

Julius Seeger

Bose-Einstein-Kondensate in höheren Bändern des hexagonalen Gitters

Von rf-Techniken einer
Gitterstabilisierung
hin zum dynamischen
Quantenphasenübergang



Springer Spektrum

Bose-Einstein-Kondensate in höheren Bändern des hexagonalen Gitters

Julius Seeger

Bose-Einstein- Kondensate in höheren Bändern des hexagonalen Gitters

Von rf-Techniken einer
Gitterstabilisierung hin zum
dynamischen
Quantenphasenübergang



Springer Spektrum

Julius Seeger
Prien am Chiemsee, Deutschland

Bose-Einstein-Kondensate in höheren Bändern des hexagonalen Gitters – Von rf-Techniken einer Gitterstabilisierung hin zum dynamischen Quantenphasenübergang
Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades an der Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften, Fachbereich Physik der Universität Hamburg, Institut für Laserphysik

Gutachter der Dissertation: Prof. Dr. Henning Moritz und Prof. Dr. Andreas Hemmerich
Prüfungskommission: Prof. Dr. Markus Drescher, Prof. Dr. Andreas Hemmerich, Prof. Dr. Ludwig Mathey, Prof. Dr. Henning Moritz und Prof. Dr. Daniela Pfannkuche
Vorsitzende der Prüfungskommission: Prof. Dr. Daniela Pfannkuche

Datum der Disputation: 2. Juni 2021

Vorsitzender des Fachpromotionsausschusses: Prof. Dr. Wolfgang Hansen

Leiter des Fachbereichs Physik: Prof. Dr. Günther H. W. Sigl

Dekan der MIN-Fakultät: Prof. Dr. Heinrich Graener

ISBN 978-3-658-35911-9

ISBN 978-3-658-35912-6 (eBook)

<https://doi.org/10.1007/978-3-658-35912-6>

Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <http://dnb.d-nb.de> abrufbar.

© Der/die Herausgeber bzw. der/die Autor(en), exklusiv lizenziert durch Springer Fachmedien Wiesbaden GmbH, ein Teil von Springer Nature 2022

Das Werk einschließlich aller seiner Teile ist urheberrechtlich geschützt. Jede Verwertung, die nicht ausdrücklich vom Urheberrechtsgesetz zugelassen ist, bedarf der vorherigen Zustimmung des Verlags. Das gilt insbesondere für Vervielfältigungen, Bearbeitungen, Übersetzungen, Mikroverfilmungen und die Einspeicherung und Verarbeitung in elektronischen Systemen.

Die Wiedergabe von allgemein beschreibenden Bezeichnungen, Marken, Unternehmensnamen etc. in diesem Werk bedeutet nicht, dass diese frei durch jedermann benutzt werden dürfen. Die Berechtigung zur Benutzung unterliegt, auch ohne gesonderten Hinweis hierzu, den Regeln des Markenrechts. Die Rechte des jeweiligen Zeicheninhabers sind zu beachten.

Der Verlag, die Autoren und die Herausgeber gehen davon aus, dass die Angaben und Informationen in diesem Werk zum Zeitpunkt der Veröffentlichung vollständig und korrekt sind. Weder der Verlag noch die Autoren oder die Herausgeber übernehmen, ausdrücklich oder implizit, Gewähr für den Inhalt des Werkes, etwaige Fehler oder Äußerungen. Der Verlag bleibt im Hinblick auf geografische Zuordnungen und Gebietsbezeichnungen in veröffentlichten Karten und Institutionsadressen neutral.

Planung/Lektorat: Marija Kojic

Springer Spektrum ist ein Imprint der eingetragenen Gesellschaft Springer Fachmedien Wiesbaden GmbH und ist ein Teil von Springer Nature.

Die Anschrift der Gesellschaft ist: Abraham-Lincoln-Str. 46, 65189 Wiesbaden, Germany

Danksagung

Ich danke Henning Moritz für die kurzfristige Übernahme der Erstbegutachtung der Dissertationsschrift und die Co-Betreuung meines Promotionsvorhabens. Ebenfalls danke ich Andreas Hemmerich für die freundliche Übernahme der Zweitbegutachtung. Klaus Sengstock danke ich für hilfreiche Anmerkungen zum Manuskript. Weiterhin danke ich Markus Drescher und Ludwig Mathey für die Begutachtung meiner Disputation. Daniela Pfannkuche sei ferner für die Übernahme des Vorsitzes meiner Prüfungskommission gedankt.

Marija Kojic, Shanthinee Senthilnathan, Angela Schulze-Thomin und den weiteren Mitarbeitern von SpringerNature sei für die reibungslose Zusammenarbeit zur Publikation dieser Dissertation gedankt.

Für die Finanzierung meiner Arbeit, Dienstreisen und Experimente über den SFB925 sowie die internationale Forschungsgruppe FOR2414 sei der Deutschen Forschungsgemeinschaft gedankt. Für spezielle Beschaffungen im Rahmen der Bundesexzellenzcluster CUI und AiM sei der Freien und Hansestadt Hamburg und ebenfalls der Deutschen Forschungsgemeinschaft Dank ausgesprochen.

Besonderer Dank geht an die Theorie-Partner aus der Arbeitsgruppe von Peter Schmelcher im Rahmen des SFB925. Georgios Koutentakis und Simos Mistakidis sei daher herzlich für angeregte Diskussionen, die vielfältigen Rechnungen und das Teilen ihrer Ergebnisse gedankt.

Ebenfalls gebührt Raphael Eichberger, Max Hachmann und Andreas Hemmerich großer Dank für die gemeinschaftliche Arbeit im SFB925 und das – davon unabhängige – Diskutieren über die Physik höherer Bänder in optischen Gittern, verschiedenste technische Hürden und Lösungen sowie das ausdauernde, bereitwillige Erklären von Details ihrer eigenen Publikationen und Ergebnisse.

Für anregende Diskussionen und das Teilen von wertvollem Wissen möchte ich mich zudem bei Gretchen Campbell, Andrè Eckardt, Fabian Grusdt, Louis-Paul Henry, Wolfgang Ketterle, Thorge Kock, Julian Leonard, Maciej Lewenstein, Ludwig Mathey, Anna Sanpera, Ian B. Spielman, Jan Stockhofe, Leticia Tarruell und Masahito Ueda sehr herzlich bedanken.

