

Untersuchungen am 435nm - Quadrupol - Übergang eines Ytterbium - Ions

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

Dipl.-Phys. Dietmar Engelke

geb. am 23.Nov. 1966 in Leer / Ostfriesland

Hannover, 1998

Referent: Prof. Dr. Manfred Kock

Korreferent: Prof. Dr. Wolfgang Ertmer

Tag der Promotion: 19. Januar 1998

Datum der Veröffentlichung: 26. Januar 1998

Kurzzusammenfassung

Gespeicherte und gekühlte Ionen bieten die Möglichkeit, an einem isolierten, ruhenden atomaren System Spektroskopie zu betreiben. Das Ytterbium - Ion besitzt hierfür einige interessante Übergänge. In der vorliegenden Arbeit wurde der wenige Hz breite Quadrupolübergang bei 435,5nm betrachtet.

Es wurde eine Ionenfalle aufgebaut, in der einzelne Ytterbium-Ionen unter Hochvakuumbedingungen gespeichert werden können. Dem Quadrupolfeld der Falle überlagerte Störfelder können durch Anlegen entsprechender Kompensationsspannungen an die Kappenelektroden sowie an den Ytterbiumofen und die Elektronenquelle ausgeglichen werden. Es wurde eine Methode zur systematischen Kompensation dieser Störfelder entwickelt. Die Speicherzeit für einzelne Ionen betrug bis zu mehreren Monaten.

In dieser Falle wurden einzelne Ytterbium - Ionen der Isotope 172 und 171 erstmals unter ausschließlicher Verwendung von Halbleiter-Lasersystemen gekühlt. Als Kühlübergang wurde der Resonanzübergang bei 369nm verwendet. Das während des Kühlens bevölkerte metastabile $^2D_{3/2}$ - Niveau wurde auf einem Übergang bei 935nm entvölkert.

Die im zeitaufgelösten Fluoreszenzsignal eines einzelnen ^{171}Yb - Ions erwarteten Dunkelphasen durch Übergänge in das durch den 935nm - Laser nur unvollständig entvölkerte $^2D_{3/2}$ (F=2) - Niveau konnten im Experiment nachgewiesen werden. Häufigkeit und Länge wurden in Abhängigkeit von der Anregung durch die zum Kühlen verwendeten Laser theoretisch mittels des Dichtematrix-Formalismus sowie experimentell untersucht.

Es wurde auch gezeigt, daß der Nachweis dieser Dunkelphasen zur Spektroskopie auf dem 435,5nm - Quadrupolübergang zwischen dem Grundzustand und dem metastabilen $^2D_{3/2}$ (F=2) - Niveau (nat. Lebensdauer: 52ms) genutzt werden kann. Die Anregung des Quadrupolübergangs vom F=0 als auch vom F=1 - Hyperfeinniveau des Grundzustands aus konnte erstmals durch das Auftreten zusätzlicher Dunkelphasen in der Resonanzfluoreszenz nachgewiesen werden. Schließlich wurde auch die Anregung der $^2S_{1/2}$ (F=1) - $^2D_{3/2}$ (F=1) - Komponente des Quadrupolübergangs nachgewiesen, indem diese bei Abblocken der 935nm - Laseranregung zur Entvölkerung des metastabilen Niveaus genutzt wurde. Durch Differenzbildung aus den gemessenen Übergangsfrequenzen wurden die Hyperfeinstrukturaufspaltungen des Grundzustandes und des $^2D_{3/2}$ - Niveaus bestimmt. Sie stimmen mit den in der Literatur angegebenen im Rahmen der Meßgenauigkeit überein.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	3
1: Speicherung, Kühlung und Spektroskopie von Ionen	
1.1 Speicherung	5
1.2 Kühlung	6
1.3 Gespeicherte, lasergekühlte Yb - Ionen als Frequenznormal	8
1.3.1 Frequenznormal bei 12,6GHz	9
1.3.2 Frequenznormal bei 467nm	10
1.3.3 Frequenznormal bei 411nm	10
1.3.4 Frequenznormal bei 435nm	10
2: Speicherung und Kühlung von Ionen	
2.1 Speicherung geladener Teilchen: Die Paul-Falle	11
2.1.1 Das Fallenfeld	11
2.1.2 Das Pseudopotential	13
2.1.3 Einfluß eines statischen elektrischen Störfeldes	15
2.2 Laserkühlung gespeicherter Ionen	16
2.2.1 Kühlung freier und schwach gebundener Teilchen	16
2.2.2 Kühlung stark gebundener Teilchen	19
2.2.3 Erreichen des Lamb-Dicke-Regimes	19
3: Spektroskopie an gespeicherten Ytterbium-Ionen	
3.1 Der Dichtematrix - Formalismus	21
3.1.1 Definition	21
3.1.2 Eigenschaften	22
3.2 Laserkühlung von ^{172}Yb - Ionen	24

3.3 Das Isotop $^{171}\text{Yb}^+$	27
3.3.1 Hyperfeinpumpen in das Grundzustandsniveau $^2\text{S}_{1/2}$ (F=0)	27
3.3.2 Übergänge in das metastabile $^2\text{D}_{3/2}$ (F=2) - Niveau	30
3.2.3 Spektroskopie auf dem $^2\text{D}_{3/2}$ (F=2) - $^2\text{S}_{1/2}$ (F=1) - Übergang	34
4: Experimenteller Aufbau und Methoden	
4.1. Experimenteller Aufbau	39
4.1.1 Optischer Aufbau	39
4.1.2 Ionenfalle, Ytterbiumofen und Elektronenquelle	40
4.1.3 Lasersysteme	42
4.2. Experimentelle Methoden	43
4.2.1 Laden von Ionen in die Paul-Falle	43
4.2.2 Justieren des optischen Aufbaus	44
4.2.3 Kompensation von Gleichspannungsanteilen im Fallenfeld	45
5: Experimente	
5.1 Speicherung und Kühlung einzelner Ionen	47
5.2 Spontane Dunkelzeiten in der Resonanzfluoreszenz	49
5.3 Spektroskopieexperimente am $^2\text{S}_{1/2}$ - $^2\text{D}_{3/2}$ - Quadrupolübergang	52
5.3.1 Zur Wellenlänge des $^2\text{S}_{1/2}$ - $^2\text{D}_{3/2}$ - Quadrupolübergangs	52
5.3.2 Doppelresonanzsignale bei Anregung von $^2\text{S}_{1/2}$ (F=1) - $^2\text{D}_{3/2}$ (F=2)	54
5.3.3 Doppelresonanzanregung von $^2\text{S}_{1/2}$ (F=0) - $^2\text{D}_{3/2}$ (F=2)	56
5.3.4 Stimulierte Emission auf der Komponente $^2\text{S}_{1/2}$ (F=1) - $^2\text{D}_{3/2}$ (F=1)	57
Zusammenfassung und Ausblick	59
Literaturverzeichnis	62

Einleitung

In den vergangenen zwei Jahrzehnten wurden in der optischen Spektroskopie an Ionen große Fortschritte gemacht. Die Voraussetzungen dafür waren auf der technischen Seite die Verfügbarkeit durchstimmbarer Laser, sowie auf der experimentellen Seite einige grundlegende Techniken, die in der ersten Hälfte der siebziger Jahre von H. Dehmelt vorgeschlagen wurden.^{1, 2, 3}

Er ging von der Idee aus, daß man durch optische Spektroskopie an einem einzelnen, in einer Paul-Falle gespeicherten Thallium-Ion ein besonders genaues Frequenznormal im optischen Spektralbereich realisieren könne.

Gegenüber der Spektroskopie an einem Ensemble freier Ionen ergibt sich der Vorteil praktisch beliebig langer Beobachtungszeiten. Zudem kommt ein einzelnes Ion in einer evakuierten Falle dem Ideal eines ungestörten atomaren Systems sehr nahe, da Stöße mit anderen Ionen oder Hintergrundgas vermieden werden.

Dehmelt schlug für die Spektroskopie den Übergang im Thallium - Ion bei 202,2nm zwischen dem Grundzustand, $6\ ^1S_0$, und dem Zustand $6\ ^3P_0$ vor. Dieser Zustand hat eine natürliche Lebensdauer von etwa 50ms. Aufgrund der daraus resultierenden geringen Oszillatorstärke des $^1S_0 - ^3P_0$ - Übergangs wäre ein direkter Nachweis der Anregung zum 3P_0 - Zustand durch Absorptions- oder Fluoreszenzmessungen außerordentlich schwierig. Um dennoch ein hinreichend großes Signal zu erhalten, wird zunächst der Aufenthalt des Ions im Grundzustand durch Anregung eines Resonanzübergangs mit einer Linienbreite von einigen MHz nachgewiesen. Wird nun durch Absorption eines einzelnen Photons auf dem Spektroskopieübergang das Ion in den metastabilen Zustand angeregt, kann dies durch das Ausbleiben der Fluoreszenz auf diesem Resonanzübergang nachgewiesen werden.²

Gleichzeitig kann die Anregung auf dem Resonanzübergang zum Kühlen des Ions genutzt werden, wenn der anregende Laser etwas gegenüber der Frequenz des Übergangs zu niedrigeren Frequenzen hin verstimmt wird.^{3, 4} Frequenzverschiebungen des Spektroskopieübergangs durch den Dopplereffekt werden vermieden, wenn das Ion an einem Ort in der Größenordnung der Wellenlänge des anregenden Lichts lokalisiert ist.⁵ Zudem kann das Ion auf diese Weise im feldfreien Raum in der Fallmitte gespeichert werden, so daß Frequenzverschiebungen durch das Fallfeld (Zeeman- und Stark-Effekt) nicht auftreten.

In der vorliegenden Arbeit werden diese Techniken verwendet, um Spektroskopie auf einem dipolverbotenen atomaren Übergang in $^{171}\text{Yb}^+$ zu betreiben. Ein einzelnes Ytterbium-Ion ist ein interessanter Kandidat für zukünftige Frequenznormale. Es besitzt einen starken Resonanzübergang bei 369nm, der mittels eines Halbleiterlasers zum Kühlen verwendet werden kann. Zudem bietet das Ytterbium

verschiedene schmale Übergänge im blauen Bereich des Spektrums, die sich als mögliche Uhrenübergänge anbieten.

Ich gebe zunächst einen Überblick über die Entwicklung der Speicherung und Kühlung von Ionen sowie über die Möglichkeiten zur Spektroskopie an gespeicherten Ytterbium - Ionen. In Kapitel 2 folgt eine Behandlung der theoretischen Grundlagen der Speicherung und Kühlung von Ionen. In Kapitel 3 finden sich Dichtematrix - Rechnungen, angewendet auf das untersuchte Ytterbium. Nach dem in Kapitel 4 dargestellten experimentellen Aufbau und den verwendeten experimentellen Methoden werden in Kapitel 5 die durchgeführten Experimente vorgestellt. Den Abschluß dieser Arbeit bildet eine Zusammenfassung der Ergebnisse mit einem Ausblick auf die zukünftig nötigen Arbeiten, um an Ytterbium hochauflösende Spektroskopie betreiben zu können.

Kapitel 1: Speicherung, Kühlung und Spektroskopie von Ionen

Soll an einem atomaren Ensemble hochauflösende optische oder Mikrowellenspektroskopie betrieben werden, so stellt dies an die Präparation des beobachteten Ensembles besondere Anforderungen. Zunächst wünscht man sich, daß das untersuchte Ensemble sich in einer störungsfreien Umgebung befinden. Dies beinhaltet die Vermeidung von Druckeffekten ebenso wie die Abwesenheit von magnetischen oder elektrischen Feldern, um Frequenzverschiebungen durch Stark- oder Zeemaneffekt zu vermeiden. Zudem möchte man, daß die Atome für eine möglichst lange Zeit innerhalb des Beobachtungsvolumens bleiben, um eine Linienverbreiterung zu vermeiden. Ein weiteres Problem sind die Linienverbreiterung und -verschiebung durch den Dopplereffekt erster bzw. zweiter Ordnung. Man wird deshalb versuchen, das Ensemble zu kühlen, wodurch man gleichzeitig bei gleicher Teilchendichte die Stoßrate der Teilchen untereinander verringert.

Um eine große Beobachtungszeit zu erreichen, bietet sich die Technik der Speicherung von Ionen in Fallen an. Man unterscheidet dabei zwei Fallentypen. Zum einen besteht die Möglichkeit, die Speicherung durch Überlagerung eines statischen elektrischen Feldes mit einem Magnetfeld zu erreichen.⁶ Diese von F. M. Penning 1936 entwickelten Fallen haben jedoch den Nachteil, daß die Ionen stets mit dem überlagerten Magnetfeld wechselwirken. Günstiger ist deshalb häufig die Verwendung von Fallen, welche die Ionen mittels eines elektrischen Hochfrequenz-Quarupolfeldes speichern. Sie werden nach ihrem Erfinder, W. Paul, der dafür gemeinsam mit H. Dehmelt und N. Ramsey 1989 den Nobelpreis für Physik erhielt, auch Paul-Fallen genannt.⁷ Eine Behandlung der Theorie dieser Fallen findet sich in Kapitel 2. Ionen können in diesen Fallen unter Hochvakuumbedingungen praktisch beliebig lange gespeichert werden. Im Fall einzelner Ionen wurden bei den im Rahmen dieser Arbeit ausgeführten Experimenten Speicherzeiten bis zu mehreren Monaten erreicht. Wird ein einzelnes Ion gespeichert und durch Einsatz von Lasern gekühlt, ist auch die Speicherung im feldfreien Raum im Fallenzentrum möglich.⁸ Gleichzeitig kann durch die Kühlung der Dopplereffekt unterdrückt werden.⁵

1.1 Speicherung

Auf die Möglichkeit, in einem elektrischen Wechselfeld geladene Teilchen zu speichern wurde erstmals 1955 von H. Straubel hingewiesen.⁹ Er demonstrierte die Speicherung elektrisch geladener Öltröpfchen im 50Hz-Wechselfeld eines einfachen Drahttrings. Die noch heute gebräuchlichste Form der Hochfrequenzfalle ist die oben bereits erwähnte, 1958 von W. Paul vorgeschlagene Falle.⁷ Diese besitzt zusätzlich zu einer ringförmigen Elektrode noch zwei sich auf der Ringachse gegenüber liegende Kappenelektroden, an welche die zum Ring entgegengesetzte Wechselspannung angelegt wird. Der Vorteil dieser Konfiguration liegt darin, daß

eine gegenüber der reinen Ringfalle geringere Wechselspannung zur Speicherung benötigt wird. Haben die Elektroden die Form von Rotationshyperboloiden, wird auf diese Weise ein Quadrupolfeld erzeugt, das die Speicherung in einem harmonischen Potential bewirkt (siehe Kapitel 2).

Sollen einzelne Ionen oder kleine Wolken geladener Teilchen in einem eng begrenzten Gebiet in der Fallmitte gespeichert werden, so können Abweichungen des Fallfeldes von einer idealen Quadrupolform außerhalb dieses Bereiches hingenommen werden. Es sind somit auch exotische Fallentypen möglich. So kann man die von H. Straubel beschriebene Falle als Paul-Falle ohne, bzw. mit unendlich weit entfernten, Endkappen ansehen. Umgekehrt ist auch eine Speicherung im Wechselfeld zweier Endkappen ohne Ringelektrode möglich¹⁰. Vorteile solcher Fallen liegen neben der einfacheren Fertigung insbesondere darin, daß ihr Fallzentrum durch Laserstrahlen einfacher erreicht wird und Fluoreszenzlicht aus dem Fallzentrum in einem größeren Raumwinkel aufgefangen werden kann. Einen Kompromiß schlug Beatty 1986 vor.¹¹ Er konnte zeigen, daß in der Nähe des Fallzentrums nur geringe Abweichungen von einem idealen Quadrupolfeld auftreten, wenn statt hyperbelförmiger Elektroden solche mit einem geeignet dimensionierten, konischen Querschnitt verwendet werden. Eine solche Falle wurde auch bei den Experimenten dieser Arbeit verwendet (siehe Kapitel 4).

Eine weitere häufig verwendete Modifikation besteht darin, die Rotationssymmetrie aufzuheben und statt dessen vier lange, zueinander parallele an den Ecken eines Quadrats angeordnete Elektroden zu verwenden, an die wiederum eine Wechselspannung angelegt wird. Die Speicherung in der Achsrichtung erfolgt dann durch zwei statisch geladene Endelektroden auf der Symmetrieachse. Bereits 1955 demonstrierte Straubel die Funktionsweise einer entsprechenden Version seiner Ring-Falle, die lediglich aus zwei parallelen Leitern bestand, an die eine gleiche Wechselspannung angelegt wurde.⁹ In seinem Experiment fehlten noch die Endelektroden, so daß die Teilchen parallel zu den Leitern frei beweglich waren. Der von Wechselfeldern freie Raum einer linearen Falle erstreckt sich auf die gesamte Achse zwischen den Leitern, so daß in ihr gleichzeitig mehrere geladene Teilchen in diesem für die Spektroskopie günstigen Bereich gespeichert werden können. Die erste experimentelle Realisierung einer vollständigen linearen Falle erfolgte 1989 durch Prestage et al.¹² Als Modifikation einer solchen Falle kann der 1992 durch Waki et al. beschriebene Speicherring betrachtet werden.¹³

1.2 Kühlung

Nach dem Laden in die Falle haben die gespeicherten Teilchen zunächst eine mittlere Energie in der Größenordnung der Falltiefe, typischerweise einige eV. Verschiedene Gründe erfordern es, den Ionen Energie zu entziehen: Abgesehen von den oben erwähnten spektroskopischen Erfordernissen, kann durch Kühlen die

Rate verringert werden, mit der Ionen die Falle nach Stößen untereinander verlassen. Zudem kann durch Kühlung die Teilchendichte in der Falle erhöht werden, da sich die Ionen im Fallenzentrum sammeln.

