

Polarisationsgradientenkühlen eines langsamen Atomstrahls

Vom Fachbereich Physik der Universität Hannover
zur Erlangung des Grades
Doktor der Naturwissenschaften
Dr. rer. nat

genehmigte Dissertation
von
Dipl.-Phys. Max Rauner
geboren am 1.7.1970 in Berlin

1998

Referent: Prof. Dr. W. Ertmer

Koreferent: Prof. Dr. K. Danzmann

Tag der Promotion: 12. November 1998

Zusammenfassung

Die Kühlung neutraler Atome mit Hilfe von Laserlicht hat sich als wichtige experimentelle Technik in der Atom- und Quantenoptik etabliert. Mit dem Verfahren der Polarisationsgradientenkühlung werden Atome auf Temperaturen von wenigen Mikrokkelvin, weit unterhalb des Dopplerlimits, gekühlt. Die vorliegende Arbeit befaßt sich systematisch mit zentralen Fragen zur Polarisationsgradientenkühlung in zwei Dimensionen und in Anwesenheit magnetischer und optischer Potentiale. Vor allem für neue Anwendungen der Laserkühlung neutraler Atome in Magnet- und Dipolfallen ist die hier untersuchte Thematik von grundlegender Bedeutung.

Die Erweiterung der Polarisationsgradientenkühlung auf zwei Dimensionen ist nicht trivial. Das im allgemeinen aus drei oder vier Laserstrahlen erzeugte Polarisationsgradientenfeld besitzt keine Rotationssymmetrie. Dadurch kommt es zu einer Richtungsabhängigkeit der Laserkühlung. Im Rahmen dieser Arbeit konnten theoretisch vorhergesagte, charakteristische Impulsverteilungen der höherdimensionalen Laserkühlung mit einer Auflösung unterhalb der Photonenrückstoßgeschwindigkeit experimentell nachgewiesen werden. Dazu wurde die Dynamik der transversalen Kühlung eines langsamen Atomstrahls untersucht. Die theoretisch berechnete Zeitentwicklung der atomaren Geschwindigkeitsverteilung konnte qualitativ bestätigt werden.

Das Polarisationsgradientenkühlen in Anwesenheit eines zusätzlichen Dipolpotentials ist im Hinblick auf die Erzeugung von Bose-Einstein Kondensaten mit rein optischen Verfahren wichtig. Hier wurde detailliert die zweidimensionale Kühlung eines atomaren Ensembles untersucht, das im starken Dipolpotential eines blau frequenzverstimmten Laguerre-Gauß Modes erster Ordnung (TEM_{01}^*) eingeschlossen ist. Je nach Potentialstärke wurden bis zu achtzig Prozent der Atome auf sub-Dopplertemperatur gekühlt. Es zeigte sich, daß die Kühlung an Effizienz verliert, sobald der *light shift* des Fallenpotentials mit der Niveaushift durch die optische Melasse vergleichbar ist. Diese Ergebnisse stehen im Einklang mit Vorhersagen einer Quanten-Monte-Carlo Simulation, die in Zusammenarbeit mit einer niederländischen Forschungsgruppe entwickelt wurde.

Ein homogenes statisches Magnetfeld kann die Dynamik der atomaren Bewegung in einem Polarisationsgradientenfeld entscheidend beeinflussen. Durch die Raman-Kopplung von Zeeman-Niveaus im bewegten Bezugssystem werden Teile des Ensembles auf verschiedene diskrete Geschwindigkeiten sub-Dopplergekühlt. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden erstmals Geschwindigkeitsselektive Resonanzen in zweidimensionalen Polarisationsgradientenfeldern untersucht. Durch die Kombination von optischer Melasse und statischen Magnetfeldern konnten atomare Gitterstrukturen im Impulsraum erzeugt werden. Die Verwendung dieses Kühlschemas

gestattet es, die Dichteverteilung von Atomstrahlen gezielt zu strukturieren. Die Interpretation der Ergebnisse in der semiklassischen Näherung ergibt exzellente Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment.

Abstract

Laser cooling of neutral atoms has become an important experimental technique in recent years. With polarization gradient cooling atoms are routinely cooled into the micro-Kelvin regime, far below the Doppler limit. This thesis addresses fundamental questions related to polarization gradient cooling in two dimensions with additional magnetic and optical potentials. These issues are of major importance for new applications of laser cooling in dipole traps and in magnetic traps.

The generalization of polarization gradient cooling from one to two dimensions is not trivial. In general, the polarization gradient field, generated from three or four intersecting laser beams, is not symmetric with respect to rotation. This gives rise to a directional dependence of the cooling process. In this work, momentum distributions with features characteristic for higher dimensional laser cooling were investigated by studying the transverse cooling of a slow atomic beam. The resulting momentum structures were detected with a resolution below the single photon recoil momentum. Theoretical calculations of the time evolution of the atomic momentum distribution show qualitative agreement with the experiments.

Polarization gradient cooling in the presence of an additional light shift is important for Bose-Einstein condensation by purely optical means. In the work presented here, the two dimensional cooling of an atomic ensemble trapped in a blue detuned first order Laguerre-Gaussian mode (TEM_{01}^*) was studied in detail. Depending on the depth of the dipole potential up to 80 % of the atoms were cooled to sub-Doppler temperatures. The cooling efficiency decreased, when the additional light shift became comparable to the atomic level shift due to the optical molasses. These results agree well with a quantum-Monte-Carlo simulation which was developed in cooperation with a dutch research group.

A static and homogeneous magnetic field can significantly alter the dynamics of atomic motion in a polarization gradient field. Due to Raman coupling of Zeeman levels in a moving reference frame, parts of the ensemble can be sub-Doppler cooled to non-zero velocities. In the context of this thesis, these velocity selective resonances were studied in two dimensions for the first time. By combining magnetic fields with optical molasses, atomic lattice structures were generated in two-dimensional momentum space. The interpretation of the results in terms of a general resonance condition shows excellent agreement between theory and experiment.

Key words:

Laser cooling/Laserkühlung, Atom optics/Atomoptik, Quantum optics/Quantenoptik

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen der sub-Dopplerkühlung	9
2.1	Prinzip der Polarisationsgradientenkühlung	10
2.2	Kühlen im freien Raum	13
2.3	Kühlen in Dipolpotentialen	20
2.4	Kühlen in magnetischen Potentialen	27
2.5	Zusammenfassung	33
3	Kühlen im freien Raum	35
3.1	Einleitung	35
3.2	Experimenteller Aufbau	37
3.3	Polarisationsgradientenkühlen in 2D	39
3.3.1	Zeitentwicklung	40
3.3.2	Leistungsabhängigkeit	50
3.4	Zusammenfassung und Ausblick	57
4	Polarisationsgradientenkühlen in optischen Potentialen	59
4.1	Einleitung	59
4.2	Führen von Atomen in Dipolpotentialen	61
4.2.1	Versuchsaufbau	62
4.2.2	Experimentelle Ergebnisse	64

4.3	Polarisationsgradientenkühlen in schwachen und starken Dipolpotentialen	68
4.3.1	Kühlen in schwachen Dipolpotentialen	69
4.3.2	Kühlen in starken Dipolpotentialen	74
4.3.3	Zusammenfassung	76
5	Atomare Gitter im Impulsraum	79
5.1	Einleitung	79
5.2	Versuchsaufbau	81
5.3	Experimentelle Ergebnisse	84
5.3.1	Spezielle Magnetfeldorientierungen	88
5.3.2	Parameterabhängigkeit der Gitterstrukturen	90
5.4	Zusammenfassung	91
6	Bragg-Beugung langsamer Atome	93
6.1	Einleitung	93
6.2	Experimentelle Ergebnisse	96
6.3	Zusammenfassung und Ausblick	101
7	Ausblick	103
A	Termschema	107
B	Programmcodes	109

Kapitel 1

Einleitung

Als A. Ashkin und seine Mitarbeiter von den AT&T Bell Laboratorien im Jahr 1985 die erste optische Melasse für neutrale Atome demonstrierten, machten sie einen alten Traum der Physiker wahr. Zum ersten Mal war es möglich, eine frei schwebende Wolke von etwa einer Million Atomen in Ruhe zu untersuchen. Während Atome bei Zimmertemperatur mit Geschwindigkeiten von einigen hundert Kilometern pro Stunde durch den Raum fliegen, lassen sie sich mit Verfahren der Laserkühlung auf wenige Zentimeter pro Sekunde abkühlen und minutenlang beobachten. Im vergangenen Jahrzehnt entwickelten Wissenschaftler immer raffiniertere Verfahren der Laserkühlung, die sich drei Kategorien zuordnen lassen, Dopplerkühlung, sub-Dopplerkühlung und sub-Rückstoßkühlung. Mit der sub-Rückstoßkühlung ist es inzwischen möglich, atomare Ensembles mit Laserlicht auf wenige Nanokelvin abzukühlen [1].

Das Faszinierende an den kalten Gasen ist einerseits ihr Modellcharakter. Viele fundamentale Fragen der Physik sind nun experimentell zugänglich, etwa das quantenphysikalische Zusammenspiel extrem langsamer Partikel eines Elements, die Bose-Einstein Kondensation [2–4], oder die Wechselwirkung der kalten Materie mit Licht. Auf der anderen Seite hat sich für die Atomfallen in den vergangenen Jahren ein breites Spektrum an Anwendungen ergeben. Sie reichen von ultragenauen Atomuhren [5, 6] bis zur präzisen Vermessung der Gravitation [7] und deren Gradienten [8].

Das fundamentale Prinzip der Laserkühlung erkannte schon Albert Einstein in einem anderen Zusammenhang. In seiner Arbeit zur Strahlung schwarzer Körper zeigte er, daß bei der Emission und Absorption von Lichtquanten durch Atome ein Impulsübertrag stattfinden muß. Einstein stellte fest [9]: “Diese [Impuls-Übertragung]

führt dazu, daß sich durch die bloße Wechselwirkung von Strahlung und Molekülen eine bestimmte Geschwindigkeitsverteilung der letzteren einstellt". R. Frisch gelang es später, diese These experimentell zu bestätigen. Er lenkte einen Strahl thermischer Natriumatome mit einer Natrium-Dampfampe um 0.01 Millimeter auf einer Flugstrecke von 54 Zentimetern ab [10]. Doch erst mit der Entwicklung des Lasers und den Fortschritten in der Atomspektroskopie waren die Voraussetzungen für eine effiziente Kühlung von Atomen mit Lichtdruckkräften geschaffen.

Die ursprüngliche Idee, Atome mit Laserlicht abzubremesen, beruht darauf, durch wiederholte Absorption von Photonen aus einer Richtung einen Impuls auf die Atome zu übertragen [11, 12]. Das Atom erfährt bei jedem Absorptionsprozeß einen gerichteten Impulsrückstoß $\hbar\mathbf{k}/m$, wobei \mathbf{k} den Wellenvektor des Lichts und m die Masse des Atoms bezeichnet. Die räumliche Verteilung der spontan re-emittierten Photonen ist dagegen derart, daß ihr Anteil an der dissipativen Kraft im Mittel Null ergibt. Zwar ist der Impuls eines Photons vergleichsweise gering – die Änderung der kinetischen Energie eines Atoms durch den Photonenrückstoß beträgt nur etwa ein Milliardstel seiner thermischen Energie bei Zimmertemperatur. Doch bei einer kurzen Lebensdauer des angeregten Niveaus finden pro Sekunde mehr als zehn Millionen Absorptions-Emissionszyklen statt. Die Kräfte, die dabei auftreten können, sind immens. Sie entsprechen dem hunderttausendfachen der Erdanziehungskraft.

Für das Abbremsen von thermischen Atomstrahlen nutzt man den Dopplereffekt aus. Die Frequenz des Lasers wird gegenüber der atomaren Resonanz rot verstimmt. Im Bezugssystem der entgegenkommenden Atome ist der Laser in Resonanz, sofern die Dopplerverschiebung gleich der Frequenzverstimmung ist. Um die Laserfrequenz mit den langsamer werdenden Atomen auf Resonanz zu halten, wurden zwei verschiedene Verfahren entwickelt. William Phillips und H. Metcalf verwendeten ein inhomogenes Magnetfeld, um die Dopplerverschiebung durch die Zeemanverstimmung auszugleichen [13]. Wolfgang Ertmer und Mitarbeiter bremsten einen Atomstrahl mit Laserlicht schnell veränderlicher Frequenz [14]. Die niedrigste Temperatur T_D , die mit Hilfe der Dopplerkühlung erzielt werden kann, ist das sogenannte Dopplerlimit [15]. Es hängt von der Linienbreite Γ des angeregten Niveaus ab:

$$k_B T_D = \frac{\hbar\Gamma}{2} \quad (1.1)$$

Für Überraschung sorgte vor zehn Jahren ein Experiment aus der Arbeitsgruppe von W. Phillips am National Institute of Standards and Technology (NIST) in Gaithersburg/Maryland. Phillips und Mitarbeiter stellten fest, daß die Tempera-

tur von Natriumatomen in einer optischen Melasse um ein Vielfaches unter dem theoretisch vorhergesagten Wert lag. Es stellte sich heraus, daß die Dopplerttheorie der Laserkühlung zu starke Vereinfachungen beinhaltete, indem man das Atom als Zwei-Niveau System beschrieben hatte.

Erst ein modifizierter theoretischer Ansatz von J. Dalibard und C. Cohen-Tannoudji von der Ecole Normale Supérieure (Paris) [16] konnte die Diskrepanz durch Berücksichtigung der atomaren Substruktur auflösen. In diesem Modell rollen die Atome – klassisch gesprochen – im Interferenzmuster der Laserstrahlen Potentialberge hinauf. Das Potential wird dabei durch die induzierte Dipolwechselwirkung des Atoms mit dem Lichtfeld verursacht (AC-Stark Effekt). Von jedem Potentialberg werden die Atome optisch in ein energetisches Tal gepumpt, von wo sie erneut einen Anstieg beginnen. Dabei wird fortwährend kinetische in potentielle Energie umgewandelt und durch das Lichtfeld dissipiert – die Bewegung wird gedämpft. Bezeichnenderweise nannten die Wissenschaftler den Mechanismus “Sisyphuskühlen”.

Das Sisyphuskühlen gehört zu einer Klasse von Kühlmechanismen, die auf der Bewegung eines Atoms mit nahezu entarteter Substruktur (Zeeman-Niveaus, Hyperfeinstruktur) in einem Polarisationsgradientenfeld, einem Lichtfeld mit räumlich veränderlicher Polarisation, beruhen. Die physikalische Grenze der Polarisationsgradientenkühlung ist das sogenannte Rückstoßlimit:

$$k_B T_{\text{rec}} = \frac{(\hbar k)^2}{2m}. \quad (1.2)$$

Wenn man die Zahl der Veröffentlichungen als Maßstab nimmt, ist das Polarisationsgradientenkühlen das am intensivsten untersuchte Verfahren der Laserkühlung. Einer Vielzahl experimenteller Arbeiten [17] steht eine Reihe theoretischer Untersuchungen gegenüber, angefangen bei semiklassischen Theorien in einer Dimension [16] bis hin zu voll quantenmechanischen Berechnungen in zwei [18, 19] und drei Dimensionen [20].

Das Rückstoßlimit scheint auf den ersten Blick die fundamentale Grenze der Laserkühlung von Atomen darzustellen. Denn ein Atom muß immer ein letztes Fluoreszenzphoton emittieren, um nach der Anregung mit dem Kühllaser wieder in den Grundzustand zu gelangen. Doch mit zwei eleganten Verfahren konnten Forschungsgruppen an der ENS Paris und an der Stanford Universität das Rückstoßlimit unterbieten. Wissenschaftler um C. Cohen-Tannoudji entwickelten eine Kühlmethode namens *velocity selective coherent population trapping* (VSCPT), bei der die kältesten Atome von der weiteren Anregung durch das Kühllicht ausgeschlossen sind.

Sie befinden sich in einem Dunkelzustand der nicht an das Lichtfeld ankoppelt [21]. Mark Kasevich und S. Chu demonstrierten ein Verfahren, das auf einer Folge von Geschwindigkeitsselektiven Ramanpulsen beruht [22]. Wie beim VSCPT kommt es zur Diffusion der Atome im Impulsraum. Die Frequenz des Kühllichts wird so gewählt, daß eine schmale Geschwindigkeitsklasse um $v = 0$ von einer weiteren Anregung ausgeschlossen bleibt.

Für ihre Pionierarbeit auf dem Gebiet der Laserkühlung von Atomen wurden S. Chu, W. Phillips und C. Cohen-Tannoudji im vergangenen Jahr mit dem Nobelpreis für Physik ausgezeichnet. Wolfgang Ertmer erhielt 1997 den Leibnizpreis für Physik der Deutschen Forschungsgemeinschaft. Darin spiegelt sich auch das zunehmende Interesse an der Atom- und Quantenoptik als wichtigem Teilgebiet der Physik. Die experimentelle Realisierung der Bose-Einstein Kondensation und die Demonstration eines rudimentären Atomlasers [23] wären ohne die Laserkühlung nicht möglich gewesen. Sie versprechen auch für die Zukunft interessante und spannende Physik.

Zielsetzung und Struktur der Arbeit

Die vorliegende Arbeit behandelt drei zentrale Fragestellungen zur sub – Dopp- lerkühlung neutraler Atome in zwei Dimensionen. Motiviert durch offene Fragen und aktuelle theoretische Arbeiten auf diesem Gebiet werden drei wichtige Aspekte der Polarisationsgradientenkühlung systematisch untersucht. Im einzelnen geht es um das Polarisationsgradientenkühlen in zwei Dimensionen

- im freien Raum (ohne zusätzliche Potentiale),
- in optischen Dipolpotentialen,
- in homogenen, statischen Magnetfeldern.

Ein Schwerpunkt der hier durchgeführten Experimente liegt auf der Untersuchung der Laserkühlung in zweidimensionalen Lichtfeldgeometrien. Der Begriff des “Zwei- dimensional” bezieht sich dabei auf die Anordnung der Laserstrahlen in einer Ebene. Zwei Freiheitsgrade der atomaren Bewegung werden gekühlt, die dritte Impuls- komponente bleibt unbeeinflusst. Während über die Polarisationsgradientenkühlung in einer Dimension, mit zwei gegenläufigen Laserstrahlen, eine Vielzahl von Studi- en vorliegen, existieren nur wenige Arbeiten zur Kühlung in zwei Dimensionen. Es handelt sich dabei um einen nicht-trivialen Übergang – die Interferenz der Kühllaser

in 2D verursacht qualitativ neue Effekte, die hier teilweise zum ersten Mal dokumentiert werden. Die Themenschwerpunkte dieser Arbeit ordnen sich wie folgt in aktuelle Forschungsinhalte der Atomoptik ein.

Polarisationsgradientenfelder in zwei Dimensionen ohne zusätzliche Potentiale wurden von G. Grynberg und Koautoren sowie von A. Hemmerich und T. Hänsch vor allem im Hinblick auf atomare Kristalle in optischen Gittern untersucht [24, 25]. In unseren Experimenten liegt der Schwerpunkt auf dem Kühlprozeß an sich. Die Messungen stehen im Zusammenhang mit theoretischen Arbeiten, die eine anisotrope Impulsverteilung des atomaren Ensembles in einer zweidimensionalen Melasse mit quanten-theoretischen Verfahren berechnen [18, 19].

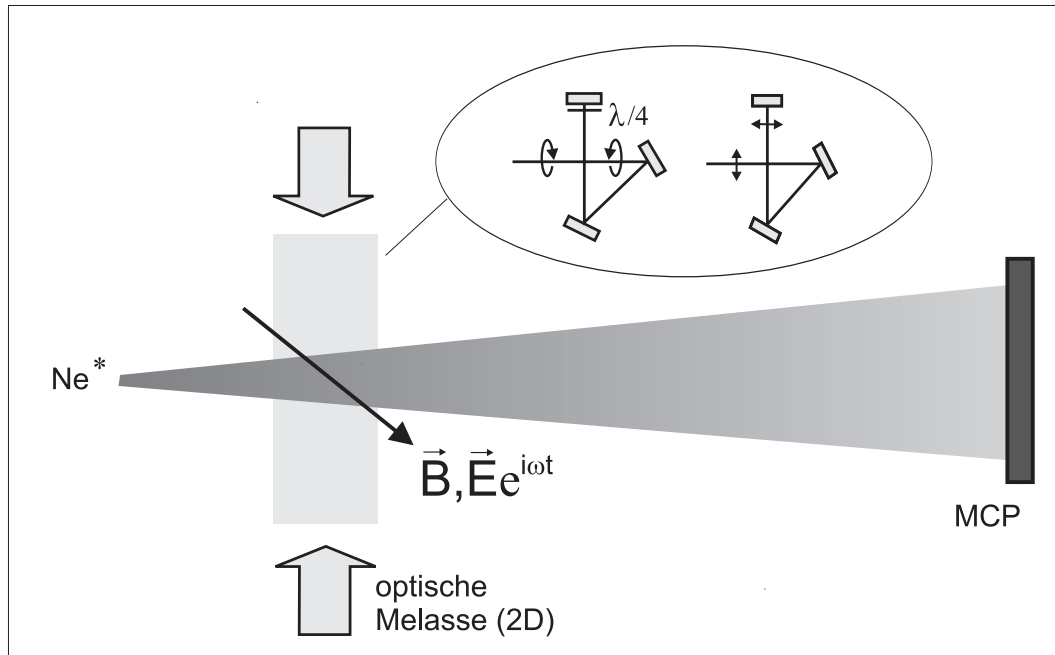


Abb. 1.1: Experimentelles Gesamtkonzept. Ausgangspunkt ist ein langsamer Strahl metastabiler Neonatome. Der Atomstrahl durchquert eine zweidimensionale optische Melasse mit variabler Polarisation und wird nach einer Flugstrecke von etwa 30 cm von einer Mikrokanalplatte (MCP) auf einen Phosphorschirm abgebildet und mit einer CCD-Kamera fotografiert. Die räumliche Verteilung der Atome läßt sich direkt in eine zweidimensionale Impulsverteilung umrechnen. Auf diese Weise kann der Einfluß zusätzlicher magnetischer und elektrischer Potentiale auf die Polarisationsgradientenkühlung untersucht werden.

Als Ausgangspunkt der Experimente dient ein lasergekühlter und komprimierter Strahl metastabiler Neonatome [26, 27], der eine aus vier Laserstrahlen bestehenden optische Melasse mit verschiedenen Randbedingungen durchquert. Die atomare Impulsverteilung wird im Fernfeld mit hoher Effizienz und einer Auflösung unterhalb des Rückstoßlimits detektiert. Abbildung 1.1 zeigt eine Prinzipskizze des Ex-

periments. Wir beobachten die für diese Lichtfeldgeometrie vorhergesagten Strukturen (*escape channels*) für das Kühlen im freien Raum und charakterisieren ihre Eigenschaften als Funktion der Kühlleistung und der Wechselwirkungszeit mit der Melasse. Kapitel 2 behandelt die theoretischen Grundlagen der Polarisationsgradientenkühlung. Die experimentellen Ergebnisse zum Kühlen im freien Raum werden in Kapitel 3 diskutiert und mit verschiedenen theoretischen Arbeiten und den Ergebnissen einer Quanten-Monte-Carlo Simulation verglichen.

Die Polarisationsgradientenkühlung in Dipolpotentialen ist im Rahmen einer Zusammenarbeit mit der Arbeitsgruppe von G. Nienhuis (Universität Leiden) erstmals theoretisch untersucht worden. Dabei stellte sich heraus, daß die sub-Dopplerkühlung beeinträchtigt wird, wenn das zusätzliche Dipolpotential eine mit dem Dipolpotential der optischen Melasse vergleichbarer Stärke erreicht [28, 29]. Die Grundzüge der Theorie und die wichtigsten Ergebnisse der numerischen Simulationen sind in Kapitel 2, Abschnitt 2.3 dokumentiert. Zur Polarisationsgradientenkühlung in Dipolpotentialen gibt es neben unseren Arbeiten nur wenige experimentelle Studien. In ersten Experimenten mit rot-verstimmten Dipolfallen an der *University of Texas* in Austin konnten mit einer optischen Melasse keine sub-Dopplertemperaturen erzielt werden [30]. Ramankühlung in Dipolfallen führte in blau-verstimmten Dipolfallen zum Erfolg [31].

Unsere Experimente zur Polarisationsgradientenkühlung im Dipolpotential eines blau-verstimmten Doughnut-Modes werden unter anderem in der Dissertation von M. Schiffer behandelt [32, 33]. In jüngster Zeit läßt sich im Zusammenhang mit der Bose-Einstein Kondensation ein zunehmendes Interesse an dem Thema ausmachen [34]. Es ist durch Bestrebungen motiviert, ein Bose-Einstein Kondensat auf rein optischem Wege zu erzeugen und eine kontinuierliche, laserartige Quelle für Materiewellen zu entwickeln. In Kapitel 4 geht es um neue Erkenntnisse, die sich aus dem Vergleich der Daten mit Messungen im freien Raum und mit aktuellen Ergebnissen der Quanten-Monte-Carlo Simulationen ergeben haben.

Die Frage nach dem Einfluß zusätzlicher Magnetfelder hat das Studium der Polarisationsgradientenkühlung [35–37] von Beginn an begleitet. Schon in der ersten Theoriearbeit zum Polarisationsgradientenkühlen stellten J. Dalibard und C. Cohen - Tanoudji fest, daß bestimmte Anordnungen der Polarisationsgradientenkühlung formal äquivalent seien mit einer Kombination aus einem homogenen Magnetfeld und einer stehenden Lichtwelle *ohne* Polarisationsgradienten. Später zeigten P. van der Straaten und Koautoren, daß ein atomares Ensemble durch Überlagerung eines zusätz-

lichen Magnetfeldes mit einer eindimensionalen optischen Melasse auf bis zu fünf diskrete Geschwindigkeiten gekühlt werden kann [35]. Dieser Effekt der sogenannten Geschwindigkeitsselektiven Resonanzen wurde in einer Dimension experimentell nachgewiesen [38, 39]. Allerdings konnte bislang nur ein Teil der vorhergesagten Resonanzen beobachtet werden.

Die vorliegende Arbeit dokumentiert die Beobachtung aller möglichen Geschwindigkeitsselektiven Resonanzen in zwei Dimensionen. Im allgemeinsten Fall kühlt die Melasse das Ensemble auf fünfundzwanzig diskrete Geschwindigkeiten. Außerdem kommt es zu einer Aufspaltung der in Kapitel 3 diskutierten *escape channels*, charakteristisches Merkmal der Laserkühlung in zwei und drei Dimensionen. Auf diese Weise entstehen atomare Gitterstrukturen im zweidimensionalen Impulsraum. Die Konkretisierung der Theorie [35] auf zweidimensionale Lichtfelder in Kapitel 2, Abschnitt 2.4 liefert die Grundlage für die Interpretation der Ergebnisse in Kapitel 5. Zeitgleich zu unseren Arbeiten [40] wurden ähnliche Experimente in drei Dimensionen durchgeführt und veröffentlicht [41].

In Kapitel 6 wird ein Experiment zur Bragg-Beugung des langsamen Atomstrahls vorgestellt. Im Gegensatz zu der Aufspaltung des Atomstrahls durch Geschwindigkeitsselektive Resonanzen handelt es sich bei der Bragg-Beugung um eine kohärente Aufspaltung der atomaren Materiewellen. Die Geschwindigkeitsbreite muß dazu mit mechanischen Blenden auf Temperaturen unterhalb des Rückstoßlimits reduziert werden. Eine stehende Lichtwelle bewirkt eine Aufspaltung des Atomstrahls, sofern die Bragg-Bedingung erfüllt ist. Die erste, zweite und dritte Beugungsordnung konnten beobachtet werden. Das Kapitel hat den Charakter eines Ausblicks. Es soll aufzeigen, welches Potential der lasergekühlte Atomstrahl gegenüber Experimenten zur Bragg-Beugung mit thermischen Atomstrahlen [42, 43] und gespeicherten Ensembles [44] birgt. Die Arbeit schließt mit einer Bewertung der noch offenen Fragen der Polarisationsgradientenkühlung und einer Einschätzung der zukünftigen Perspektiven auf diesem Gebiet.

Kapitel 2

Grundlagen der sub-Dopplerkühlung

Im Anschluß an die Formulierung der Quantenmechanik sind viele physikalische Phänomene zunächst theoretisch vorhergesagt und später experimentell beobachtet worden. Häufig lagen viele Jahre zwischen Theorie und Experiment. Ein prominentes Beispiel auf dem Gebiet der Laserkühlung ist die Bose-Einstein Kondensation. Erst siebenzig Jahre nach der Vorhersage dieses Materiezustands in einem ultrakalten Gas gelang amerikanischen Wissenschaftlern der experimentelle Nachweis. Ähnlich verhält es sich mit der Laserkühlung selbst. Die Idee, Atome mit Licht abzubremesen [11, 12], wurde mehrere Jahre vor den ersten Experimenten mit Atomstrahlen [13, 14, 45] und optischen Melassen [46, 47] publiziert. Im Gegensatz dazu entstand die Theorie der Polarisationsgradientenkühlung als Folge von überraschenden experimentellen Befunden. Die in der Arbeitsgruppe von W. Phillips am National Institute of Standards and Technology (NIST) gemessenen Temperaturen eines lasergekühlten atomaren Ensembles lagen weit unter den erwarteten Werten [48]. Schon kurze Zeit später entwickelten Wissenschaftler von der Stanford University und von der Ecole Normale Supérieure in Paris theoretische Modelle, die bereits eine recht klare physikalische Anschauung des Kühlprozesses vermittelten und auch quantitativ eine befriedigende Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen zeigten [16, 49].

Die ersten Arbeiten zur Laserkühlung behandeln Atome als zwei-Niveau Systeme [11, 12]. Der Kühlmechanismus beruht auf der Frequenzverschiebung von Licht im Bezugssystem der sich bewegenden Teilchen, daher der Name Dopplerkühlung. Die niedrigste Temperatur T_D , die mit der Dopplerkühlung erzielt werden kann, hängt

von der Linienbreite Γ des atomaren Übergangs ab. Dieses sogenannte Dopplerlimit beträgt [15]:

$$k_B T_D = \frac{\hbar \Gamma}{2}. \quad (2.1)$$

Die Beschreibung der atomaren Struktur als zwei-Niveau System in [11] und [12] stellte sich im Nachhinein als eine zu grobe Vereinfachung dar.

Die Verfahren der Laserkühlung, mit denen Atome auf Temperaturen unterhalb des Dopplerlimits gekühlt werden können, gehören in die Kategorie der sub – Dopplerkühlung. Dazu zählt das oben erwähnte Polarisationsgradientenkühlen [16, 48, 49]. Es beruht auf der Dynamik des Grundzustands eines Atoms mit Zeeman-Substruktur im Polarisationsgradientenfeld interferierender Laserstrahlen. Im folgenden wird das Prinzip der Polarisationsgradientenkühlung an einem einfachen Modell in Anlehnung an [16] erläutert. Um die im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführten Experimente theoretisch beschreiben zu können, muß der Formalismus der Polarisationsgradientenkühlung auf kompliziertere Fälle erweitert werden. Beispielsweise ist eine Verallgemeinerung auf zwei Dimensionen erforderlich, sowie die Einbeziehung zusätzlicher magnetischer und optischer Potentiale. Hierfür eignet sich besonders der von G. Nienhuis und Koautoren eingeführte Operator-Formalismus [50], der im Abschnitt 2.1 dieses Kapitels beschrieben wird.

Im darauffolgenden Abschnitt geht es um theoretische Überlegungen zum Einfluß zusätzlicher Dipolpotentiale auf die Polarisationsgradientenkühlung. Die in Kooperation mit F. van Dorsselaer und G. Nienhuis (Universität Leiden) durchgeführten Quanten-Monte-Carlo Simulationen werden hier erläutert. In Abschnitt 2.4 wird der Einfluß zusätzlicher Magnetfelder diskutiert. Dieses Thema hat in der Arbeitsgruppe von W. Ertmer eine lange Tradition. Jürgen Werner und Koautoren sagten u.a. den Zusammenbruch der sub-Dopplerkühlung für hohe Magnetfelder voraus [36], ein Effekt, den Wissenschaftler am NIST unlängst experimentell bestätigen konnten [51]. In Abschnitt 2.4 wird vor allem das intermediäre Regime behandelt, in dem die sub-Dopplerkühlung noch funktioniert, das Magnetfeld jedoch die stärkere Wechselwirkung mit dem Atom induziert.

2.1 Prinzip der Polarisationsgradientenkühlung

Polarisationsgradienten treten auf, wenn Lichtfelder eine räumlich variierende Polarisation aufweisen. Solche Strukturen können entstehen, wenn mindestens zwei La-

serstrahlen mit verschiedener Polarisierung zur Interferenz gebracht werden. In der sogenannten $\text{lin}\perp\text{lin}$ Variante der Polarisationsgradientenkühlung interferieren zwei gegenläufige Laserstrahlen gleicher Frequenz ω_L mit senkrecht zueinander stehender linearer Polarisierung:

$$\mathbf{E}(z, t) = E_0 \hat{\epsilon}_y \cos(kz - \omega_L t) + E_0 \hat{\epsilon}_x \cos(-kz - \omega_L t). \quad (2.2)$$

Das resultierende Lichtfeld ist im periodischen Abstand einer viertel Wellenlänge abwechselnd rechts und links zirkular polarisiert (Abb. 2.1 oben). Die Verallgemeinerung der $\text{lin}\perp\text{lin}$ Konfiguration auf zwei Dimensionen wird mit vier linear polarisierten Laserstrahlen in einer Ebene und mit einem Winkel von 90° zum jeweils benachbarten Strahl erzielt. Diese Konfiguration entspricht zwei gekreuzten stehenden Wellen. Sie wird im folgenden als $\pi_x \pi_y$ polarisierte Melasse bezeichnet:

$$\mathbf{E}(x, y, t) = 2E_0 \hat{\epsilon}_y \cos(kx) \cos(\omega_L t) + 2E_0 \hat{\epsilon}_x \cos(ky) \cos(\omega_L t + \alpha). \quad (2.3)$$

Für eine relative Phase $\alpha = \pi/2$ besteht das Lichtfeld aus abwechselnd σ^+ und σ^- polarisierten Regionen in einer gitterförmigen Anordnung (Abb. 2.1 unten). Für $\alpha = 0$ ist das Lichtfeld überall linear polarisiert, wobei die Orientierung des Polarisationsvektors vom Ort abhängt [25].

Wird die Frequenz des Lasers so gewählt, daß sie in der Nähe eines atomaren Übergangs mit Resonanzfrequenz ω_0 liegt, so verursacht die elektrische Dipol – Wechselwirkung mit dem Lichtfeld eine räumliche Modulation der Grundzustandsenergie (AC-Stark Effekt). Atome, deren kinetische Energie größer ist als die Modulationstiefe des Dipolpotentials rollen - im klassischen Bild - die Potentialberge hinauf und wieder hinunter. Allerdings kommt es zu spontanen Prozessen, die die Atome von einem Zeeman-Niveau in ein anderes optisch pumpen. Dieser Pumpprozess ist bei negativer Frequenzverstimmung $\Delta = \omega_L - \omega_0$ und einem elektronischen Übergang mit Drehimpulsen $J_g = J \geq 1/2$ (Grundzustand) und $J_e = J + 1$ (angeregter Zustand) immer so gerichtet, daß die Atome in das energetisch niedrigste Niveau gepumpt werden (Abb. 2.2). Bei geeigneter Wahl von Intensität und Frequenz der Kühllaser laufen die Atome im Mittel immer Potentialberge hoch und werden dann optisch in ein Tal des Dipolpotentials gepumpt. Dabei wird kinetische Energie in Energie des Lichtfeldes umgewandelt, die Atome werden gekühlt. In Anlehnung an den griechischen Mythos wird dieser Kühlprozess “Sisyphuskühlung” genannt.

Wichtig ist, daß bei der Sisyphuskühlung die Sättigung des atomaren Übergangs durch das Laserlicht klein ist. Nur so kann das Atom eine gewisse Strecke zurücklegen und kinetische in potentielle Energie transferieren, bevor es in ein energetisch

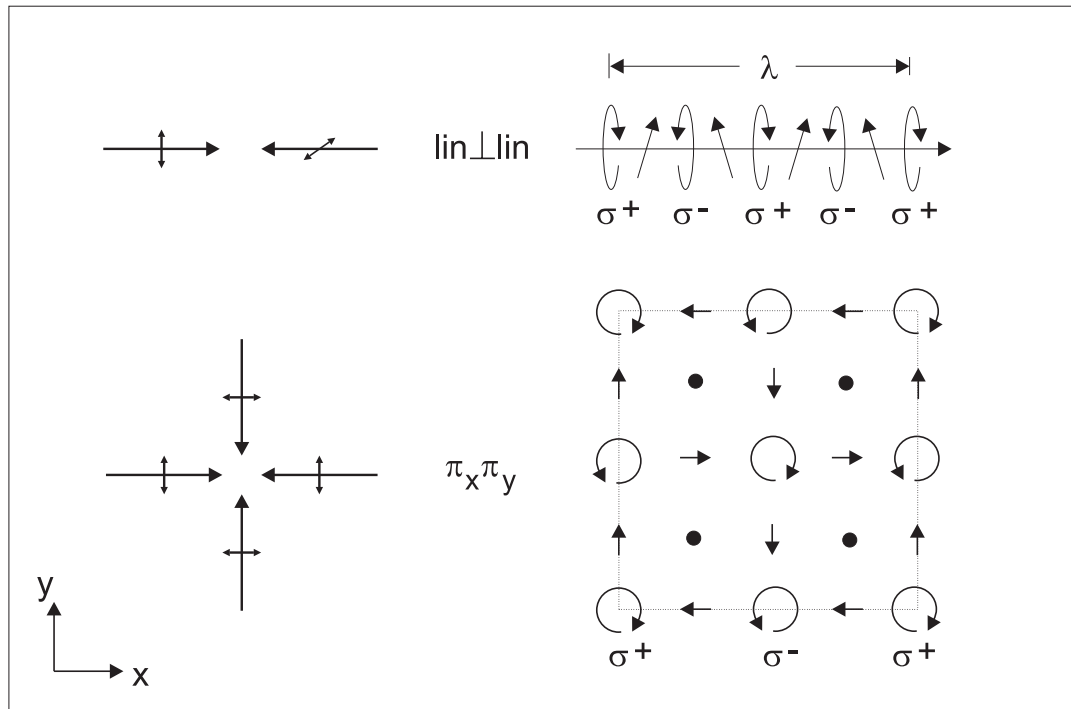


Abb. 2.1: Lichtfelder für das Sisyphuskühlen in einer Dimension (oben) und in zwei Dimensionen (unten). Links ist jeweils die Anordnung der Laserstrahlen und deren Polarisation skizziert. Rechts ist die Polarisationsstruktur des resultierenden Lichtfeldes gezeigt. In der $\pi_x \pi_y$ Konfiguration beträgt die relative Phase $\alpha = \pi/2$ (Gl. 2.3).

niedrigeres Niveau gepumpt wird. Übertragen auf die charakteristischen Zeitskalen des Experiments bedeutet dies, daß die optische Pumprate in der Größenordnung der Frequenz, mit der das Atom die Potentialberge überquert, liegen sollte. In Abbildung 2.2 ist das Prinzip der Sisyphuskühlung nach [16] dargestellt.

Die zweite Variante des Polarisationsgradientenkühlens basiert in einer Dimension auf zwei gegenläufigen Laserstrahlen mit σ^+ und σ^- Polarisation. Das resultierende Lichtfeld ist linear polarisiert mit einer ortsabhängigen Orientierung des Polarisationsvektors. Insofern handelt es sich auch hier um einen Polarisationsgradienten. Allerdings verursacht diese Konfiguration keine räumliche Modulation der Grundzustandspotentiale. Daher kann der Kühlmechanismus nicht auf ein Sisyphus-Schema zurückgeführt werden. Ein Atom, daß sich im $\sigma^+ \sigma^-$ polarisierten Lichtfeld bewegt, absorbiert verstärkt Photonen aus dem entgegenkommenden Laserstrahl. Dieser Effekt ist ausführlich in [16] beschrieben. Hier sei nur angemerkt, daß die räumliche Polarisationsdrehung im Bezugssystem des sich bewegenden Atoms mit demselben Hamilton-Operator beschrieben wird, wie die Wechselwirkung eines ruhenden Atoms mit einem statischen Magnetfeld und einem orthogonal dazu linear polarisierten Lichtfeld. Dieser Zusammenhang deutet darauf hin, daß die $\sigma^+ \sigma^-$ Kühlung durch

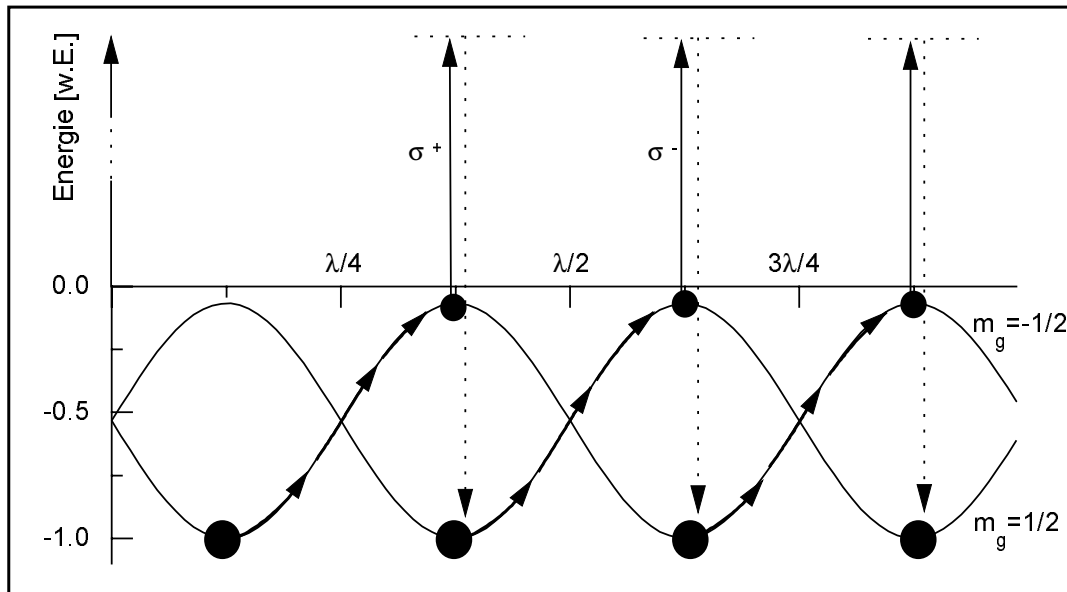


Abb. 2.2: Prinzip der Sisyphuskühlung nach [16] für einen $J_g = 1/2 \rightarrow J_e = 3/2$ Übergang und eine eindimensionale lin \perp lin Melasse. Die alternierende Polarisation des Lichtfeldes bewirkt eine Modulation der Zeeman-Niveaus des Grundzustands. Die schwarzen Kreise symbolisieren die Populationen der Niveaus. Für negative Frequenzverstimung Δ wird das Atom in das jeweils niedrigere Energieniveau gepumpt. Bei geringer Sättigung läuft das Atom einen Potentialberg hinauf, bevor es wieder in ein Tal gepumpt wird. Dabei verliert es kinetische Energie, die Bewegung wird gedämpft.

zusätzliche Magnetfelder beeinflusst werden kann, wie weiter unten diskutiert.

2.2 Kühlen im freien Raum

Eine elegante theoretische Beschreibung der Polarisationsgradientenkühlung wurde vor neun Jahren von J. Dalibard und C. Cohen-Tannoudji (Ecole normale supérieure, Paris) veröffentlicht [16]. Der Artikel ist bis heute wegweisend für das Verständnis der physikalischen Vorgänge beim sub-Dopplerkühlen mit optischer Melasse. Die Autoren berechnen analytische Lösungen der sub-Dopplerkühlung in einer Dimension mit lin \perp lin und $\sigma^+\sigma^-$ polarisierten Lichtfeldern. Als atomares Niveauschema wird ein $J_g = 1/2 \rightarrow J_e = 3/2$ Übergang für die lin \perp lin Kühlung und ein $1 \rightarrow 2$ Übergang für die $\sigma^+\sigma^-$ Kühlung angesetzt.

G. Nienhuis und Koautoren haben die sub-Dopplerkühlung auf der Basis eines Operator-Formalismus beschrieben, der eine Verallgemeinerung auf kompliziertere Niveauschemata und eine beliebige Anzahl Laserstrahlen ermöglicht [50]. Dabei geht es einerseits um eine Vereinfachung der Notation – auch der Operator-Formalismus

führt letztlich zu den optischen Blochgleichungen (vgl. [52]). Auf der anderen Seite bietet die Schreibweise einen Einblick in die Vielschichtigkeit der physikalischen Prozesse. So lassen sich verschiedene Kräfte differenziert betrachten, die als Dipolkraft, Spontankraft und Polarisationsgradientenkraft identifiziert werden können.

Die in [50] publizierte Theorie kann man wie folgt zusammenfassen: Das Ziel besteht darin, die Geschwindigkeitsabhängige (Reibungs-) Kraft zu ermitteln, die auf ein Atom wirkt, das sich in einer optischen Melasse bewegt. Das Lichtfeld am Ort \mathbf{R} und zur Zeit t wird durch ein monochromatisches Feld beliebiger Polarisation beschrieben. Eine Trennung nach positiven und negativen Frequenzkomponenten ist für spätere Näherungen sinnvoll:

$$\mathbf{E}(\mathbf{R}, t) = \mathbf{E}_+(\mathbf{R}, t)e^{-i\omega_L t} + \mathbf{E}_-(\mathbf{R}, t)e^{i\omega_L t}. \quad (2.4)$$

Für eine Überlagerung ebener Wellen gleicher Amplitude E_0 und beliebigen Polarisationen $\hat{\epsilon}_j$ erhält man

$$\mathbf{E}_+(\mathbf{R}) = \frac{E_0}{2} \sum_j \hat{\epsilon}_j e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{R}}. \quad (2.5)$$

Die elektrische Dipolwechselwirkung mit dem Atom, $H_{\text{int}} = -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{E}$, wird durch den Rabioperator \mathcal{R} ausgedrückt. Für die *rotating wave approximation* ist es sinnvoll, den Operator in die Anteile μ_{eg} und μ_{ge} zu zerlegen, die mit einer Anregung bzw. Abregung des Atoms assoziiert sind:

$$\begin{aligned} \mathcal{R}^\dagger &= \mu_{ge} \cdot \mathbf{E}_- \\ \mathcal{R} &= \mu_{eg} \cdot \mathbf{E}_+. \end{aligned} \quad (2.6)$$

Der Kraftoperator ergibt sich als Kommutator des Impulsoperators mit dem Wechselwirkungs – Hamiltonian und die Kraft ist die Spur über das Produkt aus Dichtematrix σ und Kraftoperator. In *rotating wave approximation* und in der Dipolnäherung gilt:

$$H_{\text{int}} = -\hbar(\mathcal{R} + \mathcal{R}^\dagger) \quad (2.7)$$

$$\mathcal{F} = \hbar(\nabla\mathcal{R} + \nabla\mathcal{R}^\dagger) \quad (2.8)$$

$$\mathbf{F} = \text{Tr}(\sigma\mathcal{F}). \quad (2.9)$$

Diese Gleichungen sind im Wechselwirkungsbild formuliert, um die schnell präzedierenden Terme $\exp(i\omega_L t)$ zu eliminieren. Dazu wurde eine unitäre Transformation in ein mit der Frequenz ω_L rotierendes Bezugssystem durchgeführt. Die Gleichungen gelten - abgesehen von der *rotating wave approximation* und der Dipolnäherung -

in voller Allgemeinheit. Für die Bestimmung der Dichtematrix werden einige Näherungen eingeführt, die die Berechnungen erheblich vereinfachen und in Spezialfällen analytische Lösungen ermöglichen:

- $s \ll 1 \rightarrow$ kleine Sättigung, niedrige Streurrate
- $\mathbf{k} \cdot \mathbf{v} \ll \Gamma \rightarrow$ Vernachlässigung von Dopplereffekten
- $\omega_L \ll \Gamma \rightarrow$ Magnetfeldeinfluß als kleine Störung betrachten.

Für kleine Sättigung kann der angeregte Zustand adiabatisch eliminiert werden. Das ist möglich, weil die charakteristischen Zeiten für die Evolution der Grundzustandsmatrix wesentlich länger sind, als die der optischen Kohärenzen (σ_{eg}, σ_{ge}) und der Matrix des angeregten Zustands. Die Differentialgleichungen werden von den Populationen und Kohärenzen des Grundzustands dominiert, die übrigen Matrixelemente folgen adiabatisch. Dies führt zu einer geschlossenen Gleichung für die Evolution der Grundzustandsdichtematrix σ_{gg} . Formal bedeutet das, daß die Einträge der Dichtematrix durch die Grundzustandsmatrix bestimmt sind. Eine übersichtliche Darstellung dieser Zusammenhänge findet man beispielsweise in [52].

Die semiklassische Approximation besteht darin, den Operator \mathbf{R} durch die Position des Atoms zum Zeitpunkt t zu ersetzen:

$$\mathbf{R}(t) = \mathbf{r}_0 + \mathbf{v}t. \quad (2.10)$$

Diese Näherung ist gerechtfertigt, solange die Geschwindigkeit der Atome signifikant über der Rückstoßgeschwindigkeit $\hbar k/m$ liegt (m ist die atomare Masse). Die Bedingung ist in unseren Experimenten nicht immer erfüllt. In solchen Fällen ist eine quantenmechanische Beschreibung notwendig, die den Impuls diskretisiert und die endliche Ausdehnung der kalten Atome berücksichtigt. Auf diesen Ansatz wird im nächsten Abschnitt eingegangen. Ohne Beschränkung der Allgemeinheit wird im folgenden $\mathbf{r}_0 = 0$ angesetzt.