Meinen beiden Mitdoktoranden Tobias Klafka und Alexander Ilin sei für das mehrjährige gemeinsame Arbeiten am Experiment und ihre Unterstützung bei den notwendigen Wartungs- und Justagearbeiten gedankt. Alexander Ilin sei ferner für inspirierende Diskussionen über die Perspektiven des Experimentes und theoretische Aspekte Dank ausgesprochen.

Benno S. Rem und Andreas Kerkmann sei für die bereitwillige und geduldige Weitergabe ihrer Kenntnisse zur Programmierung des dAOM herzlich gedankt.

Ferner danke ich Ortwin Hellmig für sein unverzügliches Helfen bei Problemen, welche die optischen Fasern des Gitters betrafen.

Dass der kritische Austausch der Dispensoren am Experiment so reibungslos und erfolgreich verlief, ist wesentlich auf die Erfahrungen von Bernhard Ruff zurückzuführen, der diese bereitwillig und uneigennützig teilte. Ihm sei dafür an dieser Stelle herzlichst gedankt.

Für die vielfältigen Erklärungen und Diskussionen zur Elektronikentwicklung danke ich Dieter Haupt sehr herzlich. Catharina Ziska sei in diesem Zusammenhang für die äußerst sorgfältige Umsetzung meiner Schaltplanskizzen in CAD und die anschließende Fertigung der Prototypen ebenfalls sehr herzlich gedankt.

Reinhard Mielck und Ralf Lühr sei für die rasche Hilfe bei Problemen mit der Laboreinrichtung wie beispielsweise der Klimatisierung und dringende Fertigung von mechanischen Komponenten gedankt. Ich danke ferner Nathali Jonas von der Standortwerkstatt Bahrenfeld für die immer unverzügliche und sehr saubere Fertigung der Gehäuse für die selbstentwickelte Elektronik.

Dass viele der Untersuchungen überhaupt mit dem hohen Erfolg durchgeführt werden konnten, ist in Teilen wesentlich auf die Unterstützung verschiedener Hersteller und Lieferanten zurückzuführen.

An dieser Stelle sei Andrea Cadoppi von SAES Getters für die kostenfreie Beschaffung per Expressversand der Dispensoren gedankt, als die Atomquellen kurzfristig ausgetauscht werden mussten. Zudem sei Claudius Riek von ZurichInstruments für das testweise Überlassen eines HDAWG gedankt. Auch sei Oliver Voss von Rohde & Schwarz für die Hilfe bei der testweisen Integration des SMW200A Vektorsignalgenerators am Experiment gedankt. Thomas Lechner von Rohde & Schwarz sei für eine kundenspezifische Programmierung des UPV Audioanalysators gedankt, sodass die verschiedensten Messungen der Rauschleistungsdichten ohne weiteren Umrechnungsaufwand möglich waren.

Ein besonders großer und herzlicher Dank gebührt Falko Jirka von Rohde & Schwarz. Erst durch seine steten Bemühungen zur kurzfristigsten Beschaffung von Ersatzgeräten, Softwarelizenzen, die Kommunikation meiner besonderen Wünsche an die entsprechenden Entwicklungsabteilungen oder auch das zeitweise Überlassen hochwertigster Messtechnik sind viele der Messungen in der vorliegenden Form durchführbar gewesen.

Burkhard Meißner von der Helmut Schmidt Universität, Universität der Bundeswehr Hamburg danke ich sehr herzlich für die Gespräche zur Gestaltung einer Promotion sowie wissenschaftlicher Denk- und Vorgehensweise im Allgemeinen wie Speziellen. Diese haben mich von Beginn meines Studiums an begleitet und mir besonders zum Abschluss meiner Forschungstätigkeiten sehr weitergeholfen.

Thomas Jürgensen, Martin Schmidt sowie insbesondere Henrik Nikolai Möllring und Hubertus Schwarz von der Kanzlei Dr. Schwarz & Kollegen aus Hamburg bin ich für die ausdauernde, jederzeit kompetente und zudem auch besonders verständnisvolle Klärung verschiedener rechtlicher Fragestellungen und Aspekte im Zusammenhang mit meiner universitären Forschung zu tiefstem Dank verpflichtet.

Zuletzt danke ich meinen Eltern und meinem Bruder für ihre immerwährende, bedingungslose Unterstützung meines Promotionsvorhabens. Der Dank dafür kann gar nicht in Worte gefasst werden.

Zusammenfassung

Die Quantensimulation verschiedener Phänomene mit ultrakalten Gasen von der Molekül- über die Festkörperphysik bis hin zur Hochenergiephysik und Bildung des Universums ist über die letzten beiden Jahrzehnte stark angewachsen und hat sich aufgrund ihres hohen Erfolges schließlich als fester Bestandteil der modernen Forschung etabliert. Dabei ist die Entwicklung neuer experimenteller Methoden und Techniken stets unbedingte Voraussetzung für die Erweiterung und Umsetzung theoretischer Vorschläge gewesen. Trotz ungemein vieler Fortschritte mangelt es bis heute an Experimenten, welche eine gleichzeitige und vollständige Kontrolle der externen, internen und orbitalen Freiheitsgrade ultrakalter Gase in optischen Gittern erlauben. Dies begrenzt derzeit die Simulation spannender und unverstandener Phänomene wie die der unkonventionellen Hochtemperatursupraleiter.

Diese Arbeit trägt dazu bei, diese Lücke zu schließen, indem Bose-Einstein-Kondensate im zweiten und vierten Band des hexagonalen Gitters mit zweiatomiger Basis präpariert wurden. Der robuste Transfer des Kondensats in höhere Bänder gelang mittels verschiedener experimenteller Techniken. Hauptsächlich wird eine diabatische Inversion des Subenergieunterschiedes des Gitterpotentials genutzt, um die initiale Grundzustandswellenfunktion in die verschiedenen Zielzustände zu projizieren.

Nach der Anregung in das zweite Band setzt eine wechselwirkungsgetriebene Relaxation der Atome vom instabilen Bandmaximum an die durch Zeitumkehrsymmetrie verbundenen, aber inäquivalenten Dirac-Punkte ein. Anschließend bildet sich durch Tunnelprozesse und dimensionsübergreifende Energieumverteilungsprozesse ein langreichweitiger Ordnungsparameter in der Gitterebene und damit ein unkonventionelles Superfluid jenseits des *no-node theorems* aus. Hier schränken die \mathbb{Z}_3 -Symmetrie des Gitters und verschiedene Erhaltungssätze die

Rekondensationsprozesse und die möglichen finalen Zustände erheblich ein. Ein sehr ähnlicher Prozess konnte ebenfalls im vierten Band beobachtet werden.