Durch Stöße mit einem leichten Puffergas (üblicherweise Helium) lassen sich die Ionen bestenfalls auf Temperaturen in der Nähe der Raumtemperatur abkühlen.¹⁴ Tiefere Temperaturen erreicht man, indem der von den Ionen in den Fallenelektroden induzierte Strom durch einen Widerstand gedämpft wird.¹⁵ Allerdings sind die benötigten Kühlzeiten bei dieser Methode insbesondere bei schweren Ionen sehr lang. Erheblich effektiver ist die Verwendung von Lasern zur Kühlung der Ionen. Der in Kapitel 2 beschriebene Mechanismus wurde für gespeicherte Ionen erstmals von H. Dehmelt und D. J. Wineland 1975 vorgeschlagen.³ Die Idee ist dabei, die Ionen mittels eines Lasers mit einer Frequenz leicht unterhalb derjenigen einer starken Resonanzlinie anzuregen. Ionen, die sich entgegen der Strahlrichtung bewegen, absorbieren und reemittieren dann Photonen bevorzugt, da sie durch den Dopplereffekt mit dem Laserfeld in Resonanz sind. Durch Übertragung des Photonenimpulses verlieren die Ionen dabei an Energie. Demgegenüber ist die Resonanzbedingung für die sich in Richtung des Strahls bewegenden Ionen schlechter erfüllt, so daß diese Photonen sehr viel weniger häufig absorbieren. Im Zeitmittel verlieren die Ionen deshalb Energie. Mittels dieser Technik lassen sich Temperaturen bis typisch in der Größenordnung von 1mK in weniger als 1s erreichen.¹⁶

Die erste experimentelle Realisierung erfolgte 1978 am NIST.⁴ Dort wurden in einer Penningfalle gespeicherte Magnesium-Ionen auf eine Temperatur unter 40K gekühlt. Kurze Zeit später demonstrierten Neuhauser et al. die Laserkühlung von Barium-Ionen in einer Hochfrequenzfalle,¹⁷ 1980 erstmals die eines einzelnen Ions auf eine Temperatur von einigen 10mK.⁸

Soll an den gekühlten Ionen Spektroskopie betrieben werden, so ergibt sich das Problem, daß die Energieniveaus durch die zum Kühlen verwendeten, nahezu resonanten Laserfelder verschoben werden (*lightshift*¹⁸). Um dies zu umgehen, können in einer Falle gleichzeitig zwei Arten von Ionen gespeichert werden. Wird jetzt die eine Ionenart mittels Laser gekühlt, verliert auch die andere durch Coulombstöße Energie. Diese *sympathetic cooling* genannte Technik wird bei Larson et al.¹⁹ näher untersucht.

Eine weitere Möglichkeit, die störenden Effekte des Kühllasers zu umgehen, besteht darin, diesen während der Anregung des zu spektroskopierenden Übergangs kurzzeitig abzublocken. Dies hat gegenüber dem *sympathetic cooling* den Vorteil, daß Stöße vermieden werden.

1.3 Gespeicherte, lasergekühlte Yb - Ionen als Frequenznormal

Um ein auf einem einzelnen, gekühlten Ion basierendes Frequenznormal zu realisieren, wird das Ion in einer Paulfalle gespeichert und mittels eines bei einer Frequenz etwas unterhalb einer Resonanzfrequenz des Ions betriebenen Lasers gekühlt. Ein zweiter, schmalbandiger Laser regt einen Referenzübergang mit niedriger natürlicher Linienbreite vom Grundniveau zu einem metastabilen Zustand an. Der Nachweis eines Übergangs in das metastabile Niveau erfolgt mit der Methode des *electron shelving*² (Abb.1-1): Gelangt das Ion in den metastabilen Zustand, erlischt die Resonanzfluoreszenz auf dem Kühlübergang bis das Ion spontan zurück in den Grundzustand fällt. Durch Maximierung der Häufigkeit dieser Dunkelphasen wird der schmalbandige Laser auf den Referenzübergang stabilisiert. Bei gegebenem Signal-zu-Rausch-Verhältnis und vernachlässigbaren intrinsischen Laserfrequenzfluktuationen ist die erreichte Frequenzstabilität dann umgekehrt proportional zur Linienbreite des Referenzübergangs.¹⁸

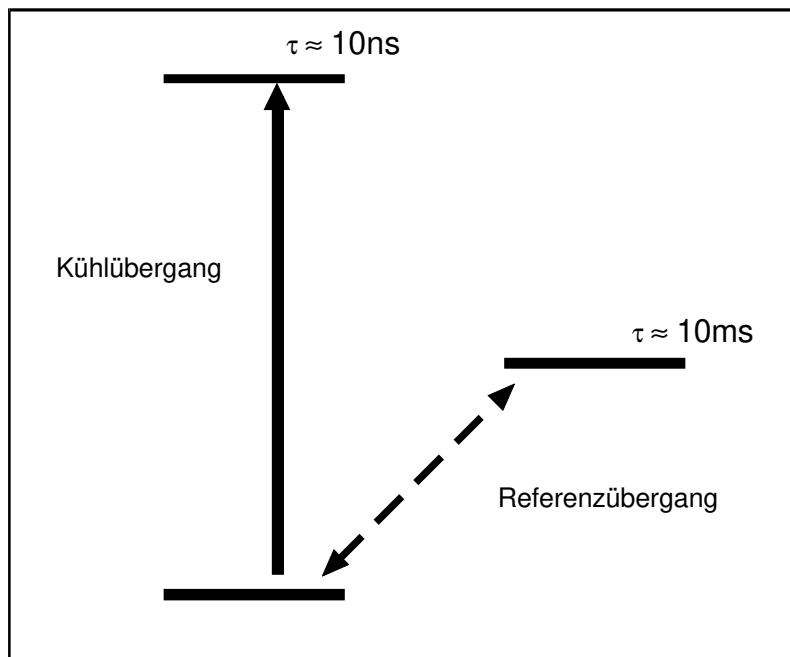


Abb.1-1: Zum Prinzip des *electron shelving*: Übergänge in das metastabile Niveau unterbrechen die Resonanzfluoreszenz während des Aufenthalts des Ions in diesem Niveau.

Ytterbium ist ein möglicher Kandidat für ein solches Frequenznormal. Es hat einen starken Resonanzübergang bei 369nm mit einer natürlichen Linienbreite von 23MHz (FWHM) zum Niveau $^2P_{1/2}$. Von dort gibt es einen Übergang in das metastabile Niveau $^2D_{3/2}$, das deshalb mit einem weiteren Laser entvölkert werden muß, um Laserkühlung zu erreichen (siehe Kapitel 3). Die möglichen Referenzübergänge

zeigt das vereinfachte Termschema in Abbildung 1-2. Es gibt zwei elektrische Quadrupolübergänge mit natürlichen Linienbreiten von einigen Hz bei 411nm bzw. 435nm. Außerdem existiert ein elektrischer Oktupolübergang bei 467nm mit einer natürlichen Linienbreite von etwa 1nHz. Die Hyperfeinstruktur-Aufspaltung des Grundzustand des Isotops $^{171}\text{Yb}^+$ beträgt 12,6GHz. Der entsprechende magnetische Dipolübergang kann als Referenzübergang eines Frequenznormals im Mikrowellenbereich dienen. Die bisher an den verschiedenen auf diesem Gebiet arbeitenden Arbeitsgruppen erreichten Ergebnisse sollen im Folgenden kurz vorgestellt werden.

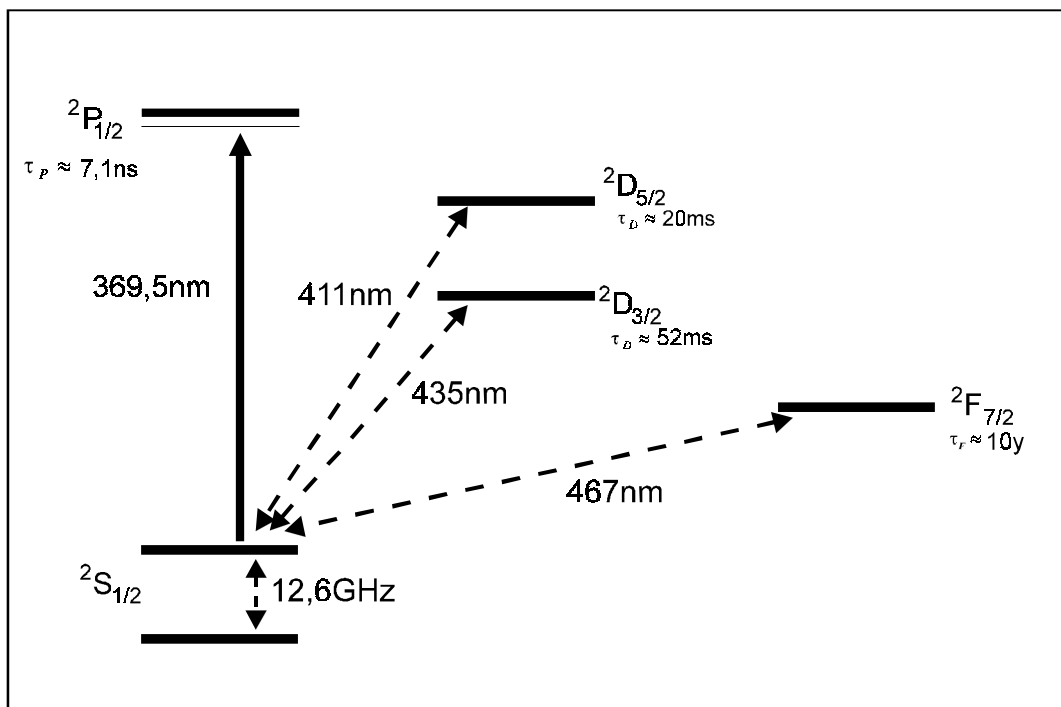


Abb.1-2: Vereinfachtes Yb^+ -Termschema mit möglichen Referenzübergängen für ein Frequenznormal.

1.3.1 Frequenznormal bei 12,6GHz

Der am gründlichsten untersuchte mögliche Referenzübergang in Ytterbium ist der Mikrowellenübergang zwischen den Hyperfeinniveaus des Grundzustands mit einem Abstand von 12,6GHz. Die für Ionenwolken besonders günstigen Speicherbedingungen einer linearen Falle ermöglichten die Bestimmung der Übergangsfrequenz mit einer relativen Unsicherheit von weniger als $2 \cdot 10^{-13}$.²⁰ Auch der Betrieb eines auf diesem Übergang basierenden Frequenznormals wurde bereits mittels einer linearen Falle realisiert.²¹

1.3.2 Frequenznormal bei 467nm

Eine Besonderheit innerhalb der alkaliähnlichen Ionen stellt der extrem langlebige $F_{7/2}$ - Zustand in Ytterbium dar, der über einen Oktupolübergang bei 467nm zum Grundzustand zerfällt. Er ist der niedrigst gelegene angeregte Zustand des Ytterbium-Ions. Der Übergang wurde 1989 von R. Blatt et al. als möglicher Referenzübergang eines optischen Frequenznormals vorgeschlagen.²² Seine Anregung demonstrierten erstmals 1997 M. Roberts et al.²³ Aus einer Abschätzung der Oszillatorstärke des Übergangs ergibt sich eine geschätzte natürliche Lebensdauer von 10 (+7 / -4) Jahren, in größenordnungsmäßiger Übereinstimmung mit theoretischen Schätzungen.²⁴

1.3.3 Frequenznormal bei 411nm

Bei dem Übergang bei 411nm handelt es sich um einen Quadrupolübergang zum Niveau $^2D_{5/2}$ mit einer natürlichen Lebensdauer von $(20 \pm 5)\text{ms}$.²⁵ Es ergibt sich eine Linienbreite (FWHM) von $(2\pi \tau)^{-1} = (8 \pm 2)\text{Hz}$. Der Übergang ist somit gut für ein Frequenznormal geeignet.

Allerdings existiert ein Übergang vom Niveau $^2D_{5/2}$ in das extrem langlebige Niveau $^2F_{7/2}$ bei $3,43\mu\text{m}$. Um das Ion von hier zurück in den Kühlzyklus zu bringen, ist ein zusätzlicher Laser zur Entvölkerung dieses Niveaus in ein Niveau nötig, welches schnell in den Grundzustand zerfällt.

Ein entsprechendes Anregungsschema wurde bereits realisiert. Das Ziel der Experimente war eine genauere Eingrenzung der Frequenz des $^2S_{1/2} - ^2F_{7/2}$ - Oktupolübergangs.²⁶

1.3.4 Frequenznormal bei 435nm

Bei dem in der vorliegenden Arbeit untersuchten Quadrupolübergang bei 435nm handelt es sich um einen Übergang zwischen dem Grundzustand und dem metastabilen $^2D_{3/2}$ -Niveau. Die natürliche Lebensdauer des metastabilen Niveaus beträgt $(52 \pm 1)\text{ms}$,²⁷ entsprechend einer Linienbreite (FWHM) von $(2\pi \tau)^{-1} = 3\text{Hz}$. Dennoch ist nicht offensichtlich, daß er als Referenzübergang eines Frequenznormals nutzbar ist, da das $^2D_{3/2}$ -Niveau wie oben erwähnt zum Kühlen des Ions durch einen Laser entvölkert wird. Im ungeraden $^{171}\text{Yb}^+$ -Isotop spaltet der Zustand jedoch in zwei Hyperfeinzustände auf. In Kapitel 3 wird dargelegt werden, daß nur das $F=1$ -Unterniveau während des Kühlens stark bevölkert wird, so daß es genügt, dieses mittels eines Lasers zu entleeren. Übergänge in das $F=2$ -Unterniveau sind demgegenüber selten, so daß dieses als oberes Niveau eines Referenzübergangs zur Verfügung steht.²⁸

Kapitel 2: Speicherung und Kühlung von Ionen

Bei den im fünften Kapitel dieser Arbeit beschriebenen Experimenten werden zwei spezielle experimentelle Methoden als Voraussetzung für die hochauflösende Spektroskopie angewendet. Dies ist die Speicherung von Ionen in einem Hochfrequenzfeld und ihre Kühlung durch den Einsatz von Lasern. Im folgenden Kapitel werden zunächst die Grundlagen der Speicherung geladener Teilchen in einer Paulfalle dargestellt. Außerdem wird der Einfluß statischer Störfelder beschrieben, die dem Hochfrequenzfeld überlagert sind. Der zweite Abschnitt behandelt die Laserkühlung. Es wird dabei zunächst die Kühlung im sogenannten Grenzfall schwacher Bindung behandelt, in dem die natürliche Linienbreite des zur Kühlung verwendeten Resonanzübergangs viel größer ist als die Eigenfrequenz der Ionenbewegung im Fallenfeld. Dies ist auch in den in Kapitel 5 beschriebenen Experimenten erfüllt. Die auf diese Weise minimal erreichbare Energie des Ions wird hergeleitet. Anschließend wird kurz auf den umgekehrten Grenzfall starker Bindung eingegangen. Schließlich wird gezeigt, daß das für die hochauflösende Spektroskopie wichtige Lamb-Dicke-Regime, in dem der Dopplereffekt erster Ordnung verschwindet, mit der in Kapitel 4 beschriebenen Paul-Falle erreicht werden kann.

2.1 Speicherung geladener Teilchen: Die Paul-Falle

Der folgende Abschnitt liefert die theoretischen Grundlagen der Speicherung geladener Teilchen in elektrischen Hochfrequenzfeldern. Zunächst wird der Fall eines idealen Quadrupol - Potentials beschrieben. Abschnitt 2.1.3 behandelt den Einfluß der im Experiment typisch beobachteten Überlagerung eines statischen elektrischen Störfeldes ohne Quadrupol - Symmetrie.

2.1.1 Das Fallenfeld

Die Speicherung geladener Teilchen in elektrischen Wechselfeldern geht auf Arbeiten von W. Paul et al. aus dem Jahr 1958 zurück.⁷ Angestrebt wird dabei der Einschluß von Ionen in einem harmonischen Potential, also einem Potential Φ , bei dem die Teilchen eine auf ein Kraftzentrum gerichtete, mit dem Abstand zu diesem Zentrum linear zunehmende, rücktreibende Kraft erfahren. Gemäß dem Earnshaw-Theorem²⁹ kann dies durch statische Felder nicht gleichzeitig in allen drei Raumrichtungen erfüllt werden. In zwei Dimensionen wird ein Einschluß jedoch durch ein elektrostatisches Quadrupolpotential erreicht, beschrieben durch

$$\Phi(x, y, z) = \frac{V}{2r_0^2} \cdot (x^2 + y^2 - 2z^2). \quad (2.1)$$

Ein solches Quadrupolpotential kann durch Elektroden erzeugt werden, deren Form derjenigen der Äquipotentialflächen folgt. Man erhält dann, wie in Abbildung 2-1 gezeigt, eine Ringelektrode mit dem Radius r_0 und zwei Kappenelektroden jeweils in Form von Rotationshyperboloiden mit einem Doppelkegel als gemeinsamer Asymptotenfläche.

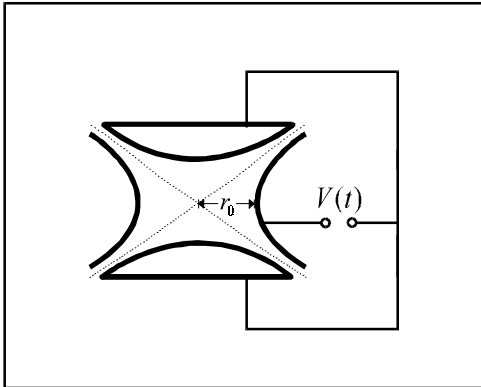


Abb.2-1: Elektrodenanordnung einer Paul-Falle.

