damit der Phase des transmittierten Strahls führt. Je nachdem, ob man sich im Bereich vor dem Minimum oder nach dem Minimum der Kennlinie befindet, kann es auf diese Weise schon zu einer geringen *Selbstfokussierung* oder *Selbstdefokusierung* des Hintergrundstrahls kommen [She84, Ack96]. Das könnte zur Folge haben, dass lokale Strukturen im defokussierenden Fall zum Rand des Strahls oder im fokussierenden Fall zum Strahlzentrum gedrängt werden.

Ferner wurde in [Ack96] bereits für den Fall von periodischen Mustern gezeigt, dass ringförmige Bereiche um das Zentrum auf Grund des inhomogenen Hintergrundstrahls qualitativ ein sehr unterschiedliches Verhalten zeigen können. Das gilt insbesondere, wenn die Intensität des Hintergrundstrahls sich lokal im Bereich der steil ansteigenden Flanke der Kennlinie befindet. Das ist auch bei den hier vorgestellten Untersuchungen der Fall. In diesem Bereich haben schon kleine Änderungen der Leistung große Änderungen der Antwort des nichtlinearen Mediums zur Folge. In diesem Zusammenhang wurde in Abschnitt 4.2.1 gezeigt, dass lokale Strukturen nur in einem begrenzten Leistungsbereich existieren. Dem entspricht auf Grund der zum Rand des Hintergrundstrahls hin abfallenden Intensität ein gewisser Entfernungsbereich vom Zentrum.

Ein Wechselspiel dieser Effekte führt vermutlich zur Bevorzugung gewisser Bereiche

auf dem Hintergrundstrahl. Es ergibt sich eine Bevorzugung gewisser Entfernungsbereiche vom Zentrum, welche auf die zum Rand des Strahls hin fallende Intensitätsverteilung zurückzuführen ist und zusätzlich eine Bevorzugung bestimmter Positionen innerhalb dieser Entfernungsbereiche auf Grund der oben beschriebenen Asymmetrien.

Die Bevorzugung bestimmter Abstände zwischen zwei lokalisierten Strukturen wird durch diese Effekte vermutlich geringfügig beeinflusst. Diese Effekte scheinen aber nur kleine Störungen darzustellen, da Zustände aus zwei lokalisierten Strukturen, die denselben mittleren Abstand zuzuordnen sind, an unterschiedlichen Positionen auf dem Hintergrundstrahl beobachtet werden.

## 6.2 Phänomenologische Deutung der Wechselwirkung

### 6.2.1 Wechselwirkung zwischen zwei lokalisierten Strukturen

In Abschnitt 4.4.2 wurde gezeigt, dass ein Zustand aus zwei lokalisierten Strukturen dadurch gekennzeichnet ist, dass der relative Abstand mit großer Wahrscheinlichkeit einem von drei bevorzugten Werten entspricht. In numerischen Simulationen wird deutlich, dass aus diesen *bevorzugten Abständen* in einem in transversaler Richtung homogenen System und ohne die experimentell schwer vermeidbaren Störungen wie Drift und Fluktuation von Kontroll-Parametern *diskrete Abstände* werden. Wie in Abschnitt 5.4.3 gezeigt wurde, gibt es dabei einen offensichtlichen Zusammenhang zwischen den Radien der Beugungsringe einer lokalisierten Struktur und diesen diskreten Abständen. Dieser Zusammenhang äußert sich in einer deutlichen Überlagerung bestimmter Beugungsextrema.

In diesem Abschnitt wird untersucht, ob sich die im Experiment beobachteten mittleren Abstände aus den in den numerischen Simulationen vorhergesagten Überlagerungen von Beugungsextrema herleiten lassen.

Zu diesem Zweck wurde zunächst das radiale Intensitätsprofil einer einzelnen lokalisierten Struktur aus der ersten in Abschnitt 4.4.2 vorgestellten Messung berechnet. Die Parameter, mit denen die Messung durchgeführt wurde, stimmen mit den Parametern überein, die für die numerischen Simulationen gewählt wurden. Abb. 6.1 zeigt die vier Konfigurationen, die sich ergeben, wenn man dieses Profil zusätzlich soweit verschoben in einem Diagramm aufträgt, dass die in den numerischen Simulationen vorhergesagte