Zur Beschreibung der Anregung von Kondensaten in höhere Bänder wird ein eigenständiges Landau-Zener-artiges Modell entwickelt, welches alle Beobachtungen sehr gut beschreibt. Auch die Rekondensation und der auftretende, damit verbundene dynamische Quantenphasenübergang können anhand eines einfachen heuristischen Modells in Anlehnung an den Kibble-Zurek-Mechanismus erfolgreich durch die Hubbard-Parameter des Gitters beschrieben werden. Dabei können die relevanten mikroskopischen Prozesse identifiziert werden.

Die realisierten Superfluide in den höheren Bändern sind metastabil, weshalb sie eine endliche Lebensdauer aufweisen. Im Rahmen der Untersuchungen konnten zwei aus der Literatur bekannte, durch Intrabandstöße verursachte Zerfallsprozesse zweifelsfrei identifiziert werden. Daneben konnte ein dritter Zerfallskanal beobachtet werden, welcher durch residuale Phasenfluktuationen des optischen Gitters getrieben wird. Derselbe Mechanismus führt auch im Grundzustandsband zu einer endlichen Lebensdauer.

Um die wissenschaftlichen Erkenntnisse und die erfolgreiche Präparation eines Superfluids in angeregten Zuständen des optischen Gitters überhaupt umsetzen zu können, sind wesentliche Verbesserungen der Kernkomponenten des experimentellen Aufbaus notwendig gewesen, welche ausführlich beschrieben werden.

Diese betreffen vor allem die rf-Infrastruktur des Experiments, welche bezüglich der Phasensynchronisation und Frequenzstabilität entscheidend verbessert wurde. Dies umfasst ebenfalls die Entwicklung einer arbiträr modulierbaren, phasenstabilen DDS-basierten Vierkanal-rf-Signalquelle. Dadurch konnte die Lebensdauer des Superfluids im untersten Grundzustandsband um knapp eine Größenordnung erhöht werden, was insbesondere in Floquet-getriebenen Systemen einen Durchbruch darstellt.

Mittels eines neuentwickelten Phasendetektors ist es nunmehr möglich, Phasenrauschen im THz-Bereich intensitätsunabhängig zu messen. Dies ermöglicht die Realisierung einer optischen Phasenregelschleife zur Stabilisierung des optischen Gitters im Raum, deren Funktionsfähigkeit und Spezifikationen demonstriert und ausführlich beschrieben werden. Die Regelschleife erlaubt zukünftig eine weitere Erhöhung der Lebensdauer.

Außerdem werden der Aufbau einer Hochgeschwindigkeitsintensitätsreglung für höchste Ansprüche optischer Gitter diskutiert und die Vorteile der entwickelten Elektronik erläutert. Ferner wird die gelungene Entwicklung eines rauscharmen, breitbandigen und temperaturunabhängigen Magnetfeldsensors,

welcher zudem unbeschadet hohen Feldstärken ausgesetzt werden kann, im Detail beschrieben.

Weiterhin werden Vorschläge erarbeitet, wie die spezifischen Eigenschaften des realisierten, unkonventionellen Superfluids in höheren Bändern des hexagonalen Gitters experimentell verifiziert werden könnten. Schlussendlich wird erklärt, wie im hexagonalen Gitter zweidimensionale Spin-Bahn-Wechselwirkung durch zeitperiodisches Treiben erzielt werden könnte.

Abstract

Ultracold gases have served with increasing impact for two decades as quantum simulators to emulate phenomena ranging from molecular and solid-state physics to high energy physics and the formation of the universe and are now considered as standard tool in Modern Physics. The development of new experimental methods was required for the realisation of several proposals but also stimulated theory further. There has been continuous improvement in the construction of experimental apparatuses so far. However, there is still a lack of quantum gas machines which allow to fully control external, internal and orbital degrees of freedoms of degenerate quantum gases in optical lattices. Currently quantum simulations of phenomena like unconventional high- T_c superconductivity are restricted, therefore.

In order to close this gap this thesis describes the successful condensation of bosons in the second and fourth band of the hexagonal lattice with twofold basis. Using various techniques, a robust transfer of the condensate was achieved. Most frequently a diabatic inversion of the energy difference of the lattice basis enabled the projection of the initial ground state wave function into higher lying states.

Consecutive to the excitation into the second band interaction drives the ensemble from the instable band maximum to the two inequivalent Dirac points which are connected by time reversal symmetry. Thereafter tunnelling processes and energy distribution across the different dimensions of the system enable the emergence of coherence within the lattice plane and a superfluid beyond the *no-node theorem* is formed. The possible microscopic processes are restricted due to the lattice symmetries and several fundamental conservation laws. In a very similar way the formation of a superfluid in the fourth band is possible and indeed observed.

The excitation of the condensate to higher orbitals can be described very well by a Landau-Zener model. The relaxation of the atoms to the band minima and the occurring dynamical quantum phase transition is described heuristically by the Hubbard parameters of the lattice and resembles features of the Kibble-Zurek mechanism. Thereby the relevant microscopic processes have been identified successfully.

The realised superfluids in excited states are metastable and have a finite lifetime. Within this thesis two distinct decay channels from the literature were observed, which are based on intra band scattering. Phase fluctuations of the lattice laser beams lead to a third decay mechanism, which even occurs in the ground state and decreases coherence times significantly.

To realise the aforementioned scientific achievements and the preparation of superfluids in excited metastable states of the optical lattice several technical improvements and developments were necessary. These are described within this thesis in detail.

Most of them are in the context of the experiment's infrastructure improving phase synchronisation and frequency stability of rf sources. A four channel, phase locked DDS based rf source was developed and can be modulated in amplitude, frequency and phase arbitrarily. Due to the improvements the lifetime of the superfluid in the ground state band was increased by an order of magnitude. Especially in Floquet driven systems this increase is groundbreaking.

A new developed phase detector allows the measurement of phase noise in the THz-range independent of the signal's amplitude. Based on this phase detector an optical phase locked loop was build up to generate a rigid lattice fixed absolutely in space. The performance and specifications are described in detail. In future the stabilisation of the lattice position will increase lifetimes of the atoms in the lattice further.