Wird nun mittels einer Wechselspannung $V(t) = U_0 + V_0 \cos(\omega_0 t)$ anstelle eines statischen elektrischen Feldes ein Wechselfeld erzeugt, so wirken die rücktreibenden Kräfte abwechselnd in radialer oder axialer Richtung. Das Potential wird dann beschrieben durch

$$\Phi(x, y, z, t) = (U_0 + V_0 \cos(\omega_0 t)) \frac{x^2 + y^2 - 2z^2}{2r_0^2}. \quad (2.2)$$

Dabei sind V_0 bzw. ω_0 die Amplitude und die Kreisfrequenz der angelegten Wechselspannung und U_0 eine ihr überlagerte Gleichspannung.

Die zu diesem Potential gehörige Bewegungsgleichung lautet für ein einzelnes Teilchen in der Falle, in normierter Form ($\tau = \omega_0 t/2$; $\ddot{x} = d^2x/d\tau^2$),

$$\ddot{x} + (a - 2q \cos(2\tau))x = 0, \quad \text{ebenso für } y \text{ und } z, \quad (2.3)$$

mit

$$a = a_r = \frac{4eU_0}{mr_0^2\omega_0^2}, \quad q = q_r = \frac{2eV_0}{mr_0^2\omega_0^2} \quad \text{in radialer (x-, y-) Richtung} \quad (2.4a)$$

$$a = a_z = -2a_r, \quad q = q_z = -2q_r \quad \text{in axialer (z-) Richtung.} \quad (2.4b)$$

Die Parameter a und q bestimmen sich dabei vollständig aus der verwendeten Fallengeometrie und den an die Falle angelegten Gleich- und Wechselspannungen sowie dem Ladungs-Massen-Verhältnis e/m des zu speichernden Teilchens.

Das durch die angelegte Wechselspannung erzeugte Feld zwingt das Ion zu einer Schwingungsbewegung, der sogenannten Mikrobewegung. Dabei stellt sich die Phase der Bewegung so ein, daß das Ion jeweils in Gegenrichtung zur momentan wirkenden Kraft ausgelenkt ist.

2.1.2 Das Pseudopotential

Die Bewegungsgleichung (2.3) des Ions ist als Mathieusche Differentialgleichung bekannt. Für die Herleitung der vollständigen analytischen Lösung wird auf die Literatur verwiesen.³⁰

Es existieren, je nach Wahl der Parameter a und q , sowohl stabile als auch instabile Lösungen. Eine stabile Speicherung in allen drei Raumrichtungen wird mit solchen Parametern a und q erreicht, für die sich eine stabile Lösung sowohl in radialer als auch in axialer Richtung ergibt, d.h. für die x, y und z für alle τ beschränkt bleiben. In Abbildung 2-2 sind die Bereiche stabiler Speicherung sowohl in radialer als auch axialer Richtung für verschiedene Werte der Parameter a und q eingetragen. Dort, wo sich diese Bereiche überschneiden, erfolgt eine stabile Speicherung in allen drei Raumrichtungen. Im allgemeinen wird man eine Parameterkombination bei $a \approx 0, q < 0.4$ wählen, da sich dort der größte zusammenhängende Stabilitätsbereich befindet.

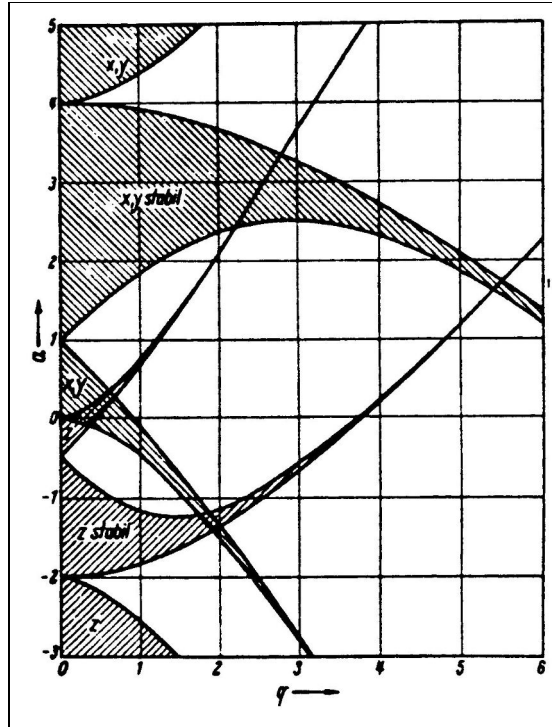


Abb.2-2: Stabilitätsdiagramm der Matthieuschen Differentialgleichung (nach Fischer³¹).

Betrachten wir jetzt die Bahn eines geladenen Teilchens im Wechselfeld einer solchen Quadrupolfalle. Es bietet sich an, die Bewegung in zwei Komponenten aufzuteilen (adiabatische Näherung, Dehmelt 1967³²). Zum einen bewegt sich das Teilchen mit der Frequenz ω_0 der angelegten Fallenspannung. Dies ist die oben erwähnte Mikrobewegung $\xi(\tau)$. Ihr überlagert ist ein langsamer Anteil $X(\tau)$, die sogenannte Säkularbewegung. Voraussetzung für diese Separation ist, daß die Amplitude der Mikrobewegung kleiner ist als die der Säkularbewegung und Feldinhomogenitäten im Bereich der Amplitude der Mikrobewegung zu vernachlässigen sind. Man setzt an

$$x(\tau) = \xi(\tau) + X(\tau). \quad (2.5)$$

Durch Einsetzen in die Bewegungsgleichung (2.3) und Separation der schnellen Bewegungsanteile ergibt sich für die Mikrobewegung

$$\xi(\tau) = \xi_0 \cos(2\tau), \quad \text{wobei} \quad \xi_0 = -\frac{1}{2}qX. \quad (2.6)$$

Die Amplitude ξ_0 der Mikrobewegung ist proportional zur Entfernung X des Teilchens von der Fallenmitte.

Durch Mittelung über Zeiten größer $1/\omega_0$ erhält man die Bewegungsgleichung für die langsamen Bewegungsanteile, die sogenannte Säkularbewegung. Sie lautet

$$\ddot{\mathbf{X}} + (a + q^2/2)\mathbf{X} = 0. \quad (2.7)$$

Es ergibt sich eine der Mikrobewegung überlagerte Schwingung

$$\mathbf{X}(t) = \mathbf{X}_0 \cos(\omega_s t) \text{ mit der Frequenz } \omega_s = \frac{\omega_0}{2} \sqrt{a + q^2/2}. \quad (2.8)$$

Dabei erfolgt durch den Faktor $\omega_0/2$ die Rückskalierung auf dimensionsbehaftete Größen. Die effektive potentielle Energie

$$V_{eff}(\mathbf{X}) = \frac{m\omega_s^2}{2} \mathbf{X}^2, \quad (2.9)$$

welche das Ion an die Fallenmitte bindet, wird auch als Pseudopotential bezeichnet. Die Potentialtopftiefe beträgt

$$D_r = V_{eff}(r_0) = \frac{m\omega_0^2}{8} (a_r + q_r^2/2) r_0^2 \quad \text{in radialer und} \quad (2.9a)$$

$$D_z = V_{eff}(z_0 = r_0/\sqrt{2}) = \frac{m\omega_0^2}{8} (a_z + q_z^2/2) z_0^2 \quad \text{in axialer Richtung.} \quad (2.9b)$$

Ohne eine angelegte Gleichspannung, also für $U_0 = 0$ und somit $a = 0$, wird der Potentialtopf in axialer Richtung doppelt so tief wie in radialer Richtung. Für $a_r = q_r^2/2$ erhält man ein sphärisches Potential.

2.1.3 Einfluß eines statischen elektrischen Störfeldes

Ist dem Fallenfeld ein Störfeld überlagert, das nicht die Quadrupolsymmetrie des Fallenfeldes besitzt, so führt dies dazu, daß das resultierende Potentialminimum nicht mehr mit dem Knotenpunkt des Wechselspannungsfeldes zusammenfällt. Das heißt, daß das Ion nun nicht mehr im feldfreien Raum in der Fallenmitte gespeichert werden kann, sondern auch bei ständigem Entzug von Energie, etwa durch die unten beschriebene Laserkühlung, durch das am Potentialminimum vorhandene Wechselfeld zu einer Mikrobewegung gezwungen wird.³³ Die sich so ergebenden Bewegungsamplituden betragen typischerweise einige Mikrometer.³⁴

Wird nun an einem so gespeicherten Ion Spektroskopie betrieben, so führt diese Ionenbewegung durch den mit ihr verbundenen Dopplereffekt zu einer ausgedehnten Seitenbandstruktur bei Vielfachen der Fallenantriebsfrequenz. In einem Experiment zur Spektroskopie an einzelnen Ionen ist es deshalb wünschenswert, durch Anlegen von Spannungen an zusätzliche Elektroden eventuell vorhandene Störfelder kompensieren zu können.

2.2 Laserkühlung gespeicherter Ionen

2.2.1 Kühlung freier und schwach gebundener Teilchen

Ein in einer Falle gespeichertes Ion besitzt nach seiner Erzeugung eine mittlere kinetische Energie, die mindestens dem Pseudopotential am Ort der Ionisierung entspricht. Zur Reduzierung des bei Frequenzmessungen störenden Dopplereffekts erster und zweiter Ordnung ist es deshalb nötig, das Ion nach dem Laden der Falle zu kühlen. Dies ist besonders effektiv durch die Verwendung von Lasern möglich.

Das Prinzip der Kühlung von Ionen mittels Lasern verdeutlicht Abbildung 2-3. Es wurde für gespeicherte Ionen erstmals von H. Dehmelt und D. J. Wineland 1975 vorgeschlagen.³ Hier wird der Grenzfall sogenannter schwacher Bindung betrachtet, in dem die Linienbreite des Kühlübergangs größer ist als die Frequenz des Fallenfeldes. Dieser Fall entspricht der unabhängig vorgeschlagenen sogenannten Dopplerkühlung freier Atome (Hänsch et al. 1975³⁵).

Absorbiert ein Ion ein Photon, so wird der Impuls des Photons, $\hbar\vec{k}_L$, auf das Ion übertragen. Anschließend bringt ein spontaner Zerfall das Ion unter Emission eines Photons mit dem Impuls $\hbar\vec{k}_S$ zurück in den Grundzustand. Nach Absorption von N gleichen Photonen, z. B. aus einem Laserstrahl, erhält man als insgesamt auf das Ion übertragenen Impuls

$$\vec{p} = N \cdot \hbar\vec{k}_L - \sum \hbar\vec{k}_S \quad (2.10)$$

Da die spontane Emission im Zeitmittel in alle Richtungen gleichmäßig erfolgt, verschwindet der zweite Term für große N . Das Ion wird in Richtung des Laserstrahls beschleunigt, bzw., wenn es sich zuvor entgegen der Strahlrichtung bewegte, abgebremst. Die Anzahl der in der Zeitspanne dt im Mittel absorbierten Photonen beträgt

$$dN = \Gamma \frac{S_0}{1 + 2S_0 + (2(\Delta - k_L v) / \Gamma)^2} dt \quad (2.11)$$

Dabei ist $\Gamma / 2\pi$ die natürliche Linienbreite des angeregten Übergangs, S_0 der Sättigungsparameter, Δ die Verstimmung der Laserfrequenz gegen die atomare Resonanzfrequenz und v die Geschwindigkeitskomponente der Ionenbewegung in Richtung des Lasers. Der Sättigungsparameter ist hier definiert als $S_0 = \Omega^2 / \Gamma^2$, wobei Ω die Rabi-Frequenz der Laseranregung ist.³⁶

Die auf das Ion im Mittel wirkende Kraft ist damit³⁷

$$\vec{F} = \dot{\vec{p}} = \hbar \vec{k}_L \Gamma \frac{S_0}{1 + 2S_0 + (2(\Delta - k_L v) / \Gamma)^2}. \quad (2.12)$$

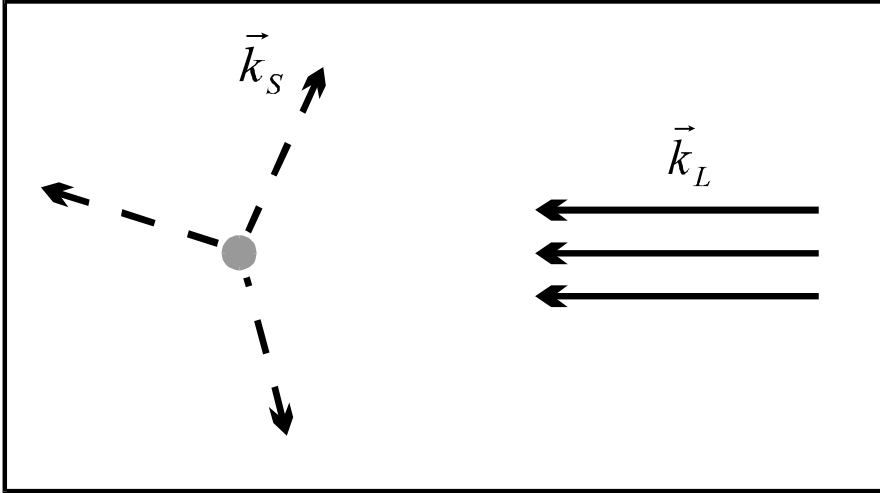


Abb.2-3: Impulsübertragung auf ein Ion. \vec{k}_L : Laserphotonen, \vec{k}_S : Fluoreszenzphotonen.

Wird nun der Laser auf eine Frequenz unterhalb eines Resonanzübergangs des Ions abgestimmt ($\Delta < 0$), erreicht man, daß Laserphotonen aufgrund des Dopplereffekts bevorzugt von einem Ion absorbiert werden, wenn es sich entgegen der Strahlrichtung bewegt. Bei einem freien Atom benötigt man mindestens vier durch die Ecken eines gedachten Tetraeders aufeinander zulaufende Laserstrahlen, damit alle Bewegungskomponenten gekühlt werden.³⁵ Wird bei einer Ionenfalle der kühlende Laserstrahl so eingekoppelt, daß er einen nicht verschwindenden Winkel zu allen Hauptachsen der Ionenbewegung bildet, so werden auch durch einen einzigen rotverstimmten Kühlaser alle Bewegungskomponenten gedämpft, falls die Bewegungsfrequenzen entlang der Hauptachsen nicht entartet sind. Auf das Ion wirkt im Mittel über eine Schwingungsperiode die Kraft

$$\vec{F} = \hbar \vec{k}_L \frac{\Gamma}{2} \left(\frac{S_0}{1 + 2S_0 + (2(\Delta - k_L v) / \Gamma)^2} + \frac{S_0}{1 + 2S_0 + (2(\Delta + k_L v) / \Gamma)^2} \right). \quad (2.13)$$

Analog zur Theorie der Brownschen Molekularbewegung kann man eine Dämpfungskonstante α einführen, mit deren Hilfe sich die dämpfende Kraft als

$$\vec{F} = -a \vec{v} \quad (2.14)$$

schreiben läßt. Sie führt zu einem Verlust der kinetischen Energie des Ions mit der Rate

$$\frac{dE_-}{dt} = \vec{F} \vec{v} = -av^2. \quad (2.15)$$

Bei geringer Laserleistung ($S_0 \ll 1$) und kleiner mittlerer Geschwindigkeit des Ions ($|k_L v| \ll |\Delta|$, $|k_L v| \ll \Gamma$) erhält man

$$\frac{dE_-}{dt} = -4\hbar k_L^2 S_0 \frac{2\Delta/\Gamma}{(1+(2\Delta/\Gamma)^2)^2} v^2. \quad (2.16)$$

Die erreichte Temperatur ergibt sich durch Gleichsetzen der Kühlung des Ions einerseits mit der Aufheizung durch den Rückstoß der stochastisch in alle Richtungen emittierten Fluoreszenzphotonen andererseits. Zur Bestimmung dieser Grenztemperatur wird, wieder analog zur Theorie der Brownschen Molekularbewegung, eine Diffusionskonstante $D = \frac{d}{dt} \langle (p - \bar{p})^2 \rangle / 2$ definiert. Mit (2.10) und (2.11) erhält man bei einer Verstimmung Δ des Kühllasers gegen die Resonanzfrequenz des Übergangs

$$\begin{aligned} D &= \frac{d}{dt} \left\langle \left(\sum^N \hbar \vec{k}_s \right)^2 \right\rangle / 2 = \frac{d}{dt} \left(\sum^N \langle \hbar^2 k_s^2 \rangle + \sum_s^N \sum_{s' \neq s}^N \langle \hbar \vec{k}_s \hbar \vec{k}_{s'} \rangle \right) / 2 \\ &= \hbar^2 k_s^2 \frac{\Gamma}{2} \frac{S_0}{1 + 2S_0 + (2\Delta/\Gamma)^2}, \end{aligned} \quad (2.17)$$

wobei die Doppelsumme wegen der Isotropie der spontanen Emission für große N verschwindet. Mit der Masse m des Ions wird die Heizrate bei kleiner Laserintensität

$$\frac{dE_+}{dt} = 2D/m = \frac{\hbar^2 k_s^2}{2m} \Gamma \frac{2S_0}{1 + (2\Delta/\Gamma)^2}. \quad (2.18)$$

Im stationären Fall gilt $dE_- / dt + dE_+ / dt = 0$ und damit

$$v^2 = \frac{\hbar \Gamma}{4m} \frac{1 + (2\Delta/\Gamma)^2}{2\Delta/\Gamma}. \quad (2.19)$$

Für die erreichte kinetische Energie ergibt sich, unabhängig vom Sättigungsparameter S_0 ,

$$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{\hbar\Gamma}{4} \frac{1 + (2\Delta/\Gamma)^2}{2\Delta/\Gamma}. \quad (2.20)$$

Man erhält die minimale Energie bei einer Verstimmung der Kühllaserfrequenz gegenüber der Frequenz des Kühlübergangs um die halbe Breite dieses Übergangs, $\Delta = \Gamma/2$. Sie beträgt³⁸

$$E_{\min} = \frac{\hbar\Gamma}{2}. \quad (2.21)$$

In der Literatur wird die durch $\frac{1}{2}k_B T_{\min} = E_{\min}$ definierte Temperatur häufig als Doppler-Limit bezeichnet. Wird ein typischer Resonanzübergang mit einer natürlichen Linienbreite $\Gamma/2\pi$ von einigen 10MHz zum Kühlen verwendet, kann man Temperaturen in der Nähe von 1mK erreichen. Dies entspricht einer mittleren Geschwindigkeit der Ionen in der Größenordnung von 1m/s.