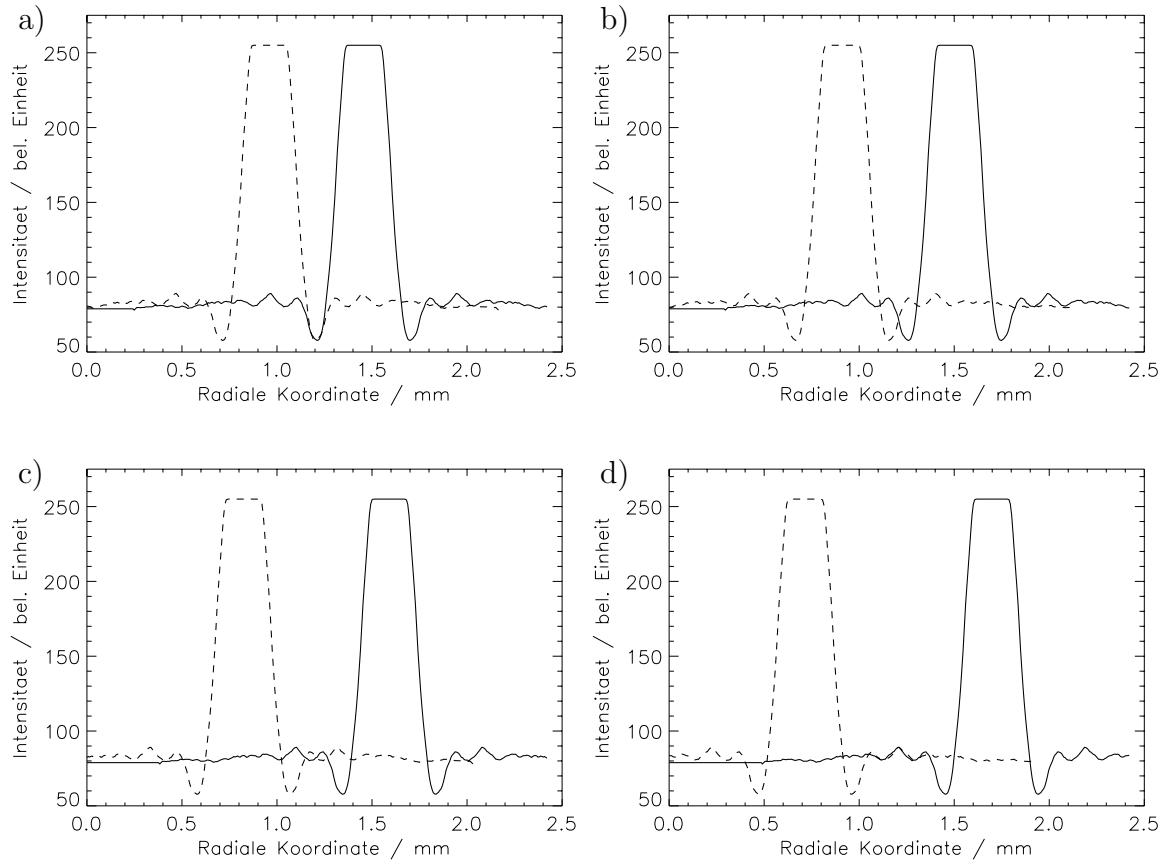


Abbildung 6.1: Radiales Profil einer im Experiment beobachteten lokalisierten Struktur, das zusätzlich soweit verschoben aufgetragen wurde, dass sich die theoretisch vorhergesagte Überlagerung von Beugungsextrema ergibt. Das Plateau im Bereich des Zentrums der Profile ergibt sich aus der Sättigung der Kamera. a) 1. Min  $\leftrightarrow$  1. Min, b) 1. Min  $\leftrightarrow$  1. Max, c) 2. Min  $\leftrightarrow$  1. Max, d) 2. Max  $\leftrightarrow$  2. Max. Parameter wie in Abb. 4.19.

Überlagerung zustande kommt.

Aus diesen Konfigurationen lassen sich nun die Abstände  $s_v$  berechnen, die sich im Experiment bei den theoretisch vorhergesagten Kopplungen ergeben würden. Tabelle 6.1 stellt die in den numerischen Simulationen gefundenen Abstände  $s_f$  und die so vorhergesagten Abstände  $s_v$  den tatsächlich im Experiment beobachteten mittleren Abständen  $s_m$  gegenüber. Der Fehler bei der Bestimmung des vorhergesagten Abstandes  $s_v$  resultiert aus der Variation der Radien der Beugungsringe der experimentell bestimmten Intensitätsprofile mit unterschiedlicher Entfernung zum Zentrum des Hintergrundstrahls. Die Variation ist für die verschiedenen Beugungsringe unterschiedlich groß, so dass sich - je nachdem, welche Beugungsringe beteiligt sind - unterschiedliche

Tabelle 6.1: **Vergleich Experiment - Numerik.**  $s_f$ : diskreter Abstand, der sich aus der Numerik ergibt,  $s_v$ : vorhergesagter Abstand, der sich aus der theoretisch vorhergesagten Überlagerung von Beugungsringen ergibt,  $s_m$ : im Experiment beobachteter mittlerer Abstand.

$s_f$ / mm	Konfiguration	$s_v$ / mm	$s_m$ / mm
$0.405 \pm 0.008$	1. Min $\leftrightarrow$ 1. Min	$0.454 \pm 0.012$	$0.453 \pm 0.009$
$0.547 \pm 0.008$	1. Min $\leftrightarrow$ 1. Max	$0.547 \pm 0.018$	$0.568 \pm 0.007$
$0.729 \pm 0.008$	2. Min $\leftrightarrow$ 1. Max	$0.700 \pm 0.032$	nicht beobachtet
$0.939 \pm 0.008$	2. Max $\leftrightarrow$ 2. Max	$0.897 \pm 0.038$	$0.836 \pm 0.025$

Fehler ergeben. Der Fehler bei der Bestimmung der diskreten Abstände  $s_f$  aus den numerischen Simulationen ergibt sich aus der Diskretisierung des Grundgebietes und der Genauigkeit der Bestimmung des Mittelpunktes einer lokalisierten Struktur und wird zu  $\pm 0.008$  mm abgeschätzt. Für die mittleren Abstände  $s_m$  wird die Standardabweichung angegeben, die sich aus der Mittelung über eine große Zahl von Abständen ergeben hat.