Additionally, a high speed, high accuracy intensity regulation loop for optical lattices is demonstrated and the advantages of the developed electronics are discussed. Further a low noise, high bandwidth and temperature compensated magnetic field sensor which even withstands high magnetic fluxes was successfully developed and is described in detail.

Last but not least proposals are discussed to confirm specific properties of the realised unconventional superfluids in higher bands of the hexagonal lattice. Lastly the author suggests a proposal for the realisation of two dimensional spin orbit coupling in the hexagonal lattice by Floquet Engineering.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Bose-Einstein-Kondensate im optischen Gitter	15
2.1	Erzeugung des Bose-Einstein-Kondensats	16
2.2	Optische Gitter	17
2.2.1	Dipolkraft	18
2.2.2	Hexagonales Gitter	20
2.2.3	1D-Gitter	31
2.2.4	Bose-Hubbard-Modell	37
2.3	Detektions- und Präparationsmöglichkeiten	42
2.3.1	Absorptionsabbildungen	42
2.3.2	Spektroskopiemethoden	46
3	Radiofrequenz-Infrastruktur	59
3.1	Referenzuhren	60
3.2	Experimenteller Taktgeber SAD01	63
3.3	Digitale Frequenzquelle dAOM	71
3.3.1	Hardware- und Software-Architektur	71
3.3.2	Rauscheigenschaften	74
3.3.3	Ausgangs- und Verstärkerstufe	78
3.3.4	Kalibration der Software-Einstellungen	81
3.4	Radiofrequenzquellen	83
3.4.1	Technologien zur Frequenzerzeugung	84
3.4.2	Frequenz- und Phasenstabilität	86
3.4.3	Lebensdauer des Superfluids im optischen Gitter	93
3.5	Zusammenfassung	97

4	Optische Phasenstabilisierung	99
4.1	Phasendetektor SRF02	100
4.1.1	Schematische Schaltungsanordnung	101
4.1.2	Spannungsversorgung und Platinenlayout	105
4.1.3	Frequenzgangeigenschaften	107
4.1.4	Rauscheigenschaften und AM/ Φ M-Kopplung	110
4.2	Phasenregelung im THz-Bereich	115
4.2.1	Aufbau und mathematische Grundlagen der Phasenregelschleife	116
4.2.2	Statische Phasenstabilisierung	126
4.2.3	Dynamische Phasenstabilisierung	139
4.2.4	Weiterführende Überlegungen	149
4.3	Zusammenfassung	152
5	Intensitätsstabilisierung	155
5.1	Optischer Aufbau	156
5.2	Spannungsgesteuerter rf-Abschwächer SRF01	162
5.2.1	Schematischer Schaltungsaufbau	162
5.2.2	Charakterisierungsergebnisse	166
5.2.3	Mögliche Weiterentwicklungen	172
5.3	Photodiodenbuffer SAA01	173
5.3.1	Schematischer Schaltungsaufbau	173
5.3.2	Charakterisierungsergebnisse	178
5.3.3	Mögliche Weiterentwicklungen	184
5.4	Intensitätsregelschleife	187
5.5	Zusammenfassung	195
6	Magnetfeldsensor	197
6.1	Bedeutung von Magnetfeldern im Experiment	198
6.2	Magneto-resistive Sensoren	200
6.2.1	Sensitivität	201
6.2.2	Nullpunktverschiebung	203
6.2.3	Nullpunktswiederherstellung	206
6.3	Detaillierte Schaltungsentwicklung	206
6.3.1	Spannungsversorgung	208
6.3.2	Temperaturkompensation Sensitivität	209
6.3.3	Temperaturkompensation Nullpunkt	211
6.3.4	Nullpunktswiederherstellung	215
6.4	Set/Reset-Stabilität	217
6.5	Rauscheigenschaften	220

6.6	Temperaturabhängigkeit der Sensitivität	226
6.7	Temperaturabhängigkeit des Nullpunktes	229
6.8	Zusammenfassung	233
7	Populationstransfer in höhere Bänder	235
7.1	Einführung in die Präparationstechniken	237
7.1.1	Diabatische Potentialänderung durch Rotation der Quantisierungsachse	237
7.1.2	Manipulation interner Zustände mittels magnetischer Dipolübergänge	248
7.1.3	Amplitudenmodulation des optischen Gitters	252
7.1.4	Kopplung an externe Freiheitsgrade: Impulsändernde Übergänge	255
7.2	Populationstransfer als instantaner Quench	265
7.2.1	Theoretische Modellentwicklung	265
7.2.2	Theoretische Erwartungen	268
7.2.3	Experimentelle Resultate	278
7.3	Landau-Zener-Theorie der Anregung	289
7.3.1	Theoretische Modellentwicklung	289
7.3.2	Verifikation und Erweiterung des Landau-Zener-Modells	292
7.3.3	Theoretische Erwartung	302
7.4	Weitere Einflüsse auf den Transfer in höhere Bänder	308
7.4.1	Initialer Zustand und initiale Temperatur	309
7.4.2	Wechselwirkung und Dimensionalität des Gitters	310
7.5	Zusammenfassung	314
8	Bose-Einstein-Kondensation in höheren Bändern	317
8.1	Unkonventionelle Superfluide in höheren Bändern	319
8.1.1	Quadratisches Gitter	321
8.1.2	Hexagonales Gitter	322
8.1.3	Dynamik des Quantenphasenübergangs	323
8.1.4	Quantenphasen höherer Bänder	324
8.2	Wechselwirkungsgetriebene Rekondensation	326
8.2.1	Relaxation der Atome – Phänomenologie	327
8.2.2	Thermodynamik des Rekondensationsprozesses	330
8.2.3	Experimentelle Realisierungen von Superfluiden in höheren Bändern	340