2.2.2 Kühlung stark gebundener Teilchen

Noch geringere Energien lassen sich erreichen, wenn die natürliche Linienbreite des Kühlübergangs kleiner ist als die Frequenz $\omega_s/2\pi$ der Ionenbewegung im Fallenpotential.³⁹ Im Anregungsspektrum des Ions erscheinen dann aufgelöste Bewegungsseitenbänder im Abstand ω_s von der Linienmitte. Die minimale Energie erreicht man in diesem Fall durch Anregung des Ions auf dem ersten unteren Seitenband ("Seitenbandkühlung"). Wegen $\omega_s > \Gamma$ ist dann das Dopplerlimit niedriger als die quantenmechanische Grundzustandsenergie des harmonischen Oszillators, so daß das Ion sich die meiste Zeit im Grundzustand des Potentialtopfes aufhält. Dessen Energie bildet die Grenzenergie in diesem Regime. Sie beträgt^{38, 39}

$$E_{\min} = \frac{\hbar\omega_s}{2} \quad (2.22)$$

und wird in diesem Zusammenhang auch Seitenbandlimit genannt.

2.2.3 Erreichen des Lamb-Dicke-Regimes

Wird ein Ion in einem Bereich eingeschlossen, dessen Dimensionen kleiner sind als die Wellenlänge des anregenden Lichtes, verschwindet die vom Dopplereffekt erster Ordnung herrührende Bewegungsseitenbandstruktur.⁵

Bei Speicherung in einer Paul-Falle und Laserkühlung bis zum Dopplerlimit erhält man durch Einsetzen seiner Energie (2.21) in das effektive Potential der Falle (2.9) die Amplitude der Säkularbewegung des Ions. Sie beträgt

$$X_0 = \sqrt{\frac{\hbar\Gamma}{m\omega_s^2}}. \quad (2.23)$$

Bei der in dieser Arbeit verwendeten Falle (siehe Abschnitt 4.1.2) erhält man für die Säkularfrequenz aus Gl. (2.8) mit Gl. (2.4) $\omega_s / 2\pi \approx 0,62\text{MHz}$. Der zum Kühlen verwendete Resonanzübergang bei 369nm hat eine natürlich Linienbreite von $\Gamma / 2\pi \approx 34\text{MHz}$. Es ergibt sich eine Amplitude von $X_0 \approx 70\text{nm}$. Bei dem von uns untersuchten Spektroskopie - Übergang bei $\lambda \approx 435\text{nm}$ ist die Lamb-Dicke-Bedingung $X_0 < \lambda$ somit erfüllt, ebenso bei dem zur Laserkühlung angeregten Resonanzübergang bei 369nm.

Kapitel 3: Spektroskopie an gespeicherten Ytterbium - Ionen

In diesem Kapitel wird die Theorie der Spektroskopie an gespeicherten Ytterbium - Ionen behandelt. Zu diesem Zweck wurden mittels des Dichtematrixformalismus Modellrechnungen durchgeführt. Die Grundlagen des verwendeten Formalismus finden sich im ersten Abschnitt dieses Kapitels.

Im zweiten Abschnitt wird zunächst das Termschema des Ytterbium-Isotops 172 vorgestellt. Dieses Isotop kann, da die Niveaus keine Hyperfeinaufspaltung zeigen, in einem Vier-Niveau-Anregungsschema mittels zweier Laser gekühlt werden.⁴⁰ Die Dichtematrix-Gleichung reduziert sich in diesem Fall zu einem einfachen Ratengleichungssystem. Das Modell liefert den Einfluß der verwendeten Anregungsleistungen auf das beobachtete Anregungsspektrum.

Der dritte Abschnitt behandelt das Ytterbium-Isotop 171. Die hier auftretende Hyperfeinaufspaltung erfordert ein etwas erweitertes Kühlechema, um Hyperfeinpumpen zu vermeiden bzw. zu kompensieren. Es wird gezeigt, daß unter bestimmten Bedingungen im Resonanzfluoreszenzsignal Phasen verschwindender Fluoreszenz nachgewiesen werden können, die durch spontane Übergänge in das nur schwach an den Kühlzyklus gekoppelte, metastabile $^2D_{3/2}$ (F=2)-Hyperfeinniveau entstehen.²⁸

Der letzte Abschnitt dieses Kapitels zeigt schließlich, wie induzierte Übergänge auf dem nur wenige Hertz schmalen Quadrupolübergang zwischen Grundzustand und diesem metastabilen Niveau empfindlich nachgewiesen werden können.

3.1 Der Dichtematrix-Formalismus

In diesem Abschnitt sollen die Grundlagen des im folgenden verwendeten Dichtematrix - Formalismus kurz dargestellt werden. Ausführliche Behandlungen dieses Themas finden sich u.a. bei Stenholm³⁶ und Schwabl⁴¹.

3.1.1 Definition

Ein System habe die (diskreten) Energie-Zustände $|\varphi_n\rangle$. Sein Hamiltonoperator ist dann

$$H = \sum_n |\varphi_n\rangle E_n \langle \varphi_n|. \quad (3.1)$$

Ist das System im Zustand $|\Psi\rangle$, so läßt sich dieser durch Entwicklung in die Eigenzustände des Hamilton-Operators schreiben:

$$|\Psi\rangle = \sum_n C_n(t) |\varphi_n\rangle, \text{ mit } C_n = \langle \varphi_n | \Psi \rangle. \quad (3.2)$$

Dabei gibt $|C_n(t)|^2$ an, mit welcher Wahrscheinlichkeit sich das System zum Zeitpunkt t im Zustand $|\varphi_n\rangle$ befindet

Zu jeder Observablen gehört ein hermitescher Operator mit dem Erwartungswert

$$\langle A \rangle = \langle \Psi | A | \Psi \rangle. \quad (3.3)$$

Definiert man eine neue Matrix ρ , die Dichtematrix, durch

$$\rho = |\Psi\rangle\langle\Psi| \quad (3.4)$$

mit den Elementen

$$\rho_{nn'} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N C_{n'}^{(i)} C_n^{(i)*} = \overline{C_n C_{n'}^*}, \quad (3.5)$$

so läßt sich der Erwartungswert des hermiteschen Operators A gemäß

$$\langle A \rangle = \sum_{n,n'} \rho_{n'n} A_{nn'} \quad (3.6)$$

berechnen, wenn die Elemente der Dichtematrix bekannt sind. Die Matrixelemente des hermiteschen Operators sind dabei durch

$$A_{nn'} = \langle \varphi_n | A | \varphi_{n'} \rangle \quad (3.7)$$

gegeben.

3.1.2 Eigenschaften

Mit der Schrödingergleichung

$$i\hbar\partial_t |\Psi\rangle = H |\Psi\rangle, \quad i\hbar\partial_t \langle\Psi| = -\langle\Psi| H \quad (3.8)$$

folgt für die Zeitentwicklung der Dichtematrix sofort

$$\begin{aligned} \dot{\rho} &= \partial_t |\Psi\rangle\langle\Psi| \\ &= -\frac{i}{\hbar} (H |\Psi\rangle) \langle\Psi| + \frac{i}{\hbar} |\Psi\rangle \langle\Psi| H \\ &= -\frac{i}{\hbar} [H, \rho] \end{aligned} \quad (3.9)$$

Diese Beziehung heißt auch Von-Neumann-Gleichung.

Aus Gl. (3.5) folgt, daß die Diagonalelemente der Dichtematrix identisch sind mit dem Quadrat der Koeffizienten C_n . Das heißt, die Diagonalelemente der Dichtematrix

geben die Wahrscheinlichkeit an, bei einer Messung das System im Zustand $|\varphi_n\rangle$ vorzufinden. Diese Wahrscheinlichkeit entspricht der Besetzungsdichte des Zustands $|\varphi_n\rangle$.

Handelt es sich bei dem System um ein Atom mit spontanen Übergängen von einem Energie-Niveau $|a\rangle$ in das Niveau $|b\rangle$, so können diese durch Einführen einer Relaxationsmatrix in der von-Neumann-Gleichung berücksichtigt werden:

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar}[H, \rho] + R. \quad (3.10)$$

Die Elemente der Relaxationsmatrix lauten dann³⁶

$$\begin{aligned} R_{aa} &= -\gamma \rho_{aa}, & R_{bb} &= -R_{aa} \\ R_{ai} &= -\frac{1}{2}\gamma \rho_{ai} & \text{für } i \neq a. \end{aligned} \quad (3.11)$$

Dabei gibt γ die Relaxationsrate der Besetzung von Niveau $|a\rangle$ in das Niveau $|b\rangle$ an. Wenn spontane Emission der dominierende Relaxationsmechanismus ist, entspricht γ dem Einsteinkoeffizienten A_{ab} des Übergangs.

Wird der Übergang (atomare Übergangsfrequenz ν) mit einem kohärenten Lichtfeld ($E = E_0 e^{i\nu_L t} + c.c.$) der Frequenz $\nu_L = \nu - \Delta$ angeregt, so erhält man für die Bewegungsgleichung der Dichtematrix eines zwei-Niveau-Atoms

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{11} &= \frac{1}{2}i\Omega(\rho_{21} - \rho_{12}) + \gamma\rho_{22} \\ \dot{\rho}_{22} &= -\frac{1}{2}i\Omega(\rho_{21} - \rho_{12}) - \gamma\rho_{22} \\ \dot{\rho}_{21} &= \frac{1}{2}i\Omega(\rho_{11} - \rho_{22}) + i\Delta\rho_{21} - \frac{1}{2}\gamma\rho_{21} \\ \dot{\rho}_{12} &= -\frac{1}{2}i\Omega(\rho_{11} - \rho_{22}) - i\Delta\rho_{12} - \frac{1}{2}\gamma\rho_{12} \end{aligned} \quad (3.12)$$

Ω ist dabei die zur Feldstärke des Lichtfeldes und zum Dipolmatrixelement des Übergangs proportionale Rabi-Frequenz der Anregung. Aus ihr erhält man im stationären Fall für die Diagonalelemente die Gleichungen

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{11} &= \gamma \frac{\Omega^2}{4\Delta^2 + \gamma^2} (\rho_{22} - \rho_{11}) + \gamma\rho_{22} \\ \dot{\rho}_{22} &= \gamma \frac{\Omega^2}{4\Delta^2 + \gamma^2} (\rho_{22} - \rho_{11}) - \gamma\rho_{22} \end{aligned} \quad (3.13)$$

In einem solchen Fall, in dem kein zweites kohärentes Lichtfeld mit dem ersten interferiert, reduziert sich also die von-Neumann-Gleichung zu einem einfachen Ratengleichungssystem. Als Lösung des Ratengleichungssystems erhält man

zusammen mit der Normierungsbedingung $\rho_{11} + \rho_{22} = 1$ die Besetzungsdichten in den beteiligten Niveaus

$$\rho_{22} = \frac{\Omega^2}{4\Delta^2 + \gamma^2 + 2\Omega^2}; \quad \rho_{11} = 1 - \rho_{22}. \quad (3.14)$$

3.2 Laserkühlung von $^{172}\text{Yb}^+$ - Ionen

Es soll jetzt das Isotop $^{172}\text{Yb}^+$ betrachtet werden. Es besitzt keinen Kernspin und zeigt somit keine Hyperfeinstruktur-Aufspaltung (Hfs) seiner Niveaus. Ein vereinfachtes Termschema dieses Ytterbium-Isotops zeigt Abbildung 3-1.

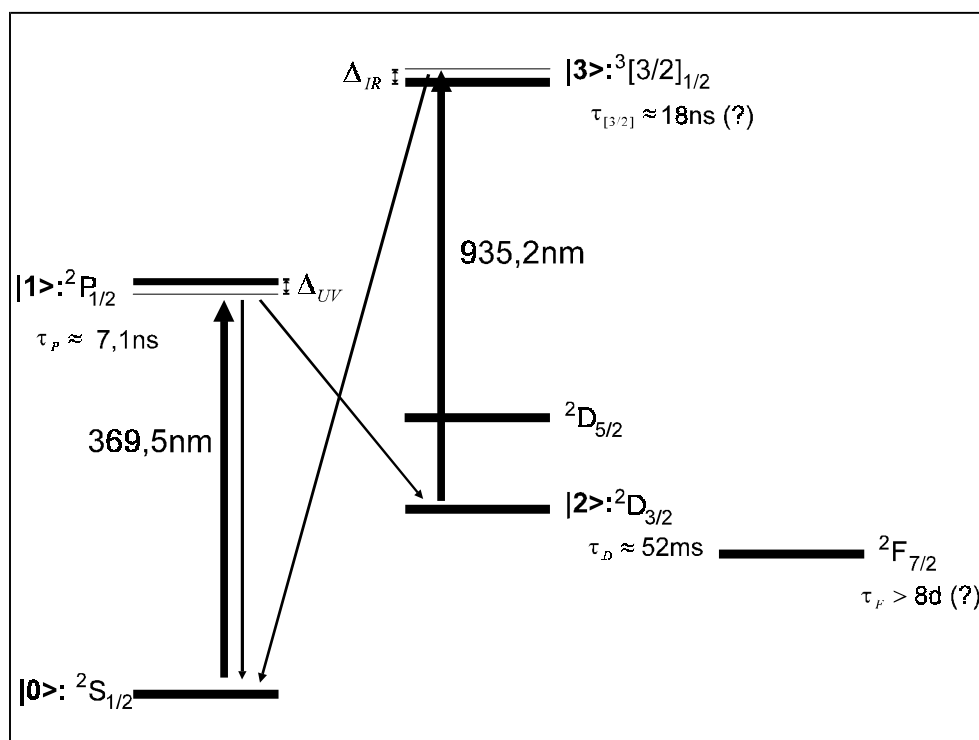


Abb.3-1: Vereinfachtes Termschema des Isotops $^{172}\text{Yb}^+$.

Als Kühlübergang bietet sich der Resonanzübergang bei 369,5nm vom Grundniveau $4f^{14}6s 2S_{1/2}$ zum angeregten Zustand $4f^{14}6p 2P_{1/2}$ (natürliche Lebensdauer $\tau_p \approx 7,1\text{ns}$ ⁴²) an. Das $2P_{1/2}$ -Niveau besitzt zwei spontane Zerfallskanäle. Neben dem spontanen Zerfall zurück in den Grundzustand ist ein Zerfall in das metastabile $4f^{14}5d 2D_{3/2}$ -Niveau möglich. Das Verzweungsverhältnis in diesen Kanal wurde mit etwa 0,6% berechnet.^{24,43} Die natürliche Lebensdauer des $2D_{3/2}$ -Niveaus beträgt $\tau_D \approx 52\text{ms}$,²⁷ so daß Übergänge in diesen Zustand zu *population trapping* führen. Das bedeutet, daß die Besetzungsdichte in diesem Zustand sehr groß wird, wodurch die zeitgemittelte Fluoreszenz auf dem Resonanzübergang stark sinkt.

Zur Vermeidung dieses Effekts muß das metastabile Niveau entvölkert werden. Möglich ist dies durch Stöße mit Puffergas (Helium, Stickstoff oder Wasserstoff), die jedoch ein effektives Kühlen der gespeicherten Ionen unmöglich machen. Eine naheliegende Möglichkeit zur stoßfreien Entvölkerung des Niveaus ist eine Anregung zurück in den ${}^2P_{1/2}$ -Zustand mittels eines zweiten Lasers mit einer Wellenlänge von $2,4\mu\text{m}$. Mit einem solchen 3-Niveau Anregungsschema wurden 1989 erstmals ${}^{172}\text{Yb}$ - Ionen gekühlt.⁴⁴ Ein Nachteil eines solchen Lambda-Systems besteht darin, daß im besten Fall eine Gleichbesetzung des metastabilen mit dem oberen Niveau, in diesem Fall dem Niveau ${}^2P_{1/2}$, erreicht wird. Eine vollständige Entvölkerung des metastabilen Zustands ist somit nicht möglich. Außerdem führt eine gleich große Verstimmung des $369,5\text{nm}$ - und des $2,4\mu\text{m}$ -Lasers gegen die Resonanzfrequenzen der jeweiligen Übergänge zum Auftreten einer Dunkelresonanz, das heißt einer starken Verminderung der Resonanzfluoreszenz auf dem Kühlübergang durch destruktive Interferenz der beiden Anregungspfade ins ${}^2P_{1/2}$ - Niveau.⁴⁵

Günstiger ist ein Besetzungstransfer aus dem ${}^2D_{3/2}$ -Niveau in einen vierten Zustand, der einen starken spontanen Zerfallskanal in den Grundzustand besitzt, während Übergänge in andere metastabile Zwischenniveaus, bei Ytterbium-Ionen insbesondere nach $4f^{14} 5d {}^2D_{5/2}$ oder in das extrem langlebige Niveau ${}^2F_{7/2}$, nicht existieren. Im Fall von Ytterbium-Ionen erfüllen mehrere Zustände diese Bedingungen. Ein möglicher Kandidat ist das Niveau $4f^{13} 5d 6s {}^3[1/2]_{1/2}$, das mittels eines Lasers bei $609,1\text{nm}$ angeregt werden kann.⁴⁶

Das Kühlen von Ytterbium-Ionen mittels eines 4-Niveau-Anregungsschemas gelang erstmals 1991 unter Verwendung eines Übergangs bei $935,2\text{nm}$ in das Niveau $4f^{13} 5d 6s {}^3[3/2]_{1/2}$.⁴⁰ Dieses Schema wird auch in dieser Arbeit genutzt. Das Niveau ${}^3[3/2]_{1/2}$ hat Berechnungen zufolge eine natürliche Lebensdauer von $\tau_{[3/2]} \approx 18\text{ns}$.²⁴ Die experimentell ermittelte Lebensdauer beträgt $(42 \pm 3)\text{ns}$.⁴² Das Verzweigungsverhältnis zwischen dem Zerfallskanal zurück nach ${}^2D_{3/2}$ und demjenigen in den Grundzustand beträgt etwa 2% ,²⁴ so daß das metastabile Niveau durch Anregung auf diesem Übergang praktisch vollständig entvölkert werden kann.