Es zeigt sich, dass die im Experiment beobachteten Abstände mit den vorhergesagten Abständen im Rahmen der Messgenauigkeit übereinstimmen. Der mit  $s_v = 0.700$  mm vorhergesagte Abstand wurde im Experiment nicht beobachtet. Die Ursache ist zur Zeit noch unklar. Es wird jedoch vermutet, dass die entsprechende Konfiguration zu instabil im Vergleich zu den Fluktuationen der experimentellen Parameter ist. Die - außer im Falle des zweitkleinsten Abstandes - etwas größeren Abweichungen zwischen den Abständen  $s_f$  und den Abständen  $s_v$  ergeben sich aus den unterschiedlichen Radien der Beugungsringe von lokalisierten Strukturen in den numerischen Simulationen auf homogenem Grundgebiet und im Experiment. Diese unterschiedlichen Radien sind vermutlich eine Folge der unterschiedlichen Intensitätsverteilungen des eingestrahlten Lichtfeldes.

Aus den in diesem Abschnitt vorgestellten Zusammenhängen wird geschlossen, dass die Ursache für die Existenz bevorzugter Abstände in der Modulation der Beugungsringe der beteiligten lokalisierten Strukturen liegt. Wie im Rahmen der numerischen Simulationen gezeigt wurde, bewirkt diese Modulation des reflektierten Lichtfeldes

eine ähnliche Modulation der dynamischen Variablen des Systems. Die Frage, ob die Überlagerung ungleichartiger Extrema in den Verteilungen der dynamischen Variablen zu einer Stabilisierung führt, oder die Überlagerung gleichartiger Extrema, lässt sich auf der Grundlage der hier vorgestellten Untersuchungen nicht eindeutig beantworten. Wie Tabelle 6.1 zu entnehmen ist, gibt es Hinweise für beide Fälle. In dieser Beziehung ergibt sich auch aus der Literatur ein uneinheitliches Bild. Für verschiedene Systeme, in denen lokalisierte Strukturen theoretisch oder experimentell untersucht werden [TSB<sup>+</sup>99, STKT97, MPL97] gibt es die Vorhersage bzw. die Beobachtung, dass lokalisierte Strukturen über ihre Beugungsringe wechselwirken. So werden in [TSB<sup>+</sup>99] und [MPL97] die stationären Abstände zwischen zwei lokalisierten Strukturen auf eine Stabilisierung durch die Überlagerung ungleichartiger Extrema zurückgeführt. Demgegenüber wird in [STKT97] davon ausgegangen, dass die Beugungsmaxima einer lokalisierten Struktur bevorzugte Positionen für andere lokalisierte Strukturen sind, so dass es zu einer Überlagerung gleichartiger Extrema kommt.

Diese verschiedenen Vorhersagen und Beobachtungen weisen darauf hin, dass eine einfache Betrachtung eines Punktes auf der Verbindungsgeraden zweier lokalisierten Strukturen nicht ausreichend ist, um exaktere Aussagen zu machen. Dazu muss vielmehr das gesamte zwei-dimensionale Grundgebiet in die Untersuchung mit einbezogen werden.

Zur Klärung der Frage, welcher Mechanismus im untersuchten System zur Stabilisierung bestimmter stationärer Zustände führt, wird eine analytische Untersuchung der Wechselwirkung vorgeschlagen. Dazu kann ein störungstheoretischer Ansatz als Grundlage dienen, der in [SSBP98] zur Herleitung von stabilen Zuständen von lokalisierten Strukturen in *Reaktions-Diffusions-Systemen* verwendet wird. Mit Hilfe dieses Ansatzes, bei dem die Ausläufer einer lokalisierten Struktur als Störung einer zweiten lokalisierten Struktur behandelt werden, lässt sich ein analytischer Ausdruck für die Relativgeschwindigkeit der beiden lokalisierten Strukturen herleiten. Dieser Ausdruck beinhaltet ein Überlapp-Integral über das gesamte Grundgebiet, das in [SSBP98] numerisch gelöst wird, da die analytisch nicht bekannte Form einer einzelnen lokalisierten Struktur in den Integranden eingeht. Es zeigt sich, dass eine oszillierende Modulation der Ausläufer einer lokalisierten Struktur zu einem Überlapp-Integral führt, das in Abhängigkeit vom Abstand der lokalisierten Strukturen alternierend ein positives oder ein negatives Vorzeichen aufweist. Ein negatives Vorzeichen führt dabei zu einer Anziehung, ein positives zu einer Abstoßung der lokalisierten Strukturen. Die Nullstellen der Relativgeschwindigkeit entsprechen abwechselnd stabilen und instabilen *gebundenen*

nen Zuständen - analog den in dieser Arbeit beschriebenen diskreten Abständen. Ein Vergleich mit der Form einer lokalisierten Struktur zeigt, dass die stabilen Zustände Konfigurationen entsprechen, bei denen das Hauptmaximum einer lokalisierte Struktur auf einem Nebenmaximum einer anderen *einrastet*.