In der semiklassischen Näherung ist die Mastergleichung für die Dichtematrix nach adiabatischer Elimination des angeregten Zustands und für verschwindendes Magnetfeld gegeben durch

$$\frac{d}{dt}\sigma_{gg} = \mathcal{G}\sigma_{gg} - (\mathcal{P} + i\mathcal{S})\sigma_{gg} - \sigma_{gg}(\mathcal{P} + i\mathcal{S}) \quad (2.11)$$

mit

$$\mathcal{G} = \frac{\Gamma}{\Gamma^2/4 + \Delta^2} \sum \mathcal{Q}_\beta^\dagger \mathcal{R}\sigma_{gg}\mathcal{R}^\dagger \mathcal{Q}_\beta, \quad (2.12)$$

und

$$(\mathcal{P} + i\mathcal{S}) = \frac{1}{\Gamma/2 - i\Delta} \mathcal{R}^\dagger \mathcal{R}. \quad (2.13)$$

Der Operator $\hbar\mathcal{S}$ beinhaltet die Störung der Energieniveaus des Grundzustands durch das Lichtfeld, seine Eigenwerte sind die *light shifts*. Der Operator \mathcal{P} beschreibt das optische Pumpen zwischen Zeeman-Niveaus; $2\text{Tr}(\sigma_{gg}\mathcal{P})$ ist die Streurrate. Der Ausdruck $\hbar(\mathcal{S} - i\mathcal{P})$ wird häufig auch als (nicht Hermitescher) effektiver Hamilton-Operator bezeichnet. Die Terme \mathcal{Q}_β charakterisieren die Ankopplung an das Lichtfeld in einer sphärischen Basis. Sie sind definiert durch:

$$\mathcal{Q}_\beta = \hat{\mathbf{u}}_\beta \cdot \mathbf{Q} \quad (2.14)$$

mit den sphärischen Basisvektoren

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{u}}_{-1} &= (\hat{\mathbf{x}} - i\hat{\mathbf{y}})/\sqrt{2}, \\ \hat{\mathbf{u}}_0 &= \hat{\mathbf{z}}, \quad \text{und} \\ \hat{\mathbf{u}}_1 &= -(\hat{\mathbf{x}} + i\hat{\mathbf{y}})/\sqrt{2}. \end{aligned} \quad (2.15)$$

Ihre Matrixelemente sind die Clebsch-Gordan Koeffizienten:

$$\langle J_e m_e | \mathcal{Q}_\beta | J_g m_g \rangle = \langle J_e m_e | J_g m_g; 1\beta \rangle. \quad (2.16)$$

Der Zusammenhang zwischen den Rabioperatoren, und dem dimensionslosen Operator \mathbf{Q} ist gegeben durch

$$\mathcal{R}_i = \frac{\Omega}{2} \hat{\mathbf{e}}_i \cdot \mathbf{Q}. \quad (2.17)$$

Dabei ist Ω die Rabifrequenz, die die Wechselwirkung eines Atoms mit einer *einzelnen* laufenden Welle charakterisiert. Die Rabifrequenz ist mit der Intensität eines Laserstrahls der Intensität I über die Beziehung

$$I/I_{\text{sat}} = 2\Omega^2/\Gamma^2 \quad (2.18)$$

verknüpft. Dabei ist die Sättigungsintensität I_{sat} definiert als

$$I_{\text{sat}} = \frac{2\pi^2 \hbar \Gamma c}{3\lambda^3}. \quad (2.19)$$

Als Maß für die Stärke der Wechselwirkung zwischen Atom und Lichtfeld wird die von einem Laserstrahl induzierte Niveaushiftung u_0 definiert. Dabei ist zu beachten, daß in der Literatur u_0 mitunter auch als Modulationstiefe des Potentials für alle Laserstrahlen definiert wird. Im folgenden gilt:

$$u_0 = \frac{\hbar\Omega^2}{4\Delta}. \quad (2.20)$$

Der erste, positive Ausdruck in Gleichung (2.11) beschreibt den *gain* durch optisches Pumpen zwischen Zeeman-Niveaus des Grundzustands. Der Operator \mathcal{P} hat ebenso wie \mathcal{G} dissipativen Charakter. Er entspricht einem Verlust-Term im Zusammenhang mit dem optischen Pumpen.

Durch die adiabatische Elimination des angeregten Zustands erhält man einen Ausdruck für die Kraft, der nur von der Grundzustandsmatrix und einem effektiven Kraftoperator abhängt:

$$\mathbf{F} = \text{Tr}(\sigma_{gg}\mathcal{F}_{\text{eff}}) \quad (2.21)$$

mit

$$\mathcal{F}_{\text{eff}} \equiv \frac{-i\hbar}{\Gamma/2 + i\Delta}\mathcal{R}^\dagger\nabla\mathcal{R} + \frac{i\hbar}{\Gamma/2 - i\Delta}(\nabla\mathcal{R}^\dagger)\nabla\mathcal{R}. \quad (2.22)$$

Die Zeit- und die Geschwindigkeitsabhängigkeit der Kraft resultieren aus der Ortsabhängigkeit der Atom-Laser Wechselwirkung, also der Rabioperatoren, über Gleichung (2.10). Um die dissipative Kraft zu berechnen, wird die stationäre Mastergleichung (2.11) für eine konstante Geschwindigkeit gelöst und in Gleichung (2.21) eingesetzt. Anschließend mittelt man über eine Wellenlänge. Durch eine Fourierzerlegung werden die Berechnungen vereinfacht [50].

Die physikalischen Vorgänge beim Sisyphuskühlen können anhand einiger Beispielrechnungen veranschaulicht werden. Um die Notation zu vereinfachen wird der Sättigungsparameter s eingeführt. Die Kraft und der Geschwindigkeitsbetrag werden in dimensionslosen Größen ausgedrückt:

$$s = \frac{2\Omega^2}{\Gamma^2 + 4\Delta^2} \quad (2.23)$$

$$\Phi(\mathbf{v}) = \frac{\mathbf{F}(\mathbf{v})\Gamma}{(\hbar k\Omega^2)} \quad (2.24)$$

$$w = \frac{\Gamma kv}{\Omega^2} \quad (2.25)$$

Abbildung 2.3(a) zeigt die Zeitentwicklung der Dichtematrix des Grundzustands für eine eindimensionale lin \perp lin Melasse mit Sättigungsparameter $s = 0.1$. Die Frequenzverstimmung beträgt $\Delta = -5\Gamma$ und der atomare Übergang hat die Drehimpulse $J_g = 1/2$ und $J_e = 3/2$. Diese Werte unterscheiden sich von unseren experimentellen Parametern, ändern jedoch nichts an den qualitativen Schlußfolgerungen.

Als Anfangsbedingung ist die Population in den beiden Zeeman-Niveaus $|+\rangle \equiv |J_g = 1/2, m_g = 1/2\rangle$ und $|-\rangle \equiv |J_g = 1/2, m_g = -1/2\rangle$ gleichverteilt: $\sigma_{++} = 1/2 = \sigma_{--}$ (σ_{++} und σ_{--} sind die Diagonalelemente der Grundzustandsmatrix). Das Atom startet am Ort $z = 0$ mit einer konstanten Geschwindigkeit $w = 0.02$. Als Anhaltspunkt

für die Position des Atoms ist in Abb. 2.3 (a) und (b) jeweils die Potentialkurve des $|+\rangle$ Zustands gezeigt (gestrichelte Kurve). Die Maxima dieser Kurve entsprechen σ^- polarisiertem Licht (vgl. Abb. 2.1). Die durchgezogenen Kurven zeigen die Populationen der Grundzustandsmatrix. Ihr Verlauf veranschaulicht zwei wesentliche Merkmale der Sisyphuskühlung.

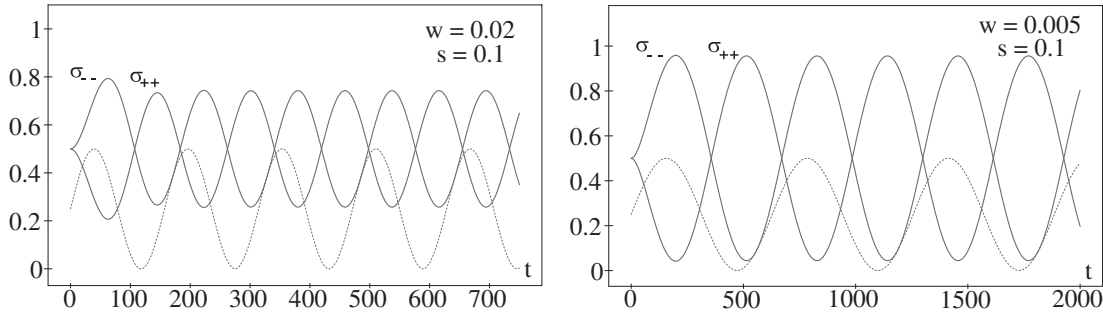


Abb. 2.3: Populationen σ_{++} und σ_{--} als Funktion der Zeit in einer lin||lin Melasse mit $\Delta = -5$ ($\Gamma \equiv 1$) für ein Atom mit reduzierter Geschwindigkeit $w = 0.02$ (a) und $w = 0.005$ (b). Die gestrichelte Linie zeigt die (Polarisationsbedingte) Potentialmodulation für den Zustand $|+\rangle$. Das optische Pumpen hinkt der Polarisationsänderung hinterher. Bei kleinerer Geschwindigkeit (b) ist der Populationstransfer zwischen den Zeeman-Niveaus effizienter und der *time lag* zwischen Polarisation und Polpulation fällt geringer aus.

Erstens kommt es zu einem periodischen Populationstransfer. Durch optisches Pumpen wird die Population von dem Zustand $|+\rangle$ nach $|-\rangle$ und wieder zurück gepumpt, und zwar immer in den energetisch niedrigeren Zustand (vgl. Abb. 2.2). Die Spur über σ_{gg} ist eine Erhaltungsgröße und bleibt konstant eins. Zweitens hinkt der Populationstransfer der Polarisationsänderung hinterher. Dies liegt an der niedrigen Sättigung und ist eine wichtige Voraussetzung der sub-Dopplerkühlung.

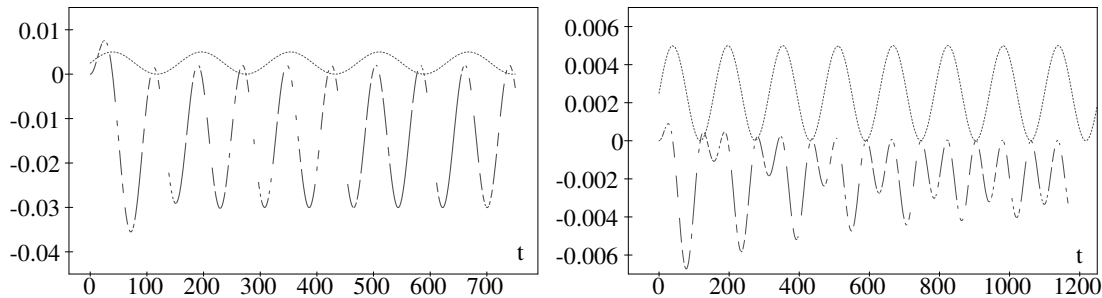


Abb. 2.4: (a) Semiklassisch berechnete reduzierte Kraft Φ als Funktion der Wechselwirkungszeit für eine reduzierte Geschwindigkeit $w = 0.02$ und eine Sättigung $s = 0.1$. (b) Gleiche Parameter wie (a) außer $s = 0.01$. Anfangsbedingungen wie in Abb. 2.3. Die gepunktete Kurve zeigt die Potentialmodulation für den Zustand $|+\rangle$.

In Abb. 2.3(b) ist die Zeitentwicklung der Population für eine viermal niedrigere Geschwindigkeit als in Abb. 2.3(a) bei sonst gleichen Parametern gezeigt. Es fällt

auf, daß der Besetzungstransfer effizienter ist, als für eine größere Geschwindigkeit. Das liegt daran, daß nun mehr Zeit für das optische Pumpen zur Verfügung steht. Da das Atom sich langsamer bewegt, ist der Zeitunterschied (*time lag*) zwischen der Polarisationsänderung und der Besetzungsanpassung außerdem nicht mehr so groß wie in Abb. 2.3(a).

Mit der Lösung der Mastergleichung läßt sich nun die zeitabhängige Kraft aus Gleichung (2.21) ermitteln. Abbildung 2.4(a) zeigt die reduzierte Kraft Φ als Funktion der Wechselwirkungszeit für dieselben Parameter wie in Abb. 2.3. Die Kraft ergibt sich als Mittelwert über einen Zyklus. Schon nach etwa zwei Zyklen erreicht dieses Mittel einen stationären, negativen Wert. Sie wirkt demnach der Geschwindigkeit entgegen und bremst das Atom. Daß die Kraft hier einen Einschwingvorgang durchführt, liegt an der willkürlichen Wahl der Anfangsbedingung. Die gemittelte Kraft ist negativ. Abbildung 2.4(b) zeigt die Zeitevolution der Kraft für die gleiche Geschwindigkeit ($w = 0.02$) aber bei einer zehnmal niedrigeren Sättigung als in (a). Das Erreichen des stationären Zustands dauert länger.

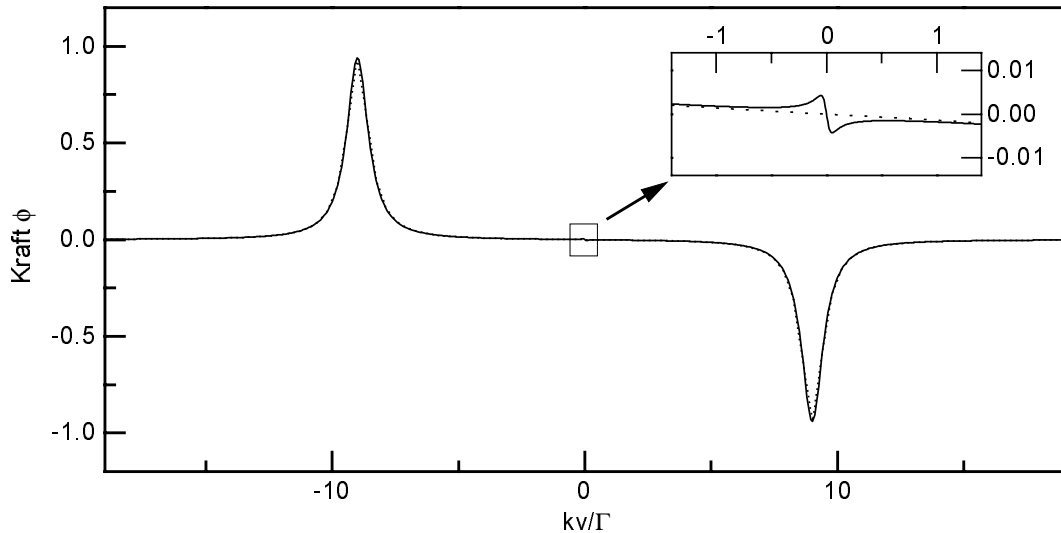


Abb. 2.5: Dissipative Kraft als Funktion der Geschwindigkeit für Polarisationsgradientenkühlung mit $\text{lin}\perp\text{lin}$ polarisierter Melasse, $\Delta = -9\Gamma$ und $s = 0.1$. Die gestrichelte Kurve zeigt allein den Doppleranteil der Kraft, die durchgezogene Kurve enthält auch den sub-Doppleranteil. Die Maxima der Dopplerkraft liegen bei $kv = \pm 9\Gamma$. Im vergrößerten Ausschnitt um $v = 0$ ist zu erkennen, daß die sub-Dopplerkraft eine viel stärkere Reibungskraft bewirkt, als die Dopplerkraft.

Mit dem hier beschriebenen Verfahren kann die semiklassische Kraft als Funktion der Geschwindigkeit berechnet werden. Kraftprofile für verschiedene atomare Übergänge sind beispielsweise in [50] diskutiert. In unseren Experimenten kommen optische Me-

lassen mit verschiedenen Polarisierungen und Frequenzverstimmungen zum Einsatz. Ein Parametersatz, der in den folgenden Kapiteln häufiger diskutiert wird, ist die $\pi_x\pi_y$ polarisierte Melasse mit einer Frequenzverstimmung von $\Delta = -9\Gamma$. Um die Relationen von Dopplerkraft und sub-Dopplerkraft zu veranschaulichen, sind für diese Frequenzverstimmung und für eine Sättigung $s = 0.1$ beide Kräfte in Abbildung 2.5 für eine eindimensionale $\text{lin}\perp\text{lin}$ Melasse aufgetragen. In diesem Beispiel wurden analytische Lösungen für die Dopplerkraft [53] und die sub-Dopplerkraft [16] verwendet. Wie der Ausschnitt um $v = 0$ zeigt, ist der Reibungskoeffizient der sub-Dopplerkraft, gegeben durch die Steigung von $F(v)$, wesentlich höher als für die Dopplerkraft. Außerdem liegt das Maximum der Dopplerkraft bei großen Geschwindigkeiten ($kv = \Gamma$). Man beachte, daß die optimale Dopplerkühlung für $\Delta = -\Gamma/2$ erzielt wird, während die sub-Dopplerkühlung bei kleinen Sättigungen und großer Frequenzverstimmung ($\Delta \approx -10\Gamma$) gut funktioniert.

In unseren Experimenten ist die semiklassische Näherung nicht immer erfüllt. Bei der sub-Dopplerkühlung im freien Raum (Kapitel 3) treten Geschwindigkeitsbreiten nahe der Photonenrückstoßgeschwindigkeit auf. Dadurch liegt die Ausdehnung der atomaren Wellenpakete in der Größenordnung der Lichtwellenlänge und kann nicht mehr vernachlässigt werden. In diesem Fall ist eine quantenmechanische Beschreibung sinnvoll. Für die sub-Dopplerkühlung in Anwesenheit zusätzlicher Dipolpotentiale (Abschnitt 2.3) ist eine quantenmechanische Formulierung des Problems aus anderen Gründen notwendig, wie im folgenden Abschnitt erläutert. Die semiklassische Beschreibung mit den hier diskutierten Näherungen ist für viele Aspekte der sub-Dopplerkühlung mit zusätzlichen Magnetfeldern ausreichend. Sie wird im Abschnitt 2.4 wieder aufgegriffen.

2.3 Kühlen in Dipolpotentialen

Das Interesse an der sub-Dopplerkühlung in Anwesenheit zusätzlicher optischer Potentiale wurde in der Einleitung dieser Arbeit begründet. In unseren Experimenten werden Atome im Dipolpotential eines blau verstimmten Doughnut-Modes geführt und mit einer optischen Melasse gekühlt. Beeinflußt das zusätzliche Dipolpotential die sub-Dopplerkühlung? Diese Frage soll im folgenden aus der theoretischen Perspektive diskutiert werden. Viele der Ergebnisse und physikalischen Einsichten sind dabei aus der fruchtbaren Zusammenarbeit mit F. van Dorsselaer und G. Nienhuis von der Universität Leiden hervorgegangen. Die experimentellen Ergebnisse sind in

Kapitel 4 dokumentiert.

In einem ersten Ansatz kann man die Problemstellung wie in Abbildung 2.6 skizzieren. Durch die Wechselwirkung des Atoms mit dem Doughnut-Mode und dem Kühllicht wird die Energie der Grundzustandsniveaus proportional zur Intensität des Lichtfeldes verschoben. Die räumliche Modulation der Zeeman-Niveaus durch das Kühllicht addiert sich zum Dipolpotential des Doughnutmodes hinzu. Folgt man dem intuitiven Bild der Sisyphuskühlung (Abb. 2.2), so könnte das Schema auch mit zusätzlichem Doughnut-Mode Potential funktionieren. Das gilt vor allem für die Region nahe des globalen Intensitätsminimums, wo der *light shift* des Doughnut-Modes verschwindet.

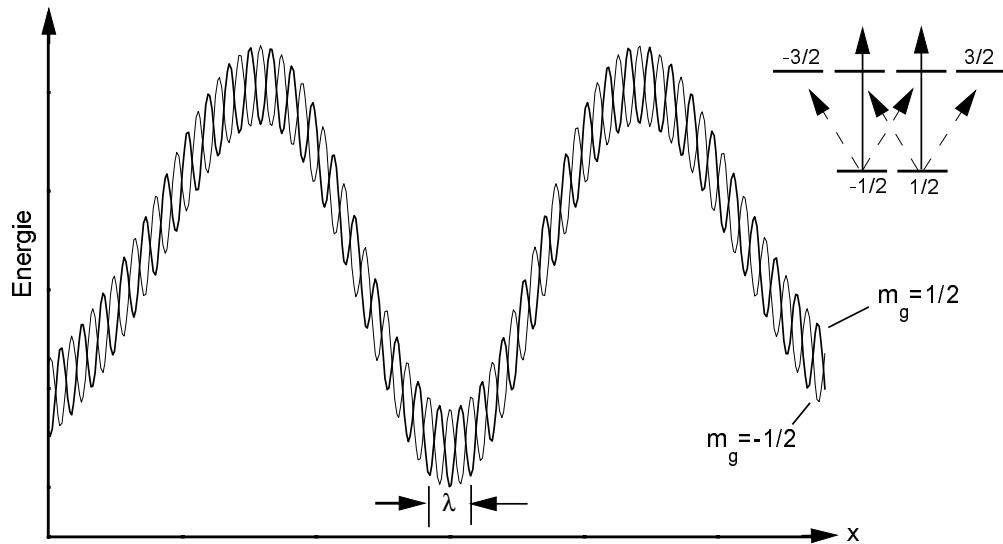


Abb. 2.6: Räumliche Modulation der Zeeman-Niveaus des Grundzustands durch den AC-Stark-Effekt bei Wechselwirkung mit einem aus Doughnut-Mode und lin \perp lin Melasse zusammengesetzten Lichtfeld. Das Niveauschema skizziert die Polarisation und die Frequenzverstimmung der Lichtfelder in Wechselwirkung mit einem atomaren $1/2 \rightarrow 3/2$ Übergang. Die optische Melasse ändert ihre Polarisation periodisch von σ^+ nach σ^- innerhalb einer viertel Wellenlänge. Der Doughnut-Mode ist linear polarisiert.

Eine eingehendere Betrachtung der Theorie zeigt, um das Ergebnis vorwegzunehmen, daß dieses Bild zu naiv ist. Es genügt nicht, allein die Energieverschiebung der Niveaus zu betrachten. Das zusätzliche Dipolpotential beeinflusst auch die Phasenevolution der atomaren Zustände. Dadurch kann es das optische Pumpen der Sisyphuskühlung beeinträchtigen und den Kühlprozeß stören. Um das Problem auf die prinzipielle Frage zu reduzieren, welchen Einfluß ein zusätzlicher *light shift* auf das Kühlen ausübt, wurde in der Simulation die Ortsabhängigkeit der Doughnut-Mode Intensität vernachlässigt und ein homogener *light shift* angesetzt. Dieser Vereinfachung

chung kann man im Experiment durch die Berechnung eines mittleren Potentials begegnen. Für typische experimentelle Parameter gilt $\Gamma \ll \Omega_d \ll \Delta_d$, wobei der Index d die Doughnut-Mode Parameter kennzeichnet. Die Rabifrequenz Ω_d ist mit der Intensität des Doughnut-Modes über die Beziehung (2.18) verknüpft. In diesem Regime können durch den Doughnut-Mode induzierte optische Pumpprozesse vernachlässigt werden. Im Anteil des Hamilton-Operators, der die Wechselwirkung der Atome mit dem Doughnut-Mode beschreibt, geht das zusätzliche Dipolpotential daher nur in die Diagonalelemente ein:

$$H_d = U_d \left[(\hat{\epsilon}_d \cdot \mathbf{Q})^\dagger (\hat{\epsilon}_d \cdot \mathbf{Q}) - (\hat{\epsilon}_d \cdot \mathbf{Q})(\hat{\epsilon}_d \cdot \mathbf{Q})^\dagger \right] \quad (2.26)$$

mit

$$U_d = \frac{\hbar \Omega_d^2}{4 \Delta_d}. \quad (2.27)$$

Der erste Term des Operators H_d enthält die Energieverschiebung des Grundzustands, der zweite Term die des (nicht eliminierten!) angeregten Zustands (umgekehrtes Vorzeichen). Der Einfluß des Kühllichts wird im Wechselwirkungsbild durch den Hamilton-Operator

$$H_c(\mathbf{r}) = -\hbar \Delta_c \mathbf{Q} \cdot \mathbf{Q}^\dagger + \frac{\hbar \Omega_c}{2} \left[(\hat{\epsilon}_1 \cdot \mathbf{Q} e^{ikx} + \hat{\epsilon}_2 \cdot \mathbf{Q} e^{-ikx}) + \text{H.c.} \right. \\ \left. + (\hat{\epsilon}_3 \cdot \mathbf{Q} e^{iky+i\alpha} + \hat{\epsilon}_4 \cdot \mathbf{Q} e^{-iky-i\alpha}) + \text{H.c.} \right] \quad (2.28)$$

beschrieben. Die Polarisationsvektoren $\hat{\epsilon}_i$ entsprechen den Vektoren in Gleichung (2.5). Mit der kinetischen Energie setzt sich der Gesamt-Hamilton-Operator nun aus drei Anteilen zusammen:

$$H(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = \frac{\mathbf{p}^2}{2m} + H_d + H_c(\mathbf{r}). \quad (2.29)$$

Die Dynamik der inneren und äußeren Freiheitsgrade des Systems läßt sich wiederum durch eine Mastergleichung für die Dichtematrix beschreiben [28]:

$$\frac{d}{dt} \rho(t) = -\frac{i}{\hbar} [H(\mathbf{r}, \mathbf{p}), \rho(t)] \\ - \frac{\Gamma}{2} \left[\mathbf{Q} \cdot \mathbf{Q}^\dagger \rho(t) + \rho(t) \mathbf{Q} \cdot \mathbf{Q}^\dagger \right. \\ \left. - 2 \int d\hat{\mathbf{u}} \sum_{\hat{\epsilon} \perp \hat{\mathbf{u}}} g_{\hat{\epsilon}}(\hat{\mathbf{u}}) (\hat{\epsilon} \cdot \mathbf{Q})^\dagger e^{-ik\hat{\mathbf{u}} \cdot \mathbf{x}} \rho(t) (\hat{\epsilon} \cdot \mathbf{Q}) e^{ik\hat{\mathbf{u}} \cdot \mathbf{x}} \right]. \quad (2.30)$$

Der Kommutator mit dem Hamilton-Operator beschreibt die kohärente Zeitentwicklung der Dichtematrix. Der übrige Teil enthält die Kopplung an das Reservoir der Vakuummoden. Davon beschreiben die ersten beiden Terme die kohärente Abnahme

der Amplitude des angeregten Zustands. Der letzte Ausdruck beschreibt die spontane Emission mit einer Integration über alle möglichen Richtungen und Polarisierungen der emittierten Photonen. Dabei ist $g_{\hat{\epsilon}}(\hat{\mathbf{u}})$ die Wahrscheinlichkeit, daß ein Photon mit Polarisation $\hat{\epsilon}$ in Richtung $\hat{\mathbf{u}}$ emittiert wurde. Die Gleichung unterscheidet sich von der Gleichung (2.11) in dreierlei Hinsicht. Erstens ist der angeregte Zustand nicht eliminiert. Zweitens enthält der Hamiltonian das zusätzliche Dipolpotential. Drittens ist die Impulsverteilung der spontan emittierten Photonen im Hinblick auf die quantisierte Impulsbasis berücksichtigt.

Die Differentialgleichung (2.30) liefert die Grundlage für die theoretische Beschreibung der sub-Dopplerkühlung mit zusätzlichem Dipolpotential. Da x- und y-Richtung im Wechselwirkungs-Operator entkoppeln, läßt sich das System auf eine Dimension reduzieren. Die Basisvektoren sind gegeben durch

$$|J; M\rangle|p_x\rangle . \quad (2.31)$$

Der Impuls ist in Schritten von $\hbar k$ quantisiert. Das Impulsgitter wird bei $\pm 30\hbar k$ abgeschnitten. Daraus ergibt sich ein $(2J_e + 1 + 2J_g + 1) \times 61 = 732$ dimensionaler Zustandsraum. Die Dichtematrix hat 732^2 Einträge – Gleichung (2.30) numerisch zu lösen, wäre mit einem erheblichen Rechenaufwand verbunden.

Mit der sogenannten *Quantum Trajectory method* [54, 55] läßt sich das hier formulierte Problem wesentlich schneller lösen als mit Hilfe der Dichtematrix. Das Prinzip beruht darauf, Wellenfunktionen mit einer modifizierten, sogenannten stochastischen Schrödingerfunktion zu berechnen und über viele Trajektorien im Phasenraum zu mitteln. Dazu wird der Schrödinger-Gleichung ein Rauschterm hinzugefügt, der die Kopplung an offene Kanäle (hier: die Vakuummoden) simuliert. Dadurch kommt es zu statistischen Schwankungen in der Zeitevolution der Ψ -Funktion. Außerdem unterliegen die offenen Kanäle einem kontinuierlichen, fiktiven Meßprozeß. Dieser besteht beispielsweise darin, den Impuls oder den räumlichen Ursprung eines spontan emittierten Photons zu bestimmen. Auf diese Weise wird die Wellenfunktion bei jeder spontanen Emission auf einen reinen Zustand projiziert. Da die Messung fiktiv ist, im Experiment also nicht stattfindet, muß man über alle möglichen Ergebnisse mitteln. Dieses Vorgehen kann numerisch immer noch von Vorteil sein, sofern die Zahl der Trajektorien nicht zu groß gewählt werden muß.

F. van Dorsselaer und G. Nienhuis haben ein Verfahren entwickelt, daß durch geschickte Wahl des Rauschanteils in der stochastischen Schrödinger-Gleichung den Rechenaufwand gegenüber den herkömmlichen Verfahren stark reduziert [29] – in

unseren Anwendungen typischerweise um das zwanzigfache. Die einzelnen Trajektorien liegen durch die Anpassung des Rauschens näher am Ensemble-Mittel, so daß über weniger Trajektorien gemittelt werden muß. Abbildung 2.7 verdeutlicht dies anhand der numerisch berechneten Zeitentwicklung der sub-Dopplerkühlung [28].

Als Ausgangsverteilung wird eine Gauß'sche Wellenfunktion mit einer Impulsbreite von $\sigma_p = 10\hbar k$ angesetzt, ähnlich den experimentellen Anfangsbedingungen. Durch die Wechselwirkung mit der optischen Melasse wird das Ensemble gekühlt. Die numerische Simulation löst die stochastische Schrödingergleichung und berechnet die Varianz der Impulsverteilung $\Delta p_x \equiv \langle p_x^2 \rangle$ als Funktion der Zeit. Der zusätzliche homogene *light shift* beträgt $330 E_{\text{rec}}$. Während eine Mittelung über 20 Trajektorien im herkömmlichen Verfahren noch starke Fluktuationen aufweist [Abb. 2.7(a)], fallen die statistischen Schwankungen in den Rechnungen mit angepaßtem Rauschen deutlich geringer aus (b).

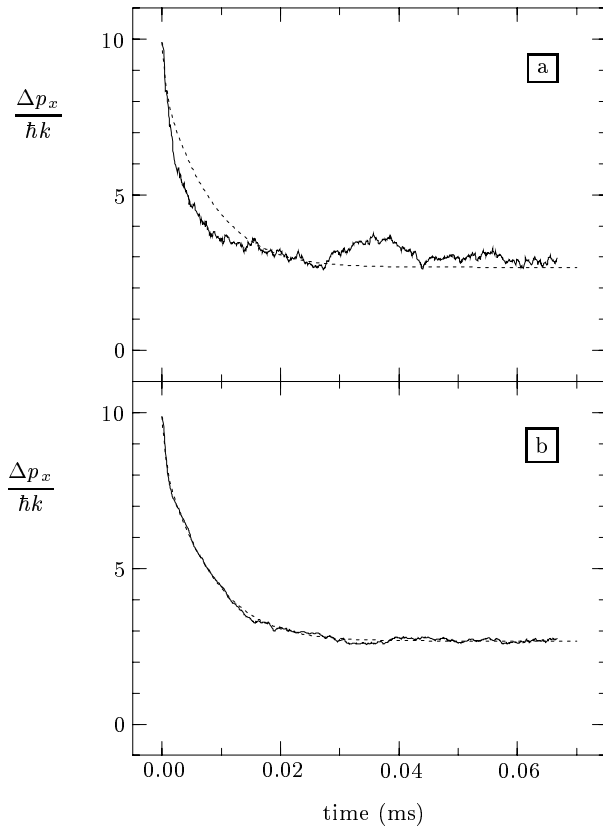


Abb. 2.7: Numerische Berechnung der Varianz Δp_x als Funktion der Wechselwirkungszeit für $\text{lin} \perp \text{lin}$ Kühlung. In (a) wurde statistisches Rauschen und in (b) angepaßtes Rauschen nach [29] angesetzt. Beide durchgezogenen Kurven zeigen eine Mittelung über 20 Trajektorien. Beide gestrichelten Kurven zeigen einen Fit an die Simulationskurve von (b). Die Parameter sind: $\Delta_c = -5\Gamma$, $U_d = 330E_{\text{rec}}$ und $u_0 = 26E_{\text{rec}}$.

Abbildung 2.7(b) zeigt außerdem die beiden charakteristischen Zeitskalen der Simulation. Der Anfangszustand ist eine kohärente Superposition aus Impulszuständen. Zu Beginn der Zeitentwicklung zerstört das Rauschen die Korrelationen zwischen den Basisvektoren und projiziert die Wellenfunktion im Impulsraum. Dadurch nimmt Δp_x rapide ab. Dieser Vorgang ist ein Artefakt ohne Entsprechung im Experiment, bedingt durch die Annahme eines reinen Zustands als Ausgangswellenfunktion. Die Dekohärenzzeit ist jedoch kurz im Vergleich zur charakteristischen Zeitkonstante der Kühlung. Schon nach einigen Mikrosekunden dominiert der (physikalische) Kühlprozeß. Die Abnahme der Impulsbreite läßt sich durch die Summe aus zwei Exponentialfunktionen und *offset* anpassen (gestrichelte Kurven in Abb. 2.7). Die Dekohärenzzeit ist etwa zwanzig mal kürzer als die Kühlzeit τ_{cool} .

Im Hinblick auf die Experimente zum Kühlen im Doughnut-Mode interessiert vor allem die stationäre Impulsverteilung, insbesondere der Limes von Δp_x für $t \gg \tau_{\text{cool}}$, für verschieden starke Dipolpotentiale und Kühlleistungen. Die Simulationen wurden für einen $2 \rightarrow 3$ Übergang und für verschiedene Polarisierungen des Doughnut-Modes und der Kühlzone durchgeführt. In Abbildung 2.8 ist die Impulsvarianz des Ensembles für $t \gg \tau_{\text{cool}}$ für verschiedene Potentialstärken U_d als Funktion der Potentialstärke u_0 des Kühllichts aufgetragen. Die unterste Kurve zeigt das im vorigen Abschnitt diskutierte Kühlen im freien Raum, also für $U_d = 0$. Mit abnehmender Kühlleistung verringert sich die Impulsbreite bis nahe an die Photonenrückstoßgrenze. Bei noch kleineren Werten für u_0 funktioniert der Kühlmechanismus nicht mehr und die Impulsbreite steigt an (nicht eingezeichnet).

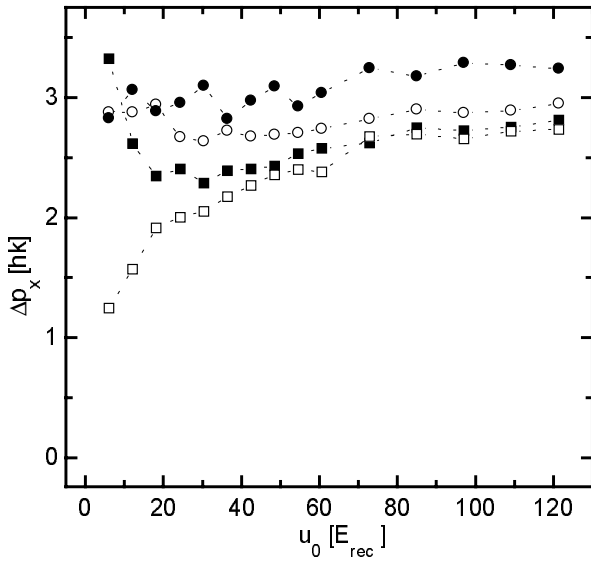


Abb. 2.8: Numerische Berechnung der Varianz der Impulsverteilung, Δp_x , als Funktion der Potentialtiefe u_0 für verschiedene Stärken eines zusätzlichen Dipolpotentials: (\square) $U_d = 0$, (\blacksquare) $U_d = 165E_{\text{rec}}$, (\circ) $U_d = 330E_{\text{rec}}$, (\bullet) $U_d = 660E_{\text{rec}}$.

Für $U_d \neq 0$ nähert sich die Impulsbreite mit zunehmender Kühlleistung der Kurve für Kühlen im freien Raum. Die Temperaturen ($T \propto \langle p_x^2 \rangle$) sind zwar höher, allerdings noch weit unterhalb des Dopplerlimits von $10 \hbar k$ bzw. $100 T_{\text{rec}}$ für Neon. Für $u_0 < 50E_{\text{rec}}$ nehmen die Temperaturen beim Kühlen mit zusätzlichem *light shift* zu oder bleiben konstant. Dagegen fällt die Temperatur beim Kühlen im freien Raum proportional mit abnehmender Intensität (vgl. Abb. 3.17). Hierin unterscheiden sich die beiden Situationen deutlich. Die Ergebnisse der Simulation zeigen zwei Regime für den Temperaturverlauf als Funktion von u_0 für festes U_d . Für relativ niedrige Werte von u_0 wird der Kühlprozeß vom zusätzlichen Dipolpotential gestört und die Temperaturen liegen weit höher als beim Kühlen im freien Raum. Für relativ große u_0 funktioniert die Polarisationsgradientenkühlung und die erzielten Impulsbreiten liegen nur geringfügig über den Vergleichswerten ohne Dipolpotential.

Die Simulationen lassen sich so interpretieren, daß die Dynamik der Kühlung und des zusätzlichen *light shifts* miteinander konkurrieren. Der kohärente Pumpprozeß des Kühllichts wird durch das zusätzliche Dipolpotential gestört. Der *light shift* bewirkt eine Phasenrotation der Amplituden, die für die unterschiedlichen Zeeman-Niveaus vom jeweiligen Clebsch-Gordan Koeffizienten abhängt. Der periodische Populationstransfer zwischen Grundzustandsniveaus wird dadurch eingeschränkt, daß die feste Phasenbeziehung der Amplituden des $|2; M\rangle$ und des $|3; M \pm 1\rangle$ Zustands auf diese Weise gestört wird.

Wenn die Phasenrotation schnell gegen die optische Pumprate ist, zerfallen die vom Pumplicht erzeugten Kohärenzen vergleichsweise schnell. Das beeinträchtigt nicht nur den Pumpprozeß, sondern verursacht eine nicht verschwindende Population im angeregten Zustand. Das führt zu einer höheren Rate spontaner Prozesse, die das Ensemble aufheizen. Wenn umgekehrt die optische Pumprate der Kühllaser schnell gegen die Phasenrotation ist, wird der Kühlprozeß nicht gravierend beeinträchtigt.

Für $U_d \neq 0$ nähert sich die Impulsbreite mit zunehmender Kühlleistung der Kurve für Kühlen im freien Raum. Die Temperaturen ($T \propto \langle p_x^2 \rangle$) sind zwar höher, allerdings noch weit unterhalb des Dopplerlimits von $10 \hbar k$ bzw. $100 T_{\text{rec}}$ für Neon. Für $u_0 < 50E_{\text{rec}}$ nehmen die Temperaturen beim Kühlen mit zusätzlichem *light shift* zu oder bleiben konstant. Dagegen fällt die Temperatur beim Kühlen im freien Raum proportional mit abnehmender Intensität (vgl. Abb. 3.17). Hierin unterscheiden sich die beiden Situationen deutlich. Die Ergebnisse der Simulation zeigen zwei Regime für den Temperaturverlauf als Funktion von u_0 für festes U_d . Für relativ niedrige Werte von u_0 wird der Kühlprozeß vom zusätzlichen Dipolpotential gestört und die Temperaturen liegen weit höher als beim Kühlen im freien Raum. Für relativ große u_0 funktioniert die Polarisationsgradientenkühlung und die erzielten Impulsbreiten liegen nur geringfügig über den Vergleichswerten ohne Dipolpotential.

Das Übergangsregime ist dadurch gekennzeichnet, daß die AC-Stark-Verschiebungen durch den Doughnut-Mode und durch das Kühllicht von vergleichbarer Größe sind. In einer Dimension liegt diese Schwelle bei $2u_0 \approx U_d \times |\text{clg}|^2$. Der Faktor zwei kommt durch Berücksichtigung des zweiten Laserstrahls hinzu und $|\text{clg}|$ steht für die Clebsch-Gordan Koeffizienten. Diese Abschätzung bietet einen Ansatz für den Vergleich mit experimentellen Daten zur Polarisationsgradientenkühlung im Doughnut-Mode, der in Kapitel 4 durchgeführt wird.

2.4 Kühlen in magnetischen Potentialen

Die Frage nach dem Einfluß von Magnetfeldern auf das Polarisationsgradientenkühlen hat theoretische und experimentelle Arbeiten von Beginn an begleitet. In einer frühen theoretischen Arbeit stellten J. Dalibard und C. Cohen-Tannoudji fest, daß die $\sigma^+\sigma^-$ Kühlung im freien Raum (ohne zusätzliche Potentiale) formale Analogien zu einer Kombination aus linear polarisierter Stehwelle und homogenem Magnetfeld aufweise [16]. Damit war klar, daß Magnetfelder einen nicht zu vernachlässigenden Einfluß auf die Dynamik der Kühlung haben können.

Insofern sie Kohärenzen zwischen Zeeman-Niveaus anregen, haben Magnetfelder die gleiche Wirkung wie Lichtinduzierte Raman-Übergänge. Auf diesem Prinzip aufbauend entwickelten H. Metcalf und Mitarbeiter kurz nach Entdeckung der Polarisationsgradientenkühlung ein Verfahren zur sub-Dopplerkühlung mit schwachen Magnetfeldern, das sie *magnetic-field-induced laser cooling* (MILC) nannten [56]. Dabei liegt die Larmorfrequenz ω_z in der Größenordnung der durch das Kühllicht induzierten optischen Pumprate Γ_{sc} .

Das Regime starker Magnetfelder wird hier durch die Bedingung $\Gamma_{\text{sc}} < \omega_z \ll \Gamma$ definiert. Bei noch stärkeren Magnetfeldern, $\omega_z \approx \Gamma$, kommt es zu einem Zusammenbruch der sub-Dopplerkühlung [36, 51]. Der Einfluß eines homogenen magnetischen Feldes im Regime $\Gamma_{\text{sc}} < \omega_z \ll \Gamma$ auf die sub-Dopplerkühlung wurde von P. van der Straten und Koautoren theoretisch berechnet und in einer Dimension experimentell untersucht [35]. Eine andere Forschungsgruppe demonstrierte ähnliche Effekte mit eindimensionalen Melassen und magnetischen Feldern [39].

Bei Überlagerung einer optischen Melasse mit einem Magnetfeld setzt sich der Hamilton-Operator für die Wechselwirkung mit dem Atom aus zwei Anteilen zusammen, die die magnetische und die elektrische Dipolwechselwirkung beschreiben.

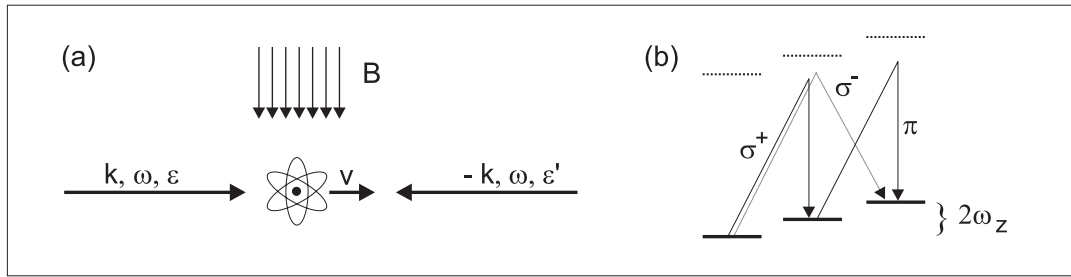


Abb. 2.9: Prinzip der Geschwindigkeitsselektiven Resonanzen. Ein Atom bewegt sich mit der Geschwindigkeit v in einer optischen Melasse (a). Ein zusätzliches Magnetfeld spaltet die Zeeman-Niveaus auf. Stimmt die Dopplerverschiebung mit der Energieaufspaltung überein, kommt es zur resonanten Kopplung der Zeeman-Niveaus (b). Im Bezugssystem des Atoms wirken dann sub-Dopplerkräfte. Sie kühlen das Atom auf endliche Geschwindigkeiten $v \neq 0$, die u.a. von den Polarisierungen der Melassenlaser abhängen.

Schwache Magnetfelder können als kleine Störung des optischen Pumpens betrachtet werden. Für starke Magnetfelder muß man umgekehrt das optische Pumpen als kleine Störung beschreiben. Dabei ist es sinnvoll, die Magnetfeldrichtung als neue Quantisierungsachse anzusetzen und die Basis entsprechend zu wählen. Die Eigenzustände sind gegeben durch die Zeeman-Niveaus $|J; m\rangle$ mit einer energetischen Aufspaltung $\hbar\omega_z = \mu_B (\mathbf{J} \cdot \mathbf{B})$. Für spezielle Geschwindigkeiten des Atoms in der sub-Doppler Melasse kommt es durch den Dopplereffekt zu einer resonanten (Raman-) Kopplung der Zeeman-Niveaus (Abb. 2.9). Im Bezugssystem des Atoms wirken dann dieselben Kräfte, die zur herkömmlichen sub-Dopplerkühlung auf $\mathbf{v} = 0$ führen. Das hat zur Folge, daß die Melasse Atome auf endliche Geschwindigkeiten $\mathbf{v} \neq 0$ kühlt. Dabei werden Geschwindigkeitsbreiten unterhalb des Dopplerlimits erwartet. Dieser Effekt wurde *velocity selective resonances* (VSR) genannt [38].

Geschwindigkeitsselektive Resonanzen können auftreten, wenn die Bedingung

$$(\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_j) \cdot \mathbf{v} - n\omega_L = 0 \quad (2.32)$$

erfüllt ist. Hier bezeichnen $\mathbf{k}_{i,j}$ die Wellenvektoren der Melassenlaser, und das ganzzahlige $n \equiv m'_g - m_g$ steht für die unterschiedlichen Resonanzen. Die Werte, die n annehmen kann, liegen zwischen -2 und 2. Sie sind mit $\pi\pi$, $\pi\sigma$ und $\sigma\sigma$ Resonanzen assoziiert und hängen daher vom Drehimpuls der beteiligten Niveaus und von den Polarisationskomponenten der Laserstrahlen in Bezug auf die durch das Magnetfeld vorgegebene Quantisierungsachse ab. Die Resonanzbedingung (2.32) läßt sich theoretisch herleiten [35]. Im folgenden geht es darum, diese Ableitung vom Prinzip her nachzuvollziehen und für zweidimensionale Melassen beliebiger Polarisation zu konkretisieren.

In der Mastergleichung 2.11 geht das Magnetfeld $\mathbf{B} = B\hat{\mathbf{n}}$ als Kommutator des Wechselwirkungsterms $-\mu_B B \mathbf{J} \cdot \hat{\mathbf{n}}$ mit der Dichtematrix ein:

$$\frac{d}{dt}\sigma_{gg} = \mathcal{G}\sigma_{gg} - (\mathcal{P} + i\mathcal{S})\sigma_{gg} - \sigma_{gg}(\mathcal{P} - i\mathcal{S}) - i\omega_z[\mathbf{J} \cdot \hat{\mathbf{n}}, \sigma_{gg}]. \quad (2.33)$$

Nach einer Transformation in ein mit der Frequenz ω rotierendes Bezugssystem lautet die Gleichung:

$$\frac{d}{dt}\sigma_{gg} = U\mathcal{G}U^\dagger\rho_{gg} - U(\mathcal{P} + i\mathcal{S})U^\dagger\rho_{gg} - \rho_{gg}U(\mathcal{P} - i\mathcal{S})U^\dagger - i(\omega_z - \omega)[\mathbf{J} \cdot \hat{\mathbf{n}}, \sigma_{gg}]. \quad (2.34)$$

mit der transformierten Dichtematrix

$$\rho(t) = U(t)\sigma U(t)^\dagger \quad (2.35)$$

und dem unitären Operator

$$U(t) = \exp[i\omega J_{gz}t/\hbar]. \quad (2.36)$$

Mit der Beziehung $U\mathcal{Q}_\alpha U^\dagger = \exp[i\alpha\omega t]$ und dem Rabioperator,

$$\mathcal{R} = \sum_j \mathcal{R}_j e^{i\mathbf{k}_j \cdot \mathbf{r}} = \sum_{j,\alpha} \epsilon_{j\alpha} \mathcal{Q}_\alpha e^{i\mathbf{k}_j \cdot \mathbf{r}}, \quad (2.37)$$

mit $\epsilon_{j\alpha} = \hat{\epsilon}_j \cdot \hat{\mathbf{u}}_\alpha^*$ ergibt sich die allgemeine Mastergleichung im rotierenden Bezugssystem für eine beliebige Anzahl Melassenlaser mit beliebiger Polarisation:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}\rho = & \frac{s}{2} \sum_{i,j} \sum_{\alpha,\beta,\gamma} \epsilon_{i\alpha} \epsilon_{j\gamma}^* e^{i(\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_j) \cdot \mathbf{r}} e^{i(\alpha - \gamma)\omega t} \\ & \times \left\{ \Gamma \mathcal{Q}_\beta^\dagger \mathcal{Q}_\alpha \rho \mathcal{Q}_\gamma^\dagger \mathcal{Q}_\beta - \left(\frac{\Gamma}{2} + i\Delta \right) \mathcal{Q}_\gamma^\dagger \mathcal{Q}_\alpha - \left(\frac{\Gamma}{2} - i\Delta \right) \mathcal{Q}_\alpha^\dagger \mathcal{Q}_\gamma \right\} \\ & - \frac{i}{\hbar} (\omega_z - \omega) [J_z, \rho]. \end{aligned} \quad (2.38)$$

Der Übergang in ein rotierendes Bezugssystem soll letztlich zu einer Elimination des starken Zeemanterms führen. Dazu wird $\omega = \omega_z$ gewählt. Anschließend können schnell oszillierende Terme gegenüber langsamen Veränderlichen vernachlässigt werden, ähnlich wie in der *rotating wave approximation*. Zusammen mit Gleichung (2.10) ergibt sich eine Resonanzbedingung als Beziehung zwischen der atomaren Geschwindigkeit und der Larmorfrequenz:

$$(\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_j) \cdot \mathbf{v} - (\gamma - \alpha) \omega = 0 \quad (2.39)$$

Der Wert von $\alpha - \gamma$ kann $0, \pm 1, \pm 2$ betragen. Er ist durch die Matrixelemente des Ausdrucks $\mathcal{Q}_\alpha^\dagger \mathcal{Q}_\gamma$ festgelegt, der einen Raman-Übergang zwischen zwei Zeeman-Niveaus des Grundzustands beschreibt. Damit ergibt sich Gleichung (2.32) als Resonanzbedingung. Die wichtige Schlussfolgerung besteht darin, daß für Geschwindigkeiten, die die Resonanzbedingung erfüllen, Gleichung (2.38) starke Ähnlichkeit mit

der ursprünglichen Mastergleichung (2.11) für das Polarisationsgradientenkühlung ohne Magnetfelder aufweist. Gleichung (2.11) ergibt sich als Spezialfall für $n = 0$.