Die benötigte Anregung auf dem $935,2\text{nm}$ -Übergang läßt sich durch Lösen eines Ratengleichungssystems bestimmen, zu dem sich im vorliegenden Fall die Dichtematrix - Gleichung vereinfacht (siehe Abschnitt 3.1.2).

Im Experiment wird die Fluoreszenz auf dem Resonanzübergang beobachtet. Ihre Rate ist zur Besetzungsdichte des Niveaus $|1\rangle$ (Numerierung siehe Abbildung 3-1) proportional. Das zu erwartende Signal bei Verstimmung des Kühllasers zeigt Abbildung 3-2. Aufgetragen ist die mittlere Besetzungsdichte des Niveaus über der Verstimmung des Kühllasers, Δ_{UV} , für drei unterschiedlich starke Kühllaseranregungen. Wie in Abschnitt 2.2 wird die Stärke der Anregung ausgedrückt durch den Sättigungsparameter $S_{UV} := \Omega_{UV}^2 / A_{10}^2$, wobei Ω_{UV} die Rabi-Frequenz der

Kühlaseranregung angibt und A_{ik} den Einstein-Koeffizienten für spontane Emission auf dem Übergang von $|i\rangle$ nach $|k\rangle$ bezeichnet. Angenommen ist eine resonante Anregung auf dem IR-Übergang. Um den Einfluß der IR-Anregung zu ermitteln, wurde das Signal jeweils für eine Anregung auf dem 935nm - Übergang mit $S_{IR} := \Omega_{IR}^2 / A_{32}^2 = 10$ (a), $S_{IR} = 100$ (b) und $S_{IR} = 1000$ (c) berechnet.

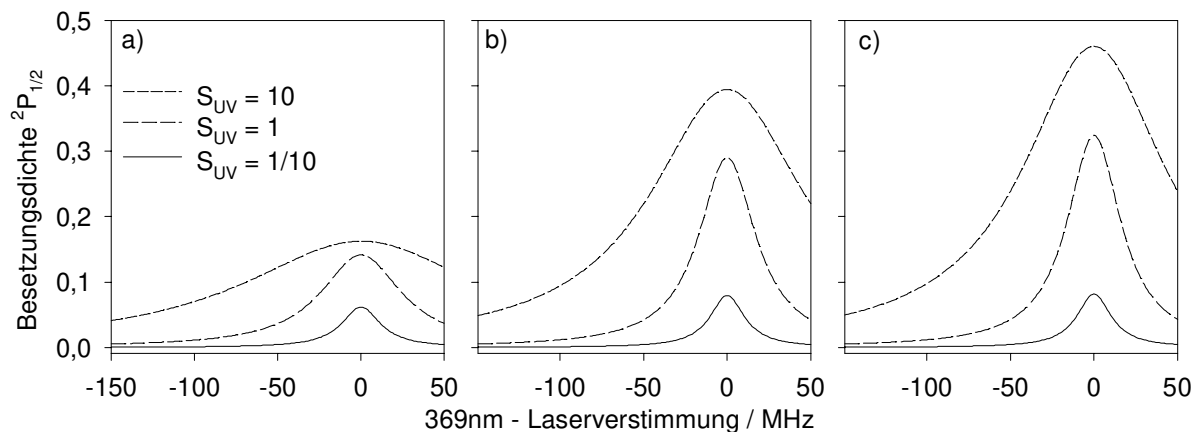


Abb.3-2: Sättigungsverhalten bei der Kühlung von $^{172}\text{Yb}^+$, $S_{IR} = 10$ (a), 100 (b) und 1000 (c).

Bei Anregung mit $S_{UV} = 1/10$ genügt eine IR - Anregung mit $S_{IR} = 10$ um eine effektive Entvölkerung des metastabilen Niveaus zu erreichen. In Abbildung 3-2 erkennt man das daran, daß die berechnete Besetzungsdichte des $^2P_{1/2}$ - Zustands für $S_{IR} > 10$ von S_{IR} unabhängig wird. Stärkere Anregung auf dem UV - Übergang führt zu vermehrten Übergängen in das $^2D_{3/2}$ - Niveau. Wird dies nicht durch stärkere Entvölkerung mittels Anregung auf dem 935nm - Übergang ausgeglichen, erhält man *population trapping* in diesem Niveau. Durch Erhöhung der IR-Anregung steigt die Besetzungsdichte des $^2P_{1/2}$ - Niveaus und damit die Anregungsrate auf dem Kühlübergang. Bei Anregung mit $S_{IR} = 1000$ wird auch bei Anregung mit $S_{UV} = 10$ das metastabile Niveau effektiv entleert. Die Besetzungsdichte des $^2P_{1/2}$ - Niveaus erreicht dann bei resonanter Anregung ($\Delta_{UV} = 0$) nahezu 50%. Im Fall einer im Vergleich zur natürlichen Linienbreite des $^2D_{3/2} - ^3[3/2]_{1/2}$ - Überangs großen Verstimmung der IR-Anregung erwartet man, daß zur effizienten Entvölkerung des $^2D_{3/2}$ - Zustands entsprechend höhere Anregungsleistungen nötig sind als bei der hier angenommenen resonanten Anregung.

Die Linienbreite ist im wesentlichen durch die Anregung auf dem Kühlübergang bestimmt. Bei Anregung mit $S_{UV} = 10$ erkennt man eine deutliche Sättigungsverbreiterung gegenüber der natürlichen Linienbreite des Resonanzübergangs.

3.3 Das Isotop $^{171}\text{Yb}^+$

3.3.1 Hyperfeinpumpen in das Grundzustandsniveau $^2\text{S}_{1/2}$ (F=0)

Wegen seines Kernspins von $I = 1/2$ zeigt das Isotop $^{171}\text{Yb}^+$ Hyperfeinaufspaltung seiner Energieniveaus. Ein Termschema mit den für die Laserkühlung relevanten Niveaus und atomaren Übergängen zeigt Abbildung 3-3. Die natürliche Lebensdauer und die Größe der Hyperfeinaufspaltung der verschiedenen Niveaus ist in Tab. 3-1 angegeben.

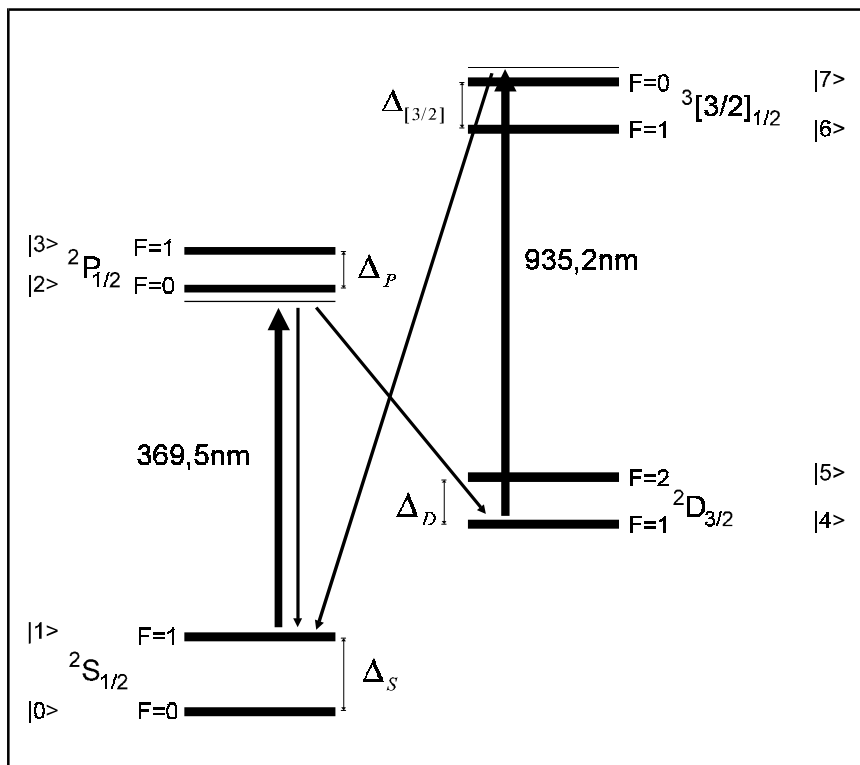


Abb.3-3: Vereinfachtes Termschema des Isotops $^{171}\text{Yb}^+$. Eingezeichnet sind die am 4-Niveau-Kühlzyklus beteiligten Übergänge.

Niveau	nat. Lebensdauer	Hyperfeinaufspaltung	Literatur
$^2\text{S}_{1/2}$	-	$\Delta_S / 2\pi = 12,6\text{GHz}$	[47]
$^2\text{P}_{1/2}$	$\tau_P \approx 7,1\text{ns}$	$\Delta_P / 2\pi = 2,1\text{GHz}$	[48]
$^2\text{D}_{3/2}$	$\tau_D \approx 52\text{ms}$	$\Delta_D / 2\pi = 860\text{MHz}$	[49]
$^3[3/2]_{1/2}$	$\tau_{[3/2]} \approx 18\text{ns} (?)$	$\Delta_{[3/2]} / 2\pi = 2,5\text{GHz}$	[47]

Tab.3-1: Natürliche Lebensdauer und Hyperfeinaufspaltung der Energieniveaus von $^{171}\text{Yb}^+$.

Als Kühlübergang wird in diesem Fall die Komponente ${}^2S_{1/2} (F=1) \rightarrow {}^2P_{1/2} (F=0)$ des Resonanzübergangs verwendet, da es sich hierbei um einen sogenannten zyklischen Übergang handelt. Das heißt, daß ein Zerfall in das Niveau ${}^2S_{1/2} (F=0)$ nach Anregung des Niveaus ${}^2P_{1/2} (F=0)$ wegen der Auswahlregeln für Dipolübergänge verboten ist und somit spontane Emission auf dem Resonanzübergang von dort stets zurück in das Niveau ${}^2S_{1/2} (F=1)$ führt.

Spontane Raman-Streuung durch nicht-resonante Anregung des ${}^2P_{1/2} (F=1)$ - Niveaus führt jedoch zu sogenanntem Hyperfeinpumpen in das zweite Grundzustands-Unterniveau (F=0) (siehe Abb. 3-4 (a)). Um trotzdem eine optimale Fluoreszenzausbeute zu erreichen, ist es möglich, dieses mittels einer Mikrowellenanregung zwischen den beiden Grundzustandsniveaus zu entvölkern.⁵⁰ Man erreicht damit jedoch im besten Fall eine Gleichbesetzung zwischen den beiden Niveaus. Günstiger ist deshalb der Transfer mittels optischer Anregung nach ${}^2P_{1/2} (F=1)$ mit anschließendem spontanen Zerfall nach ${}^2S_{1/2} (F=1)$ (Abb. 3-4 (b)).

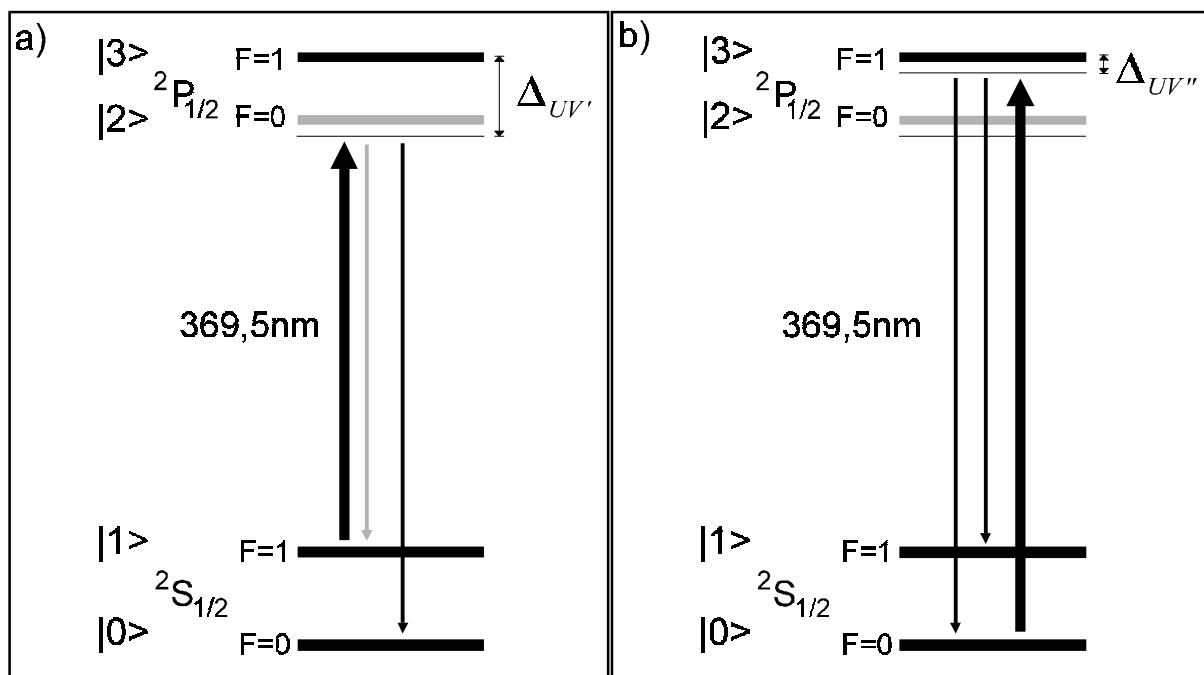


Abb.3-4: Hyperfeinpumpen nach ${}^2S_{1/2}(F=0)$ (a) und Rückpumpen durch Anregung der (F=0) \rightarrow (F=1) - Komponente des Kühlübergangs (b). Da Übergänge aus dem Unterniveau ${}^2P_{1/2} (F=0)$ in das Niveau ${}^2S_{1/2} (F=0)$ gemäß den Auswahlregeln für Dipolübergänge verboten sind, spielt dieses Niveau für das Hyperfeinpumpen keine Rolle. Es ist deshalb hier grau dargestellt.

In den Experimenten dieser Arbeit wird das Rückpumpen durch Frequenzschalten des zum Kühlen verwendeten, frequenzverdoppelten Diodenlasers um $(\Delta_S + \Delta_P) / 2\pi \approx 14,7\text{GHz}$ erreicht (siehe Kapitel 4). Das Frequenzschalten muß

dabei, um eine optimale Fluoreszenzausbeute zu erzielen, erheblich schneller erfolgen als das Hyperfeinpumpen in das untere Grundzustandsniveau.

Die Übergangsrates nach ${}^2S_{1/2}$ ($F=0$) ist proportional zur Besetzungsdichte des Niveaus ${}^2P_{1/2}$ ($F=1$). Zur Berechnung der zu erwartenden Besetzungsdichte wurde eine Modellrechnung durchgeführt, in welcher der Rückpumpprozess unter Vernachlässigung der expliziten Zeitabhängigkeit der Anregungsfrequenz beschrieben wird. Das Modell besteht aus dem in Abbildung 3-4 dargestellten Vier-Niveau-System mit den zum Grundzustand und zum ${}^2P_{1/2}$ -Zustand gehörenden Hyperfeinniveaus.

Der eigentliche Kühlübergang $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ sowie die nichtresonante Anregung auf der Komponente $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$ werden dabei als laserinduzierte Anregung behandelt, während Anregung und induzierte Emission auf der Komponente $|0\rangle \rightarrow |3\rangle$ durch zu Relaxationsraten analoge Übergangsrates

$$\Gamma_{03} = \Gamma_{30} = A_{30} \Omega_{UV}^2 / (A_{30}^2 + 4\Delta_{UV}^2) \quad (3.15)$$

modelliert werden. Diese spezielle Modellierung ist sinnvoll, da einerseits zur quantitativ richtigen Berechnung der Hyperfeinpumptrate auch die Anregung einer kohärenten Überlagerung der Unterzustände des ${}^2P_{1/2}$ -Zustands mit berücksichtigt werden muß,⁵¹ andererseits jedoch in unserem Fall durch die alternierende Anregung durch Kühl- und Rückpumpfeld keine Kohärenzen durch Doppelresonanz-Anregung auftreten.

von \ nach	$ 2\rangle$: ${}^2P_{1/2}(F=0)$	$ 3\rangle$: ${}^2P_{1/2}(F=1)$	$ 4\rangle$: ${}^2D_{3/2}(F=1)$	$ 5\rangle$: ${}^2D_{3/2}(F=2)$	$ 6\rangle$: ${}^3[3/2]_{1/2}(F=1)$	$ 7\rangle$: ${}^3[3/2]_{1/2}(F=0)$
$ 0\rangle$: ${}^2S_{1/2}(F=0)$	verboten	$\frac{1}{3} 1,4 \cdot 10^8 / s$	verboten	$\frac{2}{5} 19 / s$	$\frac{1}{3} 5,5 \cdot 10^7 / s$	verboten
$ 1\rangle$: ${}^2S_{1/2}(F=1)$	$1,4 \cdot 10^8 / s$	$\frac{2}{3} 1,4 \cdot 10^8 / s$	$19 / s$	$\frac{3}{5} 19 / s$	$\frac{2}{3} 5,5 \cdot 10^7 / s$	$5,5 \cdot 10^7 / s$
$ 4\rangle$: ${}^2D_{3/2}(F=1)$	$8,5 \cdot 10^5 / s$	$\frac{1}{6} 8,5 \cdot 10^5 / s$	-	-	$\frac{1}{6} 1,1 \cdot 10^6 / s$	$1,1 \cdot 10^6 / s$
$ 5\rangle$: ${}^2D_{3/2}(F=2)$	verboten	$\frac{5}{6} 8,5 \cdot 10^5 / s$	-	-	$\frac{5}{6} 1,1 \cdot 10^6 / s$	verboten

Tab.3-2: Spontane Übergangswahrscheinlichkeiten A_{ik} in ${}^{171}\text{Yb}^+$ (Quelle für die relativen Übergangswahrscheinlichkeiten der Hyperfeinstruktur-Komponenten: D. Schnier 1992.⁵² Einsteinkoeffizienten: siehe Text).