Ähnliche Ansätze existieren auch für verschiedene optische Systeme [SF99, Thü97].

### 6.2.2 Deutung der Cluster

In verschiedenen Systemen, in denen lokalisierte Strukturen untersucht werden, die sich zu Clustern formieren, wird davon ausgegangen, dass die Form der Cluster sich im Wesentlichen aus den bevorzugten Abständen von zwei lokalisierten Strukturen ergibt [RK90, SSBP98]. Es wird vermutet, dass das auch hier der Fall ist. Dieser Zusammenhang soll im Folgenden anhand der in Abschnitt 4.4.4 vorgestellten Cluster diskutiert werden.

In der in Abschnitt 4.4.4 vorgestellten Messreihe wurden nur zwei unterschiedliche bevorzugte Abstände zwischen zwei lokalisierten Strukturen beobachtet. Diese sind

- $s_{m1} = 446 \mu\text{m}$ ,
- $s_{m2} = 847 \mu\text{m}$ .

Eine Untersuchung der radialen Intensitätsprofile zeigt, dass sich hier die gleichen Beugungsringe überlagern, wie im vorigen Abschnitt bei den entsprechenden Abständen. Die Cluster D3 (gleichseitiges Dreieck) und D4 (fast lineare Kette) enthalten ausschließlich diese Abstände.

Bei den anderen beiden Clustern mit drei Konstituenten ergeben sich zusätzlich noch zwei weitere Abstände, die zwar in diesem Fall nicht zwischen zwei lokalisierten Strukturen beobachtet wurden, bei denen aber ebenfalls eine Überlagerung bestimmter Beugungsringe festzustellen ist:

- $s_{m3} = 677 \mu\text{m}$  (1. Max  $\leftrightarrow$  1. Max),
- $s_{m4} = 740 \mu\text{m}$  (1. Max  $\leftrightarrow$  2. Min).

Die Abstände  $s_{m1}$ ,  $s_{m2}$  und  $s_{m4}$  entsprechen im Rahmen der Messgenauigkeit und der Abweichungen, die sich auf Grund von unterschiedlichen Positionen auf dem Hintergrundstrahl ergeben können, den Seitenlängen und der Länge der Diagonale, die für

den Typ V3 gefunden wurden:  $437 \mu\text{m}$ ,  $848 \mu\text{m}$  und  $747 \mu\text{m}$ . Dieser Typ wurde in Abschnitt 4.4.4 als gleichschenkliges Trapez beschrieben.

Bei dem mit V2 bezeichneten Typ stimmen drei der vier Seitenlängen ( $455 \mu\text{m}$  und  $679 \mu\text{m}$ ) mit den Abständen  $s_{m1}$  und  $s_{m3}$  überein, eine der Diagonalen entspricht mit  $854 \mu\text{m}$  dem Abstand  $s_{m2}$ . Die vierte Seitenlänge  $723 \mu\text{m}$  weicht etwas deutlicher von dem Abstand  $s_{m4} = 740 \mu\text{m}$  ab, entspricht aber ungefähr derselben Überlagerung von Beugungsringen. Bei der zweiten Diagonalen  $817 \mu\text{m}$  ist keine eindeutige Überlagerung von Beugungsexrema mehr festzustellen. Der Wert weicht um etwa  $30 \mu\text{m}$  von den nächstgelegenen Abständen ab, die sich aus einer Überlagerung von Beugungsringen ergeben würden.

Insgesamt lassen sich deutliche Übereinstimmungen der Abstände der einzelnen Konstituenten bei verschiedenen Clustern feststellen. Aus den Abständen, die bei Clustern mit drei Konstituenten auftreten bzw. aus den bevorzugten Abständen zwischen zwei lokalisierten Strukturen lassen sich teilweise die Cluster mit vier Konstituenten herleiten. Vermutlich nehmen aber mit steigender Anzahl von Konstituenten auch die Abweichungen zu, da sich die Wechselwirkung mehrerer lokalizierter Strukturen nicht nur auf die Wechselwirkung entlang der Verbindungsgeraden nächster Nachbarn beschränken lässt. Bei steigender Anzahl von Konstituenten ist auch zu erwarten, dass die Abweichungen infolge unterschiedlicher Entfernung zum Zentrum des Hintergrundstrahls einen größeren Einfluss gewinnen.



# Kapitel 7

## Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden die Eigenschaften und die Wechselwirkung von lokalisierten Strukturen in einer Einspiegelanordnung mit Natrium-Dampf als nichtlinearem Medium untersucht.

Es wurde gezeigt, dass bei blauverstimmter Einstrahlung von zirkular polarisiertem Licht stabile lokalisierte Strukturen beobachtet werden können, sofern ein externes Magnetfeld geeignet gewählt wird. Diese lokalisierten Strukturen werden durch ein deutliches, lokalisiertes Maximum in der Intensitätsverteilung des rückgekoppelten Lichtfeldes gekennzeichnet, welches von Beugungsringen umgeben ist. Bei einer Variation der Kontroll-Parameter verändern sich die Amplitude einer lokalisierten Struktur und die Radien der umgebenden Beugungsringe in charakteristischer Weise.