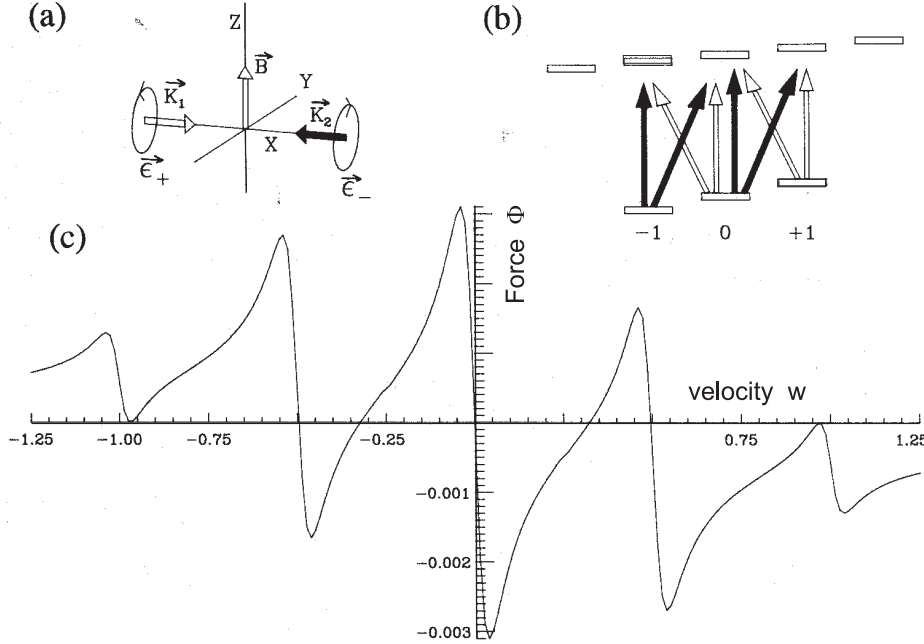


Abb. 2.10: Reduzierte Kraft Φ als Funktion der reduzierten Geschwindigkeit w für eine eindimensionale $\sigma^+\sigma^-$ polarisierte Melasse mit einem transversalen Magnetfeld (a) für einen $J_g = 1$ nach $J_e = 2$ Übergang. Die in (b) gezeigten Übergänge verursachen die Geschwindigkeitsselektive Resonanz $v = \omega_z/2k(n = 1)$. Da beide Laserstrahlen Polarisationskomponenten parallel und senkrecht zu \mathbf{B} aufweisen, kann jeder Lichtstrahl σ^+, σ^- und π Übergänge induzieren. Die numerische Simulation zeigt alle fünf Resonanzen ($n = 0, \pm 1, \pm 2$), die in diesem Fall erwartet werden. Die Larmorfrequenz beträgt $\omega_z = \Omega^2/\Gamma$ und die Frequenzverstimung $\Delta = -1.5\Gamma$. (Abb. 4 aus [35]).

Die starke Ähnlichkeit der Evolutionsgleichungen (2.38) und (2.11) bedeutet, daß bei Überlagerung der Kühlzone mit einem Magnetfeld die sub-Dopplerkühlung in einigen bewegten Bezugssystemen erhalten bleibt. Dies führt zur Kühlung auf diskrete Geschwindigkeiten. Die Kraft als Funktion der Geschwindigkeit hat mehrere Nulldurchgänge mit negativer Steigung. Diese Situation ist in Abb. 2.4 verdeutlicht. Gezeigt ist das in [35] berechnete Kraftprofil als Funktion der Geschwindigkeit für eine eindimensionale $\sigma^+\sigma^-$ polarisierte Melasse mit transversalem Magnetfeld. Fünf diskrete Regelpunkte sind erkennbar (Die äußeren Regelpunkte $n = \pm 2$ dürften allerdings nur schwach auftreten, sie markieren den Grenzfall, in dem der Nulldurchgang verschwindet). Für die numerische Berechnung der semiklassischen Kraft ist auch der Kraftoperator in das rotierende Bezugssystem zu transformieren. Dies spielt in den weiteren Betrachtungen jedoch keine Rolle, weil die Geschwindigkeitsselektiven

Resonanzen allein in der Dichtematrix auftreten. Der Kraftoperator hängt nicht vom Magnetfeld ab.

Welche Geschwindigkeitsresonanzen auftreten hängt u.a. von der Polarisation der Melasse in Bezug auf das Magnetfeld ab. Diese Abhängigkeit ist durch den Vorfaktor $\epsilon_{i\alpha}\epsilon_{j\gamma}^*$ in Gleichung (2.38) bedingt. Daß dieser Vorfaktor für ein vorgegebenes $n = (\gamma - \alpha)$ nicht verschwindet, ist eine notwendige Bedingung für eine Geschwindigkeitsselektive Resonanz. Der Rabioperator für eine zweidimensionale Melasse ergibt sich aus Gleichungen (2.5) und (2.6):

$$\mathcal{R} = \frac{\Omega}{2} (\hat{\epsilon}_1 \cdot \mathbf{Q} e^{ikx} + \hat{\epsilon}_2 \cdot \mathbf{Q} e^{-ikx} + \hat{\epsilon}_3 \cdot \mathbf{Q} e^{iky+\alpha} + \hat{\epsilon}_4 \cdot \mathbf{Q} e^{-iky+\alpha}). \quad (2.40)$$

Für eine $\pi_x\pi_y$ polarisierte Melasse gilt:

$$\begin{aligned} \hat{\epsilon}_1 &= \hat{\epsilon}_2 = \hat{\epsilon}_y \\ \hat{\epsilon}_3 &= \hat{\epsilon}_4 = \hat{\epsilon}_x \end{aligned} \quad (2.41)$$

und für eine $\sigma^+\sigma^-$ polarisierte Melasse

$$\begin{aligned} \hat{\epsilon}_1 &= -(\hat{\epsilon}_y + i\hat{\epsilon}_z)/\sqrt{2} \\ \hat{\epsilon}_2 &= (\hat{\epsilon}_y - i\hat{\epsilon}_z)/\sqrt{2} \\ \hat{\epsilon}_3 &= -(\hat{\epsilon}_z + i\hat{\epsilon}_x)/\sqrt{2} \\ \hat{\epsilon}_4 &= (\hat{\epsilon}_z - i\hat{\epsilon}_x)/\sqrt{2}. \end{aligned} \quad (2.42)$$

Bei der Bestimmung der einzelnen Polarisationskomponenten ist darauf zu achten, daß die sphärische Basis (2.15) nun in Bezug auf die durch das Magnetfeld vorgegebene Quantisierungsachse definiert ist. Um eine inkonsistente Notation zu vermeiden, bezeichnen die Basisvektoren $\hat{\epsilon}_x, \hat{\epsilon}_y, \hat{\epsilon}_z$ das feste Koordinatensystem im Laborsystem; $\hat{\epsilon}_z$ ist damit nicht notwendigerweise die Quantisierungsachse. Die Melassenlaser liegen (anti-) parallel zu den Achsen $\hat{\epsilon}_x$ und $\hat{\epsilon}_y$ (Abb. 2.1). Tabelle 2.1 zeigt die Polarisationskomponenten für einige ausgewählte Magnetfeldrichtungen in Kombination mit einer $\pi_x\pi_y$ und $\sigma^+\sigma^-$ polarisierten optischen Melasse.

Aus der Tabelle lassen sich Informationen über die Geschwindigkeitsselektiven Resonanzen ableiten. Zum Beispiel sind die Produkte $\hat{\epsilon}_{11}\hat{\epsilon}_{2-1}^*$ und $\hat{\epsilon}_{21}\hat{\epsilon}_{1-1}^*$ identisch null für eine $\pi_x\pi_y$ polarisierte Melasse und ein Magnetfeld in y-Richtung. Das bedeutet, daß die Vorfaktoren von $\mathcal{Q}_1^\dagger\mathcal{Q}_{-1}$ und $\mathcal{Q}_{-1}^\dagger\mathcal{Q}_1$ verschwinden – es kommen keine $\sigma^+\sigma^-$ oder $\sigma^-\sigma^+$ Übergänge mit Photonen aus Strahlen 1 und 2 vor. Diese Aussage ist einfach zu veranschaulichen, denn in der sphärischen Basis mit Quantisierungsachse

B	β	$\sigma^+\sigma^-$				$\pi_x\pi_y$			
		$\epsilon_{1\beta}$	$\epsilon_{2\beta}$	$\epsilon_{3\beta}$	$\epsilon_{4\beta}$	$\epsilon_{1\beta}$	$\epsilon_{2\beta}$	$\epsilon_{3\beta}$	$\epsilon_{4\beta}$
$B\hat{e}_y$	+1	$-i/2$	$i/2$	1	0	0	0	$-1/\sqrt{2}$	$-1/\sqrt{2}$
	0	$-i/\sqrt{2}$	$i/\sqrt{2}$	0	0	1	1	0	0
	-1	$-i/2$	$i/2$	0	1	0	0	$1/\sqrt{2}$	$1/\sqrt{2}$
$B\hat{e}_z$	+1	$-i/2$	$i/2$	$i/2$	$i/2$	$i/\sqrt{2}$	$i/\sqrt{2}$	$-1/\sqrt{2}$	$-1/\sqrt{2}$
	0	$-i/\sqrt{2}$	$-i/\sqrt{2}$	$-1/\sqrt{2}$	$1/\sqrt{2}$	$-i/\sqrt{2}$	$-i/\sqrt{2}$	$1/\sqrt{2}$	$1/\sqrt{2}$
	-1	$-i/2$	$i/2$	$-i/2$	$-i/2$	$-i/\sqrt{2}$	$-i/\sqrt{2}$	$1/\sqrt{2}$	$1/\sqrt{2}$

Tabelle 2.1: Polarisationskomponenten für verschiedene optische Melassen und Magnetfeldorientierungen. Die sphärische Basis ist in Bezug auf das Magnetfeld als Quantisierungsachse definiert.

\hat{e}_y sind die linear polarisierten Melassenstrahlen 1 und 2 π polarisiert (Gleichung 2.3). Sie können keine Ramanübergänge mit $n = \pm 2$ anregen, die entsprechenden Geschwindigkeitsselektiven Resonanzen treten nicht auf [Abb. 2.11(a)].

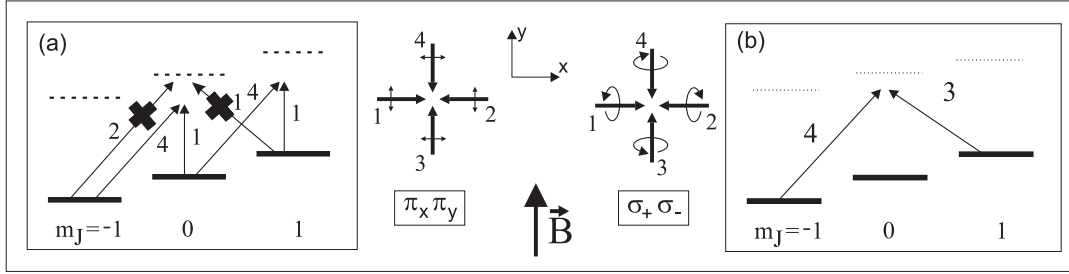


Abb. 2.11: Polarisationsabhängigkeit der Geschwindigkeitsselektiven Resonanzen. (a) Für ein Magnetfeld in y-Richtung sind die Laserstrahlen 1 und 2 in der $\pi_x\pi_y$ Melasse π polarisiert. Sie können keine Raman-Resonanzen mit $\Delta m = \pm 2$ anregen. (b) Bei der $\sigma^+\sigma^-$ Melasse ist Laserstrahl 3 (4) σ^- (σ^+) polarisiert. Daher können nur solche Resonanzen angeregt werden, bei denen Laser 4 blau und Laser 3 rot verschoben ist.

Für den Fall einer $\sigma^+\sigma^-$ polarisierten Melasse mit $\mathbf{B} = (0, B_y, 0)$ zeigt Tabelle 2.1 eine Symmetriebrechung. Das Produkt $\epsilon_{41}\hat{e}_{3-1}$ ist identisch null, nicht jedoch $\epsilon_{31}\hat{e}_{4-1}$. Hier erwartet man Laserkühlung auf Resonanzen mit $n = -2$ und nicht auf $n = 2$ [Abb. 2.11(b)]. Diese Symmetriebrechung konnte im Experiment beobachtet werden, wie in Kap. 5 dokumentiert. Ähnliche Überlegungen lassen sich für andere Konfigurationen durchführen. Es sei abschließend betont, daß das Nichtverschwinden der Produkte $\hat{e}_{i\alpha}\hat{e}_{j\gamma}$ keine hinreichende, sondern nur eine notwendige Bedingung für das Auftreten Geschwindigkeitsselektiver Resonanzen ist. In Kap. 5 werden einige Fälle diskutiert, in denen die Kraft verschwindet, obwohl die Polarisationskomponenten nicht null sind.

2.5 Zusammenfassung

Der von G. Nienhuis und Koautoren entwickelte Operator-Formalismus der sub-Dopplerkühlung [50] liefert ein elegantes Verfahren zur Formulierung der optischen Blochgleichungen für eine beliebige Anzahl Kühllaser und beliebige atomare Übergänge. Er gewährt einen Einblick in die physikalischen Prozesse, die für die sub-Dopplerkühlung neutraler Atome von Bedeutung sind. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird der Operator-Formalismus zur Interpretation der experimentellen Ergebnisse herangezogen. In diesem Kapitel sind dazu zwei ganz unterschiedliche Ansätze vorgestellt worden.

Das Polarisationsgradientenkühlen in Anwesenheit eines zusätzlichen Dipolpotentials wurde mit einer Quanten-Monte-Carlo Simulation numerisch berechnet. Dabei wurde ein homogener *light shift* variabler Stärke angesetzt. Die Simulation ermittelt die Lösung der zeitabhängigen, stochastischen Schrödingergleichung für ein Wellenpaket mit einer Impulsbreite von anfangs $10 \hbar k$ in einer rot-verstimmten Melasse. Ein neues Verfahren mit angepaßtem Rauschen [28, 29] verkürzt die Rechenzeit um ein bis zwei Größenordnungen gegenüber herkömmlichen Verfahren.

Das Ergebnis der Simulationen widerspricht der naiven Vorstellung vom Sisyphuskühlen mit zusätzlichem Dipolpotential. Es zeigt sich, daß die sub-Dopplerkühlung an Effizienz verliert, sobald der *light shift* des zusätzlichen Feldes mit der Niveauverschiebung durch die optische Melasse vergleichbar ist. Die Wechselwirkung mit dem zusätzlichen Lichtfeld erzeugt optische Kohärenzen, die mit der Anregung durch die optische Melasse interferieren. Der für das sub-Dopplerkühlen wichtige Pumpprozeß wird dadurch gestört. Die Temperaturen des gekühlten Ensembles liegen mit zusätzlichem Dipolpotential für höhere Kühlleistungen 10 bis 30 Prozent über den Temperaturen für Kühlen im freien Raum. Bei gleichem Dipolpotential und geringerer Kühlleistung betragen die Abweichungen sogar einen Faktor drei bis vier. Diese theoretischen Vorhersagen bieten einen interessanten Ausgangspunkt für den Vergleich mit den Experimenten zur Kühlung im Doughnut-Mode in Kapitel 4.

Das Polarisationsgradientenkühlen in Anwesenheit magnetischer Felder wurde mit dem Operator-Formalismus im Limes niedriger Intensität betrachtet. Dies erlaubt die adiabatische Elimination des angeregten Zustands und ergibt eine Mastergleichung, die die zeitliche Entwicklung der Grundzustandsdichtematrix in geschlossener Form beschreibt. Die semiklassische, geschwindigkeitsabhängige Kraft auf die Atome wird als Erwartungswert eines Kraftoperators berechnet. Die Transformation in

ein mit der Larmorfrequenz rotierendes Bezugssystem gestattet einen Einblick in physikalische Prozesse, die durch das Magnetfeld verursacht werden.

Für diskrete Geschwindigkeiten, die einer Resonanzbedingung genügen, kommt es zur Raman-Kopplung von Zeeman-Niveaus. Im Bezugssystem der Atome wirken dann sub-Dopplerkräfte. Das bedeutet, daß das atomare Ensemble durch die Kombination von optischer Melasse und Magnetfeldern auf mehrere diskrete Geschwindigkeiten sub-Dopplergekühlt werden kann. Die Struktur der Geschwindigkeitsselektiven Resonanzen hängt dabei wesentlich von der Polarisation der Melassenlaser in Bezug auf die Magnetfeldachse ab.

Die semiklassische Näherung ist sinnvoll, solange die Geschwindigkeitsbreite des Ensembles größer als die Rückstoßgeschwindigkeit ist. In solchen Fällen wird eine Kramers-Fokker-Planck Gleichung angesetzt, die die atomare Bewegung in einer optischen Melasse als klassischen Diffusionsprozeß beschreibt [52]. Auf diese Weise läßt sich die Geschwindigkeitsbreite des gekühlten Ensembles berechnen. In unseren Experimenten liegen die Breiten jedoch nahe der Rückstoßgeschwindigkeit. Daher greift die Diskussion der Kühlung im freien Raum in Kapitel 3 auf die Ergebnisse der (genaueren) Quanten-Monte-Carlo Simulation zurück. Für die Vorhersage der *Position* der Geschwindigkeitsselektiven Resonanzen ist die semiklassische Berechnung der Kraft dagegen voll ausreichend. Sie wird in Kapitel 5 herangezogen, um die atomaren Gitterstrukturen im Impulsraum zu erklären.

Kapitel 3

Kühlen im freien Raum

3.1 Einleitung

Mit der Atomoptik hat sich ein eigenständiges Forschungsgebiet etabliert, das die Untersuchung und Anwendung der Licht-Materie Wechselwirkung zum Gegenstand hat. Fallen für neutrale Atome und Kühlverfahren, mit denen Atome auf Millionstel Grad über dem absoluten Nullpunkt abgekühlt werden können, gehören inzwischen zu den Standardverfahren zur Erzeugung dichter und kalter Materiezustände [54]. Parallel zu der Entwicklung neuer Fallen- und Kühlgeometrien in drei Dimensionen haben Fortschritte auf dem Gebiet der Laserkühlung es ermöglicht, langsame Atomstrahlen mit hoher Brillianz (atomarer Fluß pro Raumwinkel) zu erzeugen. Solche Atomstrahlen sind vor allem für Anwendungen in der Atomlithographie, der Atominterferometrie und für das Studium kalter Stöße von Interesse. Hier sind eine gute Monochromasie, hohe Intensität und hohe Dichte eine wichtige experimentelle Voraussetzung. Zu den bewährten Verfahren zur Atomstrahlpräparation gehören magneto-optische Trichter [57, 58], isotropes Kühlen [59], Hohlfasern [60] und modifizierte magneto-optische Fallen [61].

Kollimierte Atomstrahlen sind außerdem sehr gut geeignet, fundamentale Prozesse der Laserkühlung zu untersuchen. Das Prinzip der Messungen beruht darauf, die transversale Geschwindigkeitsverteilung eines Atomstrahls mit Laserlicht kurz hinter der Quelle zu manipulieren und die Atome nach einer bekannten Flugzeit im Fernfeld orts aufgelöst nachzuweisen. Die transversale Geschwindigkeit der gekühlten Verteilung läßt sich dann unmittelbar aus der gemessenen Ortsverteilung der Atome berechnen. Für langsame Atomstrahlen, also lange Flugzeiten, kann so eine

Geschwindigkeitsauflösung unterhalb der Photonenrückstoßgeschwindigkeit erzielt werden. Eine orts aufgelöste Detektion der atomaren Verteilung in zwei Dimensionen erlaubt darüber hinaus die direkte Beobachtung von physikalischen Effekten, die für die “höherdimensionale” Laserkühlung vorhergesagt wurden [18, 19]. Dabei geht es um anisotrope Impulsverteilungen, die dadurch verursacht werden, daß das Lichtfeld keine Rotationssymmetrie aufweist.

Während in Kapitel 4 und 5 das Polarisationsgradientenkühlen in Anwesenheit zusätzlicher optischer und magnetischer Potentiale diskutiert wird, steht im folgenden die sub-Dopplerkühlung im freien Raum, also ohne zusätzliche Potentiale im Vordergrund. Dieses Kapitel geht auf einige grundlegende physikalische Effekte der Polarisationsgradientenkühlung in zwei Dimensionen ein.

Die hier diskutierten Experimente unterscheiden sich von den meisten Atomstrahl-experimenten insofern, als wir mit langsamen Atomen ($\bar{v}_{\text{long}} = 28 \text{ m/s}$) arbeiten. Bei einer einen Zentimeter langen Kühlzone können Wechselwirkungszeiten der Atome mit dem Kühllicht von einigen hundert Mikrosekunden erreicht werden. Experimente mit thermischen Atomstrahlen sind dagegen häufig auf wenige zehn Mikrosekunden Wechselwirkungszeit beschränkt. Um dennoch effizient zu kühlen, muß die optische Pumprate entsprechend hoch sein. Dadurch liegt die Intensität der Kühllaser oft weit über den für gespeicherte Ensembles verwendeten Intensitäten. Bei der Interpretation der Ergebnisse muß dann beachtet werden, daß viele Näherungen nicht mehr erfüllt sind [62].

Die Arbeit mit einem langsamen Atomstrahl gestattet es, sub-Dopplerkühlung in zwei Dimensionen unter den Bedingungen zu untersuchen, die in 3D optischen Messungen vorliegen. Das erleichtert den Vergleich der Ergebnisse mit experimentellen und theoretischen Arbeiten. Im folgenden werden die Ergebnisse zum 2D Polarisationsgradientenkühlen eines langsamen Strahls metastabiler Neonatome vorgestellt. Nach der Beschreibung des Versuchsaufbaus werden die experimentellen Ergebnisse erläutert. Es folgt eine Analyse der erzielten Temperaturen in Abhängigkeit von der Wechselwirkungszeit und von der Leistung. Abschließend werden die Experimente mit Quanten-Monte-Carlo Simulationen verglichen und in den aktuellen Stand der Forschung eingeordnet.

3.2 Experimenteller Aufbau

Um die sub-Dopplerkühlung in zwei Dimensionen zu untersuchen, durchquert der Atomstrahl in unserem Experiment kurz hinter der Quelle eine zweidimensionale optische Melasse. Die transversale Geschwindigkeitsbreite als zentrale Meßgröße wird aus der detektierten räumlichen Verteilung der Atome im Fernfeld und der Flugzeit der Atome von der Quelle zum Detektor berechnet. Der Begriff des Fernfeldes bedeutet in diesem Zusammenhang, daß von einer Quasi-Punktquelle ausgegangen wird. Diese Bedingung ist erfüllt, da die Ausdehnung der Quelle wesentlich kleiner ist, als die Größe der Strukturen auf dem Detektor.

Die Präparation des Atomstrahls muß verschiedenen Anforderungen genügen. Die longitudinale Geschwindigkeit sollte einige Meter pro Sekunde betragen, damit lange Wechselwirkungszeiten mit der Kühlzone erreicht werden können. Eine gute Monochromasie ist notwendig für eine hohe Auflösung der transversalen Geschwindigkeit. Die transversale Geschwindigkeitsbreite des ungekühlten Atomstrahls sollte möglichst variabel sein. Für einige Experimente ist eine Gaußverteilung mit der Breite der Dopplergeschwindigkeit sinnvoll, andere Versuche sind auf eine sehr geringe Geschwindigkeitsbreite angewiesen. Der Detektor schließlich sollte eine möglichst hohe Effizienz und eine gute Ortsauflösung besitzen.

Die hier diskutierten Experimente werden mit einem Strahl metastabiler Neonatome durchgeführt. Das Neon wird durch Elektronenstoß in das metastabile Niveau angeregt (siehe Termschema im Anhang A) und expandiert durch eine stickstoffgekühlte Düse in eine Vakuumkammer. Die Atome werden in einem Abbremsmagneten (*Zeeman slower*) auf 70 m/s abgebremst und gelangen in eine zweidimensionale magneto-optische Melasse, die den Atomstrahl um 68° aus seiner ursprünglichen Bewegungsrichtung ablenkt. Die magneto-optische Melasse besteht aus einem mit Permanentmagneten erzeugten 2D Quadrupolfeld mit Lichtfeldern in $\sigma^+\sigma^-$ Konfiguration [26, 58]. Der so erzeugte Atomstrahl hat eine mittlere longitudinale Geschwindigkeit von 28 m/s mit einer Geschwindigkeitsbreite von 4 m/s (Gauß'sches σ). Die transversale Geschwindigkeitsbreite beträgt nur $2.5 v_{\text{rec}}$ und liegt damit weit unter dem Dopplerlimit ($v_{\text{D}} = 10 v_{\text{rec}}$ bei Neon) und nahe am Kühllimit der sub-Dopplerkühlung. Als atomarer Übergang für die Laserkühlung wird der $3s[3/2]_2 \rightarrow 3p[5/2]_3$ Übergang verwendet (Abb. A.1). Einzelheiten dieses Aufbaus werden in [26, 27, 63] erläutert.

Um eine atomare Punktquelle mit variabler Geschwindigkeitsbreite zu erzeugen,

wird der so präparierte Atomstrahl über einen gekippten Spiegel mit Loch in einen blau verstimmten Doughnut-Mode eingefädelt (Abb. 3.1). Das Dipolpotential des Doughnut-Modes führt die Atome auf eine Lochblende (Durchmesser $16\ \mu\text{m}$). Durch Variation der Frequenzverstimmung und der Intensität des Doughnut-Modes kann man die transversale Geschwindigkeitsbreite beeinflussen. Der Doughnut-Mode bietet damit ein flexibles Instrument zur Atomstrahlpräparation (vgl. Kapitel 4)

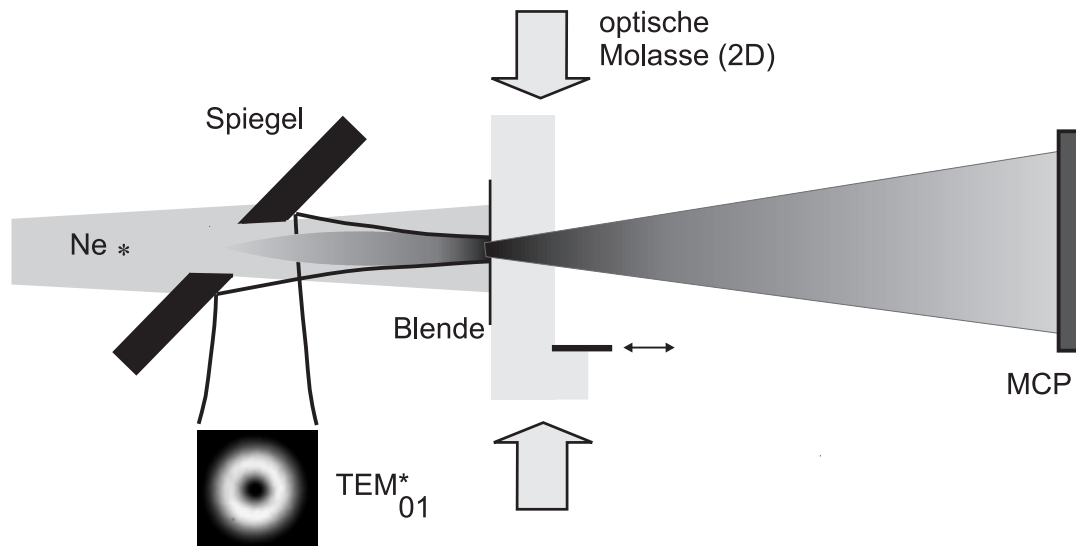


Abb. 3.1: Experimenteller Aufbau. Ein langsamer Strahl metastabiler Neonatome trifft auf einen Spiegel mit Loch ($\varnothing 60\ \mu\text{m}$). Die Atome gelangen so in den inneren Bereich eines TEM_{01}^* -Modes und werden (bei positiver Frequenzverstimmung) auf eine Lochblende ($\varnothing 16\ \mu\text{m}$) geführt. So entsteht eine atomare quasi-Punktquelle, mit variabler Geschwindigkeitsbreite. Hinter der Lochblende befindet sich eine zweidimensionale optische Melasse mit variabler Länge. Eine Mikrokanalplatte detektiert die Atome im Fernfeld und liefert Informationen über die transversale Geschwindigkeitsverteilung des Atomstrahls.

Direkt hinter der Lochblende befindet sich das zweidimensionale Polarisationsgradientenfeld. Der Begriff “zweidimensional” bezieht sich hierbei auf die Anordnung der Laserstrahlen in einer Ebene. Selbstverständlich hat die Melasse auch eine Ausdehnung in z-Richtung, entlang der Atomstrahlachse. Indem die Länge der Melasse in dieser Richtung variiert wird (1 bis 12 mm), kann man die Abhängigkeit der Polarisationsgradientenkühlung von der Wechselwirkungszeit untersuchen. Rasierklingen schneiden die Gauß’schen Flanken der Lichtfelder ab, um adiabatische Effekte zu vermeiden. Solche Prozesse würden die Interpretation der Kühlergebnisse erschweren.

Nach einer Flugstrecke von etwa 20 Zentimetern wird der Atomstrahl von einer Mikrokanalplatte (MCP) mit Phosphorschirm detektiert. Metastabile Neonatome

eignen sich wegen ihrer hohen inneren Energie sehr gut für diesen Nachweis. Der Phosphorschirm wird mit einer verstärkten CCD Kamera (Princeton Instruments ST130) abgebildet. Durch die Ortsauflösung des Detektors von $80 \mu\text{m}$ ergibt sich eine Auflösung der transversalen Geschwindigkeit unter $0.5 v_{\text{rec}}$. Die longitudinale Geschwindigkeitsbreite ($\Delta v/v = 1/7$) verursacht eine Verbreiterung der Strukturen um etwa 15 %. Durch einen geschwindigkeitsselektiven Nachweis kann diese Unsicherheit bei Bedarf reduziert werden.

3.3 Polarisationsgradientenkühlen in 2D

Die Erweiterung der Polarisationsgradientenkühlung von einer auf zwei Dimensionen ist nicht trivial. Während man die Theorie des Polarisationsgradientenkühlens in einer Dimension vergleichsweise schnell entworfen [16] und von der semiklassischen auf eine voll quantenmechanische Formulierung verallgemeinert hatte [64, 65], gestaltete sich die Verallgemeinerung auf mehrere Dimensionen eher schwierig. Nach ersten semiklassischen Berechnungen [66] zeigte J. Javanainen [67], daß man zur Berechnung der Reibungskraft und der Diffusionskonstanten in der höherdimensionalen Laserkühlung nicht ohne weiteres, wie in der semiklassischen 1D Theorie üblich, über eine Lichtwellenlänge mitteln kann, da die Trajektorien der Atome keine geraden Linien sind. Quantenmechanische Berechnungen zur Sisyphuskühlung in zwei Dimensionen wurden vor wenigen Jahren veröffentlicht [18, 19, 68].

Die Ursache für das Auftreten qualitativ neuer Effekte liegt in der Interferenzfähigkeit von Licht. Bei der Überlagerung von zwei 1D Lichtfeldern entstehen neue Polarisationsgradienten, die die Kühlung positiv oder negativ beeinflussen können. Vor allem ist die Laserkühlung nun richtungsabhängig, da das resultierende Lichtfeld keine Rotationssymmetrie besitzt [19]. In den hier durchgeführten Versuchen besteht die optische Melasse aus zwei linear polarisierten stehenden Wellen, deren Polarisationsvektoren in der Einfallsebene liegen:

$$\vec{E}(x, y, t) = 2E_0\hat{e}_y \cos(kx) \cos(\omega_L t) + 2E_0\hat{e}_x \cos(ky) \cos(\omega_L t + \alpha). \quad (3.1)$$

Die Näherung ebener Wellen, also Vernachlässigung des Gaußprofils entlang der z -Richtung, ist gerechtfertigt, da mit einem breiten Gaußstrahl experimentiert wird, dessen Flanken durch Rasierklingen abgeschnitten werden. Im folgenden wird dieses Lichtfeld als $\pi_x\pi_y$ polarisierte Kühlzone bezeichnet (Abb. 3.2). Die beiden Stehwellen für sich betrachtet bewirken keine Kühlung. Erst durch Interferenz entsteht ein

Polarisationsgradientenfeld, das beispielsweise für $\alpha = \pi/2$ der lin \perp lin Anordnung in einer Dimension entspricht. Es entsteht eine Gitterstruktur mit abwechselnd σ^+ und σ^- polarisierten Zonen. Die relative Phase α beeinflusst die Endtemperatur des atomaren Ensembles geringfügig, ändert jedoch nichts am fundamentalen Mechanismus des sub-Dopplerprozesses [20, 66].

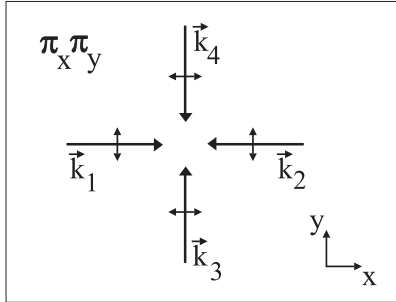


Abb. 3.2: Optische Melasse in 2D. Die Achse des Atomstrahls liegt in z-Richtung, senkrecht zu der durch die \mathbf{k} -Vektoren definierten Ebene. In der $\pi_x\pi_y$ Konfiguration kreuzen sich zwei linear polarisierte Stehwellen.

In unseren Experimenten zur Polarisationsgradientenkühlung ist keine aktive Phasenstabilisierung vorgesehen. Daher kommt es zu Phasenschwankungen durch Vibration und Drift der mechanischen Komponenten (z.B. Spiegelhalter). Dieses Phaserauschausen im Millisekundenbereich (akkustisches Rauschen) ist langsam im Vergleich zur Flugzeit der Atome durch die Kühlzone ($\approx 300 \mu\text{s}$) und schnell gegen die Akkumulationszeit der Kamera (einige Sekunden). Somit zeigen die Daten eine statistische Mittelung über Polarisationsgradientenkühlung bei verschiedenen Phasen α .

Für die meisten Anwendung der sub-Dopplerkühlung arbeitet man im stationären Regime. Das bedeutet, daß die Wechselwirkungszeit lang genug ist, um ein Gleichgewicht zwischen Kühl- und Heizprozessen herzustellen. Die dissipative Reibungskraft konkurriert hierbei mit der Impulsdiffusion durch spontane Prozesse. Bei der sub-Dopplerkühlung an Atomstrahlen ist die Frage der Zeitentwicklung wichtig, da hier nur eine begrenzte Wechselwirkungszeit zur Verfügung steht. Die theoretische Berechnung der Zeitevolution erfordert einen höheren Rechenaufwand. Untersuchungen in diesem Regime sind unter anderem von T. Bergeman durchgeführt worden [69]. Einige von Bergemans Ergebnissen lassen sich auf unsere Messungen übertragen, die im folgenden Abschnitt erläutert werden.

3.3.1 Zeitentwicklung

Um die Zeitentwicklung des Polarisationsgradientenkühlens zu untersuchen, nehmen wir Bilder der atomaren Verteilung für verschiedene Wechselwirkungszeiten mit der optischen Melasse auf. Dazu steht eine Rasierklinge im Laserstrahl, die die Länge der Kühlzone bestimmt (Abb. 3.1). Die Leistung des Kühllichts wird über eine Leistungsstabilisierung auf 1 % konstant gehalten. Für die hier gezeigten Daten

beträgt die Frequenzverstimmung des Kühllichts $\Delta = -9\Gamma$. Die Sättigung s (für einen Laserstrahl) liegt zwischen 0.003 und 0.05. Abbildung 3.3 zeigt die atomare

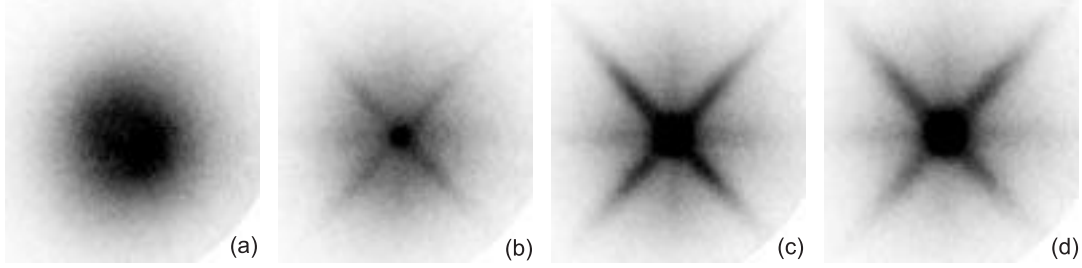


Abb. 3.3: Querschnitte des Atomstrahls für verschiedene Wechselwirkungszeiten mit der Kühlzone. Dunklere Regionen entsprechen einem höheren Fluß. Die volle Breite der Aufnahmen beträgt jeweils $60 v_{\text{rec}}$. Bild (a) zeigt die ungekühlte Verteilung. Für (b), (c) und (d) beträgt die Wechselwirkungszeit 125, 268 bzw. 375 Mikrosekunden. Die Potentialhöhe u_0 beträgt $19 E_{\text{rec}}$ und die Streurrate $\Gamma_{\text{sc}} = 343 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$

Geschwindigkeitsverteilung in 2D für verschiedene Wechselwirkungszeiten bei konstanter Kühlleistung. Die ungekühlte Ausgangsverteilung (a) ist Gaußverteilt mit einer Breite von etwa $10 \hbar k$ (Dopplerlimit). Für eine Wechselwirkungszeit von 125 μs (b) erkennt man schon deutlich ein zentrales Maximum mit einer schmaleren Geschwindigkeitsbreite. In den vom Maximum ausgehenden Diagonalen ist die Zahl der Atome ebenfalls höher als bei benachbarten Geschwindigkeitsklassen. Beim Übergang zu noch längeren Wechselwirkungszeiten [(c) und (d)] nimmt die Intensität des Maximums weiter zu. Immer mehr Atome erscheinen in diesem zentralen Bereich und auf den Diagonalen. Weniger stark ausgeprägt sind zwei Geraden mit höherem Fluß entlang v_x und v_y . Diese sind diffuser und breiter als die Diagonalen.

Für die Bewertung der Ergebnisse ist es sinnvoll, zusammen mit der Wechselwirkungszeit τ die Streurrate Γ_{sc} anzugeben. Das Produkt $\tau\Gamma_{\text{sc}}$ beziffert dann die mittlere Anzahl gestreuter Photonen. Dabei ist zu beachten, daß die in den Bildunterschriften angegebenen Werte für die Potentialhöhe und die Streurrate sich auf einen einzelnen Laserstrahl beziehen. Im Limes kleiner Sättigung ($s \ll 1$) sind beide Parameter proportional zur Sättigung. Diese liegt für vier Laserstrahlen in $\pi_x\pi_y$ Konfiguration um einen Faktor $(2\sqrt{2})^2 = 8$ über dem Wert eines einzelnen Strahls. Für größere Sättigungen muß man allerdings berücksichtigen, daß die Streurrate mit $s/(1+s)$ und die Potentialhöhe mit $\ln(1+s)$ skaliert.

Abbildung 3.3 zeigt bereits sehr deutlich ein charakteristisches Merkmal der höherdimensionalen Laserkühlung, die sogenannten *escape channels* entlang $v_x = v_y$ und $v_x = -v_y$. Ihr Name rührt daher, daß die Geschwindigkeitsverteilung entlang der

channels den Eindruck erweckt, als könnten Atome auf diesem Wege die Kühlzone verlassen. Dieser Effekt wurde von mehreren Gruppen theoretisch vorhergesagt [18, 19, 68, 70]. Die Berechnungen zeigen, daß die Fluchtkanäle vor allem durch eine Kraftkomponente senkrecht zu den *escape channels* verursacht werden (Abb. 3.4 [19]). Diese Vorhersage wird von unserer Beobachtung bestätigt, daß die atomare Intensität auf den Diagonalen nicht einfach nur konstant bleibt, sondern zunimmt. Mit anderen Worten, Atome werden nicht nur in Richtung des zentralen Maximums gekühlt, sondern auch auf die Geschwindigkeitsklassen $v_x = v_y$ und $v_x = -v_y$. Weitere Aspekte der Fluchtkanäle werden unten im Zusammenhang mit der Leistungsabhängigkeit diskutiert.

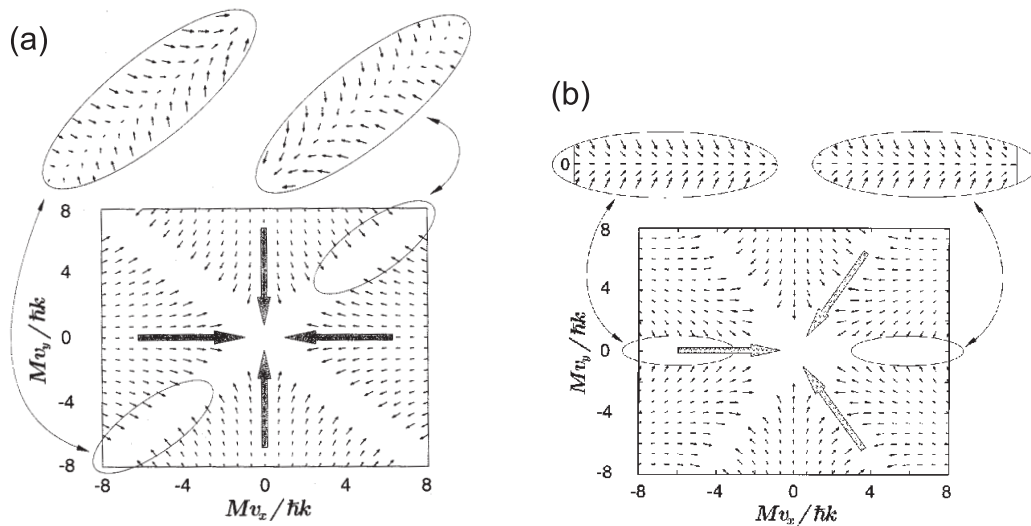


Abb. 3.4: (Abb. 10 und 12 aus [19]) Vektorfelder der semiklassischen Kraft für eine 2D Melasse aus vier (a) bzw. drei (b) in der Einfallsebene linear polarisierten Laserstrahlen. Die vergrößerten Ellipsen zeigen die dissipative Kraft in der Nähe der *escape channels*. Die grauen Pfeile deuten die Richtung der Laserstrahlen an. Im Unterschied zur Vierstrahl-anordnung (a) werden Atome in der Melasse aus drei Strahlen (b) entlang der *escape channels* aus dem Zentrum herausbeschleunigt.

Um die Polarisationsgradientenkühlung als Funktion der Wechselwirkungszeit quantitativ zu analysieren, muß eine Geschwindigkeitsbreite als Maß für die Temperatur definiert werden. Wie in Kapitel 2 erwähnt, ist es problematisch, nicht – Gauß’schen Geschwindigkeitsverteilungen eine Temperatur zuzuordnen. Y. Castin und Koautoren haben Impulsbreiten (als Varianz) einer gekühlten 2D Verteilung entlang verschiedener Raumrichtungen theoretisch berechnet. Die *escape channels* führen dabei zu kleineren Werten entlang der Diagonalen als in x - oder y -Richtung. Die Autoren stellen fest: “Diese Abweichungen sollten auch als Warnung verstanden werden, eine Lasergekühlte stationäre Verteilung durch einen einzigen Temperaturwert zu cha-

rakterisieren". Hier soll nun zunächst geklärt werden, ob die Atomstrahlexperimente im stationären Regime liegen.

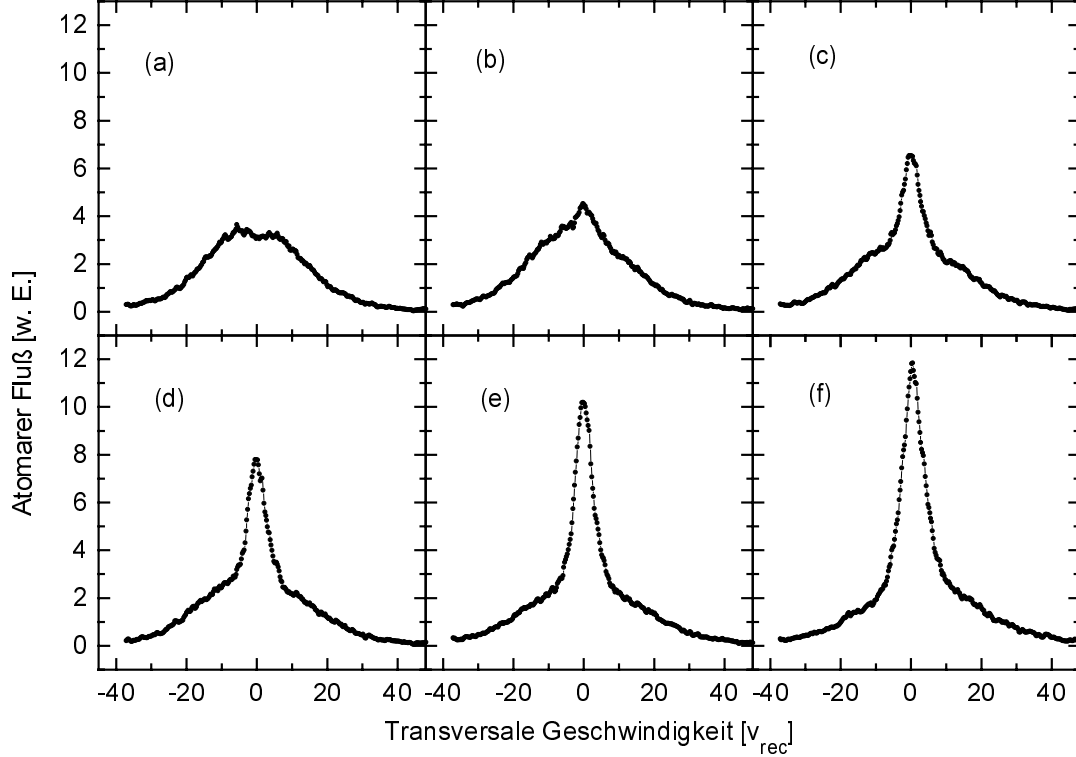


Abb. 3.5: Eindimensionale Querschnitte des Atomstrahls für verschiedene Wechselwirkungszeiten mit der Kühlzone. Das Profil der ungekühlten Verteilung (a) ist annähernd Gaußförmig. Durch transversales Polarisationsgradientenkühlen entsteht eine bimodale Geschwindigkeitsverteilung mit einem schmalen Anteil von nur wenigen v_{rec} Geschwindigkeitsbreite. Mit zunehmender Wechselwirkungszeit werden immer mehr Atome auf sub-Dopplergeschwindigkeit gekühlt. Die Wechselwirkungszeiten betragen von (b) bis (f): 89, 160, 196, 268 bzw. 375 Mikrosekunden. Die Potentialhöhe u_0 beträgt $19 E_{\text{rec}}$ und die Streurrate $\Gamma_{\text{sc}} = 343 \times 10^3 \text{ s}^{-1}$

Abbildung 3.5 zeigt Profile der 2D Verteilung durch das zentrale Maximum in v_x -Richtung für konstante Kühlleistung und verschiedene Wechselwirkungszeiten. Die ungekühlte Geschwindigkeitsverteilung ist annähernd Gaußförmig. Durch das Polarisationsgradientenkühlen [Abb. (b) bis (f)] entsteht eine bimodale Verteilung, die durch die Summe von zwei Gaußfunktionen angepaßt werden kann:

$$f(v_x) = y_0 + A_1 \exp\left(-\frac{(v_x - v_d)^2}{2\sigma_{vd}^2}\right) + A_2 \exp\left(-\frac{(v_x - v_{sd})^2}{2\sigma_v^2}\right). \quad (3.2)$$

Die breitere Gaußkurve mit Amplitude A_1 , Geschwindigkeitsbreite σ_{vd} und v_x -offset v_d hat etwa die Breite der ungekühlten Verteilung. Die schmalere Kurve hat eine Geschwindigkeitsbreite nahe der Photonenrückstoßgeschwindigkeit. Diese Breite σ_v ist ein Maß für die "Temperatur" der gekühlten Komponente.