Die spontanen Übergangswahrscheinlichkeiten A_{ik} ergeben sich aus dem Produkt des zum Übergang gehörenden Einstein-Koeffizienten für spontane Emission mit der relativen Übergangswahrscheinlichkeit für die jeweilige Hyperfeinkomponente des Übergangs (siehe Tabelle 3-2). Die durch die nichtkontinuierliche Anregung effektiv

verminderte Kühllaserleistung erhält man durch Multiplikation der Laserleistung bei ununterbrochener Anregung mit dem entsprechenden Tastverhältnis des Frequenzschaltens.

Übergänge in das ${}^2D_{3/2}$ - Niveau werden zunächst vernachlässigt. Diese Näherung ist eine realistische Beschreibung des Falls, daß ein Ion im ${}^2D_{3/2}$ - Niveau schnell in das Grundniveau zurückgebracht wird, z.B. durch Anregung auf dem 935,2nm - Übergang. Die Besetzungsdichte in diesem Niveau bleibt dann klein gegenüber der Summe der Besetzungsdichten der anderen Niveaus.

Bei einem Tastverhältnis von 1%, wenn also die Anregung auf dem eigentlichen Kühlübergang jeweils nur kurz durch Rückpumpphasen unterbrochen wird, und einem Sättigungsparameter von $S_{UV} = 1$ ergibt sich mit der nach dem beschriebenen Modell berechneten Besetzungsdichte des Zustands ${}^2P_{1/2}$ (F=1) eine Hyperfeinpumprate von $P_{UV} = \rho_{33} A_{30} \approx 1,3\text{kHz}$. Sie ist wegen der stark nichtresonanten Anregung der ${}^2S_{1/2}$ (F=1) - ${}^2P_{1/2}$ (F=1) - Komponente durch den Kühllaser nahezu proportional zum Quadrat der Rabi-Frequenz und damit zur Laserintensität.

3.3.2 Übergänge in das metastabile ${}^2D_{3/2}$ (F=2) - Niveau

Vom Niveau ${}^2P_{1/2}$ (F=0) aus sind Übergänge in den metastabilen Zustand ${}^2D_{3/2}$ nur in das Unterniveau F=1 erlaubt. Die Rate bei $S_{UV} = 1$ beträgt $\rho_{22} A_{24} \approx 200\text{kHz}$. Die Entvölkerung kann wie bei ${}^{172}\text{Yb}^+$ mittels Anregung bei 935,2nm in das Niveau ${}^3[3/2]_{1/2}$ erfolgen, und zwar auf dem zyklischen Übergang in das Unterniveau F=0, da von hier aus Übergänge nach ${}^2D_{3/2}$ (F=2) gemäß den Drehimpuls - Auswahlregeln verboten sind. Übergänge in dieses Niveau werden jedoch, wie in Abbildung 3-5 a) gezeigt, durch drei Prozesse möglich:

- I. spontaner Zerfall von ${}^2P_{1/2}$ (F=1) aus, das während der Rückpumpphasen durch den Kühllaser besetzt wird,
- II. spontane Raman-Streuung durch nicht-resonante Anregung des ${}^2P_{1/2}$ (F=1) - Unterniveaus durch den Kühllaser,
- III. spontane Raman-Streuung durch nicht-resonante Anregung des ${}^3[3/2]_{1/2}$ (F=1) - Unterniveaus durch den 935,2nm-Laser.

Abbildung 3-5 b) zeigt die Prozesse, die zur Entvölkerung des Niveaus $|5\rangle$ (${}^2D_{3/2}$ (F=2)) beitragen: Spontane Übergänge auf dem Quadrupolübergang in das Grundniveau erfolgen mit einer Rate von $A_{50} + A_{51} \approx 19\text{s}^{-1}$. Außerdem erfolgt eine stark nichtresonante Anregung durch den 935,2nm - Laser nach ${}^3[3/2]_{1/2}$ (F=1) mit einer Verstimmung der Laserfrequenz gegen die Mittenfrequenz dieses Übergangs um $(\Delta_D + \Delta_{[3/2]}) / 2\pi \approx 3,4\text{GHz}$.

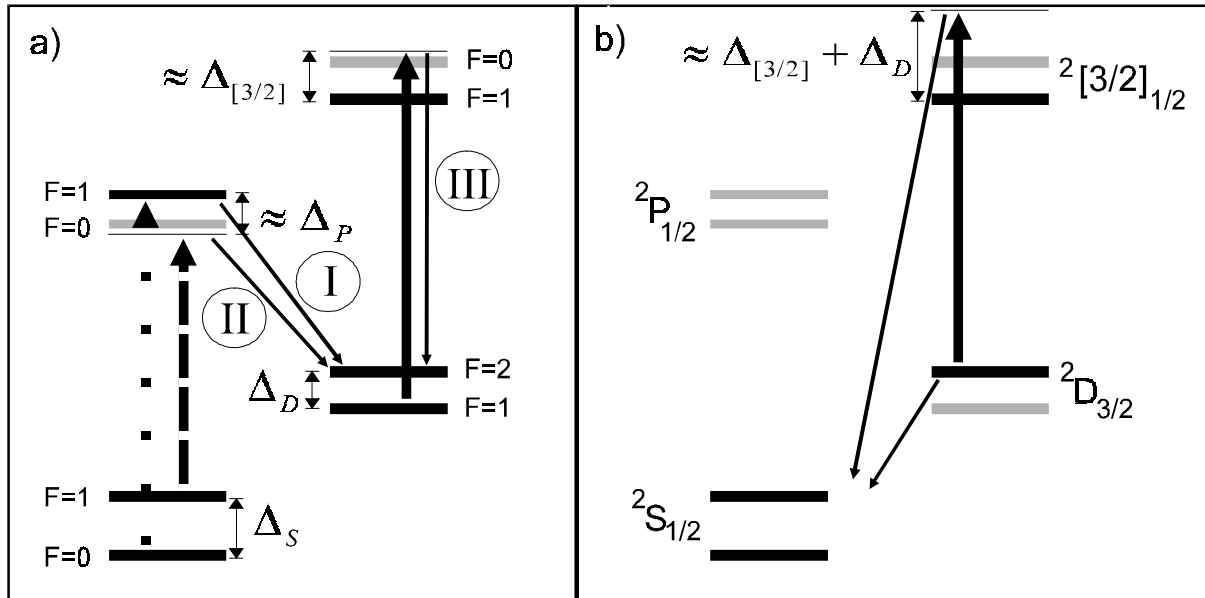


Abb.3-5: Be- und Entvölkerung des Niveaus ${}^2D_{3/2}(F=2)$. Nicht beteiligte Niveaus sind grau dargestellt.

Gelangt das Ion durch einen der in Abbildung 3-5 a) gezeigten Prozesse in das ${}^2D_{3/2}$ ($F=2$) - Unterniveau, so erlischt die Fluoreszenz auf dem Kühlübergang bis das Ion durch einen der in Abb. 3-5 b) gezeigten Prozesse das metastabile Niveau wieder verläßt.² Außerhalb dieser Dunkelphasen beträgt der mittlere Abstand zwischen zwei emittierten Fluoreszenzphotonen $(\rho_{22} A_{21})^{-1}$. Bei einer Besetzungsdichte des ${}^2P_{1/2}$ ($F=0$) - Niveaus von 20% (an dieser Stelle definiert als Mittel nur über die Hellphasen) erwartet man im Mittel also etwa alle 35ns ein Photon. Werden in einem Experiment von diesen Photonen hinreichend viele aufgefangen, so daß der Abstand zweier während einer Hellphase detektierter Fluoreszenzphotonen viel kleiner bleibt als die mittlere Aufenthaltsdauer des Ions im metastabilen Niveau, erscheinen die Phasen, in denen sich das Ion im metastabilen Niveau befindet, als Phasen erlöschender Resonanzfluoreszenz. Die zu erwartende Statistik dieser Dunkelphasen soll im folgenden mittels einer Modellrechnung untersucht werden.

Aufgrund des günstigen Verzweungsverhältnisses zwischen Übergängen vom Niveau ${}^2P_{1/2}$ in das Niveau ${}^2D_{3/2}$ bzw. in das Grundniveau werden die Besetzungsverhältnisse der vier Niveaus des Kühlübergangs (Abb. 3-4) untereinander durch die Rechnung in Abschnitt 3.3.1 auch dann noch annähernd richtig berechnet, wenn die Summe ihrer Besetzungsdichten durch *population trapping* im ${}^2D_{3/2}$ - Niveau reduziert wird. Man kann daher das 8-Niveau-System durch Zusammenfassen der vier Niveaus des Kühlübergangs zu einem neuen Niveau $|a\rangle$ zu einem 5-Niveau-System vereinfachen (siehe Abbildung 3-6). Die Übergangswahrscheinlichkeiten für spontane Übergänge vom Niveau ${}^2P_{1/2}$ nach ${}^2D_{3/2}$ ergeben sich dann durch Multiplikation der in Tabelle 3-2 angegebenen mit der relativen

Besetzungsdichte des beteiligten oberen Niveaus aus der Rechnung zum 4-Niveausystem des Kühlübergangs. Auf diese Weise können die Rechenzeiten deutlich verkürzt werden.

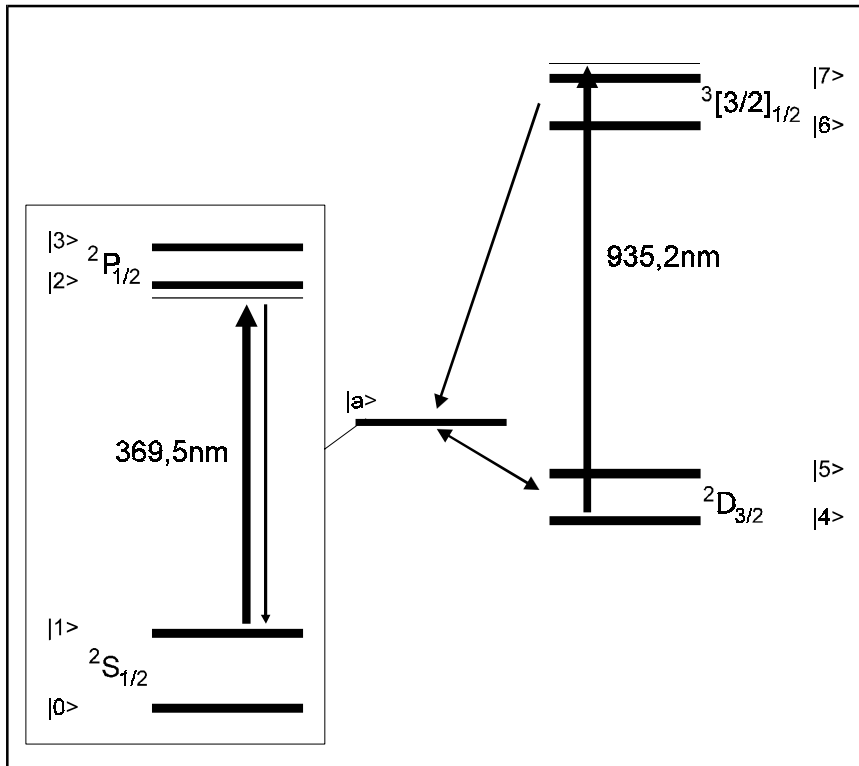


Abb. 3-6: Vereinfachung des 8-Niveau-Systems zu einem 5-Niveau-System durch Zusammenfassen der Niveaus des Kühlübergangs zu einem neuen Niveau $|a\rangle$.

Bei der Berechnung der induzierten Übergangsraten auf dem IR-Übergang müssen wie bei der Berechnung der Hyperfeinpumprate auf dem UV-Übergang Kohärenzeffekte berücksichtigt werden. Aus der Dichtematrixrechnung erhält man die Besetzungsdichten aller Niveaus. Aus ihnen können dann die korrekten induzierten Übergangsraten Γ_{ij} berechnet werden: Im stationären Fall ist die Anzahl der Übergänge je Zeiteinheit in ein Niveau ebenso groß wie die Anzahl der Übergänge aus ihm heraus. So gilt etwa für das metastabile Niveau $|5\rangle$

$$R_{in} = \rho_{33} A_{35} + \rho_{66} (A_{65} + \Gamma_{65}) = R_{out} = \rho_{55} (A_{50} + A_{51} + \Gamma_{56}) \quad (3.16)$$

und somit für die induzierten Übergänge vom Niveau $|5\rangle$ in das Niveau $|6\rangle$ und zurück

$$\Gamma_{56} = \Gamma_{65} = \frac{\rho_{33} A_{35} + \rho_{66} A_{65} - \rho_{55} (A_{50} + A_{51})}{\rho_{55} - \rho_{66}}. \quad (3.17)$$

Die im Experiment registrierte Anzahl der Dunkelzeiten je Zeiteinheit (siehe Kapitel 5) entspricht der Rate der Übergänge in das Unterniveau, also der Größe R_{in} aus Gl. (3.16). Die mittlere Aufenthaltsdauer des Ions im Zustand $^2D_{3/2}$ ($F=2$) und damit die mittlere Länge der Dunkelzeiten ist gegeben durch

$$\tau_{DZ} = \rho_{55} / R_{out} = (A_{50} + A_{51} + \Gamma_{56})^{-1}. \quad (3.18)$$

Die Rate R_{in} für Übergänge in das metastabile Niveau ist im wesentlichen durch die Besetzung des Niveaus $^2P_{1/2}$ ($F=1$) und damit die Anregung auf dem UV-Übergang bestimmt. Diese Abhängigkeit ist in Abbildung 3-7 für vier verschiedene IR-Anregungen dargestellt.

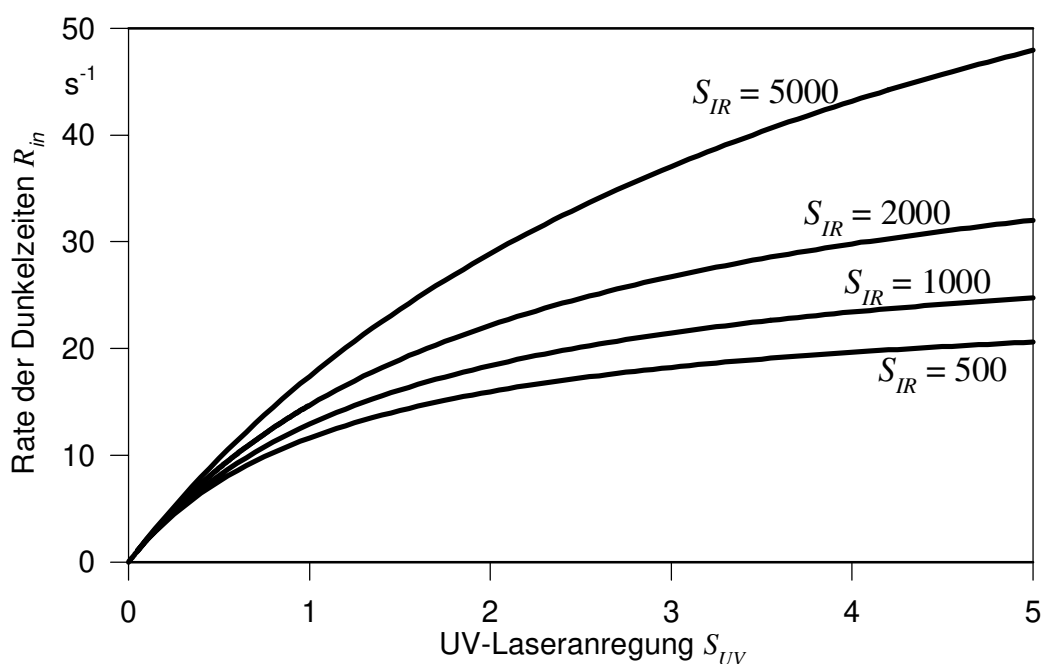


Abb.3-7: Rate der spontanen Dunkelzeiten in Abhängigkeit von der UV-Anregung. Verstimmung des UV-Lasers gegen den Kühlübergang: $A_{21} / 2$. Der IR-Laser wurde als resonant mit der Komponente $^2D_{3/2}$ ($F=1$) - $^3[3/2]_{1/2}$ ($F=0$) angenommen.

Ein Sättigungseffekt tritt ein, wenn das Ion sich während eines großen Teils der Zeit im metastabilen Niveau befindet. Die maximal mögliche Rate von Dunkelzeiten ist erreicht, wenn das Ion nach dem Verlassen des $^2D_{3/2}$ ($F=2$) - Niveaus quasi sofort wieder zurück in dieses Niveau gelangt. Die Rate beträgt dann τ_{DZ}^{-1} . Diesem Wert nähert sich die Dunkelzeitrate für große Anregungsleistungen auf dem UV-Übergang.

Die mittlere Länge der Dunkelzeiten ist unabhängig von der Anregung auf dem Kühlübergang. Für verschwindende IR-Laseranregung entspricht sie der natürlichen

Lebensdauer des metastabilen Niveaus ${}^2D_{3/2}$ ($F=2$). Die induzierte Übergangsrate Γ_{56} wächst proportional mit der Anregungsleistung. Die Dunkelphasen verkürzen sich entsprechend. Bei $S_{IR} = 2000$ beträgt die mittlere Länge der Dunkelzeiten etwa 22ms. Da die Komponente ${}^2D_{3/2}$ ($F=2$) - ${}^3[3/2]_{1/2}$ ($F=1$) durch den IR-Laser nur stark nichtresonant angeregt wird, ändert sich dieser Wert nicht, wenn der Laser gegenüber der Frequenz der Komponente ${}^2D_{3/2}$ ($F=1$) - ${}^3[3/2]_{1/2}$ ($F=0$) leicht verstimmt ist.