8.3	Dynamik der Rekondensation zum kohärenten Superfluid	344
8.3.1	Unkonventionelles Superfluid im zweiten Band	345
8.3.2	Heuristisches Modell der Dynamik des Quantenphasenübergangs	348
8.3.3	Superfluid im vierten Band	353
8.4	Metastabilität des Superfluids	357
8.4.1	Kohärenzverlust durch thermisches Bad?	358
8.4.2	Stabilität der Bandbevölkerung	362
8.4.3	Endliche Lebensdauer des Superfluids	370
8.5	Quantenphasen und Zustandsanalyse	377
8.5.1	Bloch-Zustände und mögliche Zustände des Superfluids	378
8.5.2	Wechselwirkungsbedingte, kohärente Superposition	382
8.5.3	Experimentelle Untersuchungsmethoden	391
8.5.4	Potts-Nematisches Superfluid im hexagonalen Gitter (?)	397
8.6	Zusammenfassung	402
9	Ausblick	407
9.1	Technische Weiterentwicklungen	408
9.2	Unkonventionelle Superfluide	413
9.3	Spinorkondensate in höheren Bändern	416
9.4	2D-Spin-Bahn-Kopplung	419
A	Verteilungsfunktion für periodischen und zufälligen Jitter	425
B	DAOM-Softwareausschnitte	431
C	Schaltpläne	435
D	Atomare Dichteverteilungen	451
E	Ratenmodell der Rekondensation	459
F	Geräteverzeichnis	469
	Literaturverzeichnis	473

Akronymverzeichnis

1D	eindimensional
2D	zweidimensional
ac	alternating current
AD	Analog-Digital
ADC	analog to digital converter
ALC	automatic level control
AM	Amplitudenmodulation
AMR	anisotropic magneto resistive
AOM	akusto-optischer Modulator
APC	angled physical contact
AR	antireflex
ARM	advanced RISC machine
AWG	arbitrary waveform generator
AWP	Anfangswertproblem
AUX	auxiliary
BCD	binary coded decimal
BEC	Bose Einstein condensate
BM	band mapping
BNC	Bayonet Neill–Concelman
CCD	charged coupled device
CFB	current feedback
CMOS	complementary metal oxide semiconductor
CPU	central processing unit
cw	continous wave
D	Differentiator
DAC	digital to analog converter

dc	direct current
DDS	direct digital synthesis
DGL	Differentialgleichung
DIL	dual in-line
DIN	Deutsches Institut für Normung e. V.
DIP	dual in-line package
DMD	digital mirror device
EMV	Elektromagnetische Verträglichkeit
EN	Europäische Norm
EOM	elektro-optischer Modulator
ESR	equivalent series resistance
FM	Frequenzmodulation
FPGA	field programmable gate array
FWHM	full width half maximum
H	High (Logikzustand)
HF	Hochfrequenz
HO	Harmonischer Oszillator
HP	Hochpass
I	Integrator
I/Q	in phase / quadrature
KI	künstliche Intelligenz
KQ	kleinste Quadrate
LCAO	linear combination of atomic orbitals
LDO	low dropout regulator
LED	light emitting diode
LO	Lokaloszillator
LP	Tiefpass
MIMO	multiple in – multiple out
ML	maximum likelihood
MLCC	multilayer ceramic chip capacitor
MMIC	monolithic microwave integrated circuit
MOT	magneto optical trap
MOSFET	metal oxide semiconductor field effect transistor
NAND	not and
Nd:YAG	neodymium-doped yttrium aluminum garnet
NMR	nuclear magnetic resonance
OCXO	oven controlled crystalline oscillator
OD	open drain
ONB	Orthonormalbasis

ϕ M	Phasenmodulation
P	Proportional
PBI	parallel bus interface
PBS	polarizing beam splitter
PC	physical contact
PI	Proportional-Integrator
PID	Proportional-Integrator-Differentiator
PLC	power line cycle
PLL	phase locked loop
PM	Pulsmodulation
PRU	programmable real-time unit
PSRR	power supply ripple rejection
PTC	positive temperature coefficient
PWM	pulse width modulation
QCD	Quantenchromodynamik
QED	Quantenelektrodynamik
QSL	quantum spin liquid
RAP	rapid adiabatic passage
rf	Radiofrequenz
RISC	reduced instruction set computing
RMS	root mean squared
RRO	rail-to-rail output
SDR	software defined radio
SMA	SubMiniature version A
SMD	surface mounted device
SMPS	switching mode power supply
SNR	signal to noise ratio
SOC	spin orbit coupling
SPDT	single pole double throw
SPI	serial peripheral interface
StiRAP	Stimulated Raman adiabatic passage
SUSY	super symmetry
TA	Tapered Amplifier
TCP/IP	transmission control protocol / internet protocol
THD	total harmonic distortion
TIE	time interval error
Ti:Sa	Titan:Saphir
TOF	time of flight
TTL	transistor-transistor-logic

VCO	voltage controlled oscillator
VFB	voltage feedback
VISA	virtual instrument software architecture
XOR	exclusive or
ZF	Zwischenfrequenz

Abbildungsverzeichnis

Abb. 2.1	Aufbau des versatilen, hexagonalen Gitters	21
Abb. 2.2	Bandstruktur des hexagonalen Gitters für verschiedene Spinkomponenten	30
Abb. 2.3	Bandstrukturen der verschiedenen, eindimensionalen Gitter am Experiment	33
Abb. 2.4	Zustandsdichte des 1D-Gitters	37
Abb. 2.5	Gitterkalibration des hexagonalen Gitters mittels AM-Spektroskopie	50
Abb. 2.6	Einfluss der Modulationstiefe auf die Spektroskopiesignale und Anregung in höhere Bänder mittels AM-Spektroskopie	54
Abb. 3.1	Übersicht der Referenzuhren des Experiments	61
Abb. 3.2	Vereinfachtes, schematisches Schaltbild des selbstenwickelten SAD01	64
Abb. 3.3	Charakterisierung des selbstentwickelten SAD01	68
Abb. 3.4	Architektur der entwickelten rf-Quelle dAOM	72
Abb. 3.5	Phasenrauschen der entwickelten rf-Quelle dAOM	75
Abb. 3.6	Frequenzgang und harmonische Verzerrung der Ausgangsstufe des digitalen AOM-Treibers dAOM	80
Abb. 3.7	Vergleich der verschiedenen rf-Quellen	90
Abb. 3.8	Lebensdauer im optischen Gitter	95
Abb. 4.1	Schematische Darstellung der Schaltungsanordnung des selbstentwickelten Phasendetektors SRF02	102
Abb. 4.2	Vom Autor angefertigter Prototyp des SRF02	107
Abb. 4.3	Bode-Diagramm des Phasendetektors SRF02	109
Abb. 4.4	Rauscheigenschaften des Phasenausgangs vom SRF02	111