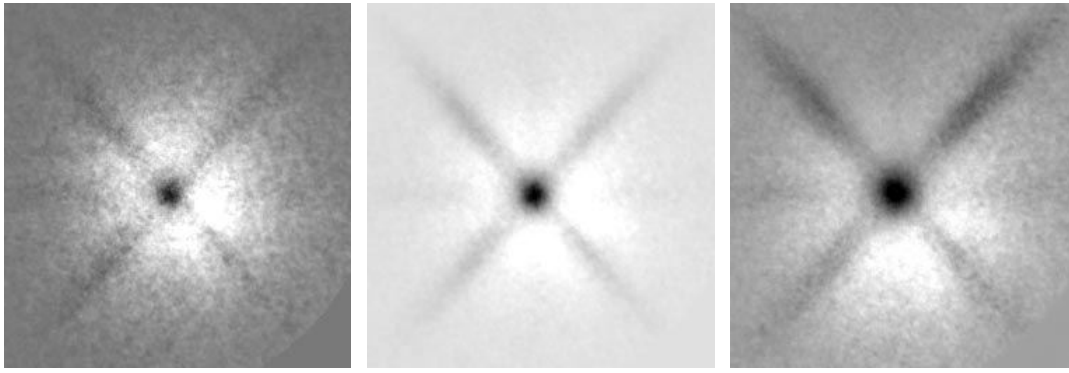


Abb. 3.6: Nettoeffekt der Polarisationsgradientenkühlung: Ungekühlte minus gekühlte atomare Verteilung für verschiedene Wechselwirkungszeiten. Gezeigt sind von links nach rechts die Aufnahmen Abb. 3.3(b), (c) und (d) minus die Ausgangsverteilung Abb. 3.3(a).

Die Maxima der beiden Gaußfunktionen liegen nicht notwendigerweise übereinander. Im Experiment läßt sich die Position der gekühlten Verteilung, deren Geschwindigkeitsregelpunkt, durch Justage der Kühlzone verändern. Dabei kommt es vor allem auf den Winkel der durch die vier Kühllaser definierten Ebene relativ zum Atomstrahl an. Wir haben die Kühlzone so justiert, daß das Maximum der gekühlten Verteilung möglichst mit dem Maximum der Ausgangsverteilung übereinstimmt. Das erleichtert in einigen Fällen die Auswertung der Daten. Man kann den “Nettoeffekt” der Kühlzone durch Subtraktion der gekühlten von der ungekühlten Verteilung sichtbar machen. Die so erhaltenen Bilder sind in Abb. 3.6 für dieselben Wechselwirkungszeiten und Parameter wie in Abb. 3.3 gezeigt. Die Skalierung variiert von einem Bild zum anderen, um den mit größeren Wechselwirkungszeiten zunehmenden Kontrast auszugleichen. Ansonsten sind die Strukturen einander sehr ähnlich. Das gilt auch für die Breite der Geschwindigkeitsverteilung, wie die folgende quantitative Analyse zeigt.

Abbildung 3.7 enthält eindimensionale Querschnitte durch das zentrale Maximum der atomaren Nettoverteilung in v_x -Richtung. Während sich die Breite des sub-Doppleranteils kaum ändert, wächst die Fläche unter der Kurve mit zunehmender Wechselwirkungszeit. Daß das Integral über die Geschwindigkeitsverteilung zunimmt, scheint zunächst die Erhaltung der Teilchenzahl zu verletzen. Die Atome in der sub-Dopplerkomponente stammen jedoch aus anderen Richtungen als der diagonalen oder der v_x - und v_y -Richtung. Die Integration über die 2D Fläche der gekühlten und der ungekühlten Verteilung ergibt eine konstante Teilchenzahl.

Wie schon erwähnt, läßt sich die “Temperatur” des kalten Anteils durch Anpassung der bimodalen Kurven (Abb. 3.5) mit der Summe aus zwei Gaußfunktionen

(Gleichung 3.2) definieren. Eine weitere Möglichkeit, die gekühlten Komponente zu charakterisieren, besteht darin, die Nettoverteilung mit einem Gaußfit anzupassen. Dieses Verfahren ergibt für geringe Kühlleistungen etwas niedrigere Werte als die Auswertung der bimodalen Kurven mit Doppel-Gaußfit. Die Abweichungen sind in den entsprechenden Abbildungen durch Fehlerbalken gekennzeichnet.

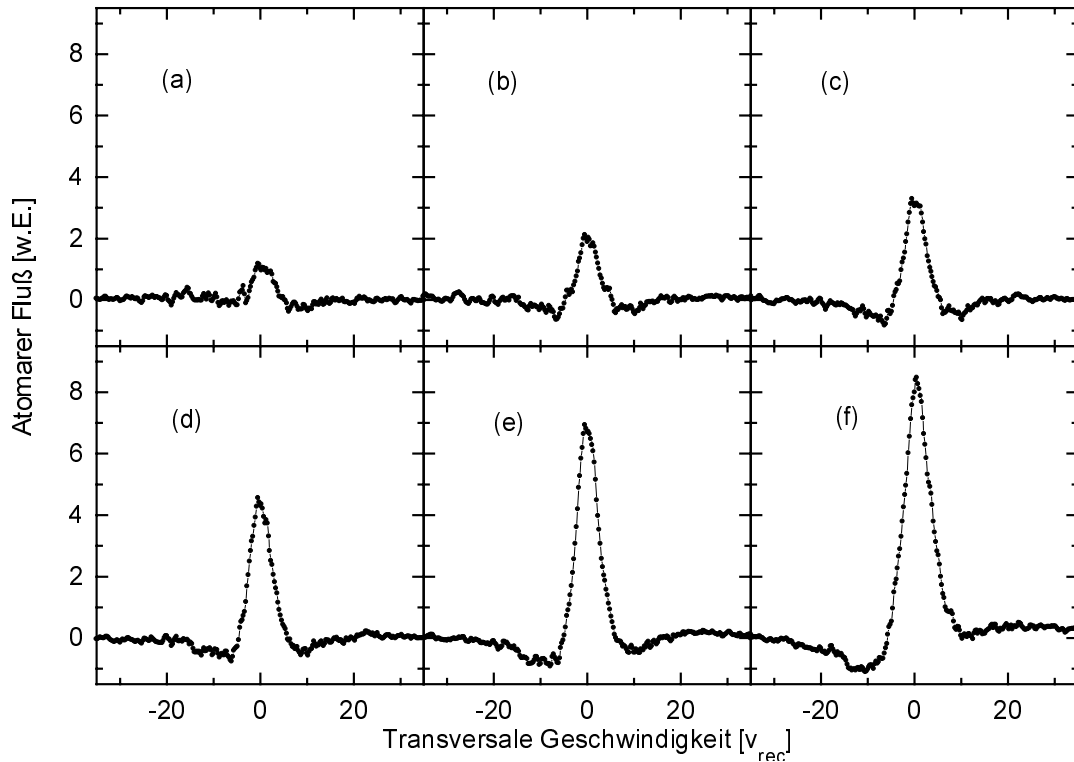


Abb. 3.7: Sub-Doppleranteil des gekühlten Atomstrahls für verschiedene Wechselwirkungszeiten. Mit zunehmender Wechselwirkungszeit (89, 125, 160, 196, 268 und 375 μs von (a) bis (f)) steigt die Zahl der Atome im Sub-Doppleranteil. Die Geschwindigkeitsbreite bleibt konstant. Potentialhöhe und Streurrate wie in Abb. 3.5.

Die in unseren Experimenten beobachtete Zeitevolution der Polarisationsgradientenkühlung entspricht qualitativ den Berechnungen von T. Bergeman für $\text{lin}\perp\text{lin}$ Kühlung in einer Dimension [69]. Abbildung 3.8 stellt die experimentellen Kurven den berechneten Profilen gegenüber. Bergemans Ansatz trifft am ehesten auf unsere experimentelle Situation zu, da er von einer breiten Geschwindigkeitsverteilung ausgeht. Bei einem Vergleich der Parameter ist zu beachten, daß U_0 in [69] als die Modulationstiefe des durch beide Laserstrahlen erzeugten Potentials definiert ist. In der vorliegenden Arbeit ist u_0 die Potentialtiefe für einen Strahl (vgl. Kap. 2). Allerdings ist ein quantitativer Vergleich nur unter Vorbehalt möglich, da in zwei Dimensionen die oben diskutierten Effekte auftreten, insbesondere nicht-rotationssymmetrische Verteilungen. Leider existieren theoretische Berechnungen

zur 2D Kühlung bislang nur mit einer kalten Ausgangsverteilung (lokalisierte Atome) als Anfangsbedingung [18, 19].

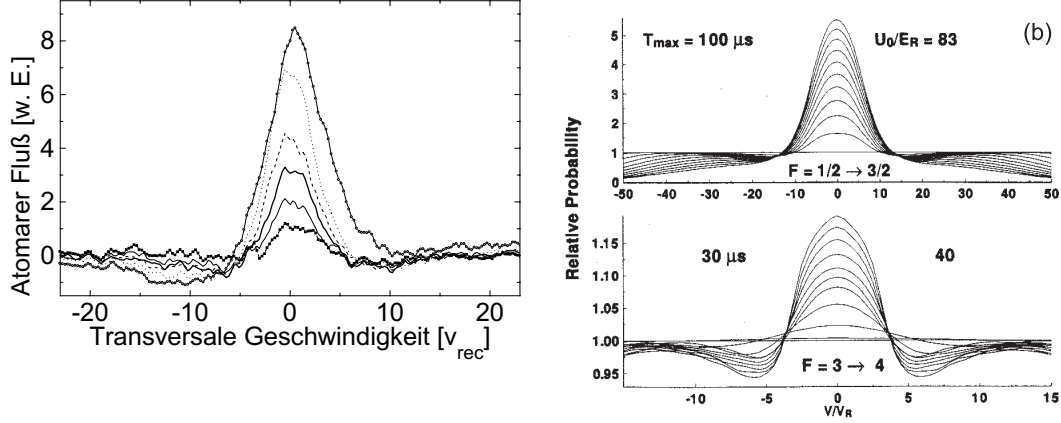


Abb. 3.8: (a) Sub-Doppleranteil des gekühlten Atomstrahls für verschiedene Wechselwirkungszeiten. Die Profile aus Abb. 3.7 sind hier in einem einzigen Graphen dargestellt, um die Zeitentwicklung der Sub-Dopplerkühlung zu veranschaulichen. (b) Theoretische Berechnung der Zeitevolution für lin \perp lin Kühlung in 1D mit Rb Atomen. Trotz Abweichungen im Parametersatz ($\Delta = -5\Gamma$, Wechselwirkungszeit 3 bis 30 μs) zeigt sich eine qualitative Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen für Neon. (Abb. 1 aus [69])

Als Fazit von Bergemans Berechnungen ergibt sich, daß die gekühlte atomare Geschwindigkeitsverteilung im asymptotischen Limes langer Wechselwirkungszeit einer schmalen Gaußfunktion auf einer breiten Gaußverteilung entspricht. Für kurze Wechselwirkungszeiten ist das gekühlte Maximum von zwei lokalen Minima bei der Einfangeschwindigkeit der sub-Dopplerkraft, v_c , flankiert. Diese Minima sind für kleinere Kühlleistungen über eine längere Wechselwirkungszeit vorhanden. Abbildung 3.9 bestätigt diese Vorhersage. Hier sind die 1D Profile in v_x -Richtung für verschiedene Wechselwirkungszeiten für eine kleinere Potentialtiefe u_0 als in Abb. 3.5 aufgetragen. Es zeigt sich, daß die gekühlte Verteilung auch bei einer Wechselwirkungszeit von 350 μs noch von zwei deutlichen Minima flankiert ist [Abb. 3.9(f)].

Bemerkenswert ist die Tatsache, daß schon bei etwa 50 gestreuten Photonen ein deutlicher Kühleffekt zu beobachten ist [Abb. 3.9(a)]. In diesem Zusammenhang sind aktuelle Experimente aus der Gruppe von W. Phillips am National Institute of Standards (NIST) zu nennen [71]. Dort wurde die Lokalisierung von Atomen in einem optischen Gitter in 1D (lin \perp lin) und 3D mit Hilfe von Bragg-Beugung untersucht. Diese Lokalisierung entspricht einer Kühlung durch Polarisationsgradientenkühlen, bei der die kalten Atome niedrige Vibrationsniveaus der Gitterplätze besetzen. Die Wissenschaftler am NIST stellten fest, daß die Ausdehnung der atomaren Wellen-

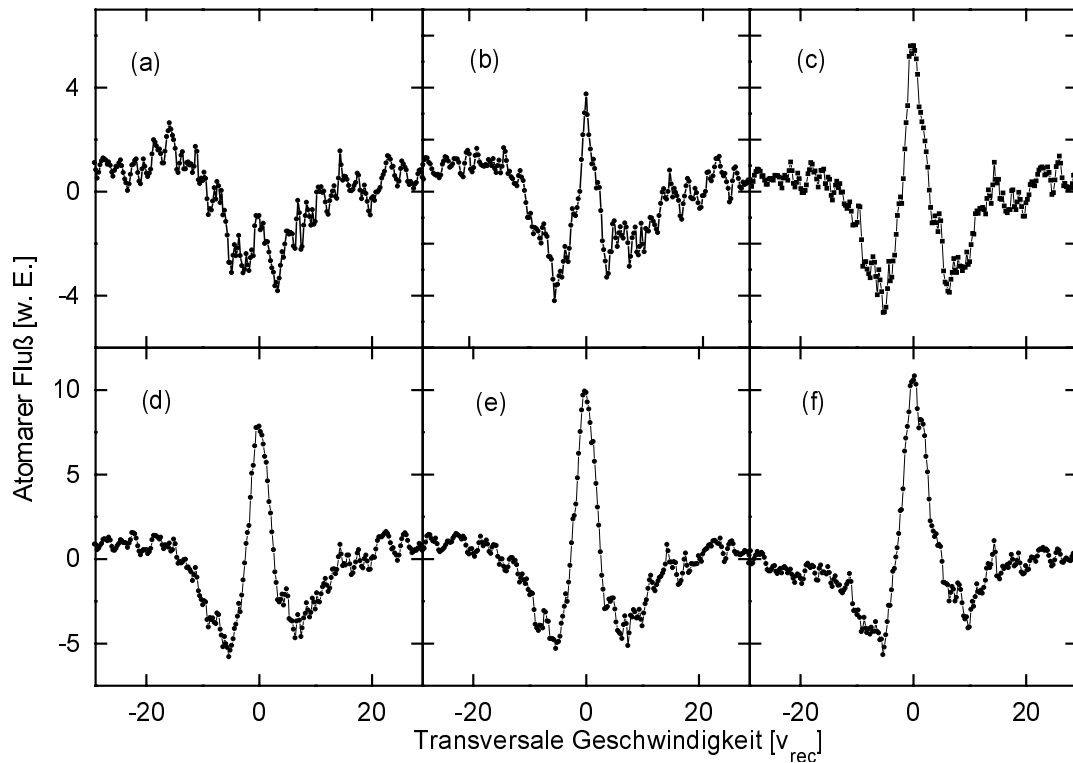


Abb. 3.9: 1909ce.eps. Sub-Doppleranteil des gekühlten Atomstrahls für verschiedene Wechselwirkungszeiten bei geringerer Potentialtiefe als Abb. 3.5. Mit zunehmender Wechselwirkungszeit (54, 89, 125, 232, 268 und 375 μs von (a) bis (f)) steigt die Zahl der Atome im Sub-Doppleranteil. Die Geschwindigkeitsbreite bleibt konstant (siehe Abb. 3.10). Die Potentialhöhe u_0 beträgt $6.3 E_{\text{rec}}$ und die Streurrate $\Gamma_{sc} = 114 \times 10^3$.

pakete als Maß für ihre Lokalisierung exponentiell mit der Zeit abnimmt, nachdem das optische Gitter eingeschaltet wurde. Die charakteristische Zeitkonstante für diese Lokalisierung, oder auch Kühlung, ist umgekehrt proportional zur Potentialtiefe des optischen Gitters. Demnach ist das Produkt aus Zeitkonstante und Potentialtiefe konstant; ebenso das Produkt aus Zeitkonstante und Streurrate, das der Zahl der gestreuten Photonen entspricht. Für die Lokalisierung der Atome, so das Fazit, werden in einer Dimension dreißig Photonen und in zwei Dimensionen 200 Photonen gestreut.

Im Unterschied zu den Messungen am NIST geben unsere Experimente keinen Aufschluß über den Lokalisierungsgrad der Atome. Allerdings liefert die Temperatur des sub-Doppleranteils in der Geschwindigkeitsverteilung eine komplementäre Information. In Abb. 3.10 sind die Geschwindigkeitsbreiten der gekühlten Ensembles in Abhängigkeit von der Wechselwirkungszeit mit der Kühlzone für verschiedene Potentialtiefen aufgetragen. Dazu wurden Profile der Geschwindigkeitsverteilung wie in Abb. 3.5 mit der Fitfunktion (3.2) angepaßt. Die ungekühlte Verteilung hat eine

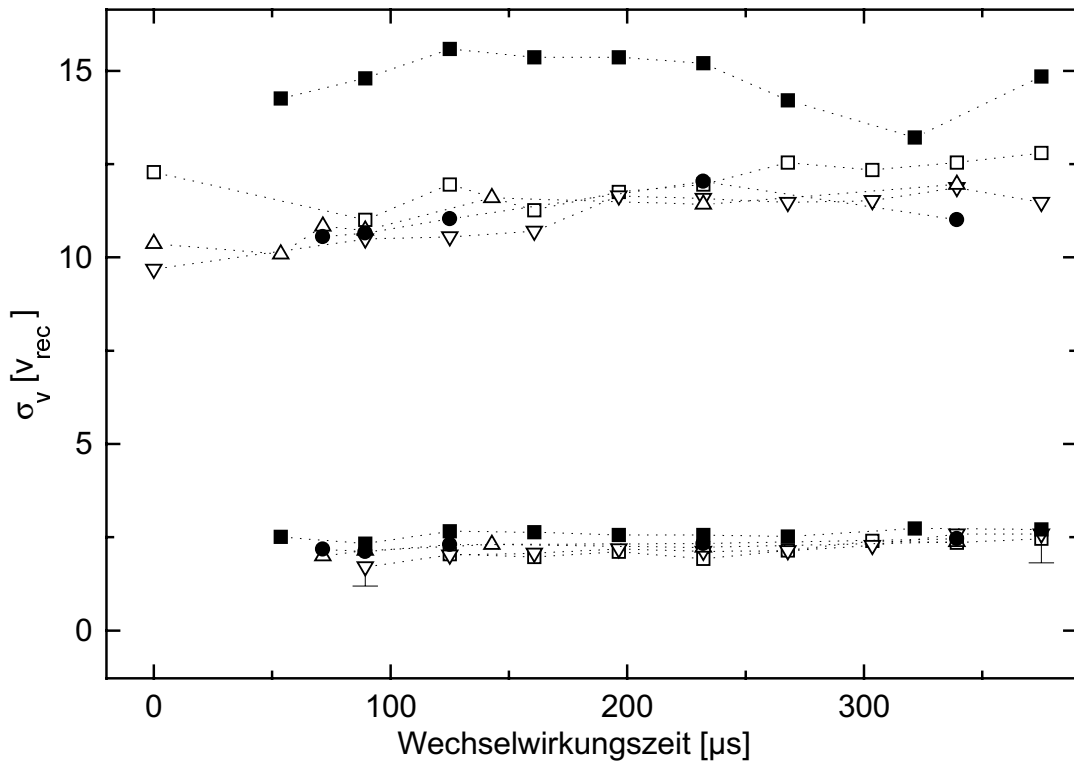


Abb. 3.10: Transversale Geschwindigkeitsbreiten als Funktion der Wechselwirkungszeit für den ungekühlten und den gekühlten Anteil der atomaren Verteilungen. Die Daten entsprechen den Werten für σ_v und σ_{vd} in der Fitfunktion (3.2). Die Potentialtiefen u_0 entsprechen (\square) $5 E_{rec}$, (∇) $8 E_{rec}$, (\triangle) $11 E_{rec}$, (\bullet) $16 E_{rec}$ und (\blacksquare) $25.5 E_{rec}$.

Breite zwischen neun und vierzehn v_{rec} . Die Auswertung der gekühlten Verteilung mit Einzelgaußfit auf die Nettoverteilung (vgl. Abb. 3.7) ergibt, wie erwähnt, etwas niedrigere Werte, ändert jedoch nichts am qualitativen Verlauf der Kurven. Dies wird durch Fehlerbalken exemplarisch für zwei Werte angedeutet.

Die bimodalen Verteilungen treten über den gesamten Parameterraum auf, abgesehen von kurzen Wechselwirkungszeiten bei kleinen Potentialtiefen. Die Breite der wärmeren Gaußverteilung in Abb. 3.10 schwankt innerhalb einer Meßreihe um einige v_{rec} , zeigt jedoch innerhalb der experimentell bedingten Schwankungen keine Tendenz zu größeren oder kleineren Werten. Die Streuung der oberen Datenpunkte innerhalb einer Meßkurve ist auf Schwankungen in der Atomstrahlpräparation (Leistung und Strahlage des Doughnut-Modes) zurückzuführen. Die Daten für die Potentialtiefe von $25.5 E_{rec}$ (\blacksquare) wurden bei einer Ausgangsverteilung mit höherer Geschwindigkeitsbreite gemessen.

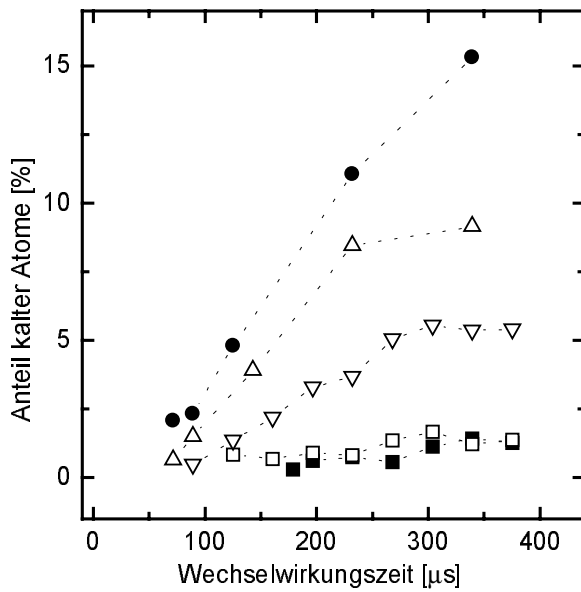


Abb. 3.11: Anteil kalter Atome in der 2D Impulsverteilung als Funktion der Wechselwirkungszeit für $\Delta = -9\Gamma$ und Potentialhöhe $u_0 = 3.3 E_{\text{rec}}$ (■), $5 E_{\text{rec}}$ (□), $8 E_{\text{rec}}$ (▽), $11 E_{\text{rec}}$ (△) und $16 E_{\text{rec}}$ (●).

Die Breite des sub-Doppleranteils zeigt keine erkennbare Abhängigkeit von der Wechselwirkungszeit (Abb. 3.10, untere Datenpunkte). Sie liegt je nach Potentialhöhe zwischen 1.7 und $2.7 v_{\text{rec}}$. Allein der Anteil kalter Atome nimmt mit zunehmender Wechselwirkungszeit zu (Abb. 3.11), was darauf zurückzuführen ist, daß mehr Atome in den Geschwindigkeitseinfangbereich der sub-Dopplermelasse gelangen. Die konstante "Temperatur" der schmaleren Gaußkomponente deutet darauf hin, daß die Kühlung hier bereits ein Gleichgewicht zwischen Dissipation und Diffusion erreicht hat.

Überträgt man die NIST-Ergebnisse zur Dynamik der Laserkühlung [71] auf die vorliegenden Experimente, so sollte die Zeitkonstante für das sub-Dopplerkühlen einer Anzahl zwischen 30 (1D) und 200 (3D) gestreuten Photonen entsprechen. Die in Abb. 3.10 gezeigten Daten sind mit diesen Werten konsistent. Die Wechselwirkungszeiten entsprechen einer Anzahl von mindestens 80 Photonen ($8\tau\Gamma_{\text{sc}}$). Allerdings sieht man auch bei weniger Streuprozessen noch keine höheren Temperaturen [Abb. 3.9(a)], geschweige denn einen exponentiellen Anstieg der Temperatur wie in [71]. Auf der hier betrachteten Zeitskala verändert sich allein die Amplitude der gekühlten Verteilung, nicht jedoch ihre Breite als Funktion der Wechselwirkungszeit.

Die am NIST durchgeführten Experimente zeigten, daß für die Lokalisierung der Atome in einem optischen Gitter nur eine geringe Zahl spontaner Prozesse notwendig ist. Die gemessene Proportionalität zwischen der charakteristischen Zeitkonstante für die Lokalisierung und der Potentialhöhe (oder der Intensität des Kühllichts) steht im Widerspruch zur semiklassischen Theorie der Sisyphuskühlung [16], die eine von der Intensität des Kühllichts unabhängige Kühlrate vorhersagt. Allerdings stimmen die Resultate mit Ergebnissen von 1D Quanten-Monte-Carlo Simulationen überein [71]. Unsere Ergebnisse zur 2D Kühlung am Atomstrahl bestätigen, daß nur wenige Streuprozesse notwendig sind, um einen Teil der Atome auf sub-Dopplertemperatur zu kühlen.

Ein weitergehender Vergleich mit den NIST Experimenten ist aus mehreren Gründen problematisch: Die Temperatur des atomaren Ensembles in den am NIST durchgeführten Messungen beträgt schon vor dem Einschalten des optischen Gitters nur wenige E_{rec} , während der Atomstrahl eine Geschwindigkeitsbreite am Dopplerlimit hat. Ein Großteil der Atome im Atomstrahl befindet sich dadurch beim Einsetzen der Kühlung nicht im Geschwindigkeitseinfangbereich. Zu Versuchen mit größerer Ausgangstemperatur schreiben Raithel und Koautoren [71]: “Bei viel höheren Ausgangstemperaturen beobachten wir eine nicht-exponentielle Annäherung an das Equilibrium, mit einer langsameren Zeitentwicklung zu Beginn.” Hier enthalten die Messungen am Atomstrahl mehr Informationen, weil sie die bimodale Verteilung auflösen können. Das durch Bragg-Beugung erhaltene Signal der NIST-Gruppe liefert dagegen einen Mittelwert über das gesamte Ensemble. Ein weiterer Unterschied zwischen unseren Atomstrahlexperimenten und den Messungen am optischen Gitter betrifft die optische Melasse. Sie besteht am NIST aus einer $\text{lin} \perp \text{lin}$ Anordnung in einer Dimension und einer tetragonalen 4-Strahl Geometrie in drei Dimensionen und zeichnet sich durch Erhaltung der Polarisations-Gitterstruktur aus [72].

Abschließend sei angemerkt, daß in der bisherigen Diskussion, wie auch in den zitierten theoretischen Arbeiten der Einfluß der Dopplerkraft vernachlässigt wurde. Bei einer Frequenzverstimmung von $\Delta = -9\Gamma$ und kleinen Sättigungen $s \ll 1$ ist diese Näherung gerechtfertigt. Allerdings trägt die vergleichsweise schwache Dopplerkraft dazu bei, daß Atome für noch längere Wechselwirkungszeiten in den Einfangbereich der sub-Dopplermelasse gekühlt werden. Diese Kühlung vollzieht sich auf einer viel langsameren Zeitskala als das sub-Dopplerkühlen [16]. Daher ist der Begriff des stationären Regimes ambivalent. Im Zusammenhang mit der Zeitevolution bezieht er sich hier auf das Erreichen eines Gleichgewichtswertes für die Geschwindigkeitsbreite des sub-Doppleranteils.

3.3.2 Leistungsabhängigkeit

Die Abhängigkeit der sub-Dopplertemperatur von der Kühlleistung gehörte von Beginn an zu den zentralen Themen, die in Experimenten zur Laserkühlung von Atomen angegangen wurden. Damit verknüpft ist die Frage nach der niedrigsten Temperatur, die mit dem Polarisationsgradientenkühlen erreicht werden kann. Sowohl die semiklassische als auch die quantenmechanische Formulierung der sub-Dopplerkühlung sagen - in gewissen Grenzen - einen linearen Anstieg der Temperatur als Funktion der Leistung vorher (vgl. Kap. 2). Dieser Zusammenhang folgt auch

aus einer einfachen Abschätzung, die die Temperatur des atomaren Ensembles mit der Modulationstiefe des Dipolpotentials im Sisyphusmechanismus verknüpft [16]. Experimentelle Arbeiten bestätigten zwar den linearen Anstieg der Temperatur mit der Leistung zeigten jedoch zunächst keine gute quantitative Übereinstimmung zwischen der 1D Theorie und Messungen in 3D [17]. Erst die Berücksichtigung von Lokalisierungseffekten führte in einigen Fällen zu guter Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment [73, 74].

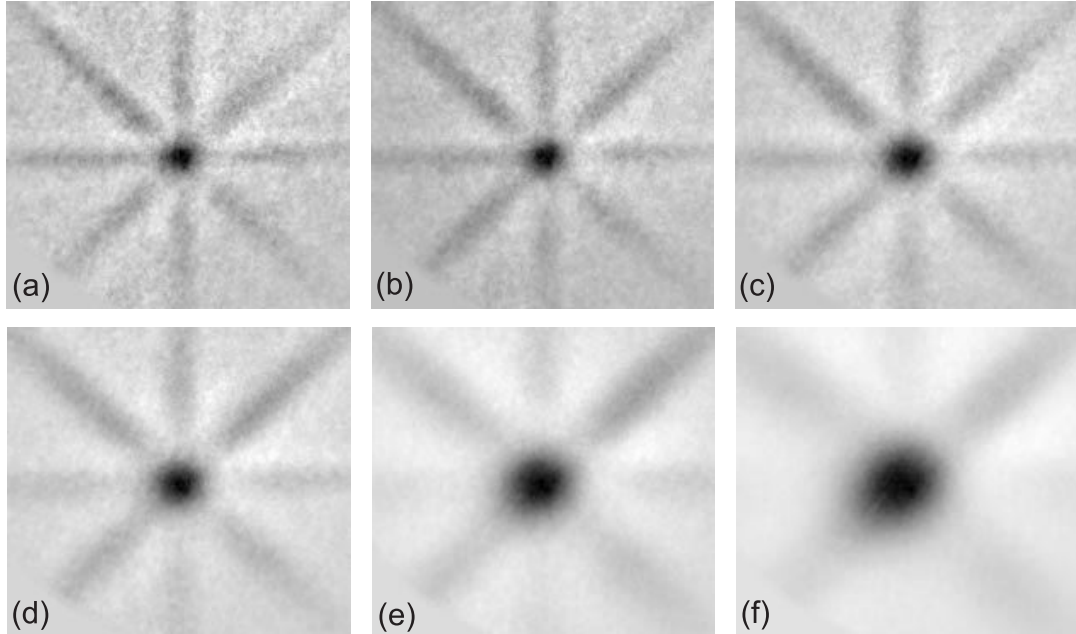


Abb. 3.12: Atomare Geschwindigkeitsverteilung für verschiedene Kühlleistungen nach Abzug der Ausgangsverteilung. Deutlich zu sehen sind die *escape channels*. Frequenzversimmung $\Delta = -3,5\Gamma$, Potentialtiefen u_0 pro Laserstrahl: (a) 2.4, (b) 3.7, (c) 5.5, (d) 7.3, (e) 14.6 und (f) $27 E_{rec}$. Die Streurrate Γ_{sc} liegt zwischen $1.1 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$ in (a) $1.2 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ in (f). Die Wechselwirkungszeit beträgt $\tau = 175 \mu\text{s}$. Die volle Breite der Ausschnitte entspricht jeweils $51 v_{rec}$.

Der Vergleich von Experimenten an gespeicherten atomaren Ensembles mit Messungen an Atomstrahlen ist aus den oben genannten Gründen problematisch. Atomstrahlen haben in der Regel eine transversale Geschwindigkeitsbreite weit über dem Geschwindigkeitseinfangbereich der sub-Dopplermelasse. Durch begrenzte Wechselwirkungszeit entstehen bimodale Strukturen, denen sich nur eingeschränkt eine Temperatur zuordnen läßt. In den vergangenen Jahren sind einige Messungen an Atomstrahlen mit 1D Polarisationsgradienten durchgeführt worden, die man zum Vergleich mit unseren Messungen heranziehen kann. Dabei wurden ähnliche Ergebnisse erzielt: Bimodale Verteilungen [62, 75, 76], Geschwindigkeitsbreiten nahe dem Rückstoßlimit [77, 78] und ein viel geringerer Anstieg der Geschwindigkeitsbreite mit der

Kühlleistung als bei Experimenten an gespeicherten Ensembles [27, 62, 78].

In diesem Abschnitt geht es um das physikalische Verständnis von Effekten, die mit der Potentialhöhe des Polarisationsgradientenfeldes in Verbindung stehen. Darüber hinaus sollen die Voraussetzungen geschaffen werden, das zweidimensionale Polarisationsgradientenkühlen in Anwesenheit zusätzlicher Potentiale (Kap. 4 und 5) mit dem Kühlen im freien Raum vergleichen zu können.

Der Nettoeffekt der Kühlzone (gekühlte minus ungekühlte Verteilung) ist in Abb. 3.12 für verschiedene Kühlleistungen gezeigt. Der Geschwindigkeitseinfangbereich der sub-Dopplermelasse ist deutlich als heller Ring um das zentrale Maximum der Geschwindigkeitsverteilung zu erkennen. Die atomare Intensität im Maximum steigt mit zunehmender Leistung [Abb. 3.16(b)]. Das gilt ebenso für die diagonalen *escape channels*, deren relative Intensität im Vergleich zum zentralen Maximum jedoch abnimmt. Bei geringer Sättigung ist die gekühlte Verteilung bei $\mathbf{v} = 0$ nicht nur von zwei diagonalen, sondern auch von einer horizontalen (x) und einer vertikalen (y) Geraden höherer Intensität umgeben. Diese verlieren mit zunehmender Sättigung an Intensität im Vergleich zu den diagonalen Kanälen.

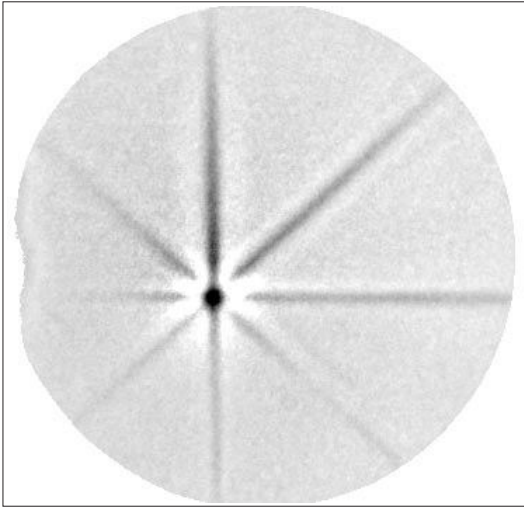


Abb. 3.13: Atomare Geschwindigkeitsverteilung für $\Delta = -9\Gamma$, $u_0 = 0.5 E_{\text{rec}}$ und eine Wechselwirkungszeit von $70 \mu\text{s}$. Helle Streifen neben den *escape channels* belegen die Existenz einer azimuthalen Kraftkomponente.

Die Bilder sehen auf den ersten Blick ähnlich aus wie die als Funktion der Wechselwirkungszeit aufgenommenen Verteilungen (s. Abb. 3.6 und 3.11). Das erscheint insofern naheliegend, als man die Zahl der gestreuten Photonen, die ja die Endtemperatur wesentlich beeinflusst [71], sowohl mit der Wechselwirkungszeit als auch mit der Sättigung erhöhen kann. Allerdings läßt sich an den 2D Aufnahmen ein Unterschied feststellen: In Abbildung 3.12 erkennt man deutlich, daß die Breite der *escape channels* mit größerer Kühlleistung zunimmt. Das ist in Messreihen mit zunehmender Wechselwirkungszeit nicht zu beobachten.

Die Verbreiterung der *escape channels* mit zunehmender Leistung wurde von S. Marksteiner und Koautoren vorhergesagt [19]. Ihr semiklassisch berechneter Ausdruck für die Reibungskraft in einer $\pi_x\pi_y$ polarisierten zweidimensionalen Melasse mit fester Phase $\alpha = \pi/2$ (Gleichung 3.1) zeigt, daß die Breite der Kanäle proportio-

nal zur Streurate ist und somit (im Limes $s \ll 1$) auch proportional zur Intensität skaliert. Die interessante Erkenntnis, daß parallel zu den *escape channels* durchaus eine kühlende Kraft wirkt, relativiert den Begriff “Fluchtkanal”. Atome “entkommen” hier nicht der Kühlzone, sondern sie werden sowohl in Richtung des Maximums als auch in Richtung der *escape channels* gekühlt. Diese Situation ist in Abb. 3.4(a) (Abb. 10 aus [19]) mit einem Vektorplot der Kraft verdeutlicht. In unmittelbarer Nähe der *escape channels* hat die Kraft eine starke attraktive Komponente senkrecht zu den Diagonalen.

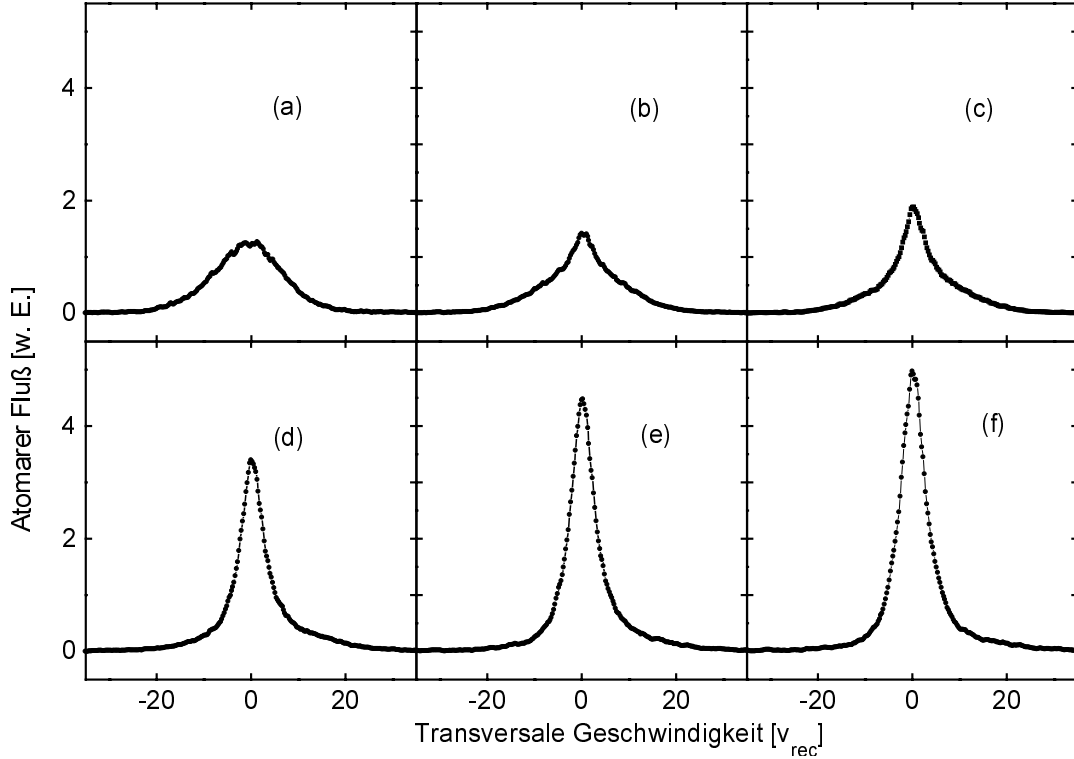


Abb. 3.14: Geschwindigkeitsprofile der atomaren Verteilung für verschiedene Kühlleistungen. Die Ausgangsverteilung (a) ist Gaußverteilt. Mit zunehmender Leistung werden immer mehr Atome in die schmale Geschwindigkeitskomponente gekühlt. Potentialtiefe u_0 pro Laserstrahl: (b) 8, (c) 12.5, (d) 25.5, (e) 38 und (f) 44.5 E_{rec} , Frequenzverstimmung $\Delta = -9 \Gamma$, Wechselwirkungszeit $\tau = 250 \mu\text{s}$.

Abbildung 3.13 zeigt eine länger belichtete Messung mit gutem Signal-zu-Rausch Verhältnis. An den helleren Streifen neben den Kanälen ist deutlich zu erkennen, daß Atome in Richtung der *channels* gekühlt werden. Es sei in diesem Zusammenhang angemerkt, daß der Begriff *escape channel* für eine aus drei Strahlen bestehende 2D Melasse durchaus angebracht ist. Hier kommt es tatsächlich zu einer Beschleunigung der Atome aus der Kühlzone [Abb. 3.4(b)]. In dieser Hinsicht ist die Vierstrahlgeometrie einer Kühlzone aus drei Strahlen vorzuziehen.

Um die Breite der gekühlten Verteilung quantitativ auszuwerten, wurden wie im vorhergehenden Abschnitt die eindimensionale Profile der gekühlten Verteilung analysiert. In Abbildung 3.14 sind die Profile der Geschwindigkeitsverteilung in v_x -Richtung für verschiedene Kühlleistungen und $\Delta = -9\Gamma$ aufgetragen. Die Gaußförmige Anfangsverteilung setzt sich nach der Wechselwirkung mit der optischen Melasse aus zwei Gaußverteilten Komponenten zusammen. Die breite Gaußkurve hat wiederum die “Temperatur” der Anfangsverteilung. Die Breite der schmalen Gaußkurve beträgt wenige v_{rec} .

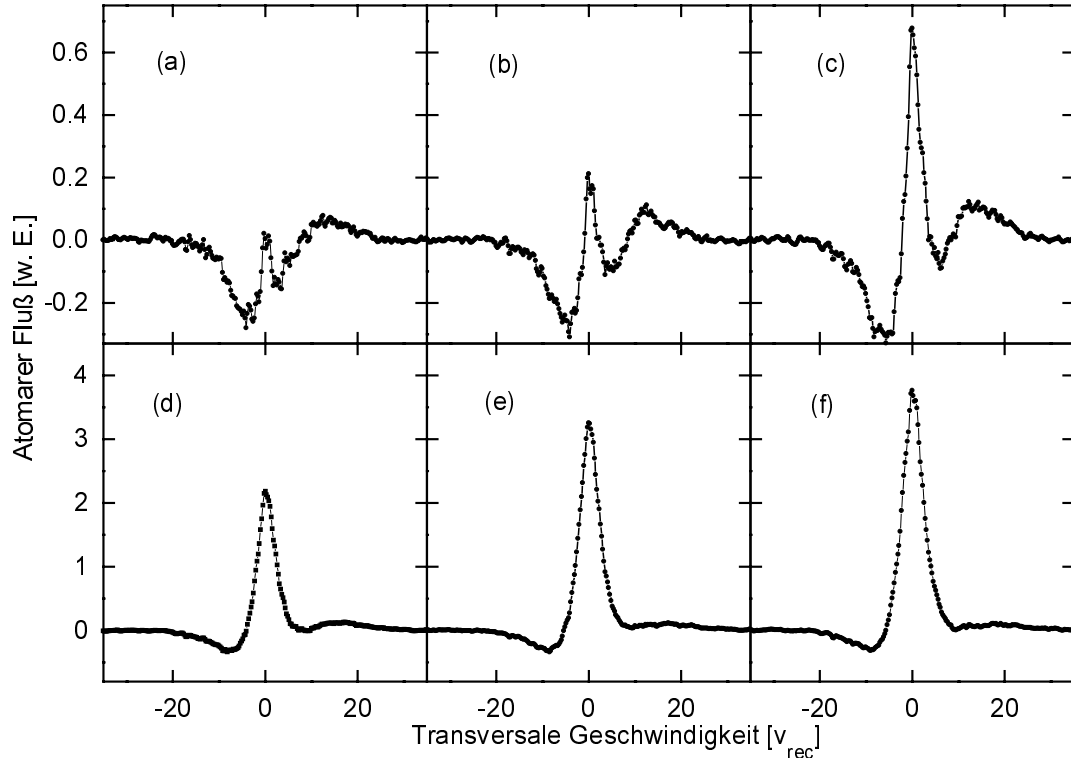


Abb. 3.15: Atomare Geschwindigkeitsprofile für verschiedene Kühlleistungen nach Abzug der Ausgangsverteilung (vgl. Abb. 3.14). Frequenzverstimmung $\Delta = -9\Gamma$, Potentialtiefe $u_0 =$ (a) $5 E_{\text{rec}}$, (b) $8 E_{\text{rec}}$, (c) $12.5 E_{\text{rec}}$, (d) $25.5 E_{\text{rec}}$, (e) $38 E_{\text{rec}}$ und (f) $44.5 E_{\text{rec}}$, Wechselwirkungszeit $\tau = 268 \mu\text{s}$.

Die Bestimmung der Geschwindigkeitsbreite erfolgt über einen Gaußfit an die in Abbildung 3.15 gezeigten Profile der Nettoverteilung. Daß die Profile eine Asymmetrie aufweisen, könnte an einer leichten Dejustage der Kühlzone oder an einer Intensitätsimbalance liegen. Um die dadurch bedingten Fehler zu berücksichtigen, wurde die schmale Verteilung mit einem Gaußfit angepaßt, dessen Untergrund einmal mit dem Niveau des rechten Minimums und einmal mit dem Niveau des linken Minimums übereinstimmt. Dadurch ergibt sich eine untere und eine obere Grenze für die Geschwindigkeitsbreite. Diese Werte sind als Fehlerbalken der experimentellen

Daten in Abbildung 3.16(a) enthalten, die die Geschwindigkeitsbreite als Funktion der Leistung zeigt.

Ebenfalls in Abbildung 3.16(a) gezeigt sind die Ergebnisse einer Quanten-Monte-Carlo Simulation für 1D lin \perp lin Kühlen, die von F. van Dorsselaer und G. Nienhuis (Universität Leiden) im Zusammenhang mit den in Kapitel 4 diskutierten Untersuchungen durchgeführt wurde. Die Ausgangsverteilung in der Simulation ist Gaußförmig mit einer Breite von $10\hbar k$ und die Frequenzverstimmung der Kühllaser beträgt -5Γ . Berechnet wird die Varianz der stationären Geschwindigkeitsverteilung nach Wechselwirkung mit der optischen Melasse.

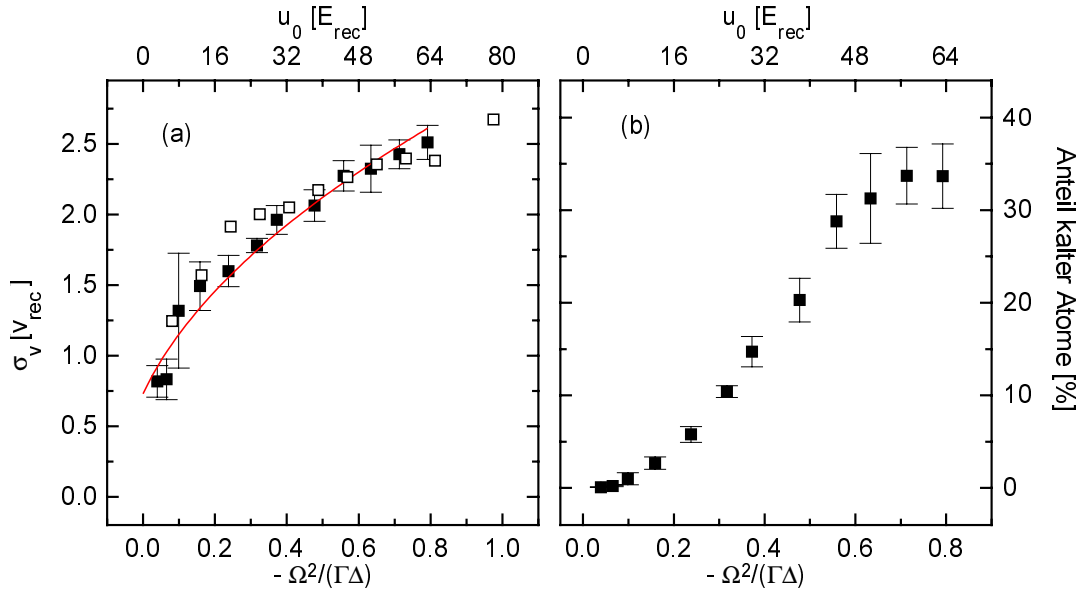


Abb. 3.16: (a) Experimentelle (■) und simulierte (□) Geschwindigkeitsbreite der sub-Dopplerkomponente und (b) gemessener Anteil kalter Atome als Funktion der Potentialtiefe u_0 und des *light shift* - Parameters. Die durchgezogene Kurve in (a) ist ein Fit an die experimentellen Daten mit der Funktion $f(u_0) = a\sqrt{u_0 - b}$ mit zwei freien Parametern.

Die auf den ersten Blick erstaunlich gute Übereinstimmung zwischen dem Atomstrahlexperiment in 2D und der im stationären Regime operierenden Theorie (1D) ist zu relativieren. Denn beide Datensätze sind über u_0 aufgetragen, der durch einen einzelnen Melassenstrahl erzeugten Potentialtiefe. Diese Parameterwahl ist sinnvoll, weil die maximale Potentialtiefe in 2D von der relativen Phase α der Kühllaserstrahlen abhängt (Gleichung 3.1). Für das Experiment muß man beispielsweise für die Phase $\alpha = \pi/2$ einen um den Faktor $(2\sqrt{2})^2 = 8$ höheren Wert für u_0 ansetzen [18] (vgl. auch Rechnungen mit $\alpha = \pi/4$ in [70], S. 51)). Für die lin \perp lin Konfiguration aus zwei orthogonal polarisierten Strahlen beträgt die maximale Potentialstärke $2 u_0$. Damit ist eine Reskalierung der Abszisse verbunden, so daß sich Abweichungen

von Simulation und Experiment ergeben.