Lokalisierte Strukturen lassen sich gezielt mit Hilfe eines zweiten, fokussierten Laserstrahls zünden und löschen. Ob dieser fokussierte Strahl eine lokale Struktur zündet oder löscht, lässt sich über die Wahl seiner Polarisation im Vergleich zu der des Hintergrundstrahls kontrollieren. Die Dynamik des Zündens hängt dabei von der Länge und der Intensität der Einstrahlung mit dem fokussierten Strahl ab und lässt sich auf allgemeine transiente Phänomene zurückführen, die die Dynamik bistabiler Systeme in der Nähe des kritischen Punktes bestimmen.

Sofern mehrere lokale Strukturen simultan existieren, wechselwirken diese miteinander. Zwei lokale Strukturen nehmen gewisse bevorzugte Abstände zueinander ein, andere Abstände werden nicht beobachtet. Die Wechselwirkung der lokalisierten Strukturen hat sich als sehr empfindlich gegenüber Fluktuationen der experimentellen Parameter erwiesen. Insbesondere führen im Experiment unvermeidbare, schwache magnetische Wechselfelder im Bereich der Natriumzelle zu einer Oszillation des Ab-

standes zweier lokalisierter Strukturen um einen mittleren Abstand. Ansammlungen von mehr als zwei lokalisierten Strukturen formieren sich als Cluster, welche einfache geometrische Figuren bilden. Die Form dieser Cluster wird nicht durch eine eindeutige lokale Symmetrie bestimmt, sondern ergibt sich aus den bevorzugten Abständen zwischen zwei lokalisierten Strukturen.

In numerischen Simulationen auf der Basis eines mikroskopischen Modells werden stabile lokalisierte Strukturen gefunden, wenn die Parameter wie im Experiment gewählt werden. Hier konnten die Auswirkungen der Wechselwirkung unter idealisierten in Bedingungen in einem homogenen System studiert werden. In Übereinstimmung mit den experimentellen Beobachtungen konnte die Existenz diskreter Abstände nachgewiesen werden. Aus den numerischen Simulationen geht zudem ein Zusammenhang zwischen diesen diskreten Abständen und der Überlagerung bestimmter Beugungsringe der beteiligten lokalisierten Strukturen hervor. Diese Tatsache deutet darauf hin, dass die Wechselwirkung lokalisierter Strukturen durch die Beugungsringe in der Intensitätsverteilung des rückgekoppelten Lichtfeldes vermittelt wird.

Durch eine einfache Verkippung des Rückkoppelspiegels driften lokalisierte Strukturen über das Grundgebiet. In dieser Konfiguration lässt sich das System als ein einfaches Schieberegister für optische Bits ansehen.

Der Existenzbereich der lokalisierten Strukturen überschneidet sich teilweise mit dem Existenzbereich von nicht stationären spiralartigen Zuständen und Targetmustern. Es werden sowohl stationäre lokalisierte Strukturen auf einem Hintergrund von nicht stationären spiralartigen Zuständen als auch allein existierende spiralartige Zustände und Targetmuster in der Intensitätsverteilung des optischen Feldes beobachtet.

In zukünftigen Experimenten muss der Mechanismus detailliert untersucht werden, der die Wechselwirkung der lokalisierten Strukturen bestimmt. Um einen tieferen Einblick in die Bedeutung der Beugungsringe für die Wechselwirkung zu erhalten, wird eine Beeinflussung und möglicherweise Unterdrückung der Beugungsringe durch eine Raumfilterung innerhalb der Rückkopplung vorgeschlagen. Die Auswirkungen einer solchen Raumfilterung wurden bereits für lokale Strukturen in einem elektro-optischen System beschrieben [Thü97].

Weiterhin sollte eine analytische Beschreibung der Wechselwirkung versucht werden. Als Grundlage kann ein störungstheoretischer Ansatz dienen, wie er bereits für verschiedene Systeme erfolgreich eingesetzt worden ist [SSBP98, SF99]. Damit ließe sich der Mechanismus aufklären, der zur Stabilisierung bestimmter stationärer

Zustände führt.

Zur besseren Kontrolle lokalisierter Strukturen kann versucht werden, diese durch eine geeignete Phasen- oder Amplitudenmodulation des Hintergrundstrahls an bestimmte diskrete Positionen zu binden. Eine solche Vorgabe von diskreten Punkten innerhalb der transversalen Ebene bildet die Grundlage für einen selbstkorrigierenden optischen Speicher, wie er beispielsweise in [FS96] vorgeschlagen wird.

Ferner wurde die Entstehung der spiralartigen Zustände und der Targetmuster in der Intensitätsverteilung des optischen Feldes noch nicht detailliert untersucht. In diesem Zusammenhang stellt sich insbesondere die Frage, wie diese Zustände mit den lokalisierten Strukturen wechselwirken, wenn diese Phänomene simultan existieren.