Abb. 4.5	Phasenrauschen des Photodiodenüberwachungsausgangs und AM/ Φ M-Kopplung des SRF02	113
Abb. 4.6	Schematische Übersicht über die Komponenten der optischen Phasenregelschleife	117
Abb. 4.7	Schematische Übersicht über die mathematischen Signalverarbeitungspfade der optischen Phasenregelschleife	120
Abb. 4.8	Heterodyne-Spektren der optischen Phasenregelschleife und Phasenrauschleistungsdichten	129
Abb. 4.9	Phasenrauschunterdrückung durch die optische Phasenregelschleife	133
Abb. 4.10	Phasenstabilität eines Raman-Aufbaus	136
Abb. 4.11	Zur Messung der Phase mit I/Q-Demodulationstechniken und dem Phasendetektor SRF02	141
Abb. 4.12	Phasenschwankungen des optischen Gitters <i>ohne</i> optische Phasenregelschleife	143
Abb. 4.13	Phasenstabilität des optischen Gitters bei <i>eingeschalteter</i> Phasenregelschleife	146
Abb. 4.14	Optische Phasenregelschleife mit dem dedizierten Phasendetektor SRF02 und einem einfachen Diodenringmischer	148
Abb. 5.1	Schematische Übersicht über die Intensitätsstabilisierung des optischen Gitters	158
Abb. 5.2	Einfluss der Wellenlänge des Gitterlasers auf die Bandstruktur des hexagonalen Gitters	160
Abb. 5.3	Schematisches, vereinfachtes Funktionsschaltbild des selbstentwickelten, spannungsgesteuerten rf-Abschwächers SRF01	163
Abb. 5.4	Darstellung eines angefertigten SRF01	166
Abb. 5.5	Typische Spezifikationen des spannungsgesteuerten rf-Abschwächers SRF01	171
Abb. 5.6	Schematische, vereinfachte Schaltungsanordnung des selbstentwickelten Photodiodenbuffers SAA01	176
Abb. 5.7	Darstellung des endmontierten SAA01	179
Abb. 5.8	Bode-Diagramm und Sprungantwort des Regelkreises zur Intensitätsstabilisierung	189
Abb. 5.9	Intensitätsrauschen des optischen Gitters	194

Abb. 6.1	Schematische Darstellung der unterschiedlichen Schaltgruppen des Magnetfeldsensors	204
Abb. 6.2	Detaillierte Darstellung der einzelnen Schaltungsanordnungen aus Abb. 6.1	212
Abb. 6.3	Selbstgefertigter Magnetfeldsensor und Set/Reset-Stabilität	219
Abb. 6.4	Rauscheigenschaften des Magnetfeldsensors	221
Abb. 6.5	Temperaturabhängigkeit der Verstärkung des Magnetfeldsensors	227
Abb. 6.6	Zur Kalibration der Temperaturabhängigkeit des Magnetfeldsensornullpunktes	231
Abb. 6.7	Temperaturabhängigkeit des Magnetfeldsensornullpunktes	233
Abb. 7.1	Schematische Darstellung des Populationstransfers in höhere Bloch-Bänder durch diabatische Potentialänderung mittels Rotation der Quantisierungsachse	239
Abb. 7.2	Beschreibung der diabatischen Potentialänderung zur Anregung höherer Zustände im Bändermodell	242
Abb. 7.3	Spulenströme und Magnetfelder während der raschen Drehung der Quantisierungsachse	245
Abb. 7.4	Präparation höherer Bänder durch die Manipulation interner Zustände	250
Abb. 7.5	Anregung in höhere Bänder des hexagonalen Gitters durch AM-Spektroskopie	254
Abb. 7.6	Bloch-Oszillationen im hexagonalen Gitter	258
Abb. 7.7	Anregung in das zweite Band des hexagonalen Gitters mittels Bloch-Oszillationen	260
Abb. 7.8	„Gepulster Atomlaser“ mittels Bloch-Oszillationen und Drehimpulskopplung mittels zirkularen Gittertranslationen	263
Abb. 7.9	Theoretische Erwartung des Populationstransfers im Einteilchenbild für $ F = 1, m_F = -1\rangle$	271
Abb. 7.10	Theoretische Erwartung des Populationstransfers im Einteilchenbild für $ F = 2, m_F = -2\rangle$	274
Abb. 7.11	Theoretische Erwartung des Populationstransfers im Einteilchenbild für $ F = 1, m_F = -1\rangle$ unter Berücksichtigung der Winkelfehlstellungen	277

Abb. 7.12	Theoretische Erwartung des Populationstransfers im Einteilchenbild für $ F = 2, m_F = -2\rangle$ unter Berücksichtigung der Winkelfehlstellungen	279
Abb. 7.13	Experimentell ermittelter Populationstransfer für $ F = 1, m_F = -1\rangle$	284
Abb. 7.14	Experimentell ermittelter Populationstransfer für $ F = 2, m_F = -2\rangle$	286
Abb. 7.15	Populationstransfer in Abhängigkeit der Quenchzeit für Atome im Zustand $ F = 1, m_F = -1\rangle$	294
Abb. 7.16	Populationstransfer in Abhängigkeit der Quenchzeit für Atome im Zustand $ F = 2, m_F = -2\rangle$	300
Abb. 7.17	Theoretische Erwartung des Populationstransfers im Landau-Zener-Modell für den Zustand $ F = 1, m_F = -1\rangle$	306
Abb. 7.18	Theoretische Erwartung des Populationstransfers im Landau-Zener-Modell bei Berücksichtigung der Winkelverkippen der Gitterstrahlen für den Zustand $ F = 1, m_F = -1\rangle$	307
Abb. 7.19	Einfluss des zusätzlichen, spinunabhängigen 1D-Gitters auf den Populationstransfer im hexagonalen Gitter	313
Abb. 8.1	Stoßbedingte Relaxation durch Impulsumverteilung im zweiten Band	327
Abb. 8.2	Anregungs- und Überschussenergie bei Rotation der Quantisierungsachse in Abhängigkeit von Drehwinkel und Gittertiefe bei Anregung in das zweite Band	332
Abb. 8.3	Energiedissipation in der vertikalen Achse durch Heizen der 1D-Quasikondensate	336
Abb. 8.4	Dynamik der Energiedissipation bei der Bandrelaxation	339
Abb. 8.5	Erfolgreiche Kondensation in höheren Bändern des hexagonalen Gitters	343
Abb. 8.6	Kondensationsdynamik im zweiten Band im Zustand $ F = 1, m_F = -1\rangle$	348
Abb. 8.7	Kondensationsdynamik im vierten Band im Zustand $ F = 2, m_F = -2\rangle$	354
Abb. 8.8	Rekondensationsrate und Lebensdauern des Superfluids in höheren Bändern	356
Abb. 8.9	Bandspektroskopie des thermischen Bades	361
Abb. 8.10	Mögliche Bandzerfallskanäle und Bandresonanzen	364