Diese Diskrepanz wird besonders deutlich, wenn man die kinetische Energie in Einheiten der Rückstoßenergie als Funktion der Potentialtiefe aufträgt. Hier ist die kinetische Energie gegeben durch: $E_{\text{kin}}/E_{\text{rec}} = \sigma_v^2/v_{\text{rec}}^2$. Die experimentellen Daten in Abb. 3.17 zeigen eine lineare Abhängigkeit mit einer Steigung von $1/80 = 0.0125$ als Funktion von $8 u_0 = 4\hbar\Delta s$. Dieser Wert liegt weit unterhalb der in [18] berechneten Steigung von 0.34 für Geschwindigkeitsprofile entlang der v_x -Achse für Kühlung mit einer 2D $\pi_x\pi_y$ Melasse. Die von Bergeman berechnete 1D lin \perp lin Kühlung mit

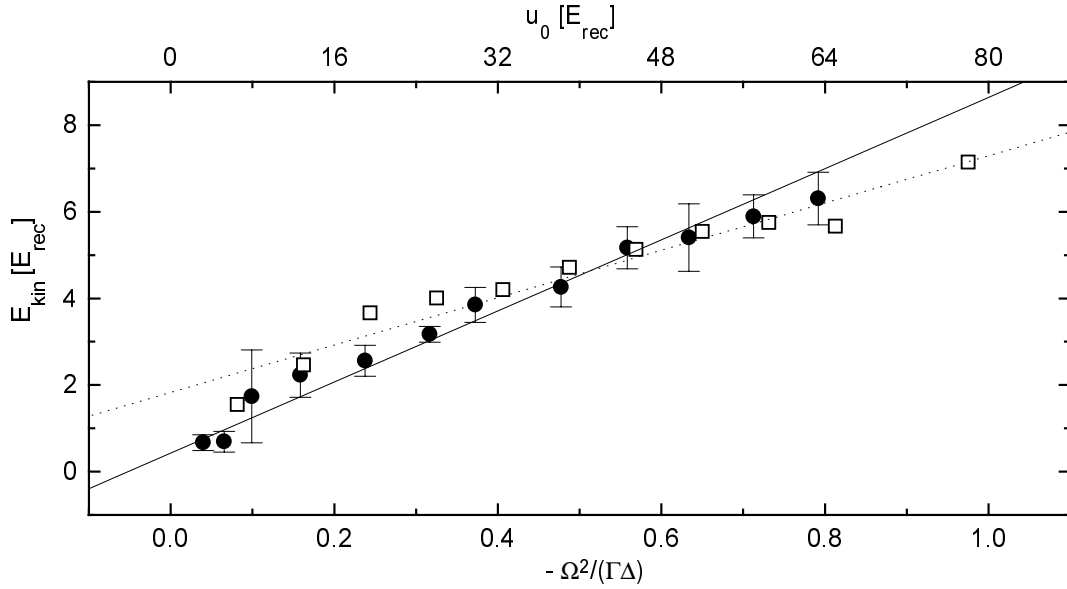


Abb. 3.17: Mittlere kinetische Energie des Sub-Doppleranteils als Funktion der Potentialtiefe u_0 und des *light shift* - Parameters $-\Omega^2/(\Delta\Gamma)$ für eine feste Wechselwirkungszeit τ von $268 \mu\text{s}$. Die Steigung der Ausgleichsgeraden für die experimentellen (theoretischen) Daten beträgt 0.1 (0.07) als Funktion von u_0 und 8.2 (5.5) als Funktion des *light shift* - Parameters.

begrenzter Wechselwirkungszeit ergibt für E_{kin} als Funktion von $2u_0 = -\hbar\Delta s$ eine Steigung von etwa 0.11. Unsere Messungen stehen, wie erwähnt, im Einklang mit Experimenten anderer Forschungsgruppen, die ebenfalls eine sehr geringe Zunahme der “Temperatur” als Funktion der Potentialtiefe beobachten. Unsere Messungen zeigen außerdem Übereinstimmung mit Bergemans Vorhersage, daß die Breite der schmalen Geschwindigkeitsverteilung für kleine Sättigungen im Bereich der Photonenrückstoßgeschwindigkeit liegen kann.

Für einen befriedigenden Vergleich von Theorie und Experiment müßten die von Y. Castin und Koautoren oder S. Marksteiner und Koautoren durchgeführten Rechnungen auf unsere Randbedingung (breite Ausgangsverteilung, begrenzte Wechselwir-

kungszeit, keine Phasenstabilisierung) angepaßt oder die Simulationen von T. Bergeman und F. Dorselaer/G. Nienhuis auf zwei Dimensionen verallgemeinert werden. Von experimenteller Seite wären weitere Messkurven bei verschiedenen Frequenzverstimmungen und mit phasenstabilisiertem Aufbau wünschenswert.

3.4 Zusammenfassung und Ausblick

Die Messungen zur Leistungsabhängigkeit der Polarisationsgradientenkühlung zeigen, daß die Kühlung von Atomstrahlen mit den semiklassischen Modellen der Laserkühlung nur unzureichend beschrieben werden kann. Für eine quantitative Analyse müssen Quanten-Monte-Carlo Simulationen eingesetzt werden, die auf die experimentellen Randbedingungen zugeschnitten sind (vgl. [62]). Im Rahmen der vorliegenden Arbeit sind die Ergebnisse eine wichtige Grundlage für das in Kapitel 4 und 5 diskutierte Kühlen mit zusätzlichen optischen und magnetischen Potentialen.

Unsere Ergebnisse zur Kühlung in zwei Dimensionen vermitteln einen Einblick in charakteristische Merkmale der höherdimensionalen Polarisationsgradientenkühlung. Wir konnten die theoretisch vorhergesagten *escape channels* mit guter Auflösung experimentell nachweisen und die von T. Bergeman theoretisch berechnete Zeitevolution der atomaren Geschwindigkeitsverteilung qualitativ bestätigen. Die Messungen zur Zeitevolution der Polarisationsgradientenkühlung sind für das grundlegende Verständnis dieses fundamentalen Kühlprozesses von Bedeutung. Im Hinblick auf die Dynamik der Kühlung wäre die Untersuchung der 2D Kühlung für noch kleinere Wechselwirkungszeiten interessant. Hier ließen sich interessante Querverbindungen zu Arbeiten zur Lokalisierung von Atomen in optischen 1D und 3D Gittern [71] herstellen. Derzeit sind wir durch die Schwankungen in der Strahlpräparation limitiert, die das Signal-zu-Rausch Verhältnis der Nettoverteilung verschlechtern. Außerdem wäre eine phasenstabile Anordnung aus drei Strahlen im Vergleich mit einer aktiv phasenstabilisierten $\pi_x\pi_y$ Kühlzone ein spannender Gegenstand weiterführender Studien.

Mit einer phasenstabilisierten Kühlzone ließe sich experimentell der Einfluß sogenannter Vortex-Kräfte untersuchen. Vortex-Kräfte sind Lichtdruck-Kräfte, die auf der Interferenz der Kühlaser in 2D oder 3D beruhen. Bei bestimmten Polarisationen entstehen wirbelförmige Kraftfelder auf einer mikroskopischen Skala (Wellenlänge des Lichts) [79]. Über das Auftreten dieser Kräfte sind in der Literatur widersprüchliche Angaben gemacht worden. Während A. Hemmerich und T. Hänsch

behaupten, die $\pi_x\pi_y$ Konfiguration sei frei von Vortex-Kräften [25], zeigen Y. Castin und Koautoren, daß das Auftreten von Vortexkräften in einer $\pi_x\pi_y$ polarisierten 2D Melasse von der Phase α in Gleichung 3.1 abhängt [18]. Eine phasenstabilisierte Kühlzone würde eine interessante Erweiterung der in diesem Kapitel vorgestellten Experimente ermöglichen. Mit ihr könnte man Vortex-Kräfte und *escape channels* anhand der Impulsverteilung differenziert analysieren.

Kapitel 4

Polarisationsgradientenkühlen in optischen Potentialen

4.1 Einleitung

Am Institut für Quantenoptik wurde ein neuartiges Element für die Atomoptik untersucht, das die Präparation langsamer und dichter Atomstrahlen mit einem Radius unter zehn Mikrometern und einer transversalen Geschwindigkeitsbreite von nur wenigen Photonenrückstoßgeschwindigkeiten gestattet. Die wesentliche Idee besteht darin, Atome im Inneren eines holographisch erzeugten Laguerre-Gauss Modes erster Ordnung, TEM_{01}^* -Mode (auch Doughnut-Mode genannt), zu führen und zu fokussieren. Bei positiver Frequenzverstimmung erfahren die Atome im Dipolpotential eine repulsive Kraft in Richtung niedriger Intensität. Im Intensitätsprofil des Doughnut-Modes werden Atome demnach zur Strahlachse beschleunigt und für ausreichend hohe Potentialwände im Doughnut-Mode eingeschlossen (Abb. 4.1). Als Lasermoden sind der Doughnut-Mode und auch die Laguerre-Gauss Moden höherer Ordnung (TEM_{p1}^*) interessante und äußerst flexible Werkzeuge zur Speicherung atomarer Ensembles [80,81] und zur Fokussierung von Atomstrahlen (Theorie: [82,83]).

In den hier diskutierten Experimenten wird ein Regime erreicht, bei dem die Vibrationsfrequenzen der Atome im Doughnut-Mode in der Größenordnung der Photonenrückstoßfrequenz liegen. In diesem Regime ist es prinzipiell möglich, neutrale Atome im sogenannten Lamb-Dicke-Limit zu speichern, bei dem die Ausdehnung der atomaren Wellenfunktion klein gegen die Lichtwellenlänge ist. Das Lamb-Dicke-Limit ist interessant, weil die Besetzung des (Vibrations-) Grundzustands mit meh-

renen bosonischen Atomen auf rein optischem Wege möglich erscheint [84]. Die Ziele dieser Überlegungen sind die Erzeugung eines Bose-Einstein-Kondensats mit optischen Methoden und der Aufbau einer laserartigen Quelle für Atome, wobei der Doughnut-Mode als Resonator für Atome fungieren würde.

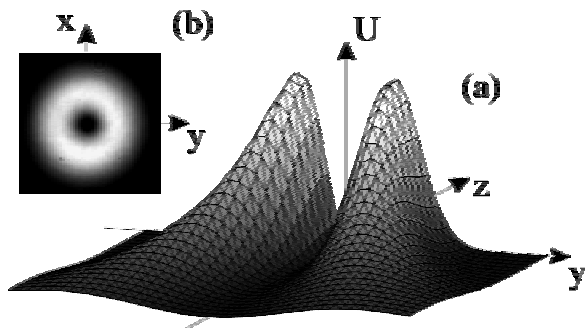


Abb. 4.1: (a) Dipolpotential eines blau verstimmt Doughnut-Modes vom Fernfeld bis in den Fokus. (b) CCD-Bild des holographisch erzeugten und mit einem Resonator gefilterten Doughnut-Modes. Helle Regionen entsprechen hoher Intensität.

Um die Vor- und Nachteile einer starken Doughnut – Mode Dipolfalle als Atomresonator zu untersuchen, haben wir dem Doughnut – Mode ein Polarisationsgradientenfeld aus vier gekreuzten Laserstrahlen überlagert, das die Atome transversal zur Doughnut-Mode Achse kühlen soll. Ähnliche Experimente sind von Wissenschaftlern an der Universität von Texas in Austin mit einer *rot* verstimmt Dipolfalle in 3D durchgeführt worden [30]. Die dort er-

zielten Temperaturen lagen trotz zusätzlicher sub-Dopplerkühlung weit über den Werten, die im freien Raum erreicht wurden. Die Vermutung liegt nahe, daß die Polarisationsgradientenkühlung durch das zusätzliche Dipolpotential des Fallenlasers empfindlich gestört wurde.

In jüngsten Arbeiten an der Ecole Normale Supérieure in Paris wurden Cäsiumatome in einer weit verstimmt Dipolfalle mit sogenanntem blauen Sisyphus-Kühlen effizient gekühlt [34]. Die Vibrationsfrequenzen lagen bei einem fünftel der Photonenrückstoßfrequenz. Für noch stärkere Potentiale sagen die in Zusammenarbeit mit F. van Dorsselaer und Prof. Nienhuis (Universität Leiden) durchgeführten Quanten-Monte-Carlo Simulationen eine Abnahme der Kühleffizienz voraus (vgl Kap. 2).

Die Verwendung eines blau verstimmt Doughnut-Modes in unserer Arbeitsgruppe ist dadurch motiviert, daß die Atome in Regionen niedriger Intensität gespeichert werden. Die durch das Dipolpotential induzierte Störung ist dadurch wesentlich geringer als bei rot verstimmt Dipolfallen mit einem Gauss-Mode. Unsere auf zwei Dimensionen beschränkten Untersuchungen sollen die grundlegende Frage klären helfen, welche Temperaturen bei der Laserkühlung in starken blau verstimmt Dipolfallen zu erwarten sind.

Im ersten Abschnitt dieses Kapitels werden die atomoptischen Eigenschaften des Doughnut-Modes diskutiert. Dabei geht es vor allem um das Führen und Fokussie-

ren metastabiler Neonatome. Wichtige Ergebnisse aus diesen Experimenten sind in der Dissertation von M. Schiffer dokumentiert [32]. Der zweiten Abschnitt dieses Kapitels enthält aktuelle Ergebnisse zur Polarisationsgradientenkühlung im Doughnut-Mode und einen Vergleich mit theoretischen Untersuchungen aus der Arbeitsgruppe von Prof. Nienhuis [28].

4.2 Führen von Atomen in Dipolpotentialen

Die Verwendung des Doughnut-Modes als eine Art Linse für Atome basiert auf der folgenden Idee: Ein langsamer und komprimierter Atomstrahl wird in die innere Region eines blau-verstimmten Doughnut-Modes eingefädelt. Wird das Lichtfeld fokussiert, so kommt es zu einer Kompression des Atomstrahls. Dieses Verfahren bietet die Möglichkeit, Atome über weite Distanzen (mehrere zehn Zentimeter) zu führen und zu fokussieren.

In dem Regime der hier diskutierten Experimente ist die AC-Stark Verschiebung der atomaren Niveaus proportional zur Intensität des Doughnut-Modes

$$I_d = \frac{4P_d}{\pi w^2(z)} \frac{x^2 + y^2}{w^2(z)} \exp(-2(x^2 + y^2)/w^2(z)). \quad (4.1)$$

Hier bezeichnet P_d die Leistung und $w(z) = w_0 \sqrt{1 + z^2/z_R^2}$ den Radius des Modes mit Rayleighlänge z_R . Für ein idealisiertes Zwei-Niveau Atom mit Resonanzfrequenz ω_0 in einem TEM_{01}^* -Mode der Frequenz ω_d und Ausbreitungsrichtung entlang der z -Achse ist das Dipolpotential gegeben durch

$$U(\mathbf{r}) = \frac{\hbar\Omega^2(r, z)}{4\Delta} = \frac{\hbar\Omega_0^2(z)}{4\Delta_d} \frac{r^2}{w^2(z)} \exp(-2\frac{\rho^2}{w^2(z)}). \quad (4.2)$$

Hier bezeichnet $\Omega_0(z)/\sqrt{2e}$ die Rabi-Frequenz am radialen Ort höchster Intensität $r = w/\sqrt{2}$. $\Delta_d = \omega_d - \omega_0$ ist die Frequenzverstimmung in Bezug auf die atomare Resonanz. Gleichung (4.2) gilt in der Näherung $\Delta_d \gg \Gamma, \Omega$, wobei Γ die natürliche Lebensdauer des angeregten Niveaus bezeichnet. In diesem Regime kann der angeregte Zustand des atomaren Übergangs adiabatisch eliminiert werden. Ebenso kann man das lichtinduzierte Drehmoment auf die Atome vernachlässigen [85]. Das Dipolpotential wird durch die Lichtintensität ausgedrückt, wenn man die Rabi-Frequenz mit der Intensität in Beziehung setzt:

$$2\frac{\Omega^2(\mathbf{r})}{\Gamma^2} = \frac{I(\mathbf{r})}{I_{\text{sat}}}. \quad (4.3)$$

Die maximale Potentialtiefe beträgt

$$U_{\max}(z) = \frac{\hbar\Gamma^2}{4\Delta_d} \frac{P_d}{\pi w_d^2(z)} \frac{1}{I_{\text{sat}}} e^{-1}. \quad (4.4)$$

Soweit nicht anders angegeben bezeichnet U_{\max} die Potentialtiefe im Fokus ($z=0$). In paraxialer Näherung ($\rho \ll w$) ist das Dipolpotential harmonisch und die Vibrationsfrequenz für ein Atom der Masse m ist gegeben durch

$$\omega_{\text{vib}}^2(z) = \hbar\Omega_0^2(z)/(2\Delta m w^2(z)) \quad (4.5)$$

$$= \frac{4eU_{\max}(z)}{m w_d^2(z)}. \quad (4.6)$$

Im folgenden werden Experimente diskutiert, in denen Atome innerhalb des Doughnut-Modes geführt und fokussiert werden. Wenn der Atomstrahl im Fernfeld ($|z| \gg z_R$) in den Doughnut-Mode eingefädelt wird (Abb.4.2), ist das Dipolpotential noch vergleichsweise schwach. Zum Fokus hin nimmt die Potentialstärke mit z^{-2} zu. Dies hat zur Folge, daß der Atomstrahl räumlich komprimiert wird und der transversale Impuls zunimmt.

4.2.1 Versuchsaufbau

Abbildung 4.2 zeigt den Versuchsaufbau. Ausgangspunkt des Experiments ist wiederum der langsame Strahl metastabiler Neonatome mit einer Brillianz von $5 \times 10^{12}/(\text{sr} \times \text{s})$ [26,27]. Die mittlere longitudinale Geschwindigkeit beträgt 28 m/s mit einer Geschwindigkeitsbreite von 4 m/s. Die Atome werden durch einen dielektrischen 45° Spiegel mit Loch (Radius 30 μm) in den Doughnut-Mode eingefädelt. Hinter dem Spiegel beträgt der Fluß 1.4×10^6 Atome pro Sekunde mit einer transversalen Geschwindigkeitsbreite von $\sigma_v = 7.8 \text{ cm/s} = 2.5 v_{\text{rec}}$, wobei $v_{\text{rec}} = \hbar k/m$ die Photonenrückstoßgeschwindigkeit bezeichnet.

Der Atomstrahl wird über eine Distanz zwischen 10 und 30 cm geführt und fokussiert, limitiert allein durch die Größe der Vakuumapparatur. Zur Erzeugung des Doughnut-Modes trifft der TEM_{00} (Gauß)-Mode eines kommerziellen Farbstofflasers (Coherent 699) auf ein computergeneriertes Phasenhologramm [86,87], das den Doughnut-Mode in der ersten Beugungsordnung rekonstruiert. Ein einzelnes Hologramm erzeugt dabei keinen reinen Doughnut-Mode, sondern eine Superposition aus verschiedenen Moden, wobei der TEM_{01}^* -Mode einen Anteil von 93 % aufweist [88].

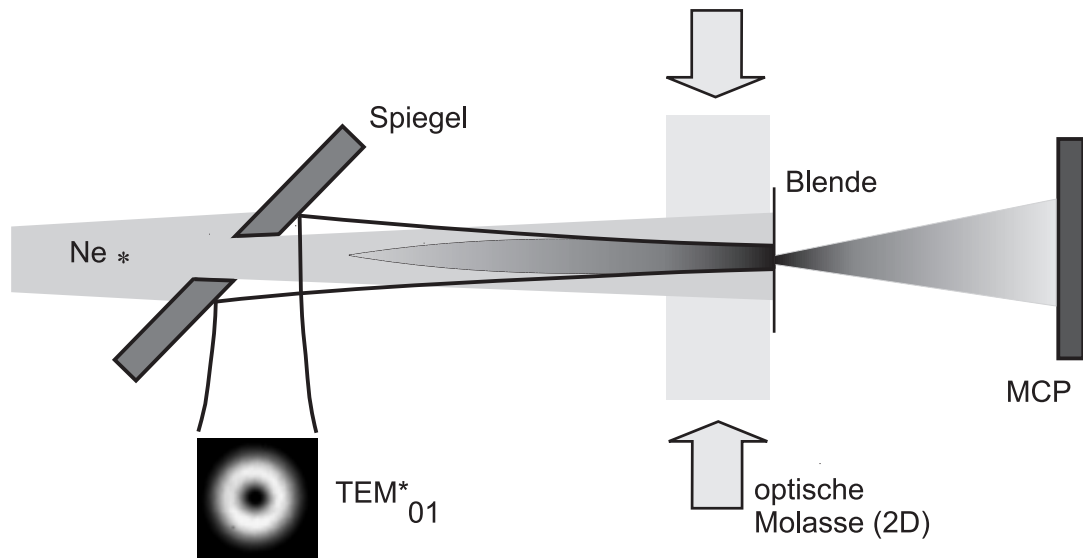


Abb. 4.2: Versuchsaufbau zum Führen, Fokussieren und Kühlen von Atomen in einem repulsiven Dipolpotential. Ein langsamer Strahl metastabiler Neonatome trifft auf einen 45° Spiegel mit Loch ($\varnothing 60 \mu\text{m}$). Über diesen Spiegel wird der TEM_{01}^* (Doughnut)-Mode eingekoppelt. Die Atome gelangen durch das Loch in die dunkle innere Zone des Doughnut-Modes und werden bei blauer Frequenzverstimung im repulsiven Dipolpotential geführt und auf eine Lochblende ($\varnothing 16 \mu\text{m}$) fokussiert. Eine Mikrokanalplatte mit Phosphorschirm detektiert die atomare Verteilung im Fernfeld. Aus der Ortsverteilung läßt sich die transversale Geschwindigkeitsverteilung berechnen. Mit einer zusätzlichen 2D optischen Melasse werden die Atome im Doughnut-Mode transversal gekühlt.

Für die Experimente zum Führen der Atome wird das Hologramm so plaziert, daß das Lichtfeld über die gesamte Wechselwirkungslänge auf der Achse dunkel bleibt. Mit einem optischen Resonator ist es möglich, den Doughnut-Mode aus dem Modengemisch herauszufiltern [88].

Die Frequenz des Doughnut-Modes ist relativ zum $3s[3/2]_2 \rightarrow 3p[5/2]_3$ Übergang des Neonatoms bei 640 nm blau-verstimmt. Der Doughnut-Mode wird auf eine geschwärzte Blende fokussiert, wie in Abb. 4.2 skizziert. Die Blende (Radius $8 \mu\text{m}$) kann mit einem UHV Schrittmotor transversal in Schritten von $1.6 \mu\text{m}$ bewegt werden, um das atomare Profil des Doughnut-Modes zu vermessen. Zwanzig Zentimeter hinter der Blende werden die Atome mit einer Mikrokanalplatte (MCP) auf einen Phosphorschirm abgebildet und mit einer intensivierten CCD Kamera beobachtet. Auf diese Weise erhält man Informationen über den atomaren Fluß als auch über die Geschwindigkeitsverteilung der Atome im Fokus. Der Ortsauflösung des Detektors korrespondiert eine Geschwindigkeitsauflösung von $0.5 v_{\text{rec}}$.

4.2.2 Experimentelle Ergebnisse

Die atomare Intensität, der Atomstrahldurchmesser, die Geschwindigkeitsverteilung sowie die atomare Dichte im Fokus wurden als Funktion der Potentialhöhe untersucht. Zu diesem Zweck wurde die Frequenzverstimmung bei konstanter Laserleistung zwischen 10 und 1000 GHz variiert. Abbildung 4.3 zeigt die normierte atomare Intensität (Fluß gemittelt über den Blendenquerschnitt) im Fokus des Doughnut-Modes als Funktion der Potentialhöhe für einen Strahlradius w_0 von 45 μm und eine Leistung von 300 mW. Der Abstand zwischen dem Spiegel und der Blende beträgt 14 cm. Der atomare Fluß wurde in Bezug auf die atomare Intensität ohne Doughnut-Mode normiert. Auf diese Weise kann man die normierte Intensität als Überhöhungsfaktor an einem vorgegebenen Ort der Strahlachse betrachten.

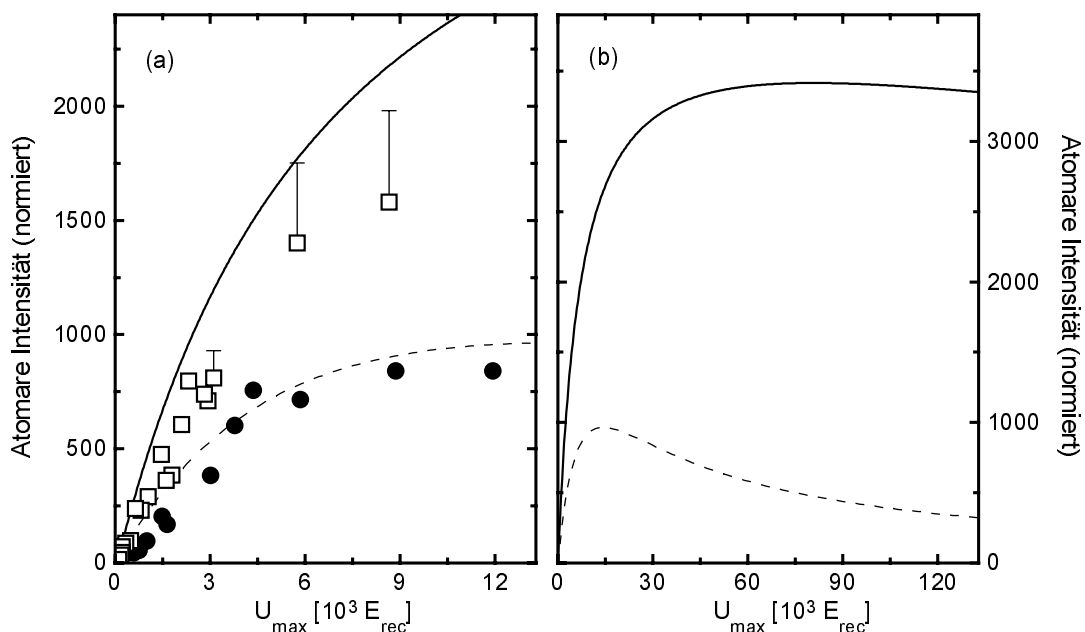


Abb. 4.3: (a) Gemessene atomare Intensität als Funktion der maximalen Potentialstärke für einen blau-verstimmten Doughnut-Mode (\square) und einen rot verstimmtten Gauß-Mode (\bullet) mit konstanter Leistung von 300 mW bei variabler Frequenzverstimmung. Die gestrichelte und die durchgezogene Kurve zeigen die Ergebnisse einer semiklassischen Monte-Carlo Simulation. In (b) sind die Simulationsergebnisse für einen größeren Parameterraum dargestellt. Fehlerdiskussion siehe Text.

Für flache Potentiale wird nur ein Teil des Ensembles eingefangen und geführt [Abb. 4.3(a)]. Mit zunehmender Potentialhöhe nimmt die Zahl der geführten Atome zu. Einerseits werden bereits hinter dem Lochspiegel mehr Atome durch das Dipolpotential eingeschlossen. Außerdem kommt es zu einer stärkeren Komprimierung im Fokus und damit ebenfalls zu einer Zunahme der Intensität. Auf der anderen Seite

nimmt für kleine Frequenzverstimmungen die Zahl der spontanen Prozesse zu. Dies führt zu einem Aufheizen des Ensembles und wirkt der Intensitätsüberhöhung entgegen. Um das komplexe Zusammenspiel dieser Prozesse zu verstehen, wurde eine semiklassische Monte-Carlo-Simulation implementiert [89]. In der Simulation werden die Zeeman-Substruktur, spontane Prozesse und der Photonenrückstoß berücksichtigt. Die Kurven in Abb. 4.3(a) zeigen eine gute Übereinstimmung von Simulation und Experiment.

Für $U_{\max} \equiv U(z = 0, \rho = w/\sqrt{2}) < 1500 E_{\text{rec}}$ wird im Mittel weniger als ein Photon pro Atom während der gesamten Wechselwirkungszeit gestreut. Da die Streurrate mit Δ^{-2} zunimmt, findet für größere U_{\max} (kleinere Frequenzverstimmung) eine zunehmende Zahl spontaner Prozesse statt und führt zum Aufheizen des Atomstrahls. Der Durchmesser des Atomstrahls nimmt zu und die Intensität als Funktion von U_{\max} erreicht ein Maximum [Abb. 4.3(b)]. Abbildung 4.4 veranschaulicht den Einfluß der spontanen Prozesse, indem die theoretisch erwartete Intensität (a) und der theoretisch erwartete Atomstrahldurchmesser im Fokus (b) mit und ohne Berücksichtigung spontaner Prozesse in der Simulation gezeigt werden.

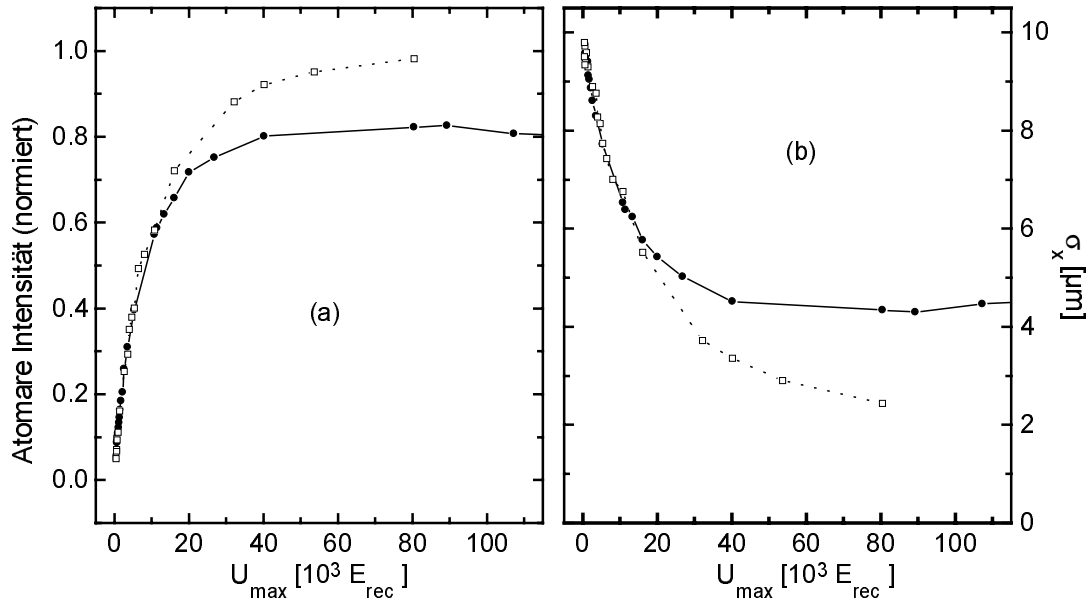


Abb. 4.4: Theoretisch erwartete atomare Intensität (a) und Radius des Ensembles im Fokus (b) als Funktion der Potentialhöhe mit (●) und ohne (□) Berücksichtigung spontaner Prozesse. Oberhalb einer Potentialhöhe von $90000 E_{\text{rec}}$ dominieren Heizprozesse durch spontane Emission gegenüber einer weiteren Kompression durch stärkere Potentiale.

Die Meßdaten in Abb. 4.3 ergeben eine geringere Führungseffizienz im Vergleich zu den Resultaten der Simulation. Eine Ursache hierfür könnte eine azimuthale

Intensitätsmodulation von etwa 25 % im Fokus des Doughnut-Modes sein. Diese Intensitätsvariation wird durch Astigmatismus im Laserstrahl verursacht. Im Fernfeld ($|z| > z_R$) ist dieser Effekt weniger stark ausgeprägt und die azimuthale Intensitätsschwankung beträgt weniger als 10 %.

Bei $U_{\max} = 8500 E_{\text{rec}}$ erreicht die Intensitätsüberhöhung einen Wert von 1600. In diesem Fall werden $(60 \pm 10)\%$ aller in den Doughnut-Mode eingefädelt Atome geführt. Hier ist die atomare Verteilung bereits so stark aufgeheizt (Abb. 4.5), daß ein Teil der Atome (etwa 30%) die MCP verfehlt. Die Zahl der Atome wird durch Extrapolation der Ortsverteilung auf der MCP berechnet. Die Fehlerbalken in Abb. 4.3(a) zeigen die Unsicherheit dieses Verfahrens bei hohen Potentialen.

Abbildung 4.3(b) zeigt, daß für große U_{\max} theoretisch ein Überhöhungsfaktor über 3000 erreicht werden kann. Im Prinzip können in diesem Regime bis zu 80 % der Atome unter $8 \mu\text{m}$ fokussiert werden. Für $U_{\max} = 2000 E_{\text{rec}}$ wurde der Atomstrahlradius nach Entfaltung mit der Transmissionsfunktion der Lochblende zu $\sigma_x = 6.5 (\pm 2) \mu\text{m}$ bestimmt. Der korrespondierende Fluß beträgt 8×10^5 Atome pro Sekunde, die Dichte beträgt $2 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ und die Intensität ist $6 \times 10^{11}/(\text{cm}^2 * \text{s})$. Diese Werte konnten durch eine modifizierte Geometrie und den Einsatz von Laguerre-Gauß Moden höherer Ordnung erhöht werden. Dazu wurde der Lochspiegel im Versuchsaufbau (Abb. 4.2) entfernt und ein TEM_{05}^* -Mode direkt der Kompressionszone für die Strahlpräparation überlagert. Auf diese Weise konnte der atomare Fluß um einen Faktor 80 gesteigert werden [90, 91].

Wenn der Doughnut Mode auf eine Strahltaile von $w_0 \approx 15 \mu\text{m}$ fokussiert wird, erwartet man der Simulation zufolge einen Atomstrahlradius unter $1 \mu\text{m}$ (rms) für eine Leistung von 300 mW und eine Frequenzverstimmung von 10 GHz. In diesem Fall werden jedoch nur 10 Prozent aller Atome eingefangen.

Die Zunahme der transversalen Geschwindigkeitsbreite ist in Abb. 4.5 als Funktion der Potentialhöhe dokumentiert. Für niedrige Potentiale dominiert das Aufheizen durch Kopplung von longitudinaler und transversaler Bewegung. Kinetische Energie wird in dem trichterförmigen Lichtfeld von der longitudinalen in die transversale Bewegung umverteilt. Bei einer thermischen Verteilung erwartet man eine Proportionalität $\sigma_v^2 \sim U_{\max}$. Diese Abhängigkeit ist hier nicht streng erfüllt, da kein thermisches Gleichgewicht, etwa durch interatomare Stöße oder durch spontane Emission, erreicht wird. Für hohe Potentiale, also niedrige Frequenzverstimmung kommt der oben diskutierte Heizeffekt durch spontane Prozesse hinzu. Der in Abb. 4.5 gezeigte Fit mit einer Wurzelfunktion zeigt eine qualitative Übereinstimmung.

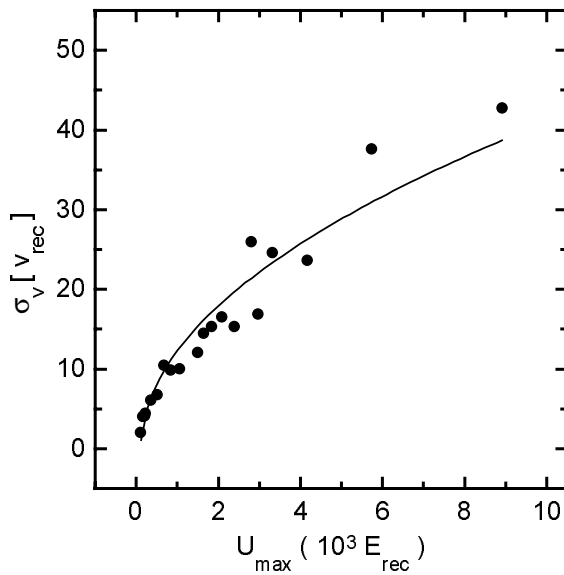


Abb. 4.5: Geschwindigkeitsbreite des atomaren Ensembles im Fokus des Doughnut-Modes als Funktion der Potentialhöhe. Die durchgezogene Kurve zeigt den Fit mit einer Wurzelfunktion mit zwei freien Parametern.

Die Experimente zum Führen von Atomen im Doughnut – Mode wurden mit Messungen zum Führen von Atomen in einem rot verstimmt Gaußmode gleicher Strahltaile und Leistung verglichen. In ähnlichen Experimenten hatten Ashkin und Mitarbeiter erstmals die fokussierende Wirkung der Dipolkraft nachgewiesen [92]. Da der Radius des Gauß-Modes auf dem Spiegel mit Loch wesentlich größer ist als der Lochradius (400 μm gegenüber 30 μm), können Beugungseffekte im Fernfeld vernachlässigt werden. Im Gegensatz zum Versuchsaufbau mit Doughnut-Mode werden die Atome nun in Regionen hoher Intensität geführt.

Die Atome mit den niedrigsten Temperaturen erfahren die höchste Streurrate. Aufgrund des so verursachten starken Aufheizens für große U_{\max} (kleine Frequenzverstimmung) liegt die atomare Intensität im Gauß-Mode deutlich unterhalb der Vergleichswerte mit dem Doughnut-Mode [Abb. 4.3(a)].

Zusammenfassend bleibt festzuhalten, daß der blau-verstimmte Doughnut-Mode sich für die hier demonstrierten Anwendungen besser eignet als der rot-verstimmte Gaußmode, weil die spontane Streurrate wesentlich geringer ausfällt. Dadurch kann der Atomstrahl bei hohem Fluß stark fokussiert werden. Man muß allerdings zugestehen, daß Foci im Bereich eines Mikrometers für Anwendungen in der Atomlithographie nicht mit den durch Stehwellen erzeugten Strukturen konkurrieren können. Hier haben die schmalsten Linien, die bisher erzeugt werden konnten, eine Halbwertsbreite von nur 38 nm [93]. Andererseits lassen sich durch die Fokussierung mit dem Doughnut-Mode beachtliche Flüsse erzielen. Vor allem ist eine divergenzfreie Führung der Atome über mehrere zehn Zentimeter möglich. Daher sind Anwendungen denkbar, bei denen der Doughnut-Mode zum Laden mikroskopischer Atomfallen eingesetzt wird. Auf diese Weise ergeben sich weit höhere Laderaten, als durch das Laden aus dem Hintergrundgas. Darüber hinaus kann der Doughnut-Mode als Führungslaser direkt mit atomaren Dipolfallen kombiniert werden [32].

4.3 Polarisationsgradientenkühlen in schwachen und starken Dipolpotentialen

In starken Dipolpotentialen liegen die Vibrationsfrequenzen der Atome in der Größenordnung der Photonenrückstoßfrequenz. Andererseits können Atome im freien Raum mit dem herkömmlichen Polarisationsgradientenkühlen auf Temperaturen von wenigen Rückstoßenergien abgekühlt werden. Daraus ergibt sich die interessante Fragestellung, ob Atome in starken Dipolfällen mit dem (kontinuierlichen) Verfahren der Polarisationsgradientenkühlung in niedrige Vibrationsniveaus gekühlt werden können. Weiter oben wurde bereits erwähnt, daß solche Versuche in rot-verstimmten Dipolfällen mit Schwierigkeiten behaftet sind [30].

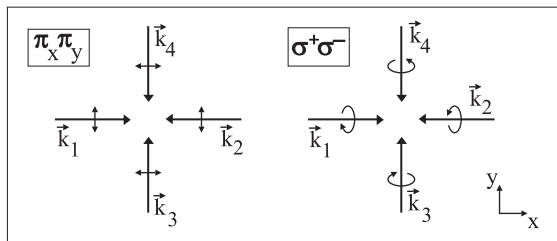


Abb. 4.6: Optische Melasse in 2D. Die Achse des Atomstrahls liegt in z -Richtung, senkrecht zu der durch die \mathbf{k} -Vektoren definierten Ebene. In der $\pi_x \pi_y$ Konfiguration kreuzen sich zwei linear polarisierte Stehwellen. In der $\sigma^+ \sigma^-$ Konfiguration sind je zwei gegenläufige Strahlen orthogonal zirkular polarisiert.

der in Zusammenarbeit mit Prof. Nienhuis durchgeführten Quanten-Monte-Carlo Simulationen ergeben haben.

Für die transversale sub-Dopplerkühlung wird eine 2D optische Melasse zusätzlich zum Doughnut-Mode bei $z = 0$ eingestrahlt (Abb. 4.2). Die Melasse besteht aus vier Laserstrahlen in einer Ebene senkrecht zur Atomstrahlachse und mit einem Winkel von 90° zwischen zwei benachbarten Strahlen (Abb. 4.6). Die Ausläufer des Gaußprofils in z -Richtung werden abgeblendet, um adiabatische Effekte zu vermeiden. Die Wechselwirkungszeit mit dem Kühllicht beträgt 0.3 ms.

Das Polarisationsgradientenkühlen in Dipolfällen wurde systematisch untersucht, indem die transversale Geschwindigkeitsbreite als Funktion der Kühlintensität für verschiedene Werte von U_{\max} und für verschiedene Kühllichtpolarisationen gemessen wurde. Abb. 4.7 zeigt ein typisches Meßergebnis für Polarisationsgradientenkühlen im Doughnut-Mode. Die Ausgangsverteilung [Abb. 4.7(a)] ist Gaußförmig und hat

Ob das Polarisationsgradientenkühlen in blau-verstimmten Dipolpotentialen besser funktioniert, da die Atome in Bereichen niedriger Intensität gespeichert werden, diese Frage wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit sowie in der Dissertation von M. Schiffer [32] untersucht. Neben aktuellen Ergebnissen werden im folgenden neue Erkenntnisse diskutiert, die sich aus Vergleichsmessungen im freien Raum (Kapitel 3) und durch Analyse

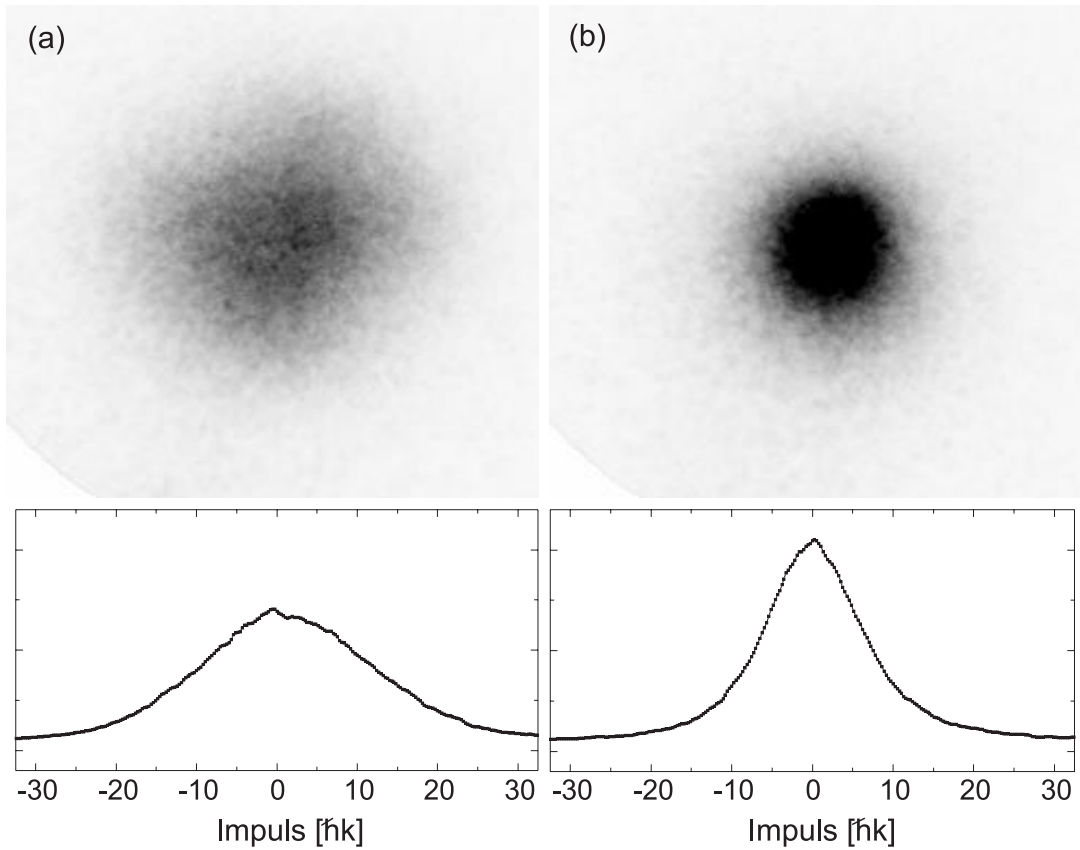


Abb. 4.7: Atomare Geschwindigkeitsverteilung (a) ohne zusätzliche Kühlung für linear polarisierten Doughnut-Mode mit $\Delta_d = 246$ GHz und $U_{\max} = 1300E_{\text{rec}}$ und (b) mit zusätzlichem 2D Polarisationsgradientenkühlen mit $\sigma^+\sigma^-$ Polarisation, $\Delta_c = -9\Gamma$ und $s = 0.07$. Die Profile zeigen die über eine Achse aufsummierten Werte (zentriert aufgetragen).

eine Breite nahe dem Dopplerlimit ($v_D = 10 v_{\text{rec}}$). In der gekühlten Verteilung [Abb. 4.7(b)] befinden sich mehr Atome bei kleineren Geschwindigkeiten. Ein wichtiges Ergebnis der Messungen ist ein qualitativ unterschiedliches Verhalten für schwache Dipolpotentiale einerseits und starke Potentiale auf der anderen Seite.

4.3.1 Kühlen in schwachen Dipolpotentialen

Das Regime schwacher Dipolpotentiale wird dadurch charakterisiert, daß die resultierenden Geschwindigkeitsverteilungen aus zwei Gaußförmigen Komponenten bestehen. Das ist der Fall für $\omega_{\text{vib}} < 0.5 \omega_{\text{rec}}$ bzw. $U_{\max} < 2800E_{\text{rec}}$. Die breitere Komponente hat die Geschwindigkeitsbreite der (ungekühlten) Ausgangsverteilung ($\sigma_v \approx 7 - 10 v_{\text{rec}}$). Die schmalere Komponente hat eine Geschwindigkeitsbreite von $\sigma_v \approx 4 v_{\text{rec}}$, weit unterhalb des Dopplerlimits. Abbildung 4.8(a) zeigt die atomare Nettoverteilung, die sich durch Subtrahieren der ungekühlten von der gekühlten

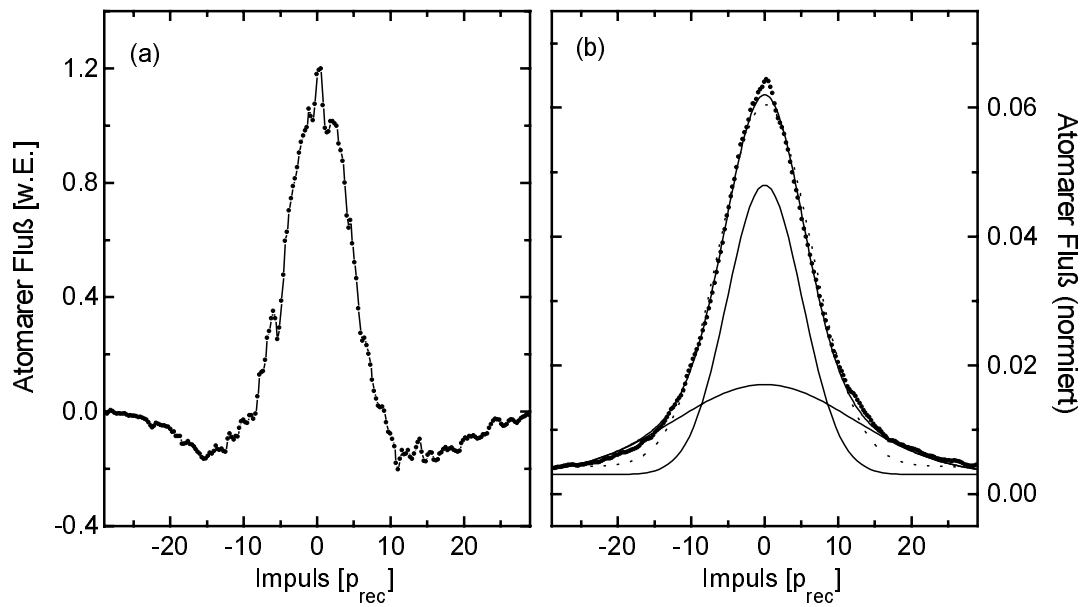


Abb. 4.8: (a) Profil der atomaren Nettoverteilung für dieselben Parameter wie in Abb. 4.7(b). (b) Gekühlte atomare Verteilung (\bullet). Die durchgezogene Kurve, die kaum von den experimentellen Datenpunkten abweicht, entspricht einem Fit mit der Summe aus zwei Gaußfunktionen. Das χ^2 des Fits ist eine Größenordnung kleiner als für den Fit mit einer einzigen Gaußfunktion (gestrichelte Kurve). Die beiden Komponenten des Doppel-Gaußfits sind zusätzlich getrennt dargestellt (untere Kurven).

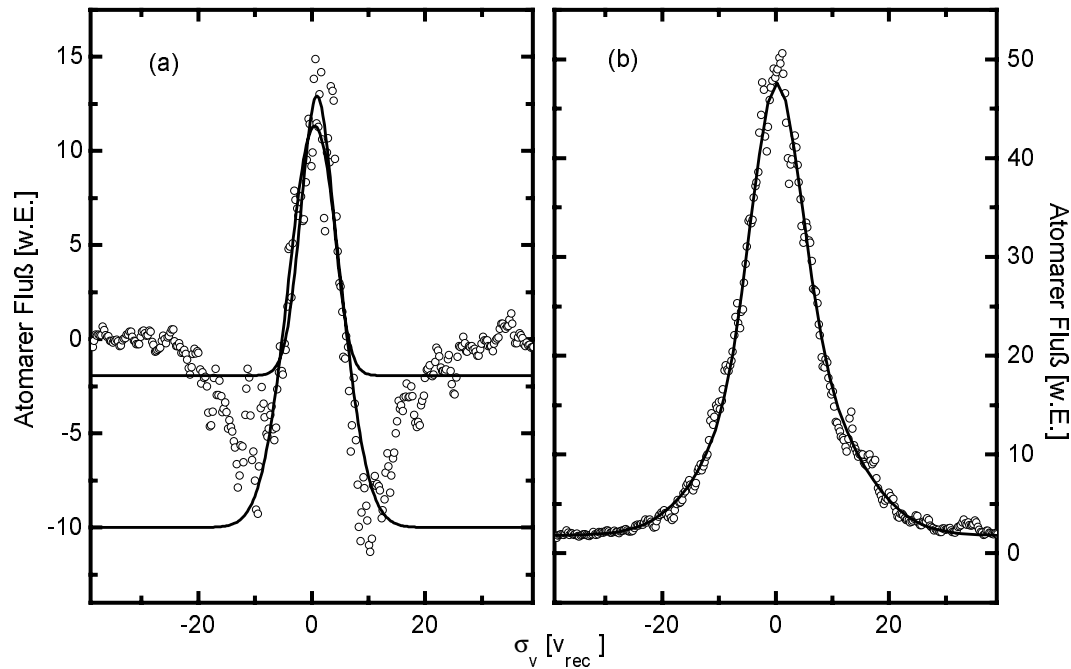


Abb. 4.9: (a) Profil der Netto-Geschwindigkeitsverteilung für eine Sättigung $s = 0.025$ und ansonsten gleiche Parameter wie in Abb. 4.7(b). Die durchgezogenen Kurven zeigen zwei Gaußfits, die obere Kurve mit dem Untergrund als weiterem freien Parameter und die untere Kurve mit festgelegtem Untergrund bei -10 . Die Breite σ_v der Gaußkurven beträgt 2.8 bzw. $4.7 v_{\text{rec}}$. (b) Atomare Geschwindigkeitsverteilung mit Doppel-Gaußfit. Die schmale Komponente des Doppel-Gaußfits hat eine Breite von $\sigma_v = 4.3 v_{\text{rec}}$

Verteilung ergibt. In Abb. 4.8(b) ist die Abweichung der gekühlten Geschwindigkeitsverteilung von einer Gaußkurve dargestellt. Das χ^2 des Doppel-Gaußfits als Maß für dessen Güte ist eine Größenordnung kleiner als für den Gaußfit.