# Literaturverzeichnis

- [ABL<sup>+</sup>97] A. Aumann, B. Büthe, Yu.A. Logvin, T. Ackemann, and W. Lange. *Polarized patterns in sodium vapour with single mirror feedback*. Phys. Rev. A **56**, R1709–R1712, 1997.
- [Ack96] T. Ackemann. *Spontane Musterbildung in einem atomaren Dampf mit optischer Rückkopplung*. Dissertation, Institut für Angewandte Physik, WWU Münster, 1996.
- [ALHL95] T. Ackemann, Yu.A. Logvin, A. Heuer, and W. Lange. *Transition between Positive and Negative Hexagons in Optical Pattern Formation*. Phys. Rev. Lett. **75**, 3450–3453, 1995.
- [ASP93] E. Ammelt, D. Schweng and H.G. Purwins. *Spatio-temporal pattern formation in a lateral high-frequency glow discharge system*. Phys. Lett. A **179**, 348–354, 1993.
- [Au99] A. Aumann. *Optical Patterns and Quasipatterns in an Alkali Metal Vapor with Feedback*. Dissertation, Institut für Angewandte Physik, WWU Münster, 1999.
- [Ber96] B. Berge. *Experimentelle Untersuchungen zur Driftinstabilität zweidimensionaler Strukturen in einem System mit optischer Rückkopplung*. Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik, WWU Münster, 1996.
- [BLP<sup>+</sup>97] M. Brambrilla, L.A. Lugiato, F. Prati, L. Spinelli and W.J. Firth. *Spatial Soliton Pixels in Semiconductor Devices*. Phys. Rev. Lett. **79**, 2042–2045, 1997.
- [Boy92] R.W. Boyd. *Nonlinear Optics*. Academic Press, Boston, 1992.
- [Bru94] H.-J. Bruns. *Das Video-Sampling Verfahren*. Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik, WWU Münster, 1994.

- [BTV92] V.Yu. Bazhenov, V.B. Taranenko, and M.V. Vasnetsov. *Transverse optical effects in bistable active cavity with nonlinear absorber on bacteriorhodopsin*. proc. of the SPIE **1840**, 183–193, 1992.
- [CH93] M.C. Cross and P.C. Hohenberg. *Pattern formation outside of equilibrium*. Rev. Mod. Phys. **65**, 851–1112, 1993.
- [CTS93] E. Ciaramella, M. Tamburini, and E. Santamato. *Talbot assisted hexagonal beam patterning in a thin liquid crystal film with a single feedback mirror at negative distance*. Appl. Phys. Lett. **63**, 1604–1606, 1993.
- [Dav96] C. Davis. *Lasers and Electro-Optics*. Cambridge University Press, Cambridge, 1996.
- [DF91] G. D'Alessandro and W.J. Firth. *Spontaneous Hexagon Formation in a Nonlinear Optical Medium with Feedback Mirror*. Phys. Rev. Lett. **66**, 2597–2600, 1991.
- [DF92] G. D'Alessandro and W.J. Firth. *Hexagonal spatial patterns for a Kerr slice with a feedback mirror*. Phys. Rev. A **46**, 537–548, 1992.
- [Fel98] M. Feldmann. *Numerische Simulationen lokalisierter Strukturen in einem nichtlinearen optischen Medium*. Semesterarbeit, Institut für Angewandte Physik, WWU Münster, 1998.
- [FH98] W.J. Firth and G.K. Harkness. *Cavity Solitons*. Asian Journal of Physics **7**, 665–677, 1998.
- [FKR92] S.V. Fedorov, G.V. Khodova, and N.N. Rosanov. *Soliton-like transverse structures in passive and active optical bistable systems* proc. of the SPIE **1840**, 208–215, 1992.
- [Fir90] W.J. Firth. *Spatial instabilities in a Kerr medium with single feedback mirror*. J. Mod. Opt. **37**, 151–153, 1990.
- [FS96] W.J. Firth and A.J. Scroggie. *Optical Bullet Holes: Robust Controllable Localized States of a Nonlinear Cavity*. Phys. Rev. Lett. **76**, 1623–1626, 1996.
- [Gie98] B. Giese. *Experimente zur Fourierfilterung in einem optischen musterbildenden System*. Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik, WWU Münster, 1998.

- [GLS<sup>+</sup>99] A. Gatti, L.A. Lugiato, L. Spinelli, G. Tissoni, M. Brambilla, P. di Trapani, F. Prati, G.L. Oppo, and A. Berzanskis. *Nonlinear Optical Patterns: Applications to Spatial Soliton Arrays, Quantum Aspects*. Chaos, Solitons & Fractals **10**, 875–894, 1999.
- [GMP94] G. Grynberg, A. Maître, and A. Petrossian. *Flowerlike patterns generated by a laser beam transmitted through a rubidium cell with a single feedback mirror*. Phys. Rev. Lett. **72**, 2379–2382, 1994.
- [HM95] T. Honda and H. Matsumoto. *Buildup of spontaneous hexagonal patterns in photorefractive BaTiO<sub>3</sub> with a feedback mirror*. Opt. Lett. **20**, 1755–1757, 1995.
- [Kas57] A. Kastler. *Optical methods of atomic orientation and of magnetic resonance*. J. Opt. Soc. Am. **47**, 460–465, 1957.
- [KTT98] M. Kreuzer, B. Thüring and T. Tschudi. *Creation, Dynamics and Stability of Localized States in a Nonlinear Optical Single Feedback System*. Asian Journal of Physics **7**, 678–685, 1998.
- [LA98] Yu.A. Logvin, and T. Ackemann. *Interaction between Hopf and static instabilities in a pattern-forming optical system*. Phys. Rev. E **58**, 1654, 1998.
- [LAA<sup>+</sup>99] W. Lange, T. Ackemann, A. Aumann, E. Büchte, and Yu.A. Logvin. *Atomic vapors - a versatile tool in studies of optical pattern formation*. Chaos, Solitons & Fractals **10**, 617, 1999.
- [LBCA93] K. Lerman, E. Bodenschatz, D.S. Cannell, and G. Ahlers. *Transient Localized States in 2D Binary Liquid Convection*. Phys. Rev. Lett. **70**, 3572–3575, 1993.
- [Lef80] H.C. Lefevre. *Single-mode fibre fractional wave devices and polarization controllers*. Electronics Lett. **16**, 778–779, 1980.
- [LLA96] W. Lange, Yu.A. Logvin, and T. Ackemann. *Spontaneous optical patterns in an atomic vapor: Observation and simulation*. Physica D **96**, 230–241, 1996.
- [LSA99] Yu.A. Logvin, B. Schäpers, and T. Ackemann. *Stationary and drifting localized structures near a multiple bifurcation point*. Eingereicht bei Phys. Rev. E, 1999.