Abb. 8.11	Stabilität der Bandbevölkerung nach der Anregung in das zweite Band	366
Abb. 8.12	Heizraten durch die Phasenschwankungen des optischen Gitters	375
Abb. 8.13	Bloch-Zustände im zweiten Band am K- und K'-Punkt	379
Abb. 8.14	Interessante Bloch-Zustände im zweiten Band am K- und K'-Punkt	381
Abb. 8.15	Energetisch günstigster Superpositionszustand der Bloch-Zustände am K- und K'-Punkt	390
Abb. 8.16	Materiewelleninterferenz zur Ermittlung der relativen Phase in der kohärenten Superposition der Bloch-Funktionen im zweiten Band	393
Abb. 8.17	Spektroskopie zur Bestimmung der relativen Phase der Bloch-Funktionen im kohärenten Superpositionszustand ...	396
Abb. 9.1	Korrelationen in einem Spinorkondensat im zweiten Band	417
Abb. 9.2	Skizze zur Realisierung von 2D-SOC im optischen Gitter	421
Abb. A.1	Verteilungsfunktion des periodischen Jitters	428
Abb. C.1	Schaltplan des entwickelten Taktgebers SAD01	436
Abb. C.2	Schaltplan der vormaligen Ausgangsstufe der rf-Quelle dAOM	437
Abb. C.3	Schaltplan der vom Autor neuentwickelten Ausgangsstufe der rf-Quelle dAOM	437
Abb. C.4	Schaltplan der rauscharmen Spannungsversorgung des Phasendetektors SRF02	438
Abb. C.5	Schaltplan der rf-Signalverarbeitung des SRF02	439
Abb. C.6	Schaltplan der Ausgangsstufe des SRF02	440
Abb. C.7	Schaltplan der Spannungsversorgung des SRF01	441
Abb. C.8	Schaltplan der rf-Signalverarbeitung des SRF01	442
Abb. C.9	Schaltplan der Spannungsversorgung des SAA01	443
Abb. C.10	Schaltplan der Logiksignale des SAA01	444
Abb. C.11	Schaltplan der Referenz- und Modulationsspannungsverarbeitung im SAA01	445
Abb. C.12	Schaltplan zur Konditionierung der Photodiodenspannung im SAA01	446
Abb. C.13	Schaltplan der Spannungsversorgung des Magnetfeldsensors	447

Abb. C.14	Schaltplan der Erzeugung des Set/Reset-Strompulses auf der Steuerungsplatine des Magnetfeldsensors	447
Abb. C.15	Schaltplan der Signalausgabe auf der Steuerungsplatine des Magnetfeldsensors	448
Abb. C.16	Schaltplan der Sensorplatine des Magnetfeldsensors	449
Abb. E.1	Ratenmodell der Rekondensation im zweiten Band	462
Abb. E.2	Ratenmodell der Rekondensation im vierten Band	464

Tabellenverzeichnis

Tab. 5.1	Spezifikationen des spannungsgesteuerten rf-Abschwächers SRF02	168
Tab. 5.2	Spezifikationen des Photodiodenbuffers SAA01	181
Tab. 6.1	Pinbelegung des Verbindungskabels des Magnetfeldsensors	208
Tab. 6.2	Zur Berechnung der Rauschleistungsdichte des Magnetfeldsensors	222
Tab. 8.1	KQ-Schätzer der Rekondensationsraten und der Lebensdauer des Superfluids im zweiten Band	351
Tab. 8.2	KQ-Schätzer der Rekondensationsraten und der Lebensdauer des Superfluids im vierten Band	354
Tab. 8.3	KQ-Schätzer der Lebensdauer der Bandbesetzung im zweiten Band	367
Tab. E.1	KQ-Schätzer der Kondensationsraten	466



Einleitung

1

„Dass ich erkenne was die Welt Im Innersten
zusammenhält, [...]“

– Faust in J. W. Goethes FAUST DER TRAGÖDIE ERSTER
TEIL, [1]

Mit der Entwicklung der Modernen Physik, insbesondere der verschiedenen Formulierungen der Quantenmechanik in den 20er Jahren des 20. Jahrhunderts [2–8], ist eine sehr mächtige Theorie entwickelt worden, mit welcher eine Vielzahl von Beobachtungen erklärt werden kann. Diese reichen von der Beschreibung der verschiedenen Eigenschaften der Atome und Moleküle über die verschiedenen Formen des Lichts bis in das Standardmodell hinein. Die grundlegenden Konzepte der „klassischen“ Quantenmechanik finden sich auch noch in den „Weiterentwicklungen“ – den sogenannten Quantenfeldtheorien – wie der Quantenelektrodynamik (QED) [9–18], in der Vereinheitlichung zur elektroschwachen Wechselwirkung [19–22] und der Quantenchromodynamik (QCD) [23–29].

Bis heute sind die genannten Theorien äußerst erfolgreich und können alle grundlegenden *Laborexperimente* unter Hinzunahme einiger weiterer Mechanismen wie dem von F. Englert und R. Brout [30] sowie P. W. Higgs [31] erfolgreich beschreiben und bündeln unser heutiges Verständnis der Natur im *Standardmodell* [32–35]. Das gegenwärtige Forschungsfeld der Hochenergiephysik widmet sich vornehmlich der Fragestellung, wie die Gravitation noch als letzte fehlende, fundamentale Wechselwirkung in das Standardmodell integriert werden kann und wie die bestehende Diskrepanz zwischen Vorhersage des Standardmodells und der Relativitätstheorie zu den Beobachtungen im Kosmos erklärt werden kann [32–37]. Immer komplexer werdene Experimente der Hochenergiephysik ergeben bis heute im Wesentlichen jedoch keine bahnbrechenden Erkenntnisse, während die Weiterentwicklung ver-

schiedenster Theorien wie SUSY [38] die Ansprüche an die Experimente immer weiter steigen lässt und zumeist immer höhere Schwerpunktsenergien erfordern.