Interessant sind vor allem die ‐Temperaturen‐ des sub-Doppleranteils. Hier sind verschiedene Verfahren der Datenauswertung möglich, die zu abweichenden Werten führen und daher kurz diskutiert werden sollen. Die Angabe einer Temperatur ist, wie erwähnt, problematisch, da kein thermisches Gleichgewicht vorliegt und die Geschwindigkeiten nicht Gaußverteilt sind. Um die schmale Geschwindigkeitskomponente zu charakterisieren, kann die Summe von zwei Gaußfunktionen an die Profile der Verteilung angefitet werden, wobei das kleinere σ ein Maß für die kältere Verteilung ist. Die Geschwindigkeitsverteilungen in den Abbildungen dieses Kapitels sind, soweit nicht explizit angegeben, nach diesem Verfahren ausgewertet worden.

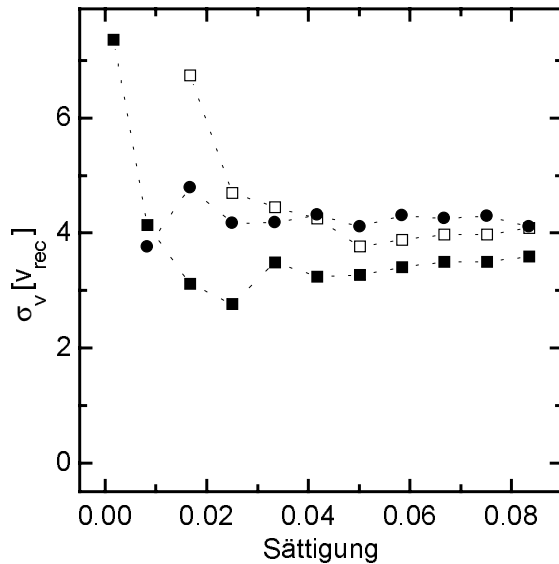


Abb. 4.10: Geschwindigkeitsbreite des sub-Doppleranteils als Funktion der Kühllicht-Sättigung für verschiedene Auswertungsverfahren: (■) Nettoprofile mit Gaußfit und Untergrund als freiem Parameter, (□) Nettoprofile mit Gaußfit und vorgegebenem Untergrund, (●) Profile der gekühlten Verteilungen mit Doppel-Gaußfit

Die Breite der gekühlten Verteilung kann nun ermittelt werden, indem die Nettoverteilung mit einer Gaußkurve gefittet wird. Die resultierenden Werte hängen dabei insbesondere für niedrige Sättigungen stark von der Wahl des Untergrunds ab, wie in Abb. 4.9(b) veranschaulicht.

Für eine abschließende Bewertung sind die verschiedenen Verfahren zur Datenaus-

Eine andere Möglichkeit, die Geschwindigkeitsverteilungen zu analysieren, besteht darin, die gekühlte von der ungekühlten Verteilung zu subtrahieren (vgl. Kap. 3). Auf diese Weise erhält man den Nettoeffekt der Kühlzone (Abb. 4.8 (a) für hohe und Abb. 4.9(a) für niedrige Sättigung). Die so erhaltenen Profile ähneln den in Kapitel 3) diskutierten Kurven für das Kühlen im freien Raum. Sie bestehen aus einer Glockenförmigen Kurve flankiert von zwei lokalen Minima. Bei niedrigen Sättigungen werden nur Atome aus der unmittelbaren Umgebung des Maximums gekühlt (Abb. 4.9 (a)) während für hohe Sättigungen auch noch Atome in den Flanken erfaßt werden (Abb. 4.8(a) - daher im Ausschnitt eine positive Bilanz in der Nettoverteilung).

wertung in Abb. 4.10 einander gegenübergestellt. Die Schwankungen der Geschwindigkeitsbreiten sind bei niedrigen Sättigungen relativ hoch. Für $s > 0.03$ - den eigentlich interessanten Bereich - zeigen die Verfahren gute Übereinstimmung in der funktionalen Abhängigkeit von der Sättigung. Die im folgenden gewählte Auswertung durch Doppel-Gaußfits und Mittelung über vertikale und horizontale Profile liefert dabei eher eine obere Grenze für die Geschwindigkeitsbreite des sub-Doppleranteils.

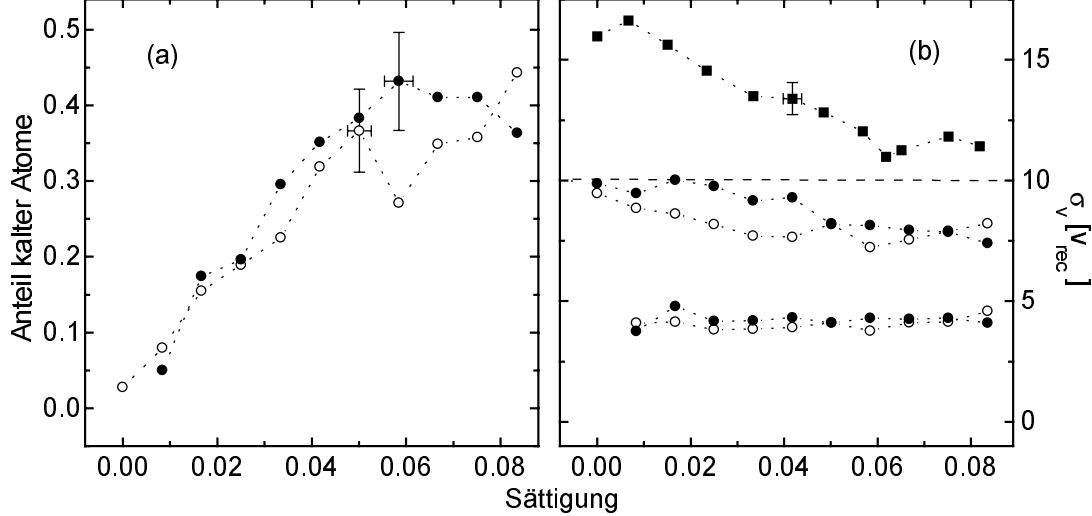


Abb. 4.11: Anteil kalter Atome (a) und gemessene Geschwindigkeitsbreiten (b) als Funktion der Kühlaser-Sättigung s für $\sigma^+\sigma^-$ Polarisation und $\Delta_c = -9 \Gamma$. Für schwächere Doughnut-Mode-Potentiale sind die Geschwindigkeitsverteilungen Doppel-Gaußförmig. In (b) sind die Breiten der beiden Gaußanteile für zwei Datensätze mit denselben Symbolen gekennzeichnet: (●) für $\omega_{vib} = 0.34 \omega_{rec}$ und (○) für $\omega_{vib} = 0.30 \omega_{rec}$. Für $\omega_{vib} = 0.41 \omega_{rec}$ (■) wird die Verteilung sehr gut durch eine einzige Gaußfunktion beschrieben.

Die Geschwindigkeitsbreite der sub-Dopplerkomponente ist weitgehend unabhängig von der Leistung des Kühllichts für die im Experiment gewählten Sättigungen s zwischen 0.015 und 0.09 und für $\sigma^+\sigma^-$ polarisiertes Kühllicht. Dieses Verhalten ist in Abb. 4.11(b) zu sehen (unterste beiden Kurven). Für $\pi_x\pi_y$ polarisiertes Kühllicht (Abb. 4.12(a)) ist eine geringfügige Zunahme der Geschwindigkeitsbreite zu erkennen. Die Anzahl der Atome in der schmaleren Gaußkomponente steigt deutlich mit zunehmender Sättigung [Abb. 4.11(a) für $\sigma^+\sigma^-$ und 4.12(b) für $\pi_x\pi_y$ Polarisation]. Der Anteil kalter Atome sättigt für $s > 0.06$ je nach Potentialhöhe bei Werten bis zu 80 %. Die Kombination von Fokussierung und sub-Dopplerkühlung führt zu einer Erhöhung der Phasenraumdicke von bis zu einer Größenordnung relativ zur Phasenraumdicke hinter dem Einkoppelspiegel für die Atome.

Die in Abb. 4.11 und 4.12 gezeigten Ergebnisse sind mit der Polarisationsgradientenkühlung im freien Raum (Kap. 3) zu vergleichen. Auch dort sind Doppel

– Gaußverteilungen eine Signatur des Kühlprozesses (vgl. Abb. 3.5). Sowohl für das Polarisationsgradientenkühlen im freien Raum als auch im Doughnut – Mode sättigt der Anteil der kalten Atome bei $s \approx 0.06$ (*light shift parameter* in Abb. 3.16 = $s \times \Gamma/\Delta$). Unterschiede gibt es in der Breite der schmalen Geschwindigkeitskomponente. Diese liegt bei $1 - 2.7 v_{\text{rec}}$ im freien Raum und zwischen 3.1 und $4.8 v_{\text{rec}}$ im Dipolpotential. Dieser Unterschied bestätigt qualitativ die Ergebnisse der Quanten-Monte-Carlo Simulation, wonach ein zusätzliches Dipolpotential die sub-Dopplerkühlung stört und zu einer höheren Gleichgewichtstemperatur führt (siehe Kap. 3 und Abb. 2.8).

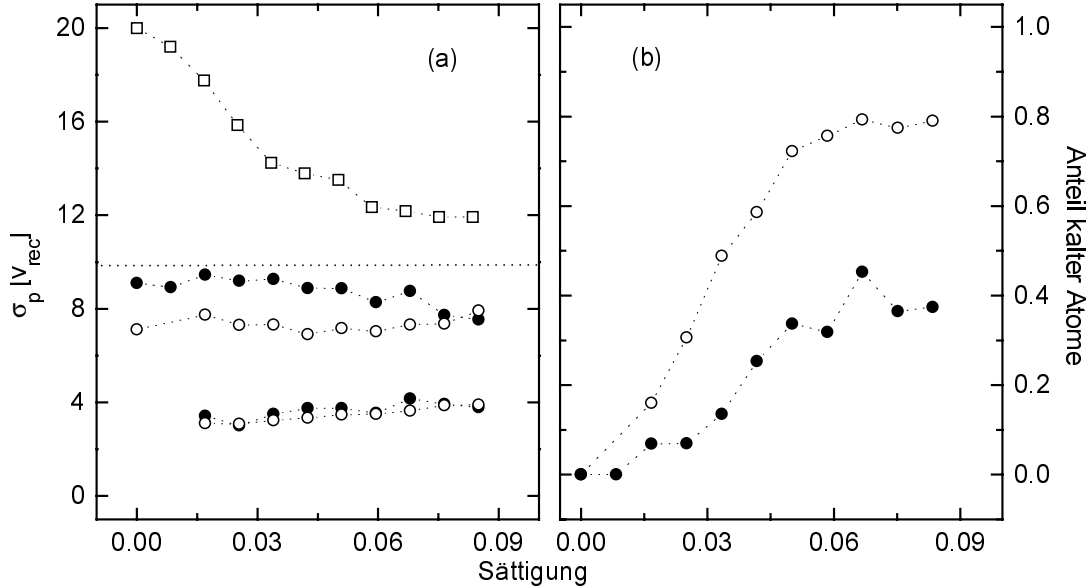


Abb. 4.12: Gemessene Geschwindigkeitsbreiten (a) und Anteil kalter Atome (b) als Funktion der Kühlaser-Sättigung wie Abb. 4.11 jedoch mit $\pi_x\pi_y$ polarisierter Kühlzone. In (a) sind die beiden Komponenten der Doppel-Gaußfits jeweils mit denselben Symbolen gekennzeichnet: (●) für $\omega_{\text{vib}} = 0.30 \omega_{\text{rec}}$ und (○) für $\omega_{\text{vib}} = 0.26 \omega_{\text{rec}}$. Für $\omega_{\text{vib}} = 0.61 \omega_{\text{rec}}$ (□) wird die Verteilung sehr gut durch eine einzige Gaußfunktion beschrieben.

Daß die sub-Doppler-Geschwindigkeitsbreiten im Doughnut-Mode für $\pi_x\pi_y$ polarisiertes Kühllicht etwas geringer sind, als für $\sigma^+\sigma^-$ Polarisation, ist ebenfalls konsistent mit der theoretischen Vorhersage, daß die $\text{lin}\perp\text{lin}$ Kühlung auf einem $J \rightarrow J+1$ Übergang einen größeren Reibungskoeffizienten aufweist als $\sigma^+\sigma^-$ Kühlung [50].

Beim Kühlen im Doughnut-Mode entstehen keine *escape channels*. Dies hängt mit einer starken Kopplung der transversalen Bewegungsrichtungen durch das Dipolpotential zusammen. Diese Kopplung wird noch dadurch verstärkt, daß der Doughnut-Mode in der Nähe des Fokus einen Astigmatismus aufweist und nicht perfekt rotationssymmetrisch ist.

Zusammenfassend bleibt festzuhalten, daß das Polarisationsgradientenkühlen in schwächeren Doughnut-Mode Potentialen ($\omega_{\text{vib}} < 0.5 \omega_{\text{rec}}$ bzw. $U_{\text{max}} < 2800E_{\text{rec}}$) einen signifikanten Anteil der Atome auf sub-Dopplertemperatur kühlt. Die Geschwindigkeitsbreite ist für $s < 0.09$ im wesentlichen unabhängig von der Kühlsättigung und liegt etwa doppelt so hoch wie bei der Polarisationsgradientenkühlung im freien Raum. Die Quanten-Monte-Carlo Simulation, die für ein homogenes Dipolpotential durchgeführt wurde (vgl. Abb. 2.8), zeigt gute qualitative Übereinstimmung mit den Meßergebnissen. Der quantitative Vergleich ist schwierig, da in der Quanten-Monte-Carlo Simulation mit einer räumlich homogenen AC-Stark Verschiebung gerechnet wurde. Allerdings läßt sich das Regime abschätzen, wenn man ein gemittelttes Dipolpotential zugrunde legt. Die in der Simulation verwendeten Parameter liegen in derselben Größenordnung wie die im Experiment erzielten mittleren Potentiale (siehe unten). Vor diesem Hintergrund zeigt Abb. 2.8 mit Abb. 4.11(a) und 4.12(b) eine gute quantitative Übereinstimmung. Hier liegen die im Dipolpotential erzielten Geschwindigkeitsbreiten in einem mit den Daten der Simulation vergleichbaren Regime.

4.3.2 Kühlen in starken Dipolpotentialen

Für starke Doughnut-Mode Potentiale ($\omega_{\text{vib}} > 0.5 \omega_{\text{rec}}, U_{\text{max}} > 2800E_{\text{rec}}$) hat die Ausgangsverteilung eine transversale Geschwindigkeitsbreite von über $15 v_{\text{rec}}$ (Abb. 4.5). In diesem Regime ist ein qualitativ anderes Verhalten als bei schwächeren Potentialen zu beobachten. Die Geschwindigkeitsverteilung des gekühlten Ensembles hat nun die Form einer einzelnen Gaußkurve. Wie die obersten Kurven in Abb. 4.11(b) und 4.12(a) zeigen, nimmt die Breite dieser Verteilung mit zunehmender Sättigung deutlich ab. Zwar erreicht die Endtemperatur nicht den als Dopplerlimit definierten Wert $T_D = \hbar\Gamma/(2k_B)$, der für Neon einer Geschwindigkeit von $10 v_{\text{rec}}$ entspricht und der für eine Frequenzverstimmung von $\Delta_c = -\Gamma/2$ erzielt werden kann. Allerdings liegt die Grenztemperatur der Dopplerkräfte für die hier gewählte Frequenzverstimmung von $\Delta_c = -9\Gamma$ um einen Faktor Δ_c/Γ über diesem Wert [53], also bei $9 T_D$ oder entsprechend $30v_{\text{rec}}$. In diesem Sinne ist der hier beobachtete Kühleffekt auf einen sub-Doppler-Kühlmechanismus zurückzuführen.

Die Geschwindigkeitsbreite der gekühlten Verteilung erreicht für hohe Kühlsättigungen einen stationären Wert. Allerdings kann nicht ausgeschlossen werden, daß für längere Wechselwirkungszeiten wieder eine bimodale Verteilung entsteht. Diese Frage müßte in einem Experiment mit einer 3D Dipolfalle untersucht werden.

Die Kühlergebnisse im Regime starker Dipolfallen zeigen, daß das Polarisationsgradientenkühlen durch die Wechselwirkung mit dem zusätzlichen Lichtfeld verändert wird. In Kapitel 2 wurde dieser Effekt diskutiert und mit Ergebnissen aus Quanten-Monte-Carlo Simulationen belegt. Wenn die durch das zusätzliche Lichtfeld induzierte AC-Stark Verschiebung der atomaren Niveaus vergleichbar ist mit den Niveauverschiebungen durch das Kühllicht, so wird das Polarisationsgradientenkühlen gestört. Die Ursache hierfür ist eine unterschiedliche Phasenevolution der Zeeman-niveaus durch die Wechselwirkung mit dem Doughnut-Mode. Diese Dephasierung stört das kohärente optische Pumpen des Kühllichts.

Um die theoretischen Vorhersagen auf die hier diskutierten Ergebnisse zu übertragen, ist es sinnvoll, das mittlere Dipolpotential am Aufenthaltsort der Atome im Doughnut-Mode mit Hilfe der Dichtematrix $\rho(x)$ zu berechnen:

$$\langle U_d \rangle = \frac{\hbar}{4\Delta} \int \rho(x) \Omega^2(x) dx \quad (4.7)$$

In der harmonischen Näherung und unter der Annahme einer thermischen Verteilung der Atome entspricht die Ortsverteilung der Atome einer Gaußfunktion, deren Breite σ_x im klassischen Limes durch $k_B T = m\omega^2 \sigma_x^2$ bestimmt ist [94]:

$$\rho(x) = \frac{1}{\sigma_x \sqrt{\pi}} e^{-x^2/\sigma_x^2} \quad (4.8)$$

Mit Gleichung (4.4) gilt:

$$\langle U_D \rangle = \frac{\hbar \Omega_0^2}{4\Delta} \int \rho(x) \frac{x^2}{w^2} \quad (4.9)$$

$$= \frac{\hbar \Gamma^2}{8\Delta} \frac{4P_d}{\pi w_0^4 I_{\text{sat}}} \int \rho(x) x^2 dx \quad (4.10)$$

$$= 2eU_{\text{max}} \left(\frac{\sigma_x}{w_0} \right)^2 \quad (4.11)$$

Für eine gemessene Breite von $\sigma_x = 6.5 \mu\text{m}$ bei einer Potentialhöhe von $2000 \hbar\omega_{\text{rec}}$ und einer Strahltaile von $45 \mu\text{m}$ ergibt sich ein mittleres Dipolpotential im Fokus des Doughnut-Modes von $227 \hbar\omega_{\text{rec}}$. Der Übergang in das Regime starker Potentiale erfolgt bei $U_{\text{max}} \approx 2800 E_{\text{rec}}$. Der Wert für das mittlere Dipolpotential ist zu vergleichen mit der durch das Kühllicht induzierten Potentialhöhe $U_c = a \times \hbar\Delta s_0/2$, wobei $4 \leq a \leq 8$ von der relativen Phase der Melassenstrahlen abhängt. Für $s = 0.05$ und $a = 4$ ist $U_c = 308 \hbar\omega_{\text{rec}}$, also in der gleichen Größenordnung wie die AC-Stark Verschiebung durch den Doughnut-Mode. Diese Abschätzung zeigt, daß die Beobachtung einer abnehmenden Kühleffizienz mit stärkerem Doughnut-Mode Potential

im Regime $U_c \approx U_d$ mit den theoretischen Vorhersagen übereinstimmt. Darüber hinaus zeigen die Ergebnisse, daß die sub-Dopplerkühlung in Dipolpotentialen für vergleichsweise hohe Kühlsättigungen effizienter ist. Die optimalen Sättigungen sind wesentlich höher als für das Polarisationsgradientenkühlen im freien Raum (vgl. Kap. 3). Die optische Pumprate muß die durch das Fallenpotential induzierte Phasenpräzession dominieren.

4.3.3 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde die zweidimensionale Polarisationsgradientenkühlung eines atomaren Ensembles untersucht, das im Dipolpotential eines blau frequenzverstimmten Laguerre-Gauß Modes erster Ordnung (TEM_{01}^*) eingeschlossen ist. Je nach Potentialstärke werden bis zu achtzig Prozent der Atome auf sub-Dopplertemperatur gekühlt. Es zeigt sich, daß die Kühlung an Effizienz verliert, sobald der (gemittelte) *light shift* des Fallenpotentials am Aufenthaltsort der Atome mit der Niveaushift durch die optische Melasse vergleichbar ist. Für starke Potentiale muß die abnehmende Kühleffizienz durch eine stärkere Kühlsättigung ausgeglichen werden. Diese Ergebnisse stehen im Einklang mit Vorhersagen einer Quanten-Monte-Carlo Simulation. Aus der Theorie wurde ein physikalisches Bild abgeleitet, das die verringerte Kühleffizienz erklärt: Die Wechselwirkung mit dem zusätzlichen Lichtfeld erzeugt optische Kohärenzen, die mit der Anregung durch die optische Melasse interferieren. Der für das sub-Dopplerkühlen wichtige Pumpprozess wird dadurch gestört.

Mit den hier dokumentierten Ergebnissen läßt sich erklären, warum mit der Polarisationsgradientenkühlung in starken, rot-verstimmten Dipolfallen keine sub-Dopplertemperaturen erzielt werden konnten [30]. Da die Atome in solchen Fallen überwiegend in Regionen mit starkem *light shift* lokalisiert sind, macht sich die Störung der Kühlung noch wesentlich eher bemerkbar als in blau-verstimmten Dipolfallen gleicher Stärke. In einer neueren Publikation berichten die Autoren von effizientem “blauen Sisyphuskühlen” in einer rot-verstimmten Dipolfalle [34]. Hier wäre ein quantitativer Vergleich der Potentialstärke des Kühllichts und der Dipolfalle interessant, wofür man einige zusätzliche Angaben zu experimentellen Parametern erfragen müßte.

Die in diesem Kapitel vorgestellten Experimente sind durch die Zielsetzung motiviert, Atome in einer starken Dipolfalle in den Grundzustand zu kühlen. Dazu wurden die fokussierenden Eigenschaften des Doughnut-Modes mit dem transversa-

len Kühlen kombiniert. Um den störenden Einfluß zusätzlicher *light shifts* auf das Polarisationsgradientenkühlen in einem weniger komplexen Experiment ergänzend zu untersuchen, könnte man eine eindimensionale Melasse mit einem homogenen Dipolpotential kombinieren. Diese Situation würde den Vorgaben der Quanten-Monte-Carlo Simulation voll entsprechen.

Kapitel 5

Atomare Gitter im Impulsraum

5.1 Einleitung

Ein homogenes statisches Magnetfeld kann die Dynamik der atomaren Bewegung in einem Polarisationsgradientenfeld entscheidend beeinflussen. Ob die Laserkühlung dabei gestört wird, hängt vor allem von der relativen Stärke des Magnetfeldes ab. Je nach Verhältnis von Larmorfrequenz ω_z zur optischen Pumprate Γ_{sc} wurden verschiedene Effekte beobachtet:

- Magnetfeldinduzierte Laserkühlung [56, 77], $\omega_z \cong \Gamma_{sc}$
- Geschwindigkeitsselektive Resonanzen [37–39, 50], $\omega_z > \Gamma_{sc}$
- Zusammenbruch der Sub-Dopplerkühlung [36, 51], $\omega_z \gg \Gamma_{sc}$.

Die Larmorfrequenz dient hierbei als Maß für die magnetische Wechselwirkung und die optische Pumprate Γ_{sc} als Maß für die dissipative Licht-Atom Wechselwirkung.

Die Kühlung eines Atomstrahls auf endliche Geschwindigkeiten $v \neq 0$ wurde in einer Dimension durch Kombination eines homogenen Magnetfeldes mit einer optischen Melasse aus zwei gegenläufigen, orthogonal polarisierten Laserstrahlen erzielt [39, 56]. Dieser Effekt ist unter dem Namen der geschwindigkeitsselektiven Resonanzen (*velocity selective resonances*, VSR) bekannt. Dabei handelt es sich um die resonante Kopplung von Zeeman-Niveaus, wenn die effektive Dopplerverstimmung der Melassenlaser die Energieaufspaltung der Zeeman-Niveaus kompensiert.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden erstmals geschwindigkeitsselektive Resonanzen in zweidimensionalen Polarisationsgradientenfeldern untersucht [40]. Durch

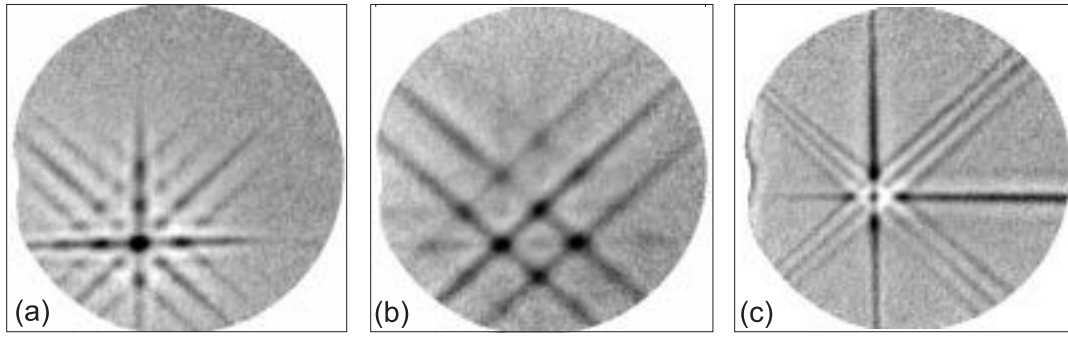


Abb. 5.3: Atomare Impulsverteilungen bei Polarisationsgradientenkühlung mit einem zusätzlichem Magnetfeld. Die volle Breite der Bilder entspricht $82 \hbar k$. Für linear polarisiertes Kühllicht ($\pi_x \pi_y$) ergeben sich punktsymmetrische Strukturen [(a) und (c)]. Bei Verwendung von zirkular polarisiertem Licht ($\sigma^+ \sigma^-$) wird diese Symmetrie gebrochen (b).

die Kombination von optischer Melasse und statischen Magnetfeldern konnten atomare Gitterstrukturen im Impulsraum erzeugt werden. Einige Beispiele solcher Strukturen sind in Abb. 5.3 dargestellt.

Der langsame Strahl metastabiler Neonatome schafft hervorragende Voraussetzungen für die Durchführung der Experimente. Erstens ermöglicht die hohe innere Energie der metastabilen Atome einen effizienten Nachweis mit einer Mikrokanalplatte. Dadurch wird die transversale Impulsverteilung des Atomstrahls über die Mikrokanalplatte mit einer hohen Auflösung ($0.5 v_{\text{rec}}$) zweidimensional abgebildet. Zweitens führt der geschwindigkeitsselektive Nachweis zu einer sehr guten Monochromasie des Atomstrahls ($\bar{v}/\Delta v = 40$). Drittens liegt die Wechselwirkungszeit mit der Kühlzone deutlich über den Vergleichswerten thermischer Atomstrahlen. Dadurch kann man in einem Regime arbeiten, das auch bei der Polarisationsgradientenkühlung in Atomfallen vorliegt (Frequenzverstimmung $\Delta = -3$ bis -15Γ , Sättigung $s \sim 0.01$) und das mittlerweile in zahlreichen theoretischen Arbeiten studiert wurde. Zeitgleich zu den Experimenten am Institut für Quantenoptik untersuchten Wissenschaftler von der Ecole normale supérieure in Paris Geschwindigkeitsselektive Resonanzen in einem optischen Gitter in 3D [41]. Diese Gruppe stellte eine komplementäre Interpretation des VSR-Effekts mit Hilfe von reziproken Gittervektoren vor.

In diesem Kapitel werden die Experimente am Institut für Quantenoptik ausführlich diskutiert. Nach der Beschreibung des Versuchsaufbaus werden die experimentellen Ergebnisse vorgestellt. Dafür werden zunächst Messungen diskutiert, bei denen alle theoretisch vorhergesagten Resonanzgeschwindigkeiten beobachtet werden konnten. Es folgen Spezialfälle, in denen durch geeignete Wahl der Polarisation und des Magnetfeldes spezielle Unterklassen der allgemeinen Gitterstruktur erzeugt wer-

den konnten. Abschließend wird eine Interpretation der Ergebnisse in Verbindung mit systematischen Messungen gegeben, bei denen Parameter wie die Frequenzverstimmung, die Polarisierung, die Magnetfeldstärke und die Kühlleistung variiert wurden.

Die hier vorgestellten Experimente gehen über eine einfache Fortsetzung der in einer Dimension durchgeführten Versuche [39, 95] hinaus. Schon die Beispiele in Abb. 5.3 geben einen Eindruck von der Komplexität der "höherdimensionalen" Laserkühlung mit zusätzlichen Magnetfeldern. Das Auftreten von *escape channels* und deren Aufspaltung ist beispielsweise ein qualitativ neues Phänomen, für das es in einer Dimension kein Äquivalent gibt [18, 19]. Das folgende Kapitel und die in [40] veröffentlichte Zusammenfassung sollen dazu beitragen, diesen Bereich der Laserkühlung besser zu verstehen.

5.2 Versuchsaufbau

In unserem Experiment wird ein langsamer Atomstrahl transversal durch eine optische Melasse gekühlt, die aus zwei Paaren gegenläufiger Laserstrahlen besteht. Die resultierende atomare Geschwindigkeitsverteilung wird im Fernfeld mit einer Auflösung unterhalb des Rückstoßlimits für Neon ($v_{\text{rec}} \equiv \hbar k/m = 3.1 \text{ cm/s}$) detektiert. Dieses Verfahren gestattet es, verschiedene Kühlmechanismen und ihre Dynamik zu studieren. In Kapitel 4 wurde der Einfluß eines zusätzlichen Dipolpotentials auf das Polarisationsgradientenkühlen diskutiert. Hier geht es nun darum, die experimentellen Ergebnisse der sub-Dopplerkühlung mit einem zusätzlichen homogenen Magnetfeld vorzustellen. Als theoretische Grundlage dienen Kapitel 2 und die dort angegebenen Referenzen.

Als Ausgangspunkt der Experimente dient der oben beschriebene Strahl metastabiler Neon-Atome, mit einer mittleren longitudinalen Geschwindigkeit von 28 m/s. Für die meisten Meßdaten in diesem Kapitel wurde die Geschwindigkeitsbreite durch Flugzeit-Verfahren auf 0.7 m/s reduziert. Die transversale Geschwindigkeitsverteilung kann zwischen $2.5 v_{\text{rec}}$ und $10 v_{\text{rec}}$ variiert werden. Mit einer Brillanz von bis zu 1×10^{13} Atomen/(sr \times s) zählt dieser Atomstrahl zu den besten Atomquellen weltweit für atomoptische Experimente.

Abbildung 5.4 skizziert den experimentellen Aufbau. Der Atomstrahl durchquert die optische Melasse 10 cm hinter dem Ausgang der Kompressionszone. Die Atom-

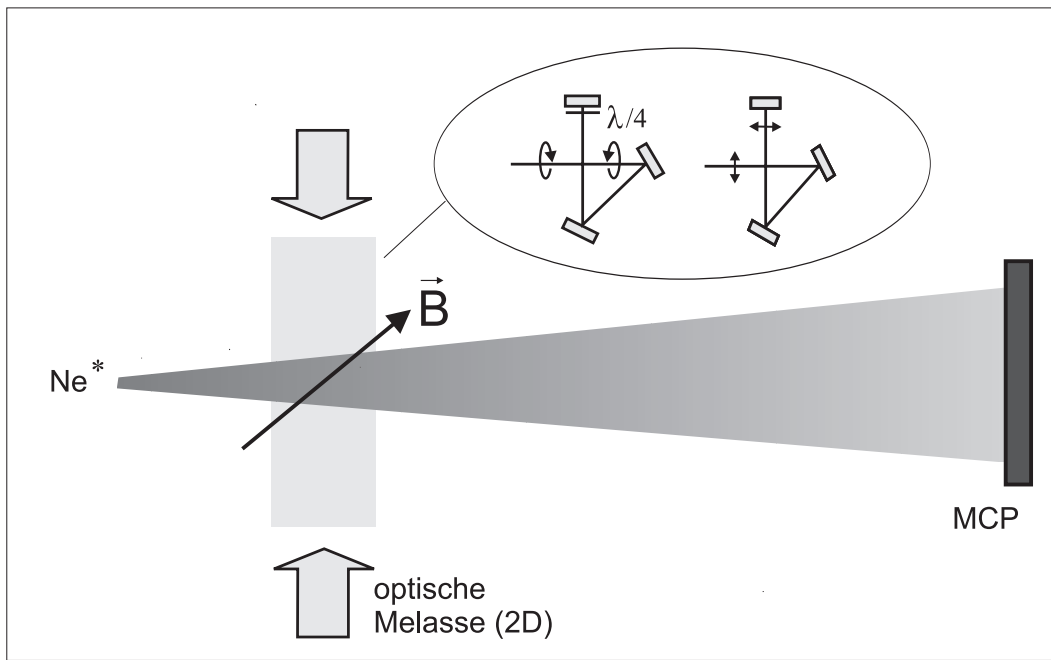


Abb. 5.4: Experimenteller Aufbau. Ein langsamer Strahl metastabiler Neonatome durchquert ein Lichtfeld aus vier sich kreuzenden Laserstrahlen mit wahlweise linearer oder rechts/links-zirkularer Polarisation. Durch Interferenz der Lichtfelder entstehen Polarisationsgradienten, die bei geeigneter Frequenzverstimmung (hier: $\Delta = -3$ bis -15Γ) und Intensität zur sub-Dopplerkühlung führen. Durch Anlegen eines statischen homogenen Magnetfeldes lassen sich atomare Gitterstrukturen im Impulsraum erzeugen. Eine Mikrokanalplatte detektiert die metastabilen Atome im Fernfeld und liefert Information über die transversale Geschwindigkeitsverteilung des Atomstrahls.

strahlachse (\mathbf{z}) steht dabei senkrecht zu der von den \mathbf{k} -Vektoren der Laser definierten Ebene (\mathbf{xy}). Als Kühlzone sind zwei Typen Polarisationsgradientenfelder von besonderem Interesse, die $\pi_x\pi_y$ und die $\sigma^+\sigma^-$ Konfiguration.

In der $\pi_x\pi_y$ sub-Dopplermelasse sind die Laserstrahlen in der Einfallsebene (\mathbf{xy}) linear polarisiert. Das Lichtfeld besteht demnach aus zwei sich kreuzenden Stehwellen (Abb. 5.5). Für eine relative Phase von $\pi/2$ zwischen diesen beiden Stehwellen entspricht das resultierende Interferenzmuster dem zweidimensionalen Äquivalent zur $\text{lin} \perp \text{lin}$ Konfiguration in einer Dimension [25]. Die $\sigma^+\sigma^-$ Konfiguration besteht aus vier orthogonalen Laserstrahlen mit entgegengesetzt zirkularer Polarisation für jeweils zwei gegenläufige Laserstrahlen (Abb. 5.5). Dieses Lichtfeld kommt, erweitert auf sechs Strahlen, vor allem in magneto-optischen Fällen zum Einsatz. Das resultierende Interferenzmuster hat eine Polarisationsstruktur, die je nach relativer Phase und Raumrichtung sowohl $\text{lin} \perp \text{lin}$ als auch $\sigma^+\sigma^-$ Polarisationsgradienten aufweist.

Die Breite der Kühlzone entlang der z -Achse liegt zwischen 2 und 4 mm. Zwei

Rasierklingen schneiden die Flanken des Gaußprofils ab, um mögliche adiabatische Effekte zu vermeiden. Mit einer mittleren longitudinalen Geschwindigkeit von 28 m/s führt diese Geometrie zu Wechselwirkungszeiten zwischen 70 und 140 μ s. Die Lichtintensität wird so gewählt, daß der Sättigungsparameter für einen einzelnen Strahl, $s = 2\Omega^2/(\Gamma^2 + 4\Delta^2)$, zwischen 10^{-3} and 10^{-2} liegt. Hierbei bezeichnet Ω die Rabi-Frequenz (Clebsch-Gordan Koeffizient = 1), Γ die Linienbreite des angeregten Zustands und Δ die Frequenzverstimmung. Die Zahl der gestreuten Photonen liegt in der Größenordnung von hundert.

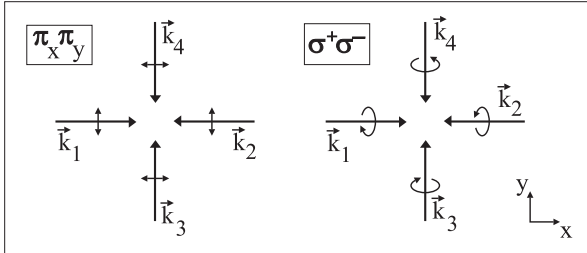


Abb. 5.5: Lichtfelder zur sub-Dopplerkühlung in zwei Dimensionen. Die Achse des Atomstrahls liegt in z -Richtung, senkrecht zu der durch die \mathbf{k} -Vektoren definierten Ebene. In der $\pi_x \pi_y$ Konfiguration kreuzen sich zwei linear polarisierte Stehwellen. Bei einer Phasendifferenz von $\pi/2$ entspricht dies der lin \perp lin Situation für die Kühlung in einer Dimension. In der $\sigma^+ \sigma^-$ Konfiguration sind je zwei gegenläufige Strahlen orthogonal zirkular polarisiert.

Nach einem Abstand von 24 cm von der optischen Melasse werden die metastabilen Atome mit einer Mikrokanalplatte auf einen Phosphorschirm abgebildet und mit einer intensivierten CCD Kamera (ST 130 von Princeton Instruments) beobachtet. Die resultierenden Aufnahmen sind ein direktes Abbild der atomaren Dichteverteilung im Ortsraum. Da die Flugzeit bekannt ist, läßt sich diese Verteilung unmittelbar in eine Dichteverteilung im Geschwindigkeits- oder Impulsraum umrechnen. Die transversale Geschwindigkeitsauflösung ergibt sich aus der longitudinalen Geschwindigkeitsbreite und der Ortsauflösung des Detektors. Sie beträgt 15 mm/s für geschwindigkeitsselektiven Nachweis.

Bei Polarisationsgradientenkühlung ohne Magnetfeld besteht die atomare Verteilung aus einem einzigen Punkt hoher Intensität bei $v_x = 0 = v_y$ und vier Geraden mit höherem atomaren Fluß entlang $\mathbf{x} + \mathbf{y}$, $\mathbf{x} - \mathbf{y}$, \mathbf{x} und \mathbf{y} (Abb. 3.13). Diese Geraden wurden für die Laserkühlung mit mehrdimensionalen Lichtfeldgeometrien vorhergesagt. Sie werden in der Literatur etwas irreführend als *escape channels* bezeichnet. Wie in Kapitel 2 und 3 diskutiert, wirkt auch entlang der *escape channels* eine dissipative Kraft in Richtung des zentralen Maximums. Allerdings hat die Kraft in der unmittelbaren Nähe eines *channels* eine azimuthale Komponente, die auf diesen gerichtet ist.

Um Informationen über die relative Stärke der Geschwindigkeitsselektiven Resonanzen zu erhalten, werden die Aufnahmen normiert: Zunächst wird die Ausgangsver-

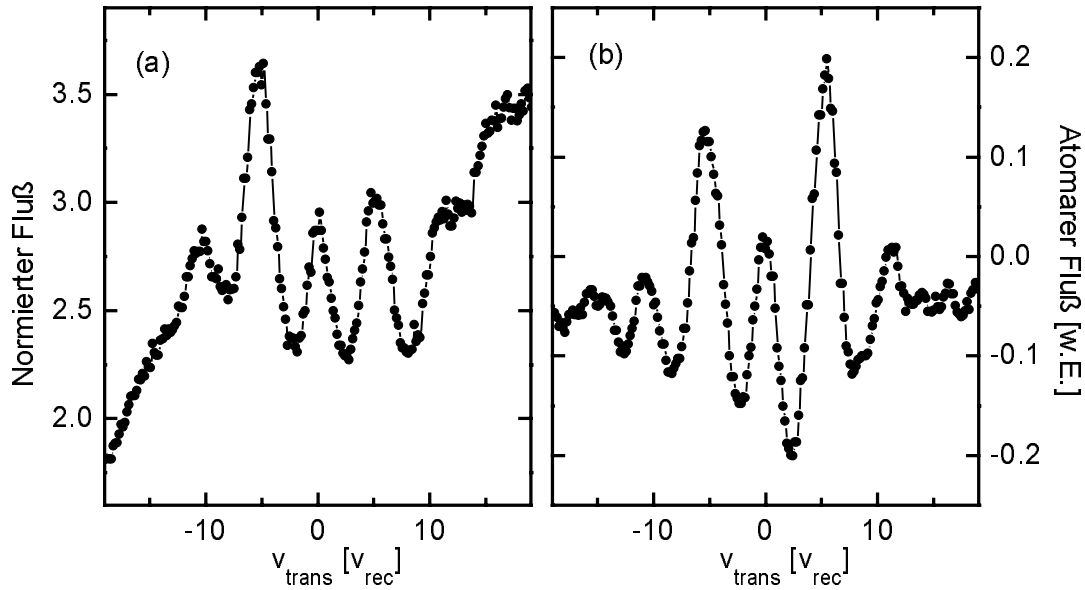


Abb. 5.6: Normierung der Gitterstrukturen. (a) Querschnitt durch die gekühlte Verteilung. (b) Nach Subtrahieren der ungekühlten von der gekühlten Verteilung und anschließendes Dividieren durch die Ausgangsverteilung erhält man einen normierten Fluß.

teilung (ohne Kühlung) von der gekühlten Verteilung subtrahiert. Das resultierende Bild wird dann durch die Ausgangsverteilung dividiert. Auf diese Weise erhält man die relative Zu- oder Abnahme des atomaren Flusses als Funktion des transversalen Impulses. In Abb. 5.6 wird dieses Normierungsverfahren verdeutlicht.

5.3 Experimentelle Ergebnisse

Abbildung 5.7(a) zeigt die normierte transversale Impulsverteilung des Atomstrahls für $\pi_x\pi_y$ Polarisation mit einem zusätzlichen Magnetfeld von 206 mG mit Komponenten entlang \mathbf{x} , \mathbf{y} und \mathbf{z} . Helle Regionen entsprechen einer geringeren Anzahl, dunkle Regionen einer höheren Anzahl Atome. Die ungekühlte Verteilung hat eine Impulsbreite von $10 \hbar k$. Die gekühlte Verteilung besteht aus zwei mal fünf äquidistanten diagonalen Linien mit erhöhtem Atomfluß und einem Punktmuster lokaler Maxima an den Schnittstellen dieser Linien.

Die Interpretation der Ergebnisse erfolgt in Anlehnung an den Formalismus von Prof. Nienhuis und Mitarbeitern [35], der in Kapitel 2 beschrieben wurde und im folgenden noch einmal kurz zusammengefaßt wird: In einem starken Magnetfeld sind die Eigenzustände des Hamilton-Operators durch die Zeeman-Niveaus gegeben und das Kühllicht wird als Störung betrachtet. Dieses Regime ist durch die Bedingung $\Gamma_{\text{sc}} < \omega_L$ charakterisiert, wobei Γ_{sc} die optische Pumprate und ω_L die Larmorfrequenz

quenz bezeichnen. Für typische Laserintensitäten reicht eine magnetische Feldstärke über 100 mG, um in diesem Sinne ein starkes Magnetfeld zu erzeugen.

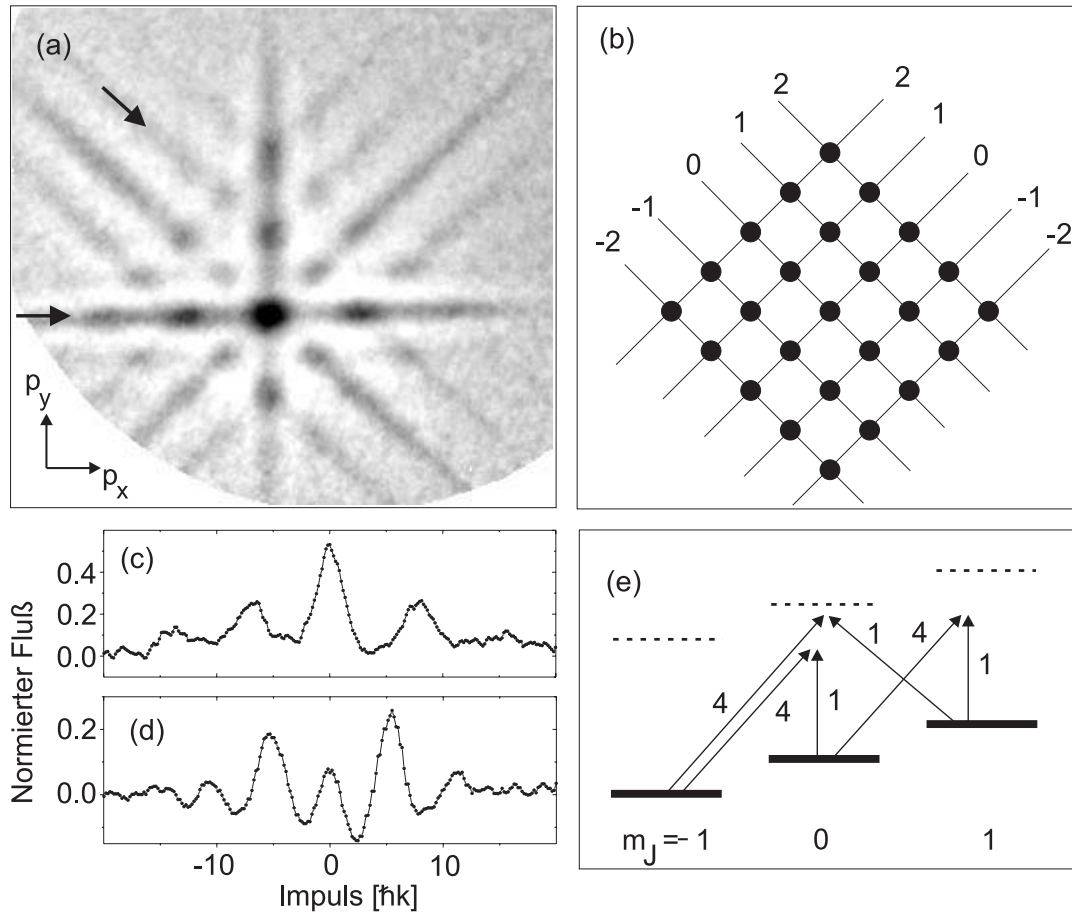


Abb. 5.7: Atomare Gitterstrukturen im Impulsraum für eine optische Melasse mit $\pi_x\pi_y$ Polarisation und zusätzliches Magnetfeld: $\mathbf{B} = (-90, 41, -180)$ mG, $\Delta = -9\Gamma$, $s = 2.6 \times 10^{-3}$. (a) Impulsverteilung des Atomstrahls. Dunkle Zonen entsprechen einem erhöhten atomaren Fluß. Die volle Breite der Aufnahme beträgt $44 \hbar k$. (b) Erwartete VSR Gitterstruktur. Der horizontale und der diagonale Querschnitt entlang der in (a) eingezeichneten Pfeile sind in (c) und (d) zu sehen. (e) Partielles Niveauschema mit zwei Kombinationen aus Melassenstrahlen, die zu Geschwindigkeitsselektiven Ramanresonanzen führen. Die relative Länge der Pfeile entspricht verschiedenen Frequenzverstimlungen durch den Dopplereffekt.

Für spezielle Geschwindigkeiten, bei denen die Dopplerverschiebung von zwei Laserstrahlen der Kühlzone die Energieaufspaltung zwischen zwei Zeeman-Niveaus $|m\rangle$ and $|m'\rangle$ kompensiert, kommt es zur resonanten Ramankopplung der beiden Niveaus. Im Bezugssystem des Atoms treten dann dieselben Kräfte auf, die zur herkömmlichen sub-Dopplerkühlung bei kompensierten Magnetfeldern führen. Dies führt dazu, daß Atome auf diskrete Geschwindigkeiten $\mathbf{v} \neq 0$ gekühlt werden.

Die Resonanzbedingung für diese Geschwindigkeitsselektiven Resonanzen ist

$$(\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_j) \cdot \mathbf{v} - n\omega_L = 0. \quad (5.1)$$

Hier bezeichnen $\mathbf{k}_{i,j}$ die Wellenvektoren der Melassenlaser, und $n \equiv m' - m$ indiziert die unterschiedlichen Resonanzen. Die Werte, die n annehmen kann, hängen dabei vom Drehimpuls der beteiligten Niveaus und von den Polarisationskomponenten der Laserstrahlen in Bezug auf die durch das Magnetfeld vorgegebene Quantisierungsachse ab. Wenn beispielsweise das Magnetfeld so orientiert ist, daß jeder Laserstrahl sowohl π , als auch σ^+ und σ^- Übergänge induzieren kann, so sind alle Resonanzen mit $n = 0, \pm 1, \pm 2$ möglich, sofern für die Kühlung ein Übergang mit Drehimpulsquantenzahl $J_g \geq 1$ für den Grundzustand und $J_e = J_g + 1$ für den angeregten Zustand verwendet wird.