- [Man85] P. Mandel. *Scaling properties of switching pulses*. Opt. Commun. **55**, 293, 1985.
- [MB95] M. Möller and H.-J. Bruns. *Video-Sampling: A new low-cost method of capturing fast repetitive processes*. Rev. Sci. Instrum. **66**, 4535–4538, 1995.
- [MDLM86] F. Mitschke, R. Deserno, W. Lange, and J. Mlynek. *Magnetically induced optical self-pulsing in a nonlinear resonator*. Phys. Rev. A **33**, 3219–3231, 1986.
- [MF90] G.S. McDonald and W.J. Firth. *Spatial solitary-wave optical memory*. J. Opt. Soc. Am. B **7**, 1328–1335, 1990.
- [MF93] G.S. McDonald and W.J. Firth. *Switching dynamics of spatial solitary wave pixels*. J. Opt. Soc. Am. B **10**, 1081–1089, 1993.
- [MNS91] R. Meinel, G. Neugebauer, H. Steudel. *Solitonen*. Akademie Verlag, Berlin, 1991.
- [MPL97] D. Michaelis, U. Peschel, and F. Lederer. *Multistable localized structures and superlattices in semiconductor microcavities*. Phys. Rev. A **56**, R3366–R3369, 1997.
- [NECa] NEC Corporation. *Datenblatt zum OD-8802C AO Modulator Driver*.
- [NECb] NEC Corporation. *AO Modulator Driver Factory Test Data*.
- [Neu88] E.-G. Neumann. *Single-mode fibers*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1988.
- [NOTT95] R. Neubecker, G.L. Oppo, B. Thüring, and T. Tschudi. *Pattern formation in a liquid-crystal light valve with feedback, including polarization, saturation, and internal threshold effects*. Phys. Rev. A **52**, 791–808, 1995.
- [Ohl87] J. Ohlenbusch. *Entwicklung eines kostengünstigen, Mikroprozessor gesteuerten Wavemeters*. Diplomarbeit, Hannover, 1987.
- [OMS<sup>+</sup>99] G.-L. Oppo, R. Martin, A.J. Scroggie, G.K. Harkness, A. Lord, and W.J. Firth. *Control of Spatio-temporal Complexity in Nonlinear Optics*. Chaos, Solitons & Fractals, **10**, 865–874, 1999.
- [OV98] W. Oberschelp, G. Vossen. *Rechneraufbau und Rechnerstrukturen*. R. Oldenbourg Verlag, München, Wien, 1998.

- [PRN] Proxitronic *Nanocam Operation Manual*. 1998.
- [PSJ] Piezosystem Jena. *Datenblatt zu den Piezotranslatoren 1823 und 1824*. Jena, 1998.
- [RK90] N.N. Rosanov and G.V. Khodova. *Diffractive autosolitons in nonlinear interferometers*. J. Opt. Soc. Am. B **6**, 1057–1065, 1990.
- [Ros91] N.N. Rosanov. *Switching waves, autosolitons, and parallel digital-analogous optical computing*. proc. of the SPIE **1840**, 130–143, 1991.
- [Ros99] N.N. Rosanov. Persönliche Mitteilung, Oktober 1999.
- [Rus44] J.S. Russel. *Report on waves*. Report on 14th meeting, Brit. Assoc. Adv. Sci. Marray, London, 1844
- [SAL98] B. Schäpers, T. Ackemann, and W. Lange. *Generation of localized structures in sodium vapor by light-shift induced bistability*. Euroconference on *Patterns In Nonlinear Optical Systems (PINOS)*, Alicante, Mai 1998.
- [SAS<sup>+</sup>97] J.P. Seipenbusch, T. Ackemann, B. Schäpers, B. Berge, and W. Lange. *Drift instability and locking behavior of optical patterns*. Phys. Rev. A **56**, R4401–R4404, 1997.
- [Sch97] B. Schäpers. *Untersuchungen zu Driftinstabilität und Locking in einem System mit optischer Rückkopplung*. Diplomarbeit, Institut für Angewandte Physik, WWU Münster, 1997.
- [Sch98] B. Schäpers. *Numerische Integration der Materialgleichungen*. Gruppeninterner Bericht, 1998.
- [Sche99] C.P. Schenk. *Numerische und analytische Untersuchung solitärer Strukturen in zwei- und dreikomponentigen Reaktions-Diffusions-Systemen*. Dissertation, Institut für Angewandte Physik, WWU Münster, 1999.
- [SF99] D.V. Skryabin and W.J. Firth. *Interaction of cavity solitons in degenerate optical parametric oscillator*. Optics Lett. **24**, 1056–1058, 1999.
- [She84] Y.R. Shen. *The Principles of Nonlinear Optics*. Wiley, New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore, 1984.