3.3.3 Spektroskopie auf dem ${}^2D_{3/2}$ ($F=2$) \rightarrow ${}^2S_{1/2}$ ($F=1$) - Quadrupolübergang

Die Möglichkeit, Übergänge in das metastabile ${}^2D_{3/2}$ ($F=2$) - Niveau über das Absinken der Resonanzfluoreszenz auf dem Kühlübergang oder durch das Auftreten von Dunkelzeiten empfindlich nachzuweisen, kann zur hochauflösenden Spektroskopie auf dem ${}^2D_{3/2}$ ($F=2$) \rightarrow ${}^2S_{1/2}$ ($F=1$) - Quadrupol-Übergang bei 435,5nm mit einer natürlichen Linienbreite von $(2\pi\tau_D)^{-1} \approx 3\text{Hz}$ genutzt werden. Es soll ein 3-Niveau-Ion betrachtet werden, das die wesentlichen Eigenschaften des ${}^{171}\text{Yb}^+$ - Termschemas besitzt (siehe Abbildung 3-8).

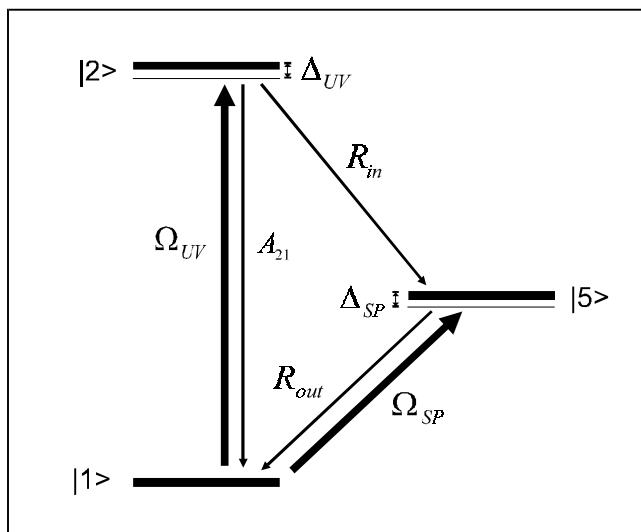


Abb.3-8: Vereinfachtes Modell eines ${}^{171}\text{Yb}$ -Ions (siehe Text)

Wie beim Ytterbium-Ion besitzt ein angeregter Zustand $|2\rangle$ einen starken spontanen Zerfallskanal in den Grundzustand $|1\rangle$ und einen schwächeren Übergang in einen zweiten angeregten Zustand $|5\rangle$. Der Übergang $|1\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ dient als Kühlübergang und wird mit der Rabi-Frequenz Ω_{UV} angeregt. Der schmale Übergang $|1\rangle \leftrightarrow |5\rangle$ wird mittels eines zweiten Lasers (im Folgenden auch Spektroskopielaser genannt, Rabi-Frequenz Ω_{SP} , Verstimmung Δ_{SP}) angeregt. Das betrachtete System ist abgesehen von dem spontanen Übergang von Niveau $|2\rangle$ nach Niveau $|5\rangle$ identisch mit dem 1986 von Arecchi et al.⁵³ sowie von Kimble et al.⁵⁴ diskutierten. Es kommt

durch spontane Zerfälle auf diesem Übergang auch ohne Anregung auf dem schmalen Übergang $|1\rangle \leftrightarrow |5\rangle$ zu einer Besetzung des metastabilen Niveaus. Dies führt zu dem im vorhergehenden Abschnitt beschriebenen Untergrund von spontanen Dunkelzeiten in der Resonanzfluoreszenz. Die Anregung des Übergangs $|1\rangle \leftrightarrow |5\rangle$ führt dann zum Auftreten zusätzlicher Dunkelzeiten.

Zur Berechnung der zu erwartenden Dunkelzeithäufigkeiten werden die Koeffizienten A_{ik} so gewichtet, daß sie den Verhältnissen im gekühlten Ytterbium-Ion ohne Anregung des 435,5nm - Übergangs entsprechen, wenn also $\Omega_{SP} = 0$ gesetzt wird. Für den Resonanzübergang wird $A_{21} = 1,4 \cdot 10^8 / \text{s}$ übernommen. Der Übergang $|2\rangle \rightarrow |5\rangle$ entspricht dem Übergang in das ${}^2D_{3/2}$ (F=2) - Niveau durch die in Abbildung 3-5 (a) dargestellten Prozesse. Es muß demnach gelten

$$\rho_{22}(\Omega_{SP} = 0) \cdot A_{25} = R_{in}(\Omega_{SP} = 0). \quad (3.19)$$

R_{in} und ρ_{22} sind für verschwindende Anregung auf dem Quadrupolübergang aus der Lösung der Dichtematrix-Rechnung im vorigen Abschnitt bekannt. Die Entvölkerungsrate des metastabilen Niveaus $|5\rangle$ entspricht den Prozessen aus Abbildung 3-5 (b), also

$$A_{51} = 1 / \tau_{DZ}(\Omega_{SP} = 0). \quad (3.20)$$

Unberücksichtigt bei diesem Modell bleibt die Wechselwirkung zwischen der simultanen Anregung durch den Spektroskopielaser und den IR-Laser.

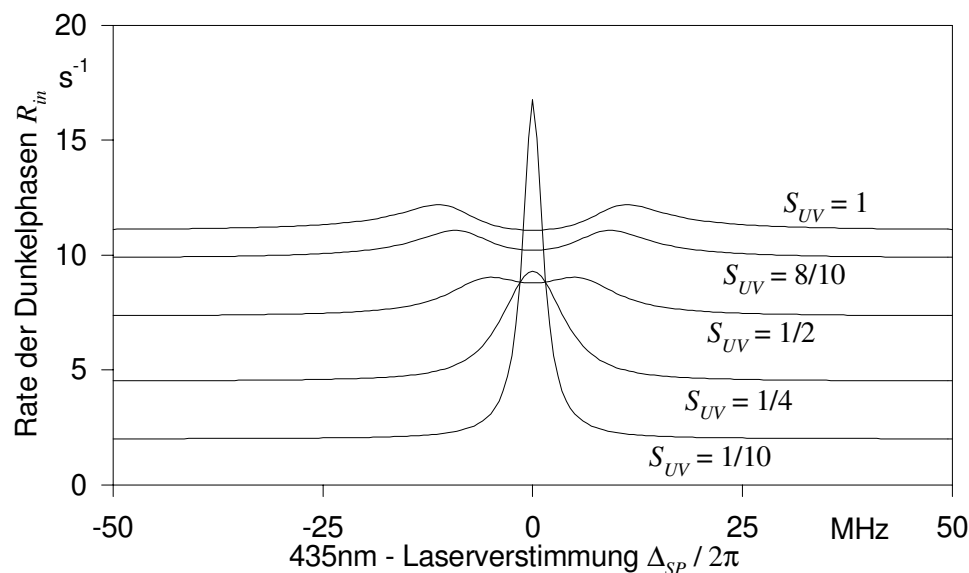


Abb.3-9: Rate der Dunkelzeiten in der Resonanzfluoreszenz in Abhängigkeit von der Verstimmung des Spektroskopielasers ($S_{SP} = 10^6$, $\Delta_{UV} = 0$).

Abbildung 3-9 zeigt die Abhängigkeit der Dunkelzeitrates von der Verstimmung des Spektroskopie-Lasers für unterschiedliche Anregungsraten auf dem Kühlübergang als Ergebnis der Modellrechnung. Der Kühlaser wurde als resonant mit dem Kühlübergang angenommen. Zusätzlich zu den spontanen Dunkelzeiten, deren Rate von der Anregung auf dem UV-Übergang abhängig ist, werden durch Übergänge auf dem Quadrupolübergang zusätzliche Dunkelzeiten induziert. Bei großen Anregungsraten auf dem UV-Übergang tritt eine Aufspaltung der Linie in zwei Komponenten bei $\pm \Omega_{UV}^2$ auf, die als AC-Starkeffekt interpretiert werden kann. Die Linienbreite ist bestimmt durch die Linienbreite des Kühlübergangs. Sie beträgt etwa $A_{21} / 2$. Die Anzahl der induzierten Dunkelphasen ist um so höher, je geringer die Anregung auf dem Kühlübergang ist. Da sich jedoch gleichzeitig die Fluoreszenzrate während der Hellphasen verringert, wird die Unterscheidung zwischen Hell- und Dunkelphasen schwieriger. Dadurch ist man in einem Experiment in der Reduktion der Kühlaseranregung eingeschränkt.

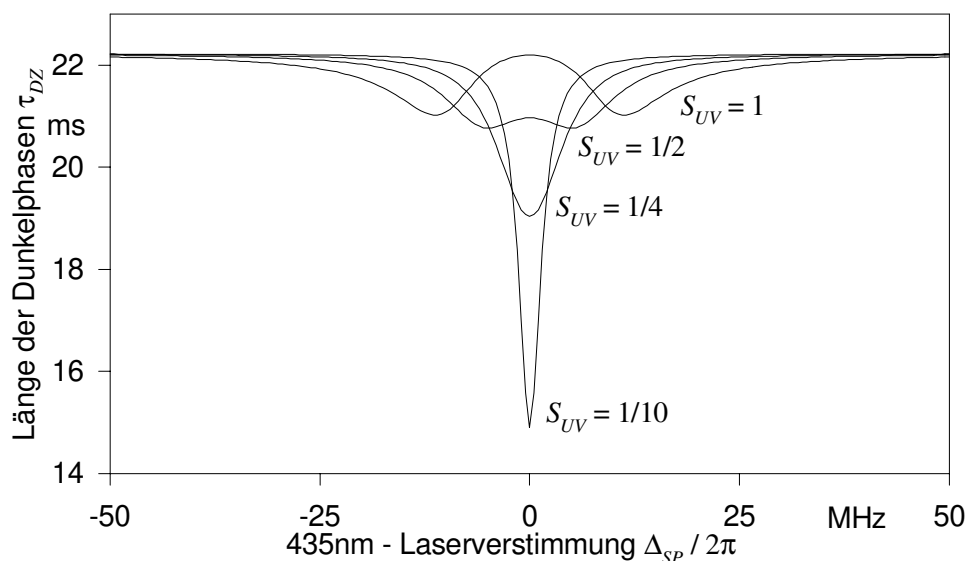


Abb.3-10: Länge der Dunkelzeiten in der Resonanzfluoreszenz in Abhängigkeit von der Verstimmung des Spektroskopielasers ($S_{SP} = 10^6$, $\Delta_{UV} = 0$).

Die Dunkelzeiten werden durch induzierte Emission auf dem Quadrupolübergang verkürzt. Dies zeigt Abbildung 3-10. Man erkennt wieder die Abhängigkeit der Anregungsrate auf dem Quadrupolübergang und die daraus resultierende Verkürzung der Dunkelphasen von der Stärke der UV-Laseranregung. Bei großer Kühlaserleistung tritt wie bei der Dunkelzeitrates eine Linienaufspaltung durch AC-Starkeffekt von der gleichen Größe auf.

Die Verkürzung der Dunkelzeiten mindert die Besetzungsdichte im metastabilen Niveau. Sie kann jedoch die gleichzeitig erhöhte Dunkelzeitrates nicht vollständig

kompensieren. Deshalb führen die durch die Anregung auf dem Quadrupolübergang induzierten zusätzlichen Dunkelzeiten zu einer Verminderung der mittleren Besetzungsdichte auf den Niveaus des Kühlübergangs und damit zur Reduktion der zeitgemittelten Fluoreszenz. Dies demonstriert Abbildung 3-11. Dargestellt ist die normierte Resonanzfluoreszenz, die zur Besetzungsdichte des Niveaus $|2\rangle$ proportional ist. Die Anregungsraten entsprechen den in Abbildung 3-9 und 3-10 verwendeten.

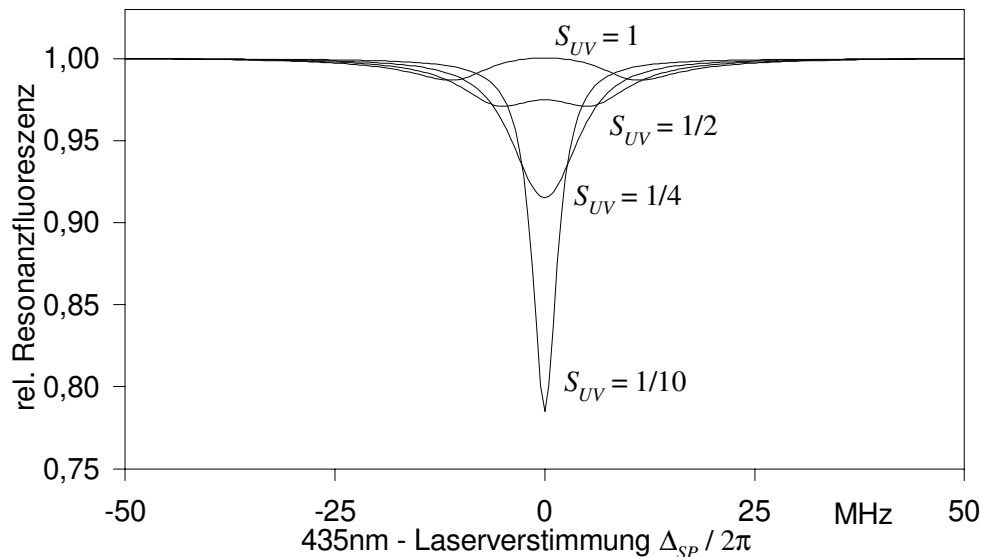


Abb.3-11: Fluoreszenzsignal bei Verstimmung des Spektroskopielasers bei resonanter UV-Laseranregung ($S_{SP} = 10^6$, $\Delta_{UV} = 0$).

Wegen der durch induzierte Emission auf dem Quadrupolübergang verkürzten Dunkelzeiten sind die Linien bei schwacher Anregung auf dem Kühlübergang gegenüber denjenigen in Abbildung 3-9 etwas verbreitert. Abgesehen von diesem Effekt entspricht die Linienform der obigen.

Der in Abbildung 3-11 gezeigte Fall ist abgesehen von den unabhängig von einer Anregung auf dem Quadrupolübergang auftretenden spontanen Dunkelzeiten äquivalent zu dem von Arecchi et al. bei großen UV-Anregungsraten untersuchten. Die spontanen Dunkelzeiten bewirken eine Verminderung der zeitgemittelten Resonanzfluoreszenz auch bei verschwindender Anregung durch den Spektroskopielaser. Sie haben jedoch keinen Einfluß auf die Form des Anregungsspektrums. Dementsprechend stimmen die von Arecchi et al. berechneten Linienaufspaltungen und Linienbreiten mit den oben angegebenen überein.

In einem Experiment mit gekühlten Ionen ist der Kühllaser gegenüber dem Resonanzübergang rot-verstimmt. Den Einfluß dieser Verstimmung auf die zu erwartende Dunkelzeitrate zeigt Abbildung 3-12.

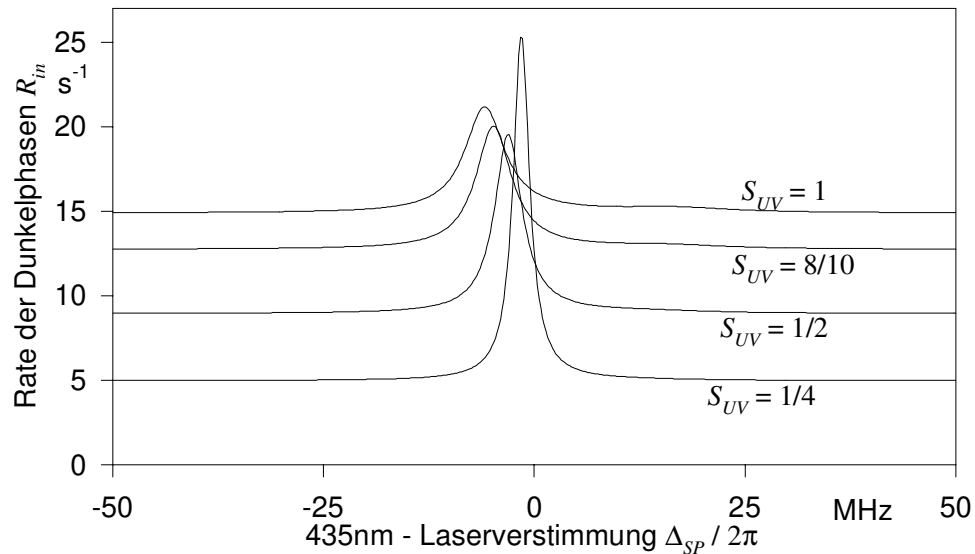


Abb.3-12: Rate der Dunkelphasen in der Resonanzfluoreszenz in Abhängigkeit von der Verstimmung des Spektroskopielasers bei rotverstimmttem Kühllaser ($S_{SP} = 10^6$, $\Delta_{UV} = A_{21} / 2$).

Für die Verstimmung des UV-Laser wurde hier die halbe natürliche Linienbreite des Kühlübergangs eingesetzt. Sie führt zu einer Verschiebung der Frequenz des schwachen Übergangs (*light shift*). Die Verschiebung ist um so größer, je größer die Verstimmung des Kühllasers gegenüber der Resonanzfrequenz und je höher die Anregungsrate auf dem Kühlübergang ist. Zur Vermeidung dieses Effekts sowie zum Erreichen von Linienbreiten in der Nähe der natürlichen Linienbreite des Übergangs muß in einem Experiment zur hochauflösenden Spektroskopie auf dem Quadrupolübergang die Anregung auf dem Kühlübergang während der Anregung mit dem Spektroskopielaser unterbrochen werden.