Als Lösung von Gleichung (5.1) ergeben sich Geraden im zweidimensionalen Impulsraum. Alle möglichen Geschwindigkeitsselektiven Resonanzen sind in Fig. 5.7(a) zu sehen. Ihre Position entspricht der Lösung von Gleichung (5.1) mit einer Larmorfrequenz von $\omega_L = 2.4 \times 10^6/\text{s}$. Aus dem experimentell eingestellten Magnetfeld von $|\mathbf{B}| = 206 \text{ mG}$ ergibt sich in guter Übereinstimmung eine Larmorfrequenz von $\omega'_L = 2.7 \times 10^6/\text{s}$. Die Abweichung von 12 % ist zum Teil der Unsicherheit in der Magnetfeldmessung mit einer Förstersonde zuzuschreiben. Ein zweiter Unsicherheitsfaktor ist das Restmagnetfeld, das durch einen Feldgradienten von 40 mG/cm am Ort der Kühlzone erzeugt wird.

Atome, deren Geschwindigkeit innerhalb der Einfanggeschwindigkeit v_c liegt, werden transversal zu den VSR Geraden gekühlt. Dort erhöht sich der Fluß (dunkle Zonen) während die atomare Intensität unmittelbar neben den Geraden abnimmt (helle Zonen). In den Kreuzungspunkten wirken die Kühlkräfte in zwei Dimensionen (vgl. Kap. 3). Das globale Maximum der Verteilung liegt bei $v_x = 0 = v_y$.

Die atomare Gitterstruktur im Impulsraum läßt sich anhand von Abb. 5.7(b) veranschaulichen, wo schematisch alle Geschwindigkeiten dargestellt sind, die Gleichung (5.1) erfüllen. Da jeder Laserstrahl sowohl σ^+ und σ^- als auch π Übergänge im Atom anregen kann, treten alle theoretisch möglichen Resonanzen auf. Wenn beispielsweise die Geschwindigkeit eines Atoms die Beziehung $k(v_x + v_y) = 2\omega_L$ erfüllt (mit $v_x, v_y > 0$), so kommt es zur Raman-Kopplung von zwei Zeeman-Niveaus über einen $\sigma^-\sigma^+$ Übergang mit $\Delta m = 2$. Hierbei stammt das σ^- Photon vom rot-verschobenen Laserstrahl 1 (siehe Abb. 5.5) und das σ^+ Photon vom blau-verschobenen Strahl 4. Derselbe Übergang wird durch die σ^- Komponente von Strahl 3 und die σ^+ Komponente von Strahl 2 angeregt. Diese Resonanzen führen zur VSR Geraden $n = 2$.

In einer ähnlichen Weise kann ein π polarisiertes Photon von Strahl 1 oder 3 in Verbindung mit einem σ^+ polarisierten Photon von Strahl 4 oder einem σ^- polarisierten Photon von Strahl 2 einen Ramanprozeß induzieren, der zur $n = 1$ Resonanz führt. Einige dieser Ramanresonanzen sind in Abb. 5.7(e) schematisch dargestellt. Analoge Betrachtungen erklären das Auftreten der $n = -1$ und $n = -2$ VSR Geraden. Die diagonalen $n = 0$ Geraden werden durch $\pi\pi$ Rayleigh-Resonanzen verursacht, bei denen Photonen von einem Laserstrahl in den orthogonalen transferiert werden, wobei beide Lichtfelder dieselbe Dopplerverstimmung aufweisen [35].

Zwei Querschnitte der normierten Impulsverteilung entlang der in Abb. 5.7(a) markierten Richtungen sind in Abb. 5.7(c) und (d) gezeigt. Im diagonalen Profil [Abb. 5.7(d)] sind deutlich fünf Maxima zu erkennen. An diesen VSR-Regelpunkten liegt der atomare Fluß um bis zu 50 % über dem Vergleichswert der Ausgangsverteilung. Die Impulsbreite ist für alle VSR Geraden und Punkte ähnlich. Gauß'sche Fits ergeben Impulsbreiten zwischen 1.2 und 1.6 $\hbar k$ für die einzelnen VSR Regelpunkte. Die Geschwindigkeitsbreite wird von der optischen Pumprate und dem Dipolpotential der Kühlzone in gleicher Weise beeinflusst, wie die Impulsbreite bei Kühlung ohne Magnetfeld [35]. Wie in Kap. 3 beschrieben, treten die resonanten Kopplungen der Zeeman-Niveaus allein in der Dichtematrix auf. Die Reibungskoeffizienten und Diffusionskonstanten bleiben unbeeinflusst. Daher sollten die Geschwindigkeitsbreiten aller lokalen Maxima vergleichbare Werte haben. Diese Vorhersagen werden von unseren Experimenten bestätigt.

Bei den Geschwindigkeiten, die die Gleichungen $2kv_i = \pm\omega_L$ und $2kv_i = \pm 2\omega_L$ ($i = x, y$) erfüllen, werden keine VSR Geraden beobachtet. Daß dies im Einklang mit der Theorie steht, ist nicht offensichtlich und erfordert eine genauere Betrachtung des Kühlprozesses: Die Reibungskraft ergibt sich aus der Spur über die stationäre Dichtematrix und den Kraftoperator, gemittelt über eine Wellenlänge. In der $\pi_x\pi_y$ Konfiguration verschwindet diese Kraft für $2kv_i = \pm\omega_L$ und $2kv_i = \pm 2\omega_L$, weil die Dichtematrix eine konstante Population der Zeemanlevels aufweist. Diese Population verändert sich nicht, während das Atom sich in x- oder y-Richtung bewegt. In einer Dimension ist dies klar, wenn man die Bewegung eines Atoms in einer linear polarisierten Stehwelle aus zwei gegenläufigen Laserstrahlen betrachtet. Auch bei Anwesenheit eines Magnetfeldes sind die Polarisationsanteile der beiden Laserstrahlen an jedem Ort identisch, das heißt es findet kein ortsabhängiges optisches Pumpen statt. Damit entfällt aber auch die für den Kühlprozeß notwendige Geschwindigkeitsabhängige Umverteilung der Besetzung zwischen verschiedenen Zeeman-Niveaus.

5.3.1 Spezielle Magnetfeldorientierungen

Die atomaren Gitterstrukturen im Impulsraum hängen unmittelbar mit stimulierten Ramanübergängen - $\pi\sigma$, $\sigma\sigma$ - zwischen Zeemanniveaus zusammen. Daher läßt sich die Gitterstruktur beeinflussen, indem man die Polarisationskomponenten des Lichtfeldes so verändert, daß spezielle Ramanübergänge nicht mehr auftreten können. Dies erreicht man entweder durch geeignete Wahl der Magnetfeld-Richtung, oder durch Variation der Polarisation. Im folgenden werden zwei Spezialfälle diskutiert, bei denen das Magnetfeld \mathbf{B} parallel zu einem der Laserstrahlen orientiert ist. In dieser Situation weichen die beobachteten Strukturen stark von den in Abb. 5.7(a) gezeigten Aufnahmen ab. Je nach Polarisation der Melasse und Magnetfeldorientierung werden verschiedene Geschwindigkeitsklassen gekühlt.

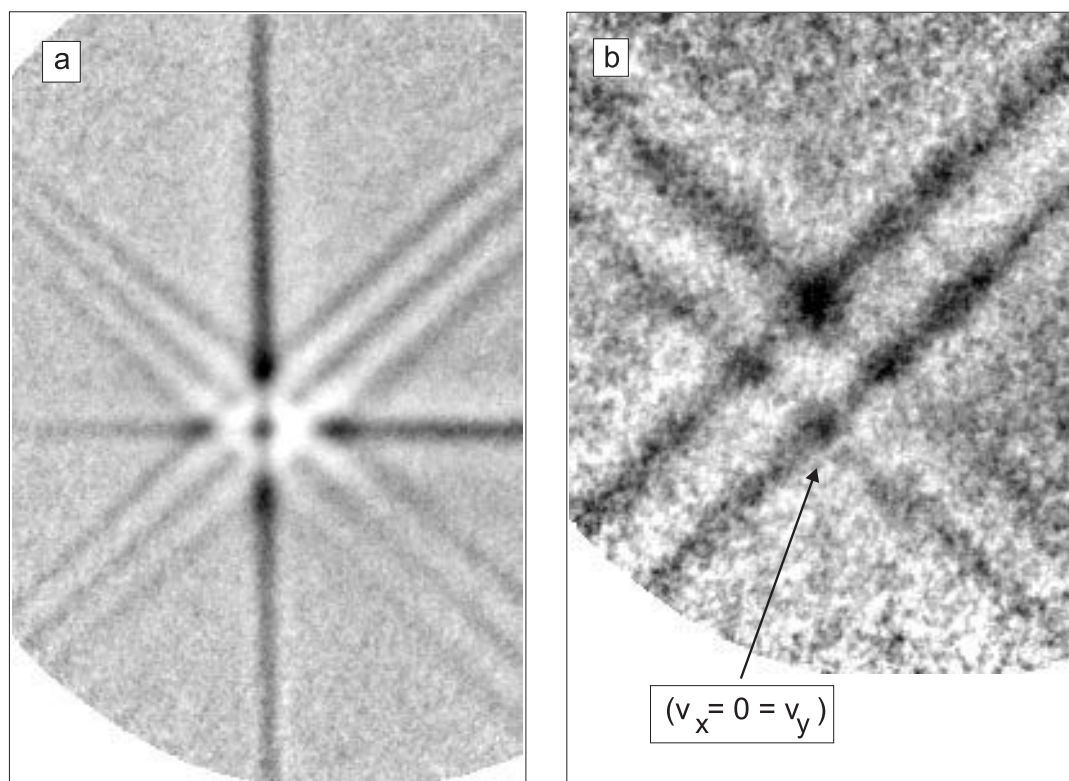


Abb. 5.8: Geschwindigkeitsselektive Resonanzen für (a) $\pi_x\pi_y$ Polarization mit $\mathbf{B}=(0,100,0)$ mG und (b) $\sigma^+\sigma^-$ Polarisation mit $\mathbf{B}=(-4,181,-3)$ mG). In (a) ist der Regelpunkt $\mathbf{v}=(0,0)$ das Symmetriezentrum der Struktur.

Abbildung 5.8(a) zeigt die Impulsverteilung für $\pi_x\pi_y$ Polarisation mit einem Magnetfeld von 100 mG parallel zur v_y -Achse. Bis auf die diagonalen Geschwindigkeitsklassen für $n = 0, \pm 1$ und die horizontale und vertikale Gerade durch $v_x = 0 = v_y$ treten keine weiteren Geschwindigkeitsselektiven Resonanzen auf. Für diese spezielle Ma-

gnetfeldorientierung können zwar die Laserstrahlen 3 und 4 in Abb. 5.5 sowohl σ^+ als auch σ^- -Übergänge anregen. Die Strahlen 1 und 2 stellen jedoch ausschließlich π -Photonen zur Verfügung. Die diagonalen VSR Geraden mit $n = \pm 2$ verschwinden, da sie auf $\sigma^+\sigma^-$ oder $\sigma^-\sigma^+$ Übergängen mit je einem Photon aus Strahl 1 oder 2 beruhen [Abb. 5.9(a)]. Bei einer Drehung des Magnetfeldes um 180 Grad bleibt die Struktur erhalten. Das entspricht den Erwartungen, denn die π und σ Komponenten der Polarisation bleiben bei Umkehrung der Magnetfeldachse unverändert. Mit anderen Worten: da für linear polarisiertes Licht der σ^+ Anteil des Lichtfeldes nicht von dem σ^- Anteil unterschieden werden kann, und zwar unabhängig von der Wahl der Quantisierungsachse, folgt die Invarianz der Struktur aus Symmetriegründen.

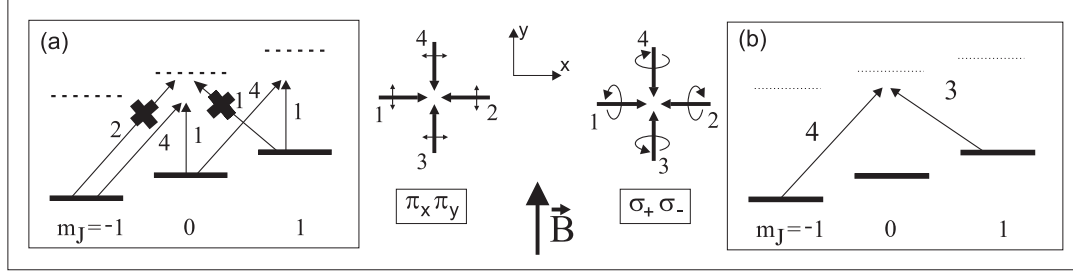


Abb. 5.9: Polarisationsabhängigkeit der Geschwindigkeitsselektiven Resonanzen. (a) Für ein Magnetfeld in y-Richtung sind die Laserstrahlen 1 und 2 in der $\pi_x\pi_y$ Melasse π polarisiert. Sie können keine Raman-Resonanzen mit $\Delta m = \pm 2$ anregen [vgl. Abb. 5.8(a)]. (b) In der $\sigma^+\sigma^-$ Melasse ist Laserstrahl 3 (4) σ^- (σ^+) polarisiert. Daher können nur solche Resonanzen angeregt werden, bei denen die Frequenz von Laserstrahl 4 im atomaren Bezugssystem blau und von Laserstrahl 3 rot verschoben ist [vgl. Abb. 5.8(b)].

Im Gegensatz dazu ist die VSR Struktur in der $\sigma^+\sigma^-$ Konfiguration nicht in allen Fällen symmetrisch. Abbildung 5.8(b) zeigt die Impulsverteilung des Atomstrahls nach Durchqueren der $\sigma^+\sigma^-$ -Kühlzone mit einem zusätzlichen Magnetfeld von 181 mG entlang y. Die diagonalen VSR Geraden für $n = 0$ und $n = +1$ sind klar zu erkennen. In dieser Situation ist Strahl 3 (Abb. 5.5) σ^- polarisiert und Strahl 4 σ^+ polarisiert. Die Laserstrahlen 1 und 2 können sowohl π - als auch σ Übergänge anregen. Für $k(v_x + v_y) = \omega_z$ und positive v_x und v_y , werden $\pi\sigma^-$ Ramanresonanzen von Strahlen 2 und 3 und $\pi\sigma^+$ Ramanübergänge von Strahlen 1 und 4 induziert [Abb. 5.9(b)]. Diese verursachen die $n = +1$ Resonanz. Die $n = +2$ VSR Geraden sind nur schwach sichtbar. Die Resonanzen bei $n < 0$ treten nicht auf, da keine Kombination von Kühlaserstrahlen die erforderlichen Ramanübergänge anregen kann. Für ein Magnetfeld mit gleicher Stärke aber entgegengesetzter Richtung kommt es zu einer Spiegelung der Struktur an der x-Achse. Die beobachteten Resonanzen entsprechen dann wie erwartet $n = 0$, $n = -1$ und $n = -2$.

5.3.2 Parameterabhängigkeit der Gitterstrukturen

Zur quantitativen Analyse der Daten wurden in Abb. 5.10 der erste Geschwindigkeitsregelpunkt entlang \mathbf{x} aus Abb. 5.8(a) und der erste Geschwindigkeitsregelpunkt entlang \mathbf{y} aus Abb. 5.8(b) sowie aus einer weiteren Meßreihe ($\sigma^+\sigma^-$, $\Delta = -9\Gamma$) als Funktion der Magnetfeldstärke aufgetragen. Die Resonanzgeschwindigkeiten skalieren linear mit dem Betrag von \mathbf{B} . Die durchgezogene Gerade zeigt die theoretische Vorhersage aus Gleichung (5.1) ohne freie Parameter. In die Berechnung der Steigung geht dabei die unabhängige Messung des Magnetfeldes mit der Förstersonde ein. Die Steigung von linearen Ausgleichsgeraden durch die Datenpunkte zeigt sehr gute Übereinstimmung (Abweichung $\lesssim 10\%$) mit der Steigung der theoretischen Kurve.

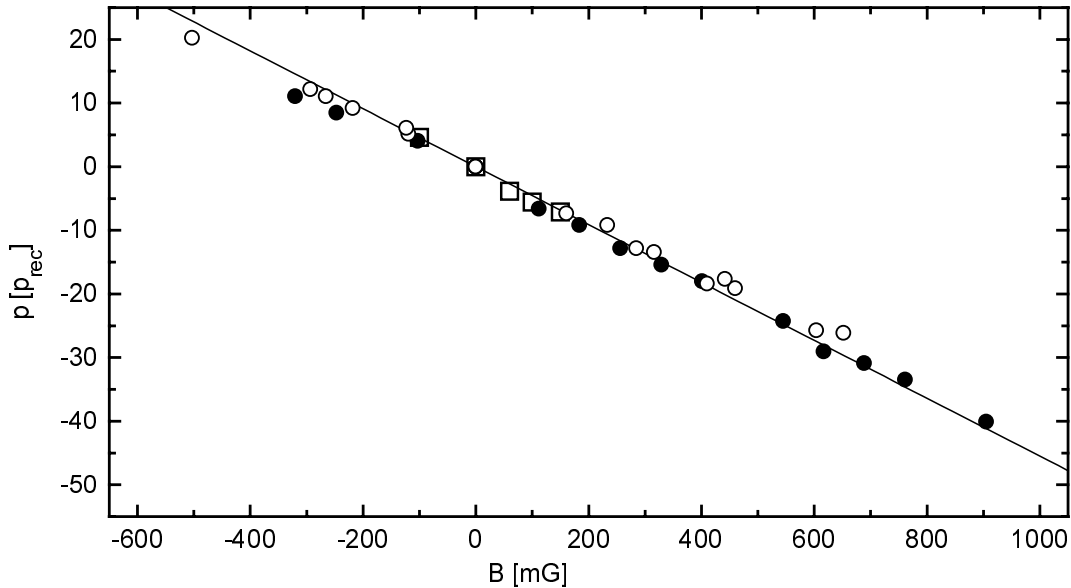


Abb. 5.10: Geschwindigkeitsselektive Resonanzen als Funktion der magnetischen Feldstärke. Die Datenpunkte zeigen den Impuls des ersten Regelpunktes entlang v_y für $\pi_x\pi_y$ Polarisation und $\Delta = -9\Gamma$ (\square) und $\Delta = -3.5\Gamma$ (\circ) sowie für $\sigma^+\sigma^-$ Polarisation und $\Delta = -9\Gamma$ (\bullet). Die durchgezogene Gerade zeigt die theoretisch erwartete Abhängigkeit nach Gleichung 5.1.

Die Leistungsabhängigkeit der Geschwindigkeitsselektiven Resonanzen ist in Abb. 5.11 gezeigt. Mit zunehmender Leistung steigt die Zahl der Atome im zentralen Maximum stärker an als in den Nebenmaxima. Bei einer Sättigung von $s = 1/2$ dominiert die Geschwindigkeitsklasse $\mathbf{v} = 0$ deutlich [Abb. 5.11(c)]. Außerdem nimmt die Geschwindigkeitsbreite zu. Die Ursache dieses Verhaltens sind Dopplereffekte, die für hohe Sättigungen nicht mehr vernachlässigt werden können. Bei einer Fre-

quenzverstimmung $\Delta = -3.5\Gamma$ liegt das Dopplerlimit bei $50/14 \times \hbar\Gamma/2$ [53]. Das entspricht bei Neon einer Geschwindigkeit von $19 \hbar k$. Mit einer Geschwindigkeit von $v = \pm 36\hbar k$ liegen die Geschwindigkeitsselektiven Resonanzen erster Ordnung in Abb. 5.11 deutlich im Einfangbereich der Dopplerkräfte. Daher werden sie mit zunehmender Sättigung in Richtung des zentralen Maximums gekühlt.

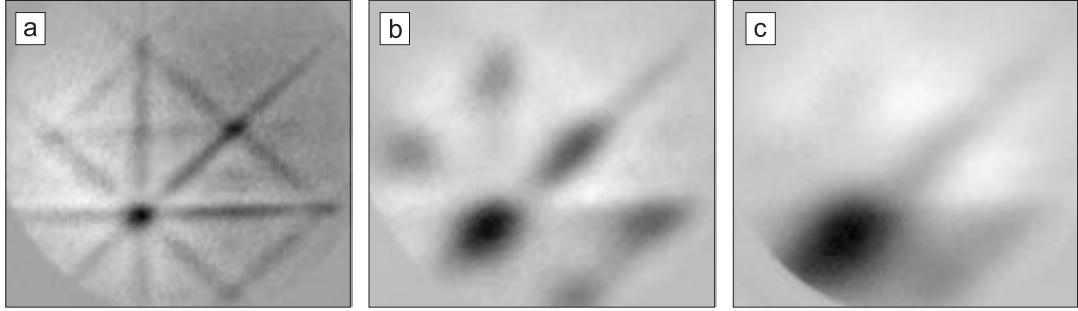


Abb. 5.11: Geschwindigkeitsselektive Resonanzen für $\sigma^+\sigma^-$ Polarisation, $\Delta = -3.5 \Gamma$, $\mathbf{B} = (87, 552, -593)$ mG und verschiedene Sättigungen [$s = 0.06$ (a), 0.22 (b) und 0.48 (c)]. Mit zunehmender Sättigung dominieren Dopplerkräfte und die Geschwindigkeitsregelpunkte werden schwächer.

5.4 Zusammenfassung

Durch Kombination homogener Magnetfelder mit einem 2D Polarisationsgradientenfeld wurde der Atomstrahl in eine Geschwindigkeitsverteilung mit bis zu 25 lokalen Maxima aufgespalten. Jeder so erzeugte Teilstrahl hatte je nach Kühlleistung eine Geschwindigkeitsbreite von 1 - 3 Rückstoßgeschwindigkeiten. Durch das Aufspalten der *escape channels* entstanden atomare Gitterstrukturen im zwei-dimensionalen Impulsraum, deren Struktur durch Betrag und Richtung des Magnetfeldes, sowie die Polarisation der Melasse beeinflusst werden konnte. Es wurden verschiedene Substrukturen angeregt und deren Parameterabhängigkeit systematisch untersucht. Die Position der Resonanzen im Geschwindigkeitsraum hängt wesentlich vom Betrag des Magnetfeldes ab. Die Zahl und Struktur der Resonanzen läßt sich durch die Orientierung des Magnetfeldes und die Polarisation der optischen Melasse verändern.

In der vorliegenden Arbeit wurden die Geschwindigkeitsselektiven Resonanzen erstmals in zwei Dimensionen untersucht. Der Vergleich der Ergebnisse mit Hilfe einer allgemeinen Resonanzbedingung in der semiklassischen Näherung zeigt sehr gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment. Das Kombinieren der Polarisationsgradientenkühlung mit zusätzlichen Magnetfeldern gestattet es, die Dichtever-

teilung von Atomstrahlen gezielt zu strukturieren. Gegenüber magnetischen Linsen zur Fokussierung und Strukturierung von Atomstrahlen haben die Geschwindigkeitsselektiven Resonanzen den Vorteil, daß die sub-Dopplerkräfte im Bezugssystem der Atome erhalten bleiben. Es kommt nicht zu einer Verbreiterung der Impulsverteilung.

Kapitel 6

Bragg-Beugung langsamer Atome

6.1 Einleitung

Die Bragg-Beugung ist vor allem aus der Strukturanalyse von Kristallen bekannt. Kollimiertes Röntgenlicht wird dazu an den regelmäßig angeordneten Atomen eines Kristalls oder eines Kristallpulvers gebeugt. Unter Winkeln θ_n , die der Bragg-Bedingung

$$2d \sin \theta_n = n\lambda, \quad (n = 1, 2, 3\dots) \quad (6.1)$$

genügen, interferiert die Strahlung konstruktiv, das Signal wird verstärkt. Wenn die Wellenlänge λ der Röntgenstrahlung bekannt ist, lassen sich aus der Intensität und der Winkelverteilung des gebeugten Lichts Eigenschaften des Kristalls, zum Beispiel der Abstand d der Netzebenen, ableiten.

Schon bald nachdem Louis de Broglie den Impuls eines Teilchens mit einer Materiewelle über die Beziehung $\lambda_{dB} = h/p$ assoziiert hatte, konnten die Welleneigenschaften von Elektronen in verschiedenen Versuchen nachgewiesen werden. C. Davisson und L. Germer zeigten 1927, daß die Bestrahlung von Kristallen mit Elektronen ganz ähnliche Beugungsmuster erzeugte, wie bei der Verwendung von Röntgenlicht [96]. Anfang der siebziger Jahre entwickelte man die ersten Bragg-Interferometer mit langsamen Neutronen [97]. Wiederum dienten Kristalle als Spiegel und Strahlteiler für die Materiewellen.

Die Bragg-Beugung von Atomen wurde erstmals von Wissenschaftlern um D. Pritchard (MIT) nachgewiesen [98]. Pritchard und Mitarbeiter verwendeten eine stehende Lichtwelle als “optischen Kristall”, an dem die de-Broglie-Wellen gebeugt wurden. Gegenüber den Experimenten von Davisson und Germer sind die Rollen

von Materie und Licht vertauscht. Das frequenzverstimmt Laserlicht erzeugt durch die elektrische Dipolwechselwirkung ein periodisches Potential für die Atome. Die teilreflektierten Materiewellen verstärken sich in Richtung des Bragg-Winkels, wenn die Bragg-Bedingung erfüllt ist (Abb. 6.3). Der Abstand der Kristallebenen ist dabei durch die halbe Lichtwellenlänge λ_L gegeben. Die Bragg-Bedingung lautet:

$$\lambda_L \sin \theta_n = n \lambda_{\text{dB}}. \quad (6.2)$$

Durch eine einfache Umformung ergibt sich, daß die transversale Geschwindigkeit der gebeugten Atome ein ganzzahliges Vielfaches der Photonenrückstoßgeschwindigkeit betragen muß. Der Abstand zwischen zwei benachbarten Beugungsordnungen im Impulsraum beträgt $2\hbar k$. Dies wird deutlich, wenn man die Bragg-Beugung im Bild einer quantisierten Impulsbasis betrachtet [Abbildung 6.3(b)]. Ein kohärenzerhaltender Impulsübertrag von der stehenden Welle auf das Atom kann nur durch einen induzierten Ramanprozeß erfolgen. Dabei wird ein Photon aus einem der beiden Laserstrahlen absorbiert und in den gegenläufigen Laserstrahl induziert emittiert. Die Impulsänderung von $2\hbar k$ (k ist der Wellenvektor des Lichts) wird vom Atom aufgenommen.

Wichtig ist, daß die in Abb. 6.3(b) skizzierte Ramanresonanz Geschwindigkeitsselektiv angeregt werden kann, daß also die Energieniveaus hinreichend scharf sind. Andernfalls kommt es zu induzierten Streuprozessen in andere Impulseigenzustände. Das letztere Regime wird häufig nach P. Kapitza und P. Dirac benannt, die die Streuung eines Elektronenstrahls durch eine stehende Lichtwelle vorhersagten [99]. Das Kapitza-Dirac-Regime und das Bragg-Regime sind über die Unschärferelation mit der Wechselwirkungszeit τ von Atom und Lichtwelle verknüpft:

- $\tau \ll \omega_{\text{rec}}^{-1}$ Kapitza-Dirac-Regime
- $\tau \gg \omega_{\text{rec}}^{-1}$ Bragg-Regime

Die Unterscheidung der beiden Regime kann äquivalent durch eine Bedingung an das \mathbf{k} -Vektorspektrum der stehenden Welle bzw. die Winkelunschärfe $\Delta\Phi$ des Photonenimpulses ausgedrückt werden, $\Delta\Phi = \lambda_L/8\pi w_0 \ll 2\theta_1$ [43], wobei w_0 die Strahltaile bezeichnet. Es bieten sich zwei Möglichkeiten an, das Bragg-Regime zu erreichen. Einerseits können durch die Verwendung langsamer Atome hohe Wechselwirkungszeiten mit dem Lichtfeld erzielt werden [44]. Andererseits läßt sich bei Experimenten mit thermischen Atomstrahlen die Wechselwirkungszeit durch eine große Strahltaile der Stehwelle verlängern.

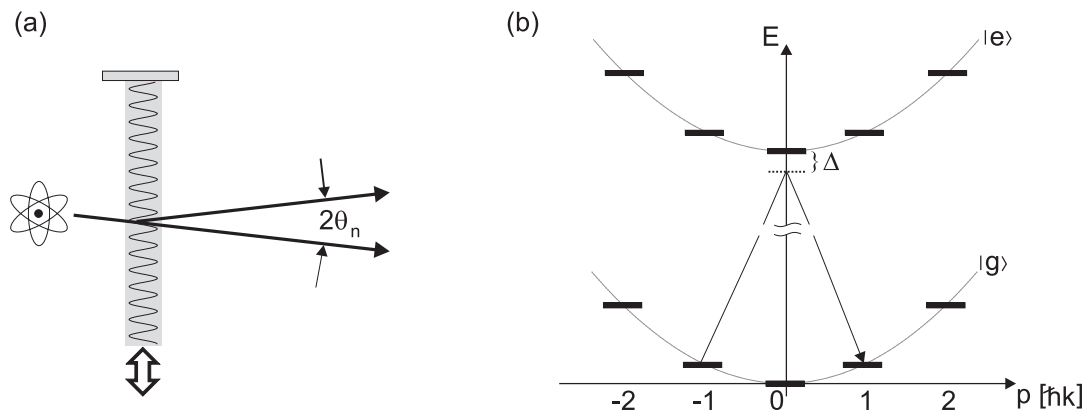


Abb. 6.3: Prinzipskizze der Bragg-Beugung von Atomen. (a) Ein kohärenter Atomstrahl trifft unter einem Winkel θ_n auf eine stehende Lichtwelle, deren Frequenz nahe der atomaren Resonanz liegt. An dem von der Stehwelle induzierten, periodischen Dipolpotential werden Teile der atomaren Wellenpakete reflektiert. Für Winkel, die der Gleichung (6.2) genügen, kommt es zu einer konstruktiven Interferenz – der Atomstrahl wird aufgespalten. Im Energiediagramm (b) kann man diesen Vorgang als induzierten Ramanprozeß zwischen zwei quantisierten Impulszuständen darstellen. Aus dem hinlaufenden Laserstrahl wird ein Photon aufgenommen und in den rücklaufenden Strahl induziert emittiert. Der Impulsübertrag beträgt $2\hbar k$ pro Beugungsordnung.

In Kapitel 5 wurde die Aufspaltung eines Atomstrahls durch Geschwindigkeitsselektive Resonanzen diskutiert. Dieses Verfahren basiert auf dissipativen Prozessen. Spontane Prozesse sind hierfür unabdingbar. Es handelt sich daher um eine nichtkohärente Aufspaltung. Die atomaren Wellenpakete sind in den einzelnen Geschwindigkeitsklassen lokalisiert und haben keine feste Phasenbeziehung zueinander. Durch die Bragg-Beugung wird der Atomstrahl dagegen in zwei kohärente Teilstrahlen aufgespalten, analog einem Strahlteiler für Licht. Die Aufspaltung beruht auf kohärenzerhaltenden, induzierten Raman-Prozessen. Aus diesem Grund läßt sich die Bragg-Beugung einsetzen, um Mach-Zehnder-Interferometer für Atome zu bauen [42, 43]. Für solche Experimente wurden thermische Strahlen metastabiler Edelgasatome verwendet. Mit einem langsamen Atomstrahl ließe sich die Genauigkeit dieser Interferometer um einen Faktor 50 steigern [43].

Im folgenden werden erste Experimente zur Bragg-Beugung unseres langsamen Strahls metastabiler Neonatome diskutiert. Die erste, zweite und dritte Beugungsordnung konnten beobachtet werden. Für die erste Beugungsordnung wurde die Beugungseffizienz als Funktion der Laserleistung vermessen und mit theoretischen Rechnungen verglichen. Theorie und Experiment zeigen gute Übereinstimmung. Mit diesem Teil der Arbeit soll das Potential unseres langsamen Atomstrahls für Experimente zur kohärenten Atomoptik untersucht werden.

6.2 Experimentelle Ergebnisse

Abbildung 6.4 skizziert den Aufbau des Experiments. Die Präparation des langsamen Strahls metastabiler Neonatome erfolgt mit den in Kapitel 3 und in [26, 27] beschriebenen Verfahren. Obwohl der abgebremste und komprimierte Atomstrahl eine transversale Geschwindigkeitsbreite von nur $2.5 v_{\text{rec}}$ hat, muß er durch zwei Schlitzblenden noch stärker kollimiert werden. Die transversale Geschwindigkeitsbreite sollte weniger als $1 v_{\text{rec}}$ betragen, um eine möglichst gute transversale Kohärenz zu gewährleisten. Die transversale Kohärenzlänge entspricht der transversalen Ausdehnung der atomaren Wellenpakete. Sie ist über die Unschärferelation mit der Geschwindigkeitsbreite des Ensembles verknüpft. Je kleiner die Geschwindigkeitsbreite, um so größer die Ausdehnung der Wellenpakete, um so mehr “Netzebenen” des optischen Kristalls, der Stehwelle, werden kohärent “ausgeleuchtet”.

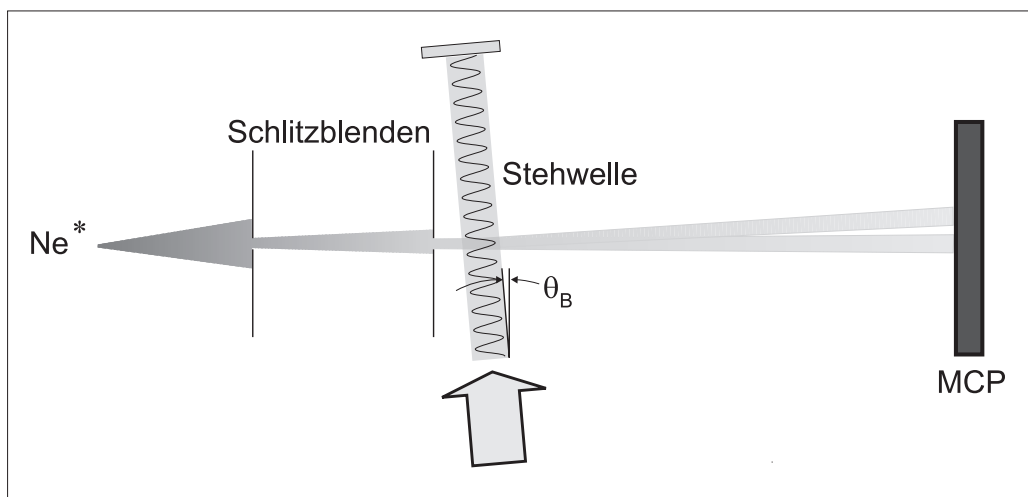


Abb. 6.4: Experimenteller Aufbau zur Bragg-Beugung von Atomen. Ein langsamer Strahl metastabiler Neonatome wird durch zwei Blenden auf eine transversale Geschwindigkeitsbreite von $0.5 v_{\text{rec}}$ kollimiert. Durch Wechselwirkung mit der periodischen Interferenzstruktur einer stehenden, rot-verstimmten Lichtwelle werden die atomaren Wellenpakete aufgespalten, wenn die Bragg-Bedingung (6.2) erfüllt ist.

Zur Kollimation befindet sich eine Blende mit einem $25 \pm 5 \mu\text{m}$ breiten Schlitz (Laserezentrum Hannover) 6.3 Zentimeter vor einer Lochblende mit $10 \pm 1 \mu\text{m}$ Durchmesser (Plano GmbH, Göttingen). Eine zweite Schlitzblende anstelle der Lochblende war kurzfristig nicht lieferbar, wäre aber für ein höheres Signal wünschenswert. Die Kollimation ist lediglich in der Einfallsebene notwendig. Hinter der zweiten Blende durchqueren die Atome eine stehende Welle. Das Lichtfeld ist senkrecht zur Einfallsebene linear polarisiert. Da der Bragg-Winkel für den hier verwendeten Atomstrahl mit 28 m/s longitudinaler Geschwindigkeit 1.1 mrad beträgt – die de-Broglie Wellenlänge

beträgt 0.7 nm^{-1} , kann der Winkel der Stehwelle durch manuelle Justage variiert werden. Bei Experimenten mit thermischen Atomstrahlen und Bragg-Winkeln von einigen μrad sind Piezoaktuatoren für die Winkeljustage notwendig [100].

Der Laserstrahl wird von einem Spiegel außerhalb der Vakuumkammer in sich zurückreflektiert. Verluste an Spiegeln und Fenstern verursachen eine Intensitätsimbalance von zwei Prozent, die durch leichte Fokussierung ausgeglichen werden kann. Die Stehwelle hat einen Strahlradius von 1.08 mm am Ort der Schlitzblende. Um spontane Prozesse zu vermeiden, ist die Frequenz um acht bis vierzehn GHz von der atomaren Resonanz rot-verstimmt. Die Leistung wird zwischen ein und dreißig Milliwatt variiert. Nach einer Strecke von 23.1 cm treffen die Atome auf die Mikrokanalplatte. Die Ortsauflösung des Detektors von $80 \mu\text{m}$ ergibt eine Geschwindigkeitsauflösung unter $0.5 v_{\text{rec}}$.

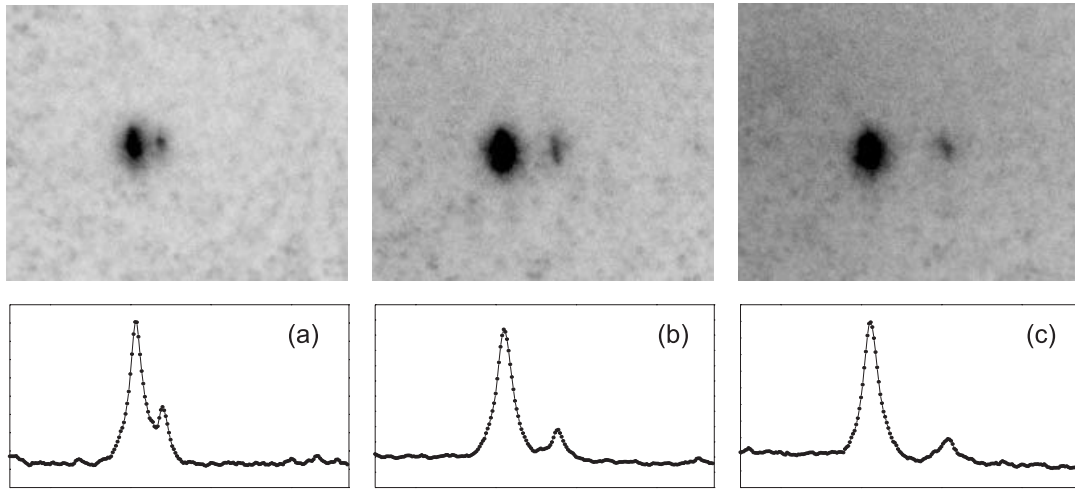


Abb. 6.5: Atomare Verteilung auf der MCP und transversale Profile für verschiedene Einfallswinkel θ . Von (a) nach (c) sieht man rechts von der nullten Ordnung die erste, zweite und dritte Beugungsordnung im Abstand von $2, 4$ und $6 \hbar k$.

Abbildung 6.5 zeigt exemplarisch die atomare Impulsverteilung für die Einfallswinkel θ_1 (a), θ_2 (b) und θ_3 (c). In den Profilen, die das über die vertikale Achse aufsummierte Signal zeigen, sind in Abb. 6.5(b) und (c) kleine Anteile bei niedrigeren Beugungsordnungen vage zu erkennen. Sie werden durch eine endliche Anregungswahrscheinlichkeit der entsprechenden Impulseigenzustände verursacht. Außerdem erfüllen schnellere Atome in der longitudinalen Geschwindigkeitsverteilung die Bragg-Bedingung für kleinere Bragg-Winkel. Die longitudinale Geschwindigkeitsbreite beträgt 4 m/s in den hier dokumentierten Experimenten.

Als Beugungseffizienz oder -wahrscheinlichkeit kann man den Anteil der Atome im gebeugten Teilstrahl definieren. Eine interessante Fragestellung betrifft die Lei-

stungsabhängigkeit der Beugungseffizienz. Im Zusammenhang mit den ersten Experimenten zur Bragg-Beugung von Materiewellen wurde die Beugungseffizienz durch Lösen der Schrödingergleichung ermittelt [98]. Giltner und Koautoren [43] leiteten später einen verallgemeinerten Ausdruck für die Beugungseffizienz in der n ten Ordnung ab, indem sie die Bragg-Beugung als eine resonante Multiphotonen-Rabioszillation zwischen zwei Impulseigenzuständen beschrieben [Abb. 6.3(b)]. Demnach beträgt die Wahrscheinlichkeit $P_n(t)$, daß ein Atom nach der Wechselwirkung mit einem Gauß'schen Laserstrahl in die n te Ordnung gebeugt wird:

$$P_n(t) = \sin^2 \left[\frac{\left(\frac{\pi}{2n}\right)^{1/2} \Omega_0^{2n} \left(\frac{w_0}{v}\right)}{2^{4n-2} [(n-1)!]^2 \Delta^n \omega_{\text{rec}}^{n-1}} \right]. \quad (6.3)$$

Hier ist $\omega_{\text{rec}} = \hbar k^2 / 2m$ als Rückstoßfrequenz definiert und w_0/v entspricht der Wechselwirkungszeit mit dem Lichtfeld. Die Beugungseffizienz ist eine oszillierende Funktion, deren Periode durch die Mehrphotonen-Rabifrequenz [101] festgelegt ist. Bei Änderung der Leistung oszilliert die Population zwischen der n ten und der nullten Beugungsordnung. Dieses Verhalten ist unter dem Namen "Pendellösung" aus der Beugung von langsamen Neutronen bekannt [102].

Abbildung 6.6 zeigt exemplarisch vier Profile der atomaren Impulsverteilung für zunehmende Leistung bei fester Wechselwirkungszeit und Frequenzverstimmung. Etwa ein Viertel der Atome wird bei 2 mW (Sättigung $s = 2.5 \times 10^{-6}$) in die -1. Beugungsordnung abgelenkt [Abb. 6.6(b)]. Bei 5 mW (c) befinden sich nur noch Atome in der nullten Beugungsordnung. Die Population hat einen kompletten Rabizyklus zum Impulseigenzustand $-2\hbar k$ und zurück durchlaufen. Für 7.35 mW (d) werden eineinhalb Zyklen durchlaufen, wiederum befinden sich etwa fünfundzwanzig Prozent der Atome im Maximum bei $-2\hbar k$.

Als Maß für die Beugungseffizienz dient hier die Amplitude des Signals der abgelenkten Atome im Verhältnis zur Amplitude des ungebeugten Atomstrahls ohne Bragg-Beugung [Abb. 6.6(a)]. Unter der Annahme, daß die Geschwindigkeitsbreiten der Maxima gleich groß sind, ist dieser Quotient gleichbedeutend mit dem Anteil gebeugter Atome. Eine weitere Möglichkeit, die Beugungseffizienz zu charakterisieren, besteht darin, die Verteilungen mit Doppel-Gaußkurven anzupassen und die jeweiligen Flächen zu berechnen. Dieses Verfahren ist jedoch nicht unproblematisch, weil die Impulsverteilungen von reinen Gaußkurven etwas abweichen und weil das Maximum der 1. (oder -1.) Beugungsordnung nicht voll aufgelöst ist. Eine Anpassung der Daten mit Doppel-Gaußkurven ergibt eine bis zu zwanzig Prozent größere Impulsbreite für die nullte Beugungsordnung. Im folgenden wird die Beugungseffizienz

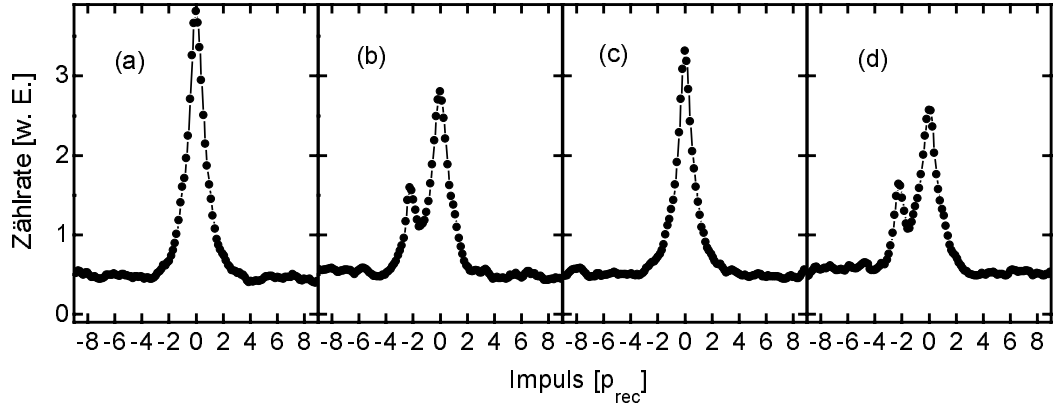


Abb. 6.6: Atomare Impulsverteilung für verschiedene Leistungen der Stehwelle bei konstanter Frequenzverstimmung ($\Delta/2\pi = -13.2$ GHz) und Wechselwirkungszeit ($w_0/v = 39$ μ s). Die Sättigung beträgt 0 (a), 2.6×10^{-6} (b), 6.5×10^{-6} (c) und 9.5×10^{-6} (d).

über die Amplituden definiert.

Die besten Beugungseffizienzen konnten für die -1. Ordnung erzielt werden. Etwa dreißig Prozent der Atome wurden in die Beugungsordnung bei $-2 \hbar k$ abgelenkt. Warum liegt dieser Wert so weit unter den theoretisch möglichen hundert Prozent? Die wesentliche Einschränkung ist durch die endliche *transversale* Geschwindigkeitsbreite des Atomstrahls von etwa $0.5 v_{\text{rec}}$ bedingt. Die theoretische Annahme quantisierter Impulseigenzustände, also ebener Wellen, ist nicht erfüllt. Die endliche *longitudinale* Geschwindigkeitsbreite von $\sigma_v/v = 15\%$ trägt ebenfalls zu einer verringerten Beugungseffizienz bei. Allerdings sollte sich dieser Effekt erst bei mehreren Rabizyklen signifikant bemerkbar machen (siehe unten).

Abbildung 6.7 zeigt die Beugungseffizienz als Funktion des Parameters

$$\alpha = \frac{\Omega_0^2}{4\Delta} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{w_0}{v} \quad (6.4)$$

für eine feste Frequenzverstimmung von $\Delta/2\pi = -11.8$ GHz. Der dimensionslose Parameter α entspricht dem Argument des Sinus in Gleichung (6.3) für die erste Beugungsordnung. Die Datenpunkte zeigen eine Oszillation, deren Kontrast gedämpft ist und deren Periode zunimmt. Diese Eigenschaften entsprechen offensichtlich nicht der theoretischen Erwartung für monochromatische ebene de-Broglie Wellen.

Wie bereits angedeutet, ist die geringere Beugungseffizienz unter anderem durch die endliche longitudinale Geschwindigkeitsbreite bedingt. Aus einem ähnlichen Grund wird der Kontrast der Pendellösung gedämpft. Für höhere Leistungen, bei denen die Population in mehreren Rabizyklen zwischen zwei Impulszuständen oszilliert, machen sich verschiedene Wechselwirkungszeiten stärker bemerkbar. Für eine erste

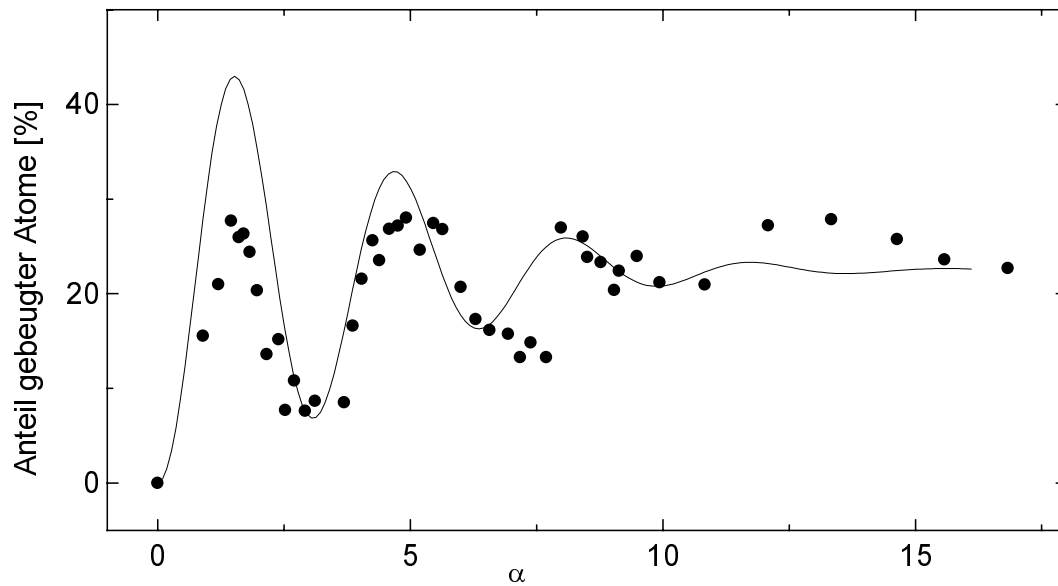


Abb. 6.7: Beugungseffizienz als Funktion des dimensionslosen Parameters α (\propto Leistung) für eine feste Frequenzverstimmung $\Delta/2\pi = -11.8$ GHz. Die durchgezogene Kurve zeigt die theoretisch erwartete Beugungseffizienz unter Berücksichtigung der endlichen longitudinalen Geschwindigkeitsbreite. Als einziger freier Parameter wurde die Amplitude angepaßt.