So ist die Beschreibung einzelner Atome, welche sich nach der QCD aus den Elementarteilchen zusammensetzen, durch die Quantenmechanik vollständig möglich. Inzwischen ist auch bekannt, dass Vakuumfluktuationen in der QED eine wichtige Rolle spielen und unter Berücksichtigung dieser auch die geringsten Einzelheiten der Wasserstoffspektroskopie wie die Lamb-Verschiebung [39] verstanden werden können [40]. Die Bindung der Atome zu Molekülen kann ebenfalls durch die Quantenmechanik verstanden werden [41], zum Teil sogar die Funktionalität wichtiger Biomoleküle und der zugehörigen Metabolismen [42, 43].

Als nächst größere, gebundene Systeme nach den Molekülen ergeben sich ausgedehnte Festkörper. Obwohl diese ein makroskopisches Objekt bilden, wird die Quantenmechanik zur Beschreibung ihrer Eigenschaften zwingend benötigt [44–46], da die Temperatur der Elektronen im Festkörper deutlich unterhalb der Fermi-Temperatur liegt. Beispielhaft sei dazu das Phänomen der Supraleitung genannt, welche experimentell bereits vor der Formulierung der Quantenmechanik bekannt war [47–49]. Allerdings konnte die (konventionelle) Supraleitung erst sehr viel später durch die quantenmechanische BCS-Theorie erklärt werden [50–55].

Nun haben sich im Laufe der Zeit zwei Forschungsansätze herausgebildet.

Zum einen wird versucht, die bestehende Theorie zu erweitern und nach Möglichkeit eine einzelne *grand unified theory* zu entwickeln, welche auf Eichbosonen als Austauscheteilchen und Symmetrien zurückgreifen, welche wiederum die Wechselwirkung der (fermionischen) Elementarteilchen beschreiben. Damit sind selbstverständlich auch experimentelle Bemühungen eingeschlossen, welche die Vorhersagen der Theorie überprüfen und versuchen, Abweichungen zu entdecken. Kurzgefasst handelt es sich hier um die Weiterentwicklung der *fundamentalen* Theorie.

Zum anderen wird angenommen, dass die Quantenmechanik die Wirklichkeit hinreichend gut beschreibt und es werden immer komplexere Systeme betrachtet und versucht, die Bewegungsgleichungen der Quantenmechanik für Systeme mit vielen Konstituenten immer genauer zu lösen. Hierbei handelt es sich also um das Anwenden der als fundamental angenommenen Theorie auf verschiedene Situationen, um die darin enthaltenen Phänomene zu entdecken.

In beiden beschriebenen Fällen ergeben sich zahlreiche Schwierigkeiten. Man bemerke dazu, dass viele der heutigen Forschungsschwerpunkte (hochkorrelierte) Vielteilchensysteme zum Gegenstand haben. Nun wächst allerdings der zu betrachtende Hilbert-Raum zur Lösung der Bewegungsgleichungen exponentiell mit der Anzahl an betrachteten Konstituenten. Dies stellt klassische Computer vor verschiedene Herausforderungen, sodass R. Feynman bereits früh vorschlug, derartige Pro-

bleme mittels Quantencomputern zu lösen [56, 57]. Inzwischen unterscheidet man die *digitalen* Quantencomputer, welche auf logischen Gattern basieren wie etwa dem Sycamore von Google [58] oder auch in ähnlicher Weise einzelne Ionen als Qubits nutzen [59–66], und *analoge* Quantencomputer, welche häufig auch als Quantensimulatoren bezeichnet werden [67, 68].

Die grundlegende Idee der Quantensimulation ist es, das eigentlich zu betrachtende System *experimentell* nachzustellen und mit der Durchführung des Experimentes die Bewegungsgleichungen lösen zu lassen und schließlich das Ergebnis der Zeitentwicklung auszulesen. Aber auch hier ergeben sich Schwierigkeiten.

Selbst wenn es gelingt, den Quantencomputer und den initialen Zustand fehlerfrei umzusetzen, so verbieten die Axiome der Quantenmechanik das Auslesen des finalen Zustandes, da der Zustand selbst keine Observable ist [69]! In der Praxis ist diese fundamentale Einschränkung gegenüber den gebotenen Vorteilen allerdings von untergeordneter Bedeutung.

Die größte Bedeutung erfährt die Quantensimulation im Bereich der Simulation von Phänomenen der Festkörperphysik mittels ultrakalter – sowohl fermionischer als auch bosonischer – Gase in optischen Gittern [70–77]. In diesem Umfeld ist auch mit der Realisierung des Superfluid-Mott-Isolator-Übergangs mit Bosonen im optischen Gitter [78] das erste prominente Beispiel für eine Quantensimulation erfolgt. Im weiteren Verlauf nahm die Bedeutung der ultrakalten Gase in optischen Gittern mit der ersten Realisierung eines entarteten Fermi-Gases [79] stetig weiter zu [80–87].

Inzwischen werden ultrakalte Gase aber nicht nur zur Simulation von Niederenergiephysik sondern auch für Tests des Standardmodells [88], der Hochenergiephysik [89] und der Relativitätstheorie sowie Kosmologie diskutiert [90] und zum Teil bereits genutzt [91–93]. Damit kann dieses Forschungsfeld sowohl zur Entdeckung neuer, in der Quantenmechanik bereits enthaltener Phänomene als auch möglicherweise zur Erweiterung der fundamentalen Naturgesetze beitragen und verbindet damit in hervorragender Weise die beiden vorgenannten Forschungsansätze.

Die Vorteile einer Quantensimulation von elektronischen, d. h. festkörperähnlichen Systemen mit ultrakalten Gasen in optischen Gittern sind durch eine einfache Betrachtung der Skalen einsehbar.

Durch die geringen Abstände der Atome im Kristallgitter ist die räumliche Struktur nur durch hochenergetische Strahlung mit entsprechend geringer Wellenlänge im Ångstrom-Bereich auflösbar [44, 45]. Zudem findet die Dynamik der Kristallelektronen vornehmlich im THz-Bereich statt [44, 45]. Auch für modernste Strahlungsquellen stellt die Beobachtung von räumlich wie zeitlich hochaufgelöster Dynamik