- [SMA94] M. Saffman, D. Montgomery, and D.Z. Anderson. *Collapse of a transverse-mode continuum in a self-imaging photorefractively pumped ring resonator*. Opt. Lett. **19**, 518–520, 1994.
- [SSBP98] C.P. Schenk, P. Schütz, M. Bode and H.-G. Purwins. *Interaction of self-organized quasiparticles in a two-dimensional reaction-diffusion system: The formation of molecules*. Phys. Rev. E **57**, 6480–6486, 1998.
- [SSW98] G. Slekys, K. Staliunas, and C.O. Weiss. *Spatial localized structures in resonators with saturable absorber*. Opt. Commun. **149**, 113–16, 1998.
- [STB<sup>+</sup>98] L. Spinelli, G. Tissoni, M. Brambilla, F. Prati, and L.A. Lugiato. *Spatial solitons in semiconductor microcavities*. Phys. Rev. A **58**, 2542–2559, 1998.
- [STKT97] A. Schreiber, B. Thüring, M. Kreuzer, T. Tschudi. *Experimental investigation of solitary structures in a nonlinear optical feedback system*. Opt. Commun. **136**, 415–418, 1997.
- [STS<sup>+</sup>98] K. Staliunas, V.B. Taranenko, G. Slekys, R. Viselga, and C.O. Weiss. *Moving Spatial Solitons in active nonlinear optical resonators*. Phys. Rev. A **57**, 599–604, 1998.
- [SZM86] B. Segard, J. Zemmouri, and B. Macke. *Switching delays in optical bistability: an experimental study*. Opt. Commun. **60**, 323–327, 1986.
- [TBWE93] M. Tamburini, M. Bonavita, S. Wabnitz, and Santamato E. *Hexagonally patterned beam filamentation in a thin liquid-crystal film with a single feedback mirror*. Opt. Lett. **18**, 855–857, 1993.
- [Thü97] B. Thüring. *Spontane Entstehung und Selektion raumzeitlicher Muster in nichtlinear-optischen Rückkopplungssystemen*. Dissertation, TU Darmstadt, 1997.
- [TNT93] B. Thüring, R. Neubecker, and T. Tschudi. *Transverse pattern formation in liquid crystal light valve feedback system*. Opt. Commun. **102**, 111–115, 1993.
- [TSB<sup>+</sup>99] G. Tissoni, L. Spinelli, M. Brambilla, T. Maggipinto, I. Perrini, and L.A. Lugiato. *Cavity solitons in passive bulk semiconductor microcavities. II. Dynamical properties and control*. J. Opt. Soc. Am. B. **16**, 2095–2105, 1999.

- [TSW97] V.B. Taranenko, K. Staliunas, and C.O. Weiss. *Spatial soliton laser: Localized structures in a laser with a saturable absorber in a self-imaging resonator*. Phys. Rev. A **56**, 1582–1591, 1997.
- [UMS96] P.B. Umbanhowar, F. Melo and H.L. Swinney. *Localized excitations in a vertically vibrated granular layer*. Nature **382**, 793–796, 1996.
- [Yar96] A. Yariv. *Optical Electronics in Modern Communications*. Oxford University Press, New York, Oxford, 1997.



# Danksagung

Mein erster Dank gilt Herrn Prof. Dr. W. Lange für die interessante Aufgabenstellung und die freundliche Aufnahme in seine Arbeitsgruppe.

Ganz besonders danke ich Herrn Dipl.-Phys. B. Schäpers für die vorbildliche Betreuung und die fruchtbare Zusammenarbeit im Rahmen der Anfertigung dieser Diplomarbeit.

Weiterhin danke ich Herrn Dr. T. Ackemann und Herrn Dr. A. Aumann für viele wertvolle Anregungen zur Anfertigung dieser Arbeit und für ihre große Diskussions- und Hilfsbereitschaft. Herrn Dipl-Phys. E. Große Westhoff danke ich für zahlreiche Hinweise und Hilfen im Rahmen der experimentellen Untersuchungen und der EDV.

Meinen Eltern bin ich wegen ihrer selbstlosen Unterstützung während des gesamten Verlaufes meines Studiums zu großem Dank verpflichtet. Meinen Großeltern danke ich dafür, dass sie diese Arbeit gesponsert haben.

Nicht zuletzt gilt mein besonderer Dank meiner Freundin R. Singh, die mir in den letzten Jahren in allen Lebenslagen zur Seite gestanden ist.

Ich versichere, diese Arbeit selbständig angefertigt und außer den angegebenen keine weiteren Hilfsmittel verwendet zu haben.

Münster, Dezember 1999