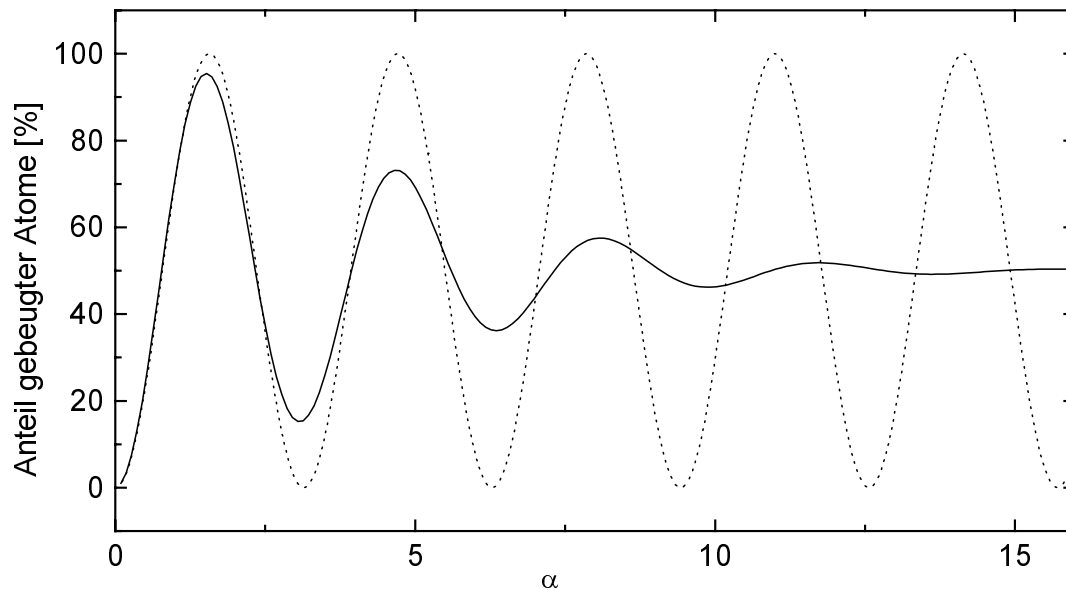


Abb. 6.8: Theoretisch erwartete Beugungseffizienz als Funktion von α (Gleichung 6.4) für einen monochromatischen Atomstrahl (gestrichelte Kurve) und einen Atomstrahl mit 15 % relativer Geschwindigkeitsbreite (durchgezogene Kurve). Andere Parameter als Abb. 6.7.

Abschätzung des Effekts kann man die Periode für den Mehrphotonenprozeß im Verhältnis zur Wechselwirkungszeit mit der relativen Geschwindigkeitsbreite σ_v/v vergleichen. Der Effekt wird in der Theorie dadurch berücksichtigt, daß man die

Geschwindigkeit in Gleichung (6.3) als variabel ansetzt und mit einer Gauß'schen Geschwindigkeitsverteilung $f(v)$ faltet:

$$P_1 = \int_{-\infty}^{\infty} \sin[\alpha(v)] f(v) dv. \quad (6.5)$$

Die so erhaltene Kurve ist in Abb. 6.7 eingezeichnet. Als freier Parameter wurde allein die Amplitude angepaßt. Die Änderung der Periode und die Verringerung des Kontrasts werden durch die theoretische Kurve sehr gut wiedergegeben. Der Unterschied zwischen einem monochromatischen Atomstrahl und einem Strahl mit endlicher Geschwindigkeitsbreite ist in Abbildung 6.8 durch den Vergleich der beiden theoretischen Kurven veranschaulicht.

Die theoretischen Kurven wurden für einen Clebsch-Gordan Koeffizienten von $1/3$ berechnet. Das entspricht der Kopplung der Grundzustände $J_g = 2, m_g = \pm 2$ mit den angeregten Niveaus $J_g = 3, m_g = \pm 2$ durch linear polarisiertes Licht. Diese Wahl beruht auf der Annahme, daß die Atome beim Einlaufen in die Wechselwirkungszone spinpolarisiert sind. Sie liefert die beste Übereinstimmung mit dem Experiment. Die Atomstrahlpräparation mit einer zweidimensionalen $\sigma^+\sigma^-$ Melasse polarisiert die Atome zwar nicht. Doch beim Durchqueren des Gaußprofils der Stehwelle ist es wahrscheinlich, daß die Atome adiabatisch in die energetisch niedrigsten Energieniveaus $m_g = \pm 2$ einlaufen. Die Adiabaticitätsbedingung für die zeitliche Veränderung der Vibrationsfrequenz ω , $|\dot{\omega}| \ll \omega^2$, ist für die Daten in Abb. 6.7 gut erfüllt. Für 1 mW gilt $|\dot{\omega}| = 0.2 \omega^2$ am steilsten Anstieg der Gaußflanke. Das Anlegen eines Magnetfeldes von 100 mG parallel zur Polarisation der Stehwelle änderte die Periode der Rabioszillation nicht. Es wäre interessant, die Polarisation der Atome vor und hinter der Stehwelle unabhängig zu untersuchen, beispielsweise mit einem Stern-Gerlach Magneten oder einer optischen Pumpzone. Auf diese Weise könnte die Gültigkeit der Annahme polarisierter Atome überprüft werden.

6.3 Zusammenfassung und Ausblick

Im Aufbau eines Bragg-Interferometers verbessert die Monochromasie des Atomstrahls den Kontrast des Signals. Bisher demonstrierte Bragg-Atominterferometer wurden bei longitudinalen Geschwindigkeiten von $\bar{v} = 1000$ m/s mit $\sigma_v = 200$ m/s mit Neonatomen [43] und $\bar{v} = 850$ m/s mit $\sigma_v = 220$ m/s mit Argonatomen [42] betrieben. Die in unseren Experimenten verwendete Atomstrahlpräparation ermöglicht eine Reduzierung der longitudinalen Geschwindigkeitsbreite auf nur

drei Prozent durch den Einbau einer laufenden optischen Melasse [26]. Zusätzlich zu einer um mehrere Größenordnungen höheren Sensitivität durch die Verwendung langsamer Atome (28 m/s) würde dies den Kontrast des Interferenzsignals erheblich verbessern. Die in diesem Kapitel diskutierten Ergebnisse zeigen, daß sowohl unsere Strahlpräparation als auch die hochauflösende Detektion gute Voraussetzungen für den Aufbau eines hochsensitiven Atominterferometers bieten.

Einige Experimente, die in jüngster Zeit publiziert wurden, untersuchen verschiedene Aspekte der Bragg-Beugung mit einem ungekühlten Strahl metastabiler Argonatome. Dabei geht es im wesentlichen um Analogien zwischen Effekten der Lichtoptik und der Atomoptik [100, 103]. Unter anderem wird ausgenutzt, daß metastabile Edelgase sich durch Laserlicht geeigneter Wellenlänge in den Grundzustand abregen (*quenchen*) lassen (Anhang A). Auf diese Weise können komplexe Potentiale erzeugt werden, die sowohl refraktive als auch absorptive Eigenschaften besitzen. Hier würde die Verwendung eines langsamen Atomstrahls vor allem für das Signal-zu-Rausch-Verhältnis von Vorteil sein.

Spannende Perspektiven bietet die hochauflösende Detektion der Atome in zwei Dimensionen. Hier wäre beispielsweise eine Verallgemeinerung der Bragg-Beugung von Materiewellen denkbar. Während man bisher ausschließlich mit eindimensionalen Stehwellen experimentierte, könnte man die Materiewellen an dreidimensionalen optischen Gitterstrukturen beugen. Solche Experimente hätten Parallelen zur Bragg-Beugung von Röntgenstrahlung an Kristallpulver. Analog zum Debeye-Scherrer-Verfahren würde die Beugung atomarer Wellen an optischen Gitterstrukturen [72] einen neuartigen Ansatz innerhalb der kohärenten Atomoptik darstellen.

Kapitel 7

Ausblick

Die vorliegende Arbeit hat zur aktuellen Forschung auf dem Gebiet der sub – Dopp-
lerkühlung drei wichtige Beiträge geliefert. Neben einem kurzen Resümée sind im
folgenden ein paar denkbare Erweiterungen der Experimente skizziert.

1) Der Schwerpunkt der Arbeit lag auf der systematischen Untersuchung der Po-
larisationsgradientenkühlung in 2D. Die mit hoher Auflösung detektierten Struk-
turen im zwei-dimensionalen Impulsraum geben Aufschluß über charakteristische
Merkmale der Polarisationsgradientenkühlung in höherdimensionalen Geometrien.
Sie bestätigen theoretische Berechnungen zur Anisotropie der Impulsverteilung. Ins-
besondere wurde die Entstehung der theoretisch vorhergesagten *escape channels* als
Funktion der Wechselwirkungszeit und der Kühlleistung dokumentiert. Hier könnten
weiterführende Experimente ansetzen.

Der Einfluß der relativen Phase zwischen den Melassenstrahlen auf die sub – Dopp-
lerkühlung ist noch nicht abschließend geklärt. Semiklassische Berechnungen sagen
eine Abhängigkeit der Kühleffizienz von der Phase voraus [66]. Neuere Arbeiten
zur Polarisationsgradientenkühlung verwenden Quanten-Monte-Carlo Simulationen
zur Berechnung der Impulsverteilung. In [18] wird gezeigt, daß das Auftreten von
Vortex-Kräften, wirbelartigen Lichtdruckkräften, phasenabhängig ist. Mit einer pha-
senstabilisierten Kühlzone ließen sich diese Theorien experimentell überprüfen.

Umgekehrt wäre es interessant, die hier diskutierten Ergebnisse mit einer Simulation
zu vergleichen, die Phasenschwankungen in Betracht zieht. Auf diese Weise würde
man auch einer Reihe von Anwendungen Rechnung tragen, in denen die Polaris-
ationsgradientenkühlung nicht mit einer aktiven Phasenstabilisierung durchgeführt
wird. Die spannende Frage, die in diesem Zusammenhang zu klären ist, betrifft die

Zahl und Anordnung der *escape channels*. Während Simulationen zur Kühlung in 2D mit fester Phase nur zwei diagonale *channels* vorhersagen [18, 19], beobachten wir vier Geraden mit erhöhter Intensität (z.B. Abb. 3.13). Diese Diskrepanz ist vermutlich auf Phasenschwankungen zurückzuführen.

Ein weiterer Aspekt der Polarisationsgradientenkühlung, der noch Gelegenheit für aufschlußreiche Experimente geben dürfte, ist die Diffusion in optischen Melassen. In einer neueren Theorie-Arbeit wird die Diffusionsbewegung der Atome in einer ein-dimensionalen und in einer zweidimensionalen optischen Melasse thematisiert [19]. Die Autoren sagen einen Übergang von anomaler Diffusion zu Gauß'scher Diffusion beim Überschreiten einer kritischen Schwelle in der Kühlleistung voraus. Das Regime anomaler Diffusion ist dabei durch eine nicht-Gauß'sche räumliche Verteilung des atomaren Ensembles und sogenannte *Levy flights*, *random walk* Bewegung mit relativ großen Schrittweiten (hier: über viele Lichtwellenlängen), charakterisiert. Vom theoretischen Standpunkt sind die *Levy flights* interessant, weil sie eine selbstähnliche, fraktale Natur offenbaren: je länger man das System beobachtet, um so größer werden die "Flug"-Distanzen, die die Atome in der optischen Melasse zurücklegen [19, 104]. In einer Dimension konnten *Levy flights* bereits im Experiment beobachtet werden [105]. Für zwei Dimensionen wird eine geringere Schwelle erwartet [19], die man über eine orts- und zeitaufgelöste Detektion der Atome nachweisen könnte.

2) Die Polarisationsgradientenkühlung in blau-verstimmten Dipolpotentialen hat sich als vielversprechender Ansatz zur Erhöhung der Phasenraumdicke herausgestellt. Der Einfluß eines zusätzlichen Dipolpotentials wurde mit einer Quanten-Monte-Carlo Simulation numerisch berechnet. Es zeigt sich im Experiment als auch in der Theorie, daß die sub-Dopplerkühlung an Effizienz verliert, sobald der *light shift* der Dipolfalle mit der Niveaushiftung durch die optische Melasse vergleichbar ist. Es gibt mehrere Möglichkeiten, dieses Hindernis zu umgehen.

Im Doughnut-Mode steigt die Intensität quadratisch mit dem Abstand von der Achse an. Das Intensitätsprofil höherer Laguerre-Gauss Moden (TEM_{0l}^*) ähnelt dagegen mit zunehmender azimuthaler Quantenzahl l immer mehr einem Kastenpotential. Hier könnte das Polarisationsgradientenkühlen noch effizienter sein, als im Doughnut-Mode, weil die Störung der Kühlung durch das Dipolpotential in der Nähe der Achse geringer ausfällt. Erste Experimente zur Führung von Atomen in einem TEM_{05}^* -Mode in unserer Arbeitsgruppe ergaben hohe Effizienzen für den Einfang der Atome [90]. Mit einer verbesserten Quelle für den Neon-Atomstrahl [106]

ließe sich die Phasenraumdichte so weit erhöhen, daß interatomare Stoßprozesse die Verluste dominieren würden. Damit wird ein Regime erreicht, in dem die Atomstrahlexperimente interessante Messungen zur Stoßphysik kalter Atome ermöglichen würden [107].

Eine weitere Möglichkeit, Atome in starken Dipolfallen zu kühlen, bieten neue Kühlmechanismen, die die Harmonizität des Doughnut-Mode Potentials ausnutzen [108, 109]. Diese Kühlmechanismen basieren auf einem ähnlichen Prinzip wie das Seitenbandkühlen in Ionenfallen, mit dem Ionen in den 3D Grundzustand des Fallenpotentials gekühlt werden [110]. Während die elektrostatischen Kräfte in Ionenfallen jedoch die Akkumulation mehrerer Ionen in einem Vibrationsniveau verhindern, wäre dieser Prozeß bei neutralen Atomen bosonisch verstärkt. Inwieweit die Reabsorption von Photonen den Kühlprozeß beeinflusst, wird derzeit intensiv diskutiert [111].

Ob das hier vorgestellte Führen und Kühlen von Atomen im Doughnut-Mode als Vorstufe für einen Atomlaser dienen kann, hängt im wesentlichen von drei Faktoren ab. Erstens muß der atomare Fluß durch eine Optimierung der Atomstrahlquelle maximiert werden. Durch zusätzliche transversale Kollimation hinter der thermischen Quelle konnte der Fluß bereits um eine Größenordnung gegenüber bisherigen Messungen erhöht werden [106]. Zweitens ist ein effizienter Mechanismus zur transversalen Kühlung unabdingbar. Das Polarisationsgradientenkühlen kann hier als Vorstufe dienen. Um die Atome transversal in das unterste Vibrationsniveau zu kühlen, sind allerdings neue Kühschemata, wie z.B. das Seitenbandkühlen [108–110], notwendig. Drittens muß ein Überlapp der atomaren Wellenfunktionen in der axialen Richtung gewährleistet sein. Dazu muß die longitudinale Ausdehnung der Wellenpakete vergrößert, bzw. die longitudinale Geschwindigkeitsbreite verringert werden. Zu diesem Zweck könnte eine laufende optische Melasse eingesetzt werden [63].

3) Durch Kombination homogener Magnetfelder mit einem 2D Polarisationsgradientenfeld konnte der Atomstrahl in eine Geschwindigkeitsverteilung mit bis zu 25 lokalen Maxima aufgespalten werden. Jeder so erzeugte Teilstrahl hat je nach Kühlleistung eine Geschwindigkeitsbreite von ein bis drei Rückstoßgeschwindigkeiten. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden diese Geschwindigkeitsselektiven Resonanzen erstmals in zwei Dimensionen untersucht. Durch das Aufspalten der *escape channels* entstehen atomare Gitterstrukturen im zwei-dimensionalen Impulsraum. Die Interpretation der Ergebnisse in der semiklassischen Näherung ergibt exzellente Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment. Durch die Geschwindigkeitsse-

lektiven Resonanzen kann man die Dichteverteilung von Atomstrahlen gezielt strukturieren. Für zukünftige Anwendungen ist auch eine Anordnung denkbar, die den Atomstrahl mit Hilfe von Magnetfeldern ablenkt und steuert. Gegenüber magnetischen Linsen und Stern-Gerlach-ähnlichen Geometrien haben die Geschwindigkeitsselektiven Resonanzen den Vorteil, daß die sub-Dopplerkräfte im Bezugssystem der Atome erhalten bleiben. Es kommt nicht zu einer Verbreiterung der Impulsverteilung.

Auf dem Gebiet der kohärenten Atomoptik wurden in dieser Arbeit Experimente zur Bragg-Beugung langsamer Atome vorgestellt. Die Verwendung eines langsamen Atomstrahls in Kombination mit der hochauflösenden Detektion der Atome in zwei Dimensionen bietet interessante Perspektiven. Hier wäre eine Verallgemeinerung der Bragg-Beugung denkbar. Während man bisher ausschließlich mit eindimensionalen Lichtwellen experimentierte, könnte man die Materiewellen an dreidimensionalen Lichtkristallen beugen. Solche Experimente hätten Parallelen zur Bragg-Beugung von Röntgenstrahlung an Kristallpulver. Analog zum Debeye-Scherrer-Verfahren würde der Atomstrahl an den Gitterstrukturen aus Licht [72] in eine Vielzahl kohärenter Teilstrahlen aufspalten. Solch ein Strahlteiler könnte als Ausgangspunkt für ein atomares Vielstrahlinterferometer [112] dienen.

Anhang A

Termschema

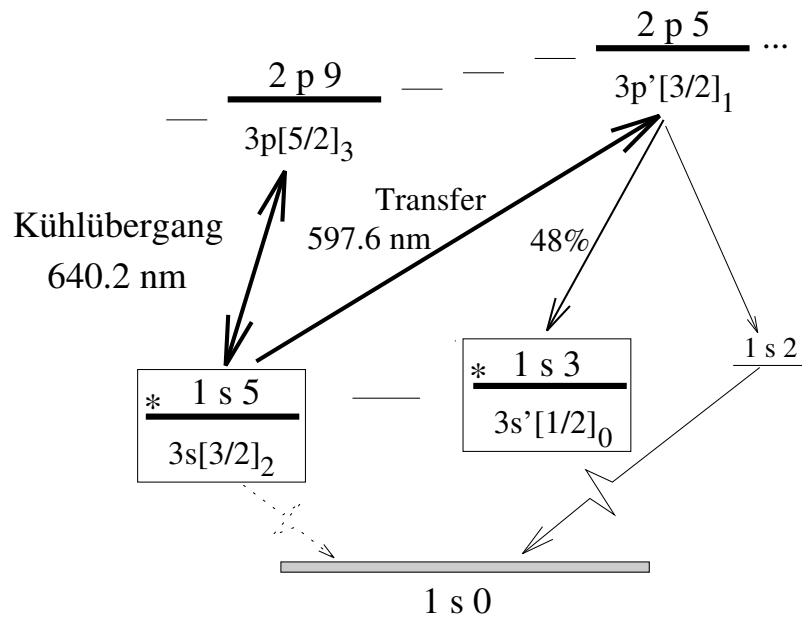


Abb. A.1: Ausschnitt aus dem Termschema des Neonatoms. Für die in dieser Arbeit durchgeführten Experimente zum Polarisationsgradientenkühlen wurde der geschlossene Übergang $3s[1/2]_2 \rightarrow 3p[5/2]_3$ bei 640.2 nm mit Drehimpulsen $J_g = 2$ und $J_e = 3$ verwendet. Das untere Niveau dieses Übergangs ist metastabil mit einer Lebensdauer von 22 Sekunden. Die Linienbreite des angeregten Zustands beträgt $\Gamma = 52 \times 10^6\text{ s}^{-1}$. Über offene Übergänge (z.B. bei 597.6 nm) lassen sich die Atome optisch in den Grundzustand pumpen (*quenchen*). Auf diese Weise können absorptive Gitter für die metastabilen Atome erzeugt und geschwindigkeitsselektive Messungen durchgeführt werden. Zur hier verwendeten Notation der jl -Kopplung vergleiche [113].

Anhang B

Programmcodes

Maple-Programmcode

Dieses Programm löst die zeitabhängige Mastergleichung für die Dynamik der Grundzustands – Dichtematrix in einem Polarisationsgradientenfeld. Mit der numerischen Lösung der Mastergleichung wird die zeitabhängige Reibungskraft als Erwartungswert des Kraftoperators ermittelt.

```
> restart:
```

DEFINITIONEN und TYPEN

(Beispiel: lin \perp lin Melasse, $1/2 \rightarrow 3/2$ Übergang)

n ist Zahl der Zeilen, m ist Zahl der Spalten von Q (siehe unten)

```
> n:=4:m:=2:
```

p = Zahl der Laserstrahlen

```
> p:=2:
```

Polarisationskomponenten des p-ten Laserstrahls

```
> epsilon:=array(sparse,1..p,-1..1):
```

Q enthält die Clebsch-Gordan Koeffizienten. Der erste Index von Q beschreibt die Polarisation. Q hat n Zeilen und m Spalten

```
> Q:=array(sparse,-1..1,1..n,1..m):
```

Qtrans sind die transponierten Matrizen von Q

```
> Qtrans:=array(sparse,-1..1,1..m,1..n):
```

A sind die Clebsch-Gordan-Matrizen für die Kopplungen zweier Grundzustandsniveaus

```
> A:=array(-1..1,-1..1,1..m,1..m):  
> Atrans:=array(-1..1,-1..1,1..m,1..m):
```

Die Grundzustandsdichtematrix und die Kraftmatrix:

```
> sigma:=array(1..m,1..m):  
> forceop:=array(1..m,1..m):  
> tmp:=array(1..m,1..m):
```

PARAMETER:

Sättigung

```
> s:=0.1;
```

Linienbreite

```
> Gamma:=1;
```

Verstimmung

```
> Delta:=-5*Gamma;
```

Reduzierte Geschwindigkeit

```
> v:=w*2*s/Gamma*(Gamma^2/4+Delta^2);
```

Polarisation der Molasse:

```
> epsilon[1,-1]:=1/sqrt(2):  
> epsilon[2,-1]:=I/sqrt(2):  
> epsilon[2,1]:=I/sqrt(2):  
> epsilon[1,1]:=-1/sqrt(2):
```

```
> Q[0,2,1]:=sqrt(2/3):  
> Q[0,3,2]:=sqrt(2/3):  
> Q[-1,1,1]:=1:  
> Q[-1,2,2]:=1/sqrt(3):  
> Q[1,3,1]:=1/sqrt(3):  
> Q[1,4,2]:=1:
```

Transponiere die Matrizen Q

```

> for k from -1 to 1 do
>   for i from 1 to m do
>     for j from 1 to n do
>       Qtrans[k,i,j]:=Q[k,j,i]
>     od:
>   od:
> od:

```

Bilde Matrizenprodukte (A) aus den Clebsch-Gordan Matrizen, um zwei – Photonenübergänge zu beschreiben

```

> ii:='ii':i:='i':
> for k from -1 to 1 do
>   for l from -1 to 1 do
>     for i from 1 to m do
>       for j from 1 to m do
>         A[k,l,i,j] := sum(Qtrans[k,i,ii]*Q[l,ii,j],ii=1..n)
>       od:
>     od:
>   od:
> od:

```

Reduzierte Geschwindigkeit:

```

> w:=0.02:
> r:='r':k:='k':xi:='xi':q:='q':alpha:='alpha':t:='t':beta:='beta':
  xi:='xi':i:='i':j:='j':

```

Definiere die Differentialgleichungen

```

> for i from 1 to m do
>   for j from 1 to m do
>     eq[i,j] := diff(sigma[i,j](t),t)= sum(sum((epsilon[1,alpha]*
  exp(I*w*t)+epsilon[2,alpha]*exp(-I*w*t))*(conjugate(epsilon[1,xi])
  *exp(-I*w*t)+conjugate(epsilon[2,xi])*exp(I*w*t))*
  ((s*Gamma)/2*
  sum(sum(sum(
  A[beta,alpha,i,k]*sigma[k,r](t)*A[xi,beta,r,j],
  k=1..m),r=1..m),beta=-1..1)
  - s/2*(Gamma/2+I*Delta)*
  sum(
  A[alpha,xi,i,q]*sigma[q,j](t),
  q=1..m)
  - s/2*(Gamma/2-I*Delta)*
  sum(

```

```

sigma[i,ii](t)*A[alpha,xi,ii,j],
ii=1..m)),
alpha=-1..1),xi=-1..1);
> od:
> od:

```

Vereinfache die Differentialgleichungen

```

> for j from 1 to m do
>   for i from 1 to m do
>     deq[i,j]:=simplify(eq[i,j]);
>   od:
> od:

```

Löse die Differentialgleichungen:

```

> funcy:=dsolve({deq[1,1],deq[2,2],sigma[1,1](0)=1,sigma[2,2](0)=0},
{sigma[1,1](t),sigma[2,2](t)},numeric,output=listprocedure):
> for i from 1 to m do
>   for j from 1 to m do
>     tmp[i,j]:=subs(funcy,sigma[i,j](t));
>   od:
> od:

```

Vergleichsfunktion: Variation des Lichtfelds

```

> g(t):=0.3*sin(w*t+Pi/4)^2:

```

Ausdrucken;

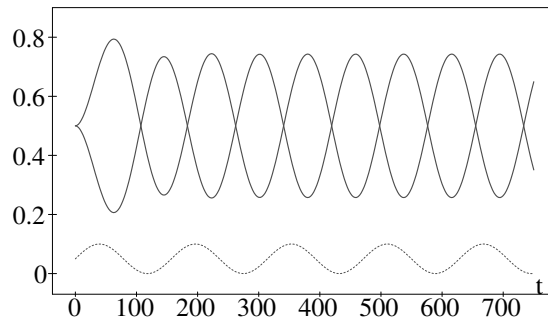
```

> xachse:=750:
> with(plots):
> p1:=odeplot(funcy,[t,sigma[1,1](t)],0..xachse,thickness=3,
numpoints=300):
> p2:=odeplot(funcy,[t,sigma[2,2](t)],0..xachse,thickness=3,
numpoints=300):
> saett:=textplot([xachse-0.1*xachse,1,'s = 0.01']):
> veloc:=textplot([xachse-0.1*xachse,1.1,'w = 0.02']):
> f:=plot(g(t),t=0..xachse,thickness=1,linestyle=4):
> xaxis:=textplot([760,-0.04,'t']):
> plotsetup(plotdevice=inline,plotoutput='dummy.temp',
plotoptions='portrait,noborder,width=300,height=200');
> display([p1,p2,f,saett,veloc],labelfont=[TIMES,ROMAN,10],
font=[TIMES,ROMAN,10],axesfont=[TIMES,ROMAN,10],axes=boxed,
xtickmarks=5,ytickmarks=5,view=[-0.05*xachse..xachse+0.05
*xachse,-0.05..1.28],labelfont=[SYMBOL,10],labels=[t,r]);

```


In eine Datei ausdrucken:

```
> plotsetup(plotdevice=postsript,plotoutput='d:/user/max/diss/
kapitel2/bilder/temp.eps',plotoptions='portrait,noborder,
width=350,height=230');
> display([p1,p2,f,veloc,saett,xaxis],labelfont=[TIMES,ROMAN,11],
font=[TIMES,ROMAN,11],axesfont=[TIMES,ROMAN,11],axes=boxed,
xtickmarks=5,ytickmarks=5,view=[-0.05*xachse..xachse+0.05
*xachse,-0.07..0.9]);
```



Kraftoperator:

```
> forceop[1,1]:=t->Gamma/(Gamma^2/4+Delta^2)/4*
> sum(sum((conjugate(epsilon[1,alpha])*exp(-I*w*t))+conjugate(
epsilon[2,alpha])
*exp(I*w*t))*(epsilon[1,xi]*exp(I*w*t)-epsilon[2,xi]
*exp(-I*w*t))*(Gamma/2-I*Delta)*A[alpha,xi,1,1] +
(epsilon[1,alpha]*exp(I*w*t)+epsilon[2,alpha]
*exp(-I*w*t))*(conjugate(epsilon[1,xi])*exp(-I*w*t)-
conjugate(epsilon[2,xi])*exp(I*w*t))*(Gamma/2+I*Delta)
*A[xi,alpha,1,1],alpha=-1..1),xi=-1..1):
> forceop[1,2]:=t->Gamma/(Gamma^2/4+Delta^2)/4*
> sum(sum(
(conjugate(epsilon[1,alpha])*exp(-I*w*t))+conjugate(epsilon[2,
alpha])*exp(I*w*t))*(epsilon[1,xi]*exp(I*w*t)-epsilon[2,xi]
*exp(-I*w*t))*(Gamma/2-I*Delta)*A[alpha,xi,1,2] +
(epsilon[1,alpha]*exp(I*w*t)+epsilon[2,alpha]*exp(-I*w*t))*
(conjugate(epsilon[1,xi])*exp(-I*w*t)-conjugate(epsilon[2,xi])
*exp(I*w*t))*(Gamma/2+I*Delta)*A[xi,alpha,1,2],alpha=-1..1),
xi=-1..1):
> forceop[2,1]:=t->Gamma/(Gamma^2/4+Delta^2)/4*
```

```

> sum(sum((conjugate(epsilon[1,alpha])*exp(-I*w*t)+conjugate(
epsilon[2,alpha])*exp(I*w*t))*
(epsilon[1,xi]*exp(I*w*t)-epsilon[2,xi]*exp(-I*w*t))*
(Gamma/2-I*Delta)*A[alpha,xi,2,1] +
(epsilon[1,alpha]*exp(I*w*t)+epsilon[2,alpha]*exp(-I*w*t))*
(conjugate(epsilon[1,xi])*exp(-I*w*t)-conjugate(epsilon[2,xi])
*exp(I*w*t))* (Gamma/2+I*Delta)*A[xi,alpha,2,1],alpha=-1..1),
xi=-1..1):
> forceop[2,2]:=t->Gamma/(Gamma^2/4+Delta^2)/4*
> sum(sum((conjugate(epsilon[1,alpha])*exp(-I*w*t)+conjugate(
epsilon[2,alpha])*exp(I*w*t))*
(epsilon[1,xi]*exp(I*w*t)-epsilon[2,xi]*exp(-I*w*t))*
(Gamma/2-I*Delta)*A[alpha,xi,2,2] +
(epsilon[1,alpha]*exp(I*w*t)+epsilon[2,alpha]*exp(-I*w*t))*
(conjugate(epsilon[1,xi])*exp(-I*w*t)-conjugate(epsilon[2,xi])
*exp(I*w*t))* (Gamma/2+I*Delta)*A[xi,alpha,2,2],alpha=-1..1),
xi=-1..1):

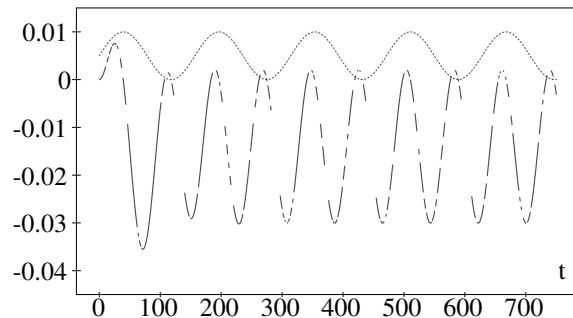
```

Berechne die Kraft als Spur über Dichtematrix*Kraftmatrix

```

> forza:=odeplot(funcy,[t, sigma[1,1](t)*forceop[1,1](t)
+sigma[2,2](t)*forceop[2,2](t)+sigma[1,2](t)*forceop[2,1](t)
+sigma[1,2](t)*forceop[2,1](t)],0..xachse,thickness=3,
numpoints=1000):
> h(t):=0.01*sin(w*t+Pi/4)^2:
> h2:=plot(h(t),t=0..xachse,thickness=1,linestyle=4):
> plotsetup(plotdevice=inline,plotoutput='dummy.temp',
plotoptions='portrait,noborder,width=300,height=200');
> display([forza,h2],labelfont=[TIMES,ROMAN,10],
font=[TIMES,ROMAN,10],axesfont=[TIMES,ROMAN,10],axes=boxed,
xtickmarks=5,ytickmarks=5,view=[-0.05*xachse..xachse+0.05
*xachse,-0.05..0.01],labelfont=[SYMBOL,10],labels=[t,r]);

```



Literaturverzeichnis

- [1] J. Reichel, F. Bardou, M. B. Dahan, E. Peik, S. Rand, C. Salomon, and C. Cohen-Tannoudji, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 4575 (1995).
- [2] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, and E. A. Cornell, *Science* **269**, 198 (1995).
- [3] K. B. Davies, M.-O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn, and W. Ketterle, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3969 (1995).
- [4] C. Bradley, C. Sackett, J. Tollet, and R. Hulet, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1687 (1995).
- [5] H. Schnatz, B. Lipphardt, J. Helmcke, F. Riehle, and G. Zinner, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 18 (1996).
- [6] F. Ruschewitz, J. Peng, H. Hinderthür, N. Schaffrath, K. Sengstock, and W. Ertmer, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 3173 (1998).
- [7] M. Kasevich and S. Chu, *Appl. Phys. B* **54**, 321 (1992).
- [8] M. Snadden, J. McGuirk, P. Boyer, K. Haritos, and M. Kasevich, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 971 (1998).
- [9] A. Einstein, *Physik. Zeitschr.* **18**, 121 (1917).
- [10] R. Frisch, *Zeitschr. f. Phys.* **86**, 42 (1933).
- [11] D. Wineland and H. Dehmelt, *Bull. Am. Phys. Soc.* **20**, 637 (1975).
- [12] T. Hänsch and A. Schawlow, *Opt. Commun.* **13**, 68 (1975).
- [13] W. Phillips and H. Metcalf, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 596 (1982).
- [14] W. Ertmer, R. Blatt, J. Hall, and M. Zhu, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 996 (1985).

- [15] D. Wineland and W. Itano, Phys. Rev. A **20**, 1521 (1979).
- [16] J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, J. Opt. Soc. Am **6**, 2023 (1989).
- [17] H. Metcalf and P. van der Straten, Phys. Rep. **244**, 203 (1994).
- [18] Y. Castin, K. Berg-Sorensen, J. Dalibard, and K. Molmer, Phys. Rev. A **50**, 5092 (1994).
- [19] S. Marksteiner, K. Ellinger, and P. Zoller, Phys. Rev. A **53**, 3409 (1996).
- [20] Y. Castin and K. Molmer, Phys. Rev. Lett. **74**, 3772 (1995).
- [21] A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, and C. Cohen-Tannoudji, Phys. Rev. Lett. **61**, 826 (1988).
- [22] M. Kasevich and S. Chu, Phys. Rev. Lett. **69**, 1741 (1992).
- [23] M.-O. Mewes, M. Andrews, D. Kurn, D. Durfee, C. Townsed, and W. Ketterle, Phys. Rev. Lett. **78**, 582 (1997).
- [24] G. Grynberg, B. Lounis, P. Verkerk, J.-Y. Courtois, and C. Salomon, Phys. Rev. Lett. **70**, 2249 (1993).
- [25] A. Hemmerich and T. Hänsch, Phys. Rev. Lett. **70**, 410 (1993).
- [26] A. Scholz, M. Christ, D. Doll, J. Ludwig, and W. Ertmer, Opt. Commun. **111**, 155 (1994).
- [27] M. Schiffer, M. Christ, G. Wokurka, and W. Ertmer, Opt. Commun. **134**, 423 (1997).
- [28] S. Kuppens, M. Rauner, M. Schiffer, K. Sengstock, W. Ertmer, F. E. van Dorselaer, and G. Nienhuis, akzeptiert zur Veröffentlichung in Phys. Rev. A.
- [29] F. van Dorselaer and G. Nienhuis, Eur. Phys. J. D **2**, 175 (1998).
- [30] J. D. Miller, R. A. Cline, and D. J. Heinzen, Phys. Rev. A **47**, R4567 (1993).
- [31] H. J. Lee, C. S. Adams, M. Kasevich, and S. Chu, Phys. Rev. Lett. **76**, 2658 (1996).
- [32] M. Schiffer, *Fokussieren und Kühlen neutraler Atome in starken Dipolpotentialen*, Dissertation, Universität Hannover, 1997.

- [33] M. Schiffer, M. Rauner, S. Kuppens, M. Zinner, S. Kuppens, and W. Ertmer, akzeptiert zur Veröffentlichung in Appl. Phys. B, 1998.
- [34] D. Boiron, A. Michaud, J. Fournier, L. Simard, M. Sprenger, G. Grynberg, and C. Salomon, Phys. Rev. A **57**, R4106 (1998).
- [35] P. van der Straten, S.-Q. Shang, B. Sheehy, H. Metcalf, and G. Nienhuis, Phys. Rev. A **47**, 4160 (1993).
- [36] J. Werner, H. Wallis, and W. Ertmer, Opt. Commun. **94**, 525 (1992).
- [37] M. Walhout, J. Dalibard, S. Rolston, and W. Phillips, J. Opt. Soc. Am. B **9**, 1997 (1992).
- [38] S.-Q. Shang, B. Sheehy, H. Metcalf, P. v.d. Straten, and G. Nienhuis, Phys. Rev. Lett. **67**, 1094 (1991).
- [39] C. Valentin, M.-C. Gagné, J. Yu, and P. Pillet, EuroPhys. Lett. **17**, 133 (1992).
- [40] M. Rauner, S. Kuppens, M. Schiffer, G. Birkl, K. Sengstock, and W. Ertmer, Phys. Rev. A **58**, R42 (1998).
- [41] C. Triché, F. Chevy, and G. Grynberg, Phys. Rev. A **58**, R38 (1998).
- [42] E. Rasel, M. Oberthaler, H. Batelaan, J. Schmiedmayer, and A. Zeilinger, Phys. Rev. Lett. **75**, 2633 (1995).
- [43] D. Giltner, R. McGowan, and S. A. Lee, Phys. Rev. Lett. **75**, 2638 (1995).
- [44] S. Kunze, S. Dürr, and G. Rempe, EuroPhys. Lett. **34**, 343 (1996).
- [45] J. Opt. Soc. Am. B **2** (1985).
- [46] S. Chu, L. Hollberg, J. Bjorkholm, A. Cable, and A. Ashkin, Phys. Rev. Lett. **45**, 1948 (1985).
- [47] J. Opt. Soc. Am. B **6** (1989).
- [48] P. d. Lett, R. N. Watts, C. I. Westbrook, W. D. Phillips, P. Gould, and H. Metcalf, Phys. Rev. Lett. **61**, 169 (1988).
- [49] P. Ungar, D. Weiss, E. Riis, and S. Chu, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2058 (1989).
- [50] G. Nienhuis, P. van der Straten, and S.-Q. Shang, Phys. Rev. A **44**, 462 (1991).

- [51] M. Walhout, U. Sterr, and S. Rolston, *Phys. Rev. A* **54**, 2275 (1996).
- [52] C. Cohen-Tannoudji, Atomic motion in laser light, in *Fundamental Systems in Quantum Optics*, edited by J. Dalibard, J.-M. Raimond, and J. Zinn-Justin, volume 8 of *Les Houches summer school*, pages 7–164, Elsevier, Amsterdam, 1992.
- [53] P. Lett, W. Phillips, S. Rolston, C. Tanner, R. Watts, and C. Westbrook, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2084 (1989).
- [54] J. Dalibard, J.-M. Raimond, and J. Zinn, editors, *Fundamental Systems in Quantum Optics*, North-Holland, 1992.
- [55] N. Gisin and I. Percival, *J. Phys A* **25**, 5677 (1992).
- [56] B. Sheehy, S.-Q. Shang, P. van der Straten, S. Hatamian, and H. Metcalf, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 858 (1990).
- [57] E. Riis, D. Weiss, K. Moler, and S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 1658 (1990).
- [58] J. Nellessen, J. Werner, and W. Ertmer, *Opt. Commun.* **78**, 300 (1990).
- [59] W. Ketterle, A. Martin, M. Joffe, and D. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 2483 (1992).
- [60] M. J. Renn, D. Montgomery, O. Vdovin, D. Z. Anderson, C. E. Wieman, and E. A. Cornell, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3253 (1995).
- [61] Z. T. Lu, K. L. Corwin, M. J. Renn, M. H. Anderson, E. A. Cornell, and C. E. Wieman, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3331 (1996).
- [62] M. Williams, M. Bellanca, L. Liu, C. Xie, W. Buell, T. Bergeman, and H. Metcalf, *Phys. Rev. A* **57**, 401 (1998).
- [63] A. Scholz, *Präparation einer brillianthen Quelle für metastabile Neon-Atomstrahlen durch magneto-optische Kräfte*, Dissertation, Universität Bonn, 1994.
- [64] Y. Castin, J. Dalibard, and C. Cohen-Tannoudji, in *Light induced kinetic effects on atoms, ions and molecules*, ETS Editrice.
- [65] Y. Castin and J. Dalibard, *EuroPhys. Lett.* **14**, 761 (1991).
- [66] K. Molmer, *Phys. Rev. A* **44**, 5820 (1991).

- [67] J. Javanainen, Phys. Rev. A **46**, 5819 (1992).
- [68] K. Berg-Sorensen, Phys. Rev. A **49**, R4297 (1994).
- [69] T. Bergeman, Phys. Rev. A **48**, R3425 (1993).
- [70] K. Berg-Sorensen, *Quantum mechanical descriptions of 2D laser cooling*, Dissertation, Aarhus University, 1993.
- [71] G. Raithel, G. Birkl, A. Kastberg, W. Phillips, and S. Rolston, Phys. Rev. Lett. **78**, 661 (1996).
- [72] P. Verkerk et al., EuroPhys. Lett. **26**, 171 (1994).
- [73] C. Gertz, T. W. Hodapp, P. Jessen, K. M. Jones, W. D. Phillips, C. I. Westbrook, and K. Molmer, EuroPhys. Lett. **21**, 661 (1993).
- [74] J. Javanainen, J. Phys. B **27**, L41 (1994).
- [75] M. Hoogerland, H. de Bie, H. Beijerinck, E. Vredenburg, K. van Leeuwen, P. van der Straten, and H. Metcalf, Phys. Rev. A **54**, 3206 (1996).
- [76] R. E. Scholten, R. Gupta, J. J. McClelland, and R. J. Celotta, Phys. Rev. A **55**, 1331 (1997).
- [77] M. Hoogerland, H. Beijerinck, K. van Leeuwen, P. van der Straten, and H. Metcalf, EuroPhys. Lett. **19**, 669 (1992).
- [78] D. Milic, M. D. Hoogerland, K. G. H. Baldwin, and R. E. Scholten, Quantum. Semiclass. Opt. **8**, 629 (1996).
- [79] A. Hemmerich and T. Hänsch, Phys. Rev. Lett. **68**, 1492 (1992).
- [80] T. Kuga, Y. Torii, N. Shiokawa, T. Hirano, Y. Shimizu, and H. Sasada, Phys. Rev. Lett. **78**, 4713 (1997).
- [81] Y. B. Ovchinnikov, I. Manek, and R. Grimm, Phys. Rev. Lett. **79**, 2225 (1997).
- [82] G. M. Gallatin and P. L. Gould, J. Opt. Soc. Am. B **8**, 502 (1991).
- [83] J. J. McClelland and M. R. Scheinfein, J. Opt. Soc. Am. B **8**, 1974 (1991).
- [84] J. I. Cirac, M. Lewenstein, and P. Zoller, EuroPhys. Lett. **35**, 647 (1996).

- [85] W. L. Power, L. Allen, M. Babiker, and V. E. Lembessis, *Phys. Rev. A* **52**, 479 (1995).
- [86] M. T. Gale, M. Rossi, H. Schütz, P. Ehbets, H. P. Herzig, and D. Prongu, *Appl. Opt.* **32**, 2526 (1993).
- [87] M. P. und Prof. Tiziani, Institut für technische Optik, Universität Stuttgart.
- [88] M. Zinner, *Laguerre-Gauss Moden und ihr Einsatz in der Atomoptik*, Diplomarbeit, Universität Hannover, 1995.
- [89] T. Slawinski, *Experimentelle Konzeption und numerische Modellierung zur Speicherung atomarer Ensembles in Dipolfallen*, Diplomarbeit, Universität Hannover, 1995.
- [90] G. Wokurka, *Führen metastabiler Neonatome in optischen Hohlfasern*, Dissertation, Universität Hannover, 1998.
- [91] J. Keupp, *Atomoptische Fasern und Atomhologramme für lasergekühlte Neon-Atome*, Diplomarbeit, Universität Hannover, 1998.
- [92] J. E. Bjorkholm, R. Freeman, A. Ashkin, and D. B. Pearson, *Phys. Rev. Lett.* **41**, 1361 (1978).
- [93] R. Celotta, R. Gupta, R. Scholten, and J. McClelland, *J. Appl. Phys.* **79**, 6079 (1996).
- [94] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, and F. Laloe, *Quantum Mechanics*, volume 1, John Wiley & sons, Paris, 1977.
- [95] S.-Q. Shang, B. Sheehy, H. Metcalf, and P. van der Straten, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 317 (1990).
- [96] C. Davisson and L. Germer, *Phys. Rev.* **30**, 705 (1927).
- [97] H. Rauch, W. Treimer, and U. Bonse, *Phys. Lett. A* **47**, 369 (1974).
- [98] P. Martin, B. Oldaker, A. Miklich, and D. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 515 (1988).
- [99] P. Kapitza and P. Dirac, *Proc. Cambridge Philos. Soc.* **29**, 297 (1933).
- [100] M. Oberthaler, R. Abfalterer, S. Bernet, J. Schmiedmayer, and A. Zeilinger, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 4980 (1996).

- [101] B. Shore, *The Theory of Coherent Atomic Excitation*, Wiley-Interscience, New York, 1990.
- [102] C. Shull, Phys. Rev. Lett. **21**, 1585 (1968).
- [103] C. Keller, M. Oberthaler, R. Abfalterer, S. Bernet, J. Schmiedmayer, and A. Zeilinger, Phys. Rev. Lett. **79**, 3327 (1997).
- [104] M. Shlesinger, G. Zaslavsky, and J. Klafter, Nature **363**, 31 (1993).
- [105] H. Katori and H. Walter, (19).
- [106] P. Engels, Dissertation, Universität Hannover, In Vorbereitung.
- [107] M. Zinner, Dissertation, Universität Hannover, In Vorbereitung.
- [108] G. Morigi, J. I. Cirac, M. Lewenstein, and P. Zoller, EuroPhys. Lett. **39**, 13 (1997).
- [109] H. Stecher, R. Deutschmann, W. Ertmer, and P. Zoller, unveröffentlicht.
- [110] C. Monroe, D. Meekhof, B. King, S. Jefferts, D. Wineland, and P. Gould, Phys. Rev. Lett. **75**, 4011 (1996).
- [111] Y. Castin, J. Cirac, and M. Lewenstein, Phys. Rev. Lett. **80**, 5305 (1997).
- [112] H. Hinderthür, Dissertation, Universität Hannover, In Vorbereitung.
- [113] G. Racah, Phys. Rev. **61** (1942).

Danksagung

Diese Arbeit wäre ohne die Unterstützung einer Vielzahl von Personen nicht zustande gekommen. Meinem Doktorvater Prof. Dr. W. Ertmer danke ich für die Möglichkeit, an einem interessanten und durch eine kreative Arbeitsatmosphäre geprägten Forschungsinstitut zu promovieren. Seine engagierte Betreuung und wichtige Anregungen im Laufe meiner Promotion haben die Arbeit sehr bereichert. Prof. Dr. D.J. Wineland und Dr. J.C. Bergquist danke ich für die herzliche Gastfreundschaft während meiner USA-Aufenthalte. Sie vermochten mich für die Laserkühlung und für das Radfahren zu begeistern.

Mein besonderer Dank gilt Dr. Markus Schiffer und Dr. Simon Kuppens für die hervorragende Zusammenarbeit im Labor. Viele der hier dokumentierten Ergebnisse sind aus diesem *Teamwork* hervorgegangen. Wichtige Beiträge zu den Experimenten haben außerdem Aydin Aclan, Peter Engels, Jochen Keupp, Timo Slawinski, Dr. Guido Wokurka und Martin Zinner geliefert. Bei ihnen bedanke ich mich herzlich für ihr Engagement. Dr. Klaus Sengstock und Dr. Gerhard Birkl danke ich für interessante Diskussionen und für eine kritische Begleitung der Experimente. Der gesamten Arbeitsgruppe gebührt mein Dank für das ausgezeichnete Arbeitsklima. Für die Übernahme des Koreferats bedanke ich mich bei Prof. Dr. K. Danzmann und für die Durchsicht des Manuskripts bei Dr. Klaus Sengstock.

Die gute Infrastruktur am Institut für Quantenoptik beruht auf der effizienten Arbeit der Werkstätten und des Sekretariats. Ich danke stellvertretend Herrn Dr. Gaul, Frau Griese, Herrn Heidekrüger und Frau Krämer für ihre Hilfe und Kooperation.

Für die nicht-wissenschaftliche Begleitung meiner Promotion und für die Hilfe bei meiner journalistischen Tätigkeit bedanke ich mich bei Andrea Forero und Sven Nagel. Meinen Eltern danke ich von ganzem Herzen für die ideelle und materielle Unterstützung während der vergangenen Jahre. Ihnen widme ich diese Dissertation.

Lebenslauf

1.7.1970 geboren in Berlin

1970 - 78 Grundschule in Berlin

1978 - 86 Grundschule, Orientierungsstufe und Sek. I in Hagen im Bremischen

1986 - 87 High School in Chattanooga, Tennessee (USA)

11. 5. 87 High School Diplom

1987 - 89 Gymnasium Wesermünde in Bremerhaven

10. 5. 89 Abitur

1989 - 90 Zivildienst am Berufsförderungszentrum Essen e.V.
Mitarbeit im Projekt ‘Entwicklung und Erprobung von modularen Bildungskonzepten’

1990 - 92 Studium der Physik und Wissenschaftstheorie
Universität Konstanz

Sommer 1992 Wissenschaftliche Hilfskraft (Lehrstuhl Prof. Mlynek)

16. 9. 93 Vordiplom Physik

1992 - 93 Studium der Physik und der Philosophie
Universität Heidelberg

16. 9. 93 Zwischenprüfung Philosophie

1993 - 94 Studium der Physik (Fulbright Stipendium)
University of Colorado, Boulder (USA)

13. 8. 94 Master of Science, Thesis: ‘Second Harmonic Generation with elliptically focused Gaussian Laser Beams’

1993 - 1994 Research assistant am National Institute of Standards and Technology unter Prof. Dr. Wineland. Experimente zur Frequenzverdopplung und Zwei-Ionen-Streulichtinterferenz.

1995 - 1998 Promotion am Institut für Quantenoptik der Universität Hannover in der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. W. Ertmer.

Seit 9/98 Redakteur bei den Physikalischen Blättern, Wiley-VCH, Weinheim