Kapitel 4: Experimenteller Aufbau und Methoden

In diesem Kapitel wird zunächst der für die in Kapitel 5 beschriebenen Experimente verwendete experimentelle Aufbau vorgestellt. Die verwendete Hochfrequenzfalle zur Speicherung einzelner Ionen wurde im Verlauf der in dieser Dissertation beschriebenen Experimente erstmals in Betrieb genommen. Ihre verschiedenen Komponenten werden beschrieben und die Besonderheiten erläutert. Bei den zur Kühlung und Spektroskopie verwendeten Lasern handelt es sich um Halbleiterlaser bzw. durch Halbleiterlaser gepumpte Festkörperlaser. Ihre Eigenschaften werden ebenfalls beschrieben.

Der zweite Teil behandelt die im Verlauf dieser Arbeit verwendeten experimentellen Methoden zur Speicherung und anschließenden Laserkühlung von Ytterbium-Ionen. Dieser Abschnitt beinhaltet die Beschreibung des Vefahrens, das zur dreidimensionalen Kompensation von elektrischen Störfeldern eingesetzt wurde.

4.1 Experimenteller Aufbau

4.1.1 Optischer Aufbau

Eine Übersicht über den optischen Aufbau der in dieser Arbeit beschriebenen Experimente zeigt Abbildung 4-1. Die gespeicherten Ytterbium-Ionen werden mittels zweier Laser gekühlt. Der eigentliche Kühllaser regt den Resonanzübergang $^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{1/2}$ bei 369,5nm an. Der Strahl dieses Lasers wird mittels eines Strahlteilers aus zwei senkrecht zueinander liegenden Richtungen in die Falle eingekoppelt. Auf diese Weise ist sichergestellt, daß auch bei Entartung der radialen Bewegungsfrequenzen alle Bewegungsfreiheitsgrade gekühlt werden (siehe Abschnitt 2.2.1). Durch Linsen mit einer Brennweite von $f = 15\text{cm}$ werden die Teilstrahlen in der Fallenmitte fokussiert (berechneter Radius der Strahltaile ca. $20\mu\text{m}$).

Ein zweiter Laser entleert das metastabile Niveau $^2D_{3/2}$ durch Anregung auf dem Übergang bei 935,2nm. Er wird durch eine weitere Linse ($f = 20\text{cm}$) fokussiert und antiparallel zu einem der beiden Kühllaserstrahlen in die Falle eingekoppelt. Der zur Spektroskopie am Quadrupolübergang $^2S_{1/2} \rightarrow ^2D_{3/2}$ bei 435,5nm verwendete dritte Laser wird mit einem der beiden Teilstrahlen des Kühllasers zur Deckung gebracht und gemeinsam mit ihm in die Fallenmitte fokussiert. Auf die Techniken zur Überlagerung der vier Laserfoki im Fallenzentrum mit einer Ortsunsicherheit von weniger als $10\mu\text{m}$ wird im Abschnitt 4.2.2 in diesem Kapitel eingegangen.

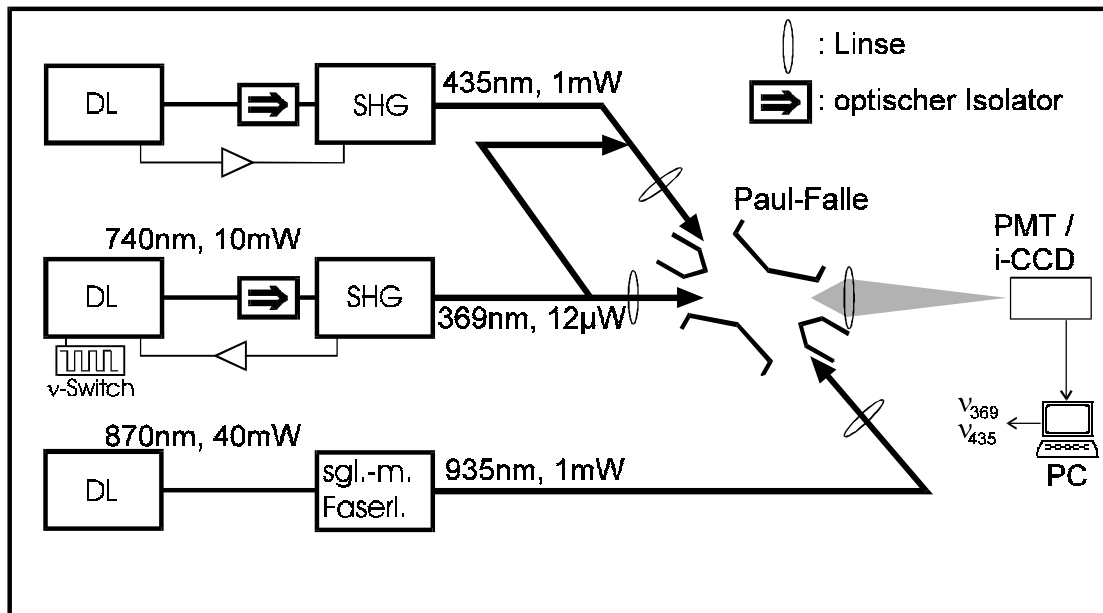


Abb.4-1: Experimenteller Aufbau (vereinfachte Schemazeichnung). DL: Diodenlaser; SHG: Resonator mit Frequenzverdopplung; PMT: Photomultiplier; i-CCD: Videokamera mit Bildverstärker.

Das Fluoreszenzlicht wird von einem beugungsbegrenzt abbildenden Objektiv ($f/4$) in der Richtung senkrecht zur Ebene, die durch die Laserstrahlen aufgespannt wird, aufgefangen. Durch eine weitere Linse (in der Abb. 4-1 nicht gezeigt) wird das Bild der Fallenmitte noch einmal vergrößert, so daß insgesamt eine etwa 150-fache Vergrößerung erreicht wird. Das Licht kann wahlweise auf eine Videokamera mit vorgeschaltetem Bildverstärker oder über einen Klappspiegel auf einen Photomultiplier mit nachgeschaltetem Zähler abgebildet werden. Ein zur Photonenrate proportionales Spannungssignal wird mit einstellbarer Zeitkonstante zeitlich gemittelt und zur Datenaufnahme in einem PC registriert. Außerdem können von diesem PC aus die Frequenzen des Kühllasers und des 435,5nm - Lasers verstimmt werden.

Im Folgenden werden die verschiedenen Komponenten des experimentellen Aufbaus im Einzelnen beschrieben.

4.1.2 Ionenfalle, Ytterbiumofen und Elektronenquelle

Die Elektroden der verwendete Paul-Falle haben konische Querschnitte. Dies ermöglicht eine gegenüber einer Falle aus Rotationshyperboloiden stark vereinfachte Fertigung. Ein zusätzlicher Vorteil sind die großen freien Raumwinkel zum Einkoppeln von Laserstrahlen und zum Detektieren der Fluoreszenz. Abbildung 4-2 zeigt ein Schnittbild der Fallengeometrie. Bei der gewählten Dimensionierung wird der Beitrag höherer Multipolterme zum Fallenfeld minimiert.¹¹

Die Ringelektrode hat einen Innenradius von $r_0 = 0,7\text{mm}$, die Kappenelektroden einen Abstand von $0,5\text{mm}$ zur Fallenmitte. Bei den in dieser Arbeit beschriebenen Experimenten wurde die Falle bei $\omega_0 / 2\pi = 16\text{MHz}$ mit einer Scheitelspannung von $V_0 \approx 500\text{V}$ betrieben. Für Ytterbium-Ionen (Massenzahl 171) ergibt sich eine Fallentiefe von $D_z \approx 20\text{eV}$, bzw. $D_r \approx 10\text{eV}$.¹¹ Die typischen Speicherzeiten der aufgebauten Falle lagen für einzelne Ionen im Hochvakuum bei einigen Wochen. In einem Fall konnte ein einzelnes Ion über drei Monate in der Falle gespeichert werden.

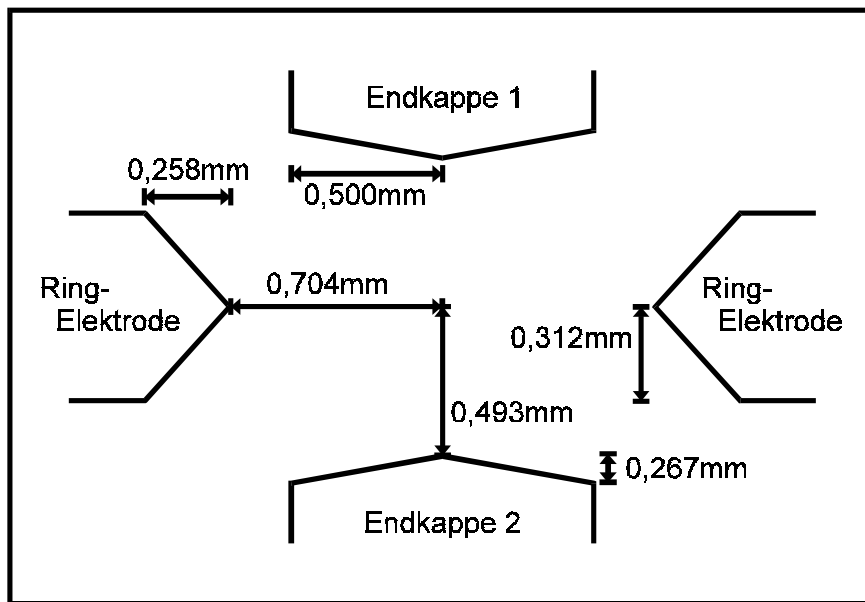


Abb.4-2: Schnitt der verwendeten Paul-Falle.

Zur Erzeugung von Ytterbiumdampf ist in der Nähe der Falle ein Doppelofen installiert. Dieser besteht aus zwei kurzen Stücken von der Länge nach durchbohrtem Tantaldraht (Durchmesser 1mm), die unabhängig voneinander elektrisch beheizt werden können. Einer der Öfen ist mit angereichertem ^{171}Yb , der andere mit ^{172}Yb gefüllt, so daß mit derselben Falle Experimente mit beiden Isotopen möglich sind. Die Ofentemperatur kann mittels eines Thermoelements gemessen werden.

Die Ionisierung des Ytterbiumdampfes erfolgt durch Elektronenstoß. Die dafür benötigten Elektronen werden mittels eines dünnen, thorierten Wolframglühdrahts ebenfalls in unmittelbarer Nähe der Falle erzeugt. Der Doppelofen und die Elektronenquelle sind so angeordnet, daß durch Anlegen von Gleichspannungen an diese beiden sowie an eine der Endkappen der Ionenfalle eventuelle statische Störfelder im Fallenzentrum in allen drei Raumrichtungen kompensiert werden können.

Ionenfalle, Ytterbiumofen und Elektronenquelle sind in einem Vakuumrezipienten aus Quarzglas untergebracht. Vier Brewsterfenster ermöglichen die Einkopplung von Laserstrahlung in der Ebene des optischen Tisches. Die Symmetrieachse der Falle ist relativ zur Arbeitsebene in einem Winkel von ca. 30° geneigt. Fluoreszenzlicht aus dem Falleninneren kann durch ein Fenster unterhalb der Falle beobachtet werden. Der Vakuumrezipient wird von einer Ionen-Getter-Pumpe mit einer Pumpleistung von 20 ℓ /s evakuiert. Der Restdruck beträgt weniger als 10^{-9} mbar.

Außerhalb des Vakuumrezipienten ist ein Permanentmagnet so angebracht, daß am Ort der Falle ein annähernd homogenes Magnetfeld von einigen 100 μ T Stärke erzeugt wird. Auf diese Weise wird optisches Pumpen zwischen den magnetischen Unterzuständen des $^2S_{1/2}$ (F=1) - Grundzustandes vermieden. Ohne Magnetfeld würden die auf dem Kühlübergang erreichbaren Anregungsraten stark reduziert.⁴⁷

4.1.3 Lasersysteme

Zur Anregung des Kühlübergangs wird ein frequenzverdoppelter Diodenlaser benutzt.⁵⁵ Die Grundwelle wird von einer kommerziellen AlGaAs Laserdiode mit verlängertem Resonator (*extended cavity*) erzeugt. Der freie Spektralbereich des Resonators beträgt 2,4GHz. Als frequenzselektives Element des verlängerten Resonators wird ein Brewster-Prisma verwendet. Den Endspiegel bildet eine Glasplatte (Reflektivität 4%), die zur Selektion der Longitudinalmode gekippt werden kann. Durch simultane Änderung des Betriebsstromes der Diode und der Länge der *extended cavity* kann der Laser über einen Bereich von einigen Gigahertz kontinuierlich durchgestimmt werden. Die emittierte Leistung beträgt ca. 10mW bei einer Wellenlänge von 740nm. Zur Frequenzverdopplung wird ein LiIO₃-Kristall eingesetzt, der zur Erhöhung der Grundwellenleistung in der Strahltaile eines optischen Resonators plziert ist. Der Verdopplungsresonator hat einen freien Spektralbereich von 740MHz. Die Laserdiode wird auf eine Frequenz dieses auf einer Invarplatte aufgebauten Resonators stabilisiert. Der frequenzverdoppelte Lichtstrahl hat eine nutzbare Leistung von etwa 12 μ W in einer Bandbreite von etwa 400kHz bei 369nm Wellenlänge. Die Frequenz des Lasers driftet typisch um etwa 1MHz / min.

Zur Vermeidung von optischem Pumpen in das F=0 - Hyperfeinniveau des Grundzustandes beim Kühlen von $^{171}\text{Yb}^+$ (siehe Kapitel 3) kann der Laser um 14,7GHz frequenzgeschaltet werden. Dies erfolgt durch schnelles Schalten des Betriebsstromes mit einer Frequenz von bis zu 5kHz. Dabei ist die Schaltamplitude so bemessen, daß die geschaltete Frequenz der Laserdiode wieder mit einer Mode des Verdopplungsresonators übereinstimmt. Durch eine geeignete Form des Schaltimpulses wird die thermische Trägheit der Laserdiode ausgeglichen.

Bei dem zum Entvölkern des metastabilen $^2D_{3/2}$ - Niveaus verwendeten Laser handelt es sich um einen Diodenlaser-gepumpten Faserlaser. Er entspricht in etwa dem bei

Tamm und Schnier⁵⁶ beschriebenen System auf der Basis einer transversal einmodigen Nd³⁺ - dotierten Faser. In den hier beschriebenen Experimenten erzeugt eine AlGaAs - Laserdiode einen Laserstrahl mit einer Leistung von 100mW bei etwa 800nm Wellenlänge, der als Pumplicht über einen dichroitischen Spiegel in die ca. 1m lange Faser eingekoppelt wird. Als resonatorinterne frequenzselektive Elemente des Faserlasers werden Prismen und drei Fabry-Perot-Etalons eingesetzt. Damit wird die Laseroszillation bei $\lambda=935\text{nm}$ auf eine longitudinale Resonatormode eingeschränkt. Die Kurzzeitstabilität der Emissionsfrequenz wird durch Modensprünge bestimmt und liegt im Bereich von $\pm 100\text{MHz}$. Als Langzeitdrift der mittleren Emissionsfrequenz wurden Werte im Bereich $\pm 100\text{MHz/h}$ beobachtet. Der Laser liefert bei einer Wellenlänge von 935nm eine Ausgangsleistung von 1mW.

Ein weiterer Halbleiterlaser wird zur Spektroskopie am 435,5nm -Quadrupol-übergang von Ytterbium eingesetzt. Dabei handelt es sich wiederum um einen abstimmbaren Diodenlaser mit verlängertem Resonator, dessen Licht nach Durchgang durch einen optischen Isolator in einem Ringresonator mit einem KNbO₃ - Kristall frequenzverdoppelt wird. Die erzeugte Oberwellenleistung dieses Lasers beträgt ca. 1mW. Ohne aktive Stabilisierung der Laserfrequenz ergab sich bei 435nm eine typische Frequenzdrift im Bereich von 2MHz/min. Die Kurzzeit-Schwankungen der Laserfrequenz im akustischen Frequenzbereich wurden mit Hilfe eines Fabry-Perot-Interferometers bestimmt. Unter typischen Bedingungen ergab sich eine Kurzzeitstabilität von $<1\text{MHz}$. Für spätere Experimente ist es vorgesehen, diesen Laser auf eine Mode eines Resonators hoher Güte vorzustabilisieren, der über eine Lichtleitfaser an den Laser angekoppelt wird.

Die Emissionswellen aller drei Laserquellen werden mittels eines Michelson-Wavemeters bestimmt, das eine Auflösung von ca. 50MHz und einen maximalen Fehler von $\pm 200\text{MHz}$ aufweist.

4.2 Experimentelle Methoden

4.2.1 Laden von Ionen in die Paul-Falle

Zum Laden von Ionen in die Falle wird zunächst der mit dem gewünschten Isotop befüllte Ofen mittels eines Stromes von einigen Ampere geheizt. Die dadurch erzeugten neutralen freien Ytterbium-Atome durchqueren zu einem Teil die Falle. Wird jetzt das als Elektronenquelle dienende Glühdraht kurzzeitig aktiviert, so werden durch Stöße der Elektronen mit den neutralen Atomen Ionen erzeugt. Erfolgt die Energie des erzeugten Ions hinreichend klein im Vergleich zur Potentialtopftiefe, wird das Ion atabil gespeichert.

Sollen einzelne Ionen in der Falle gefangen werden, so muß die Dichte der Neutralteilchen und der Elektronen so gering sein, daß innerhalb eines Ladezyklus im Mittel nur wenige Ionen erzeugt werden. Dies war erfüllt, wenn der Ofen mittels

eines Heizstroms von etwa 3A bis zu einer Ofentemperatur von etwa 220°C geheizt wurde und für etwa eine Sekunde ein Strom von wenigen μA von der Glühkathode emittiert wurde. Befinden sich dann mehrere Ionen in der Falle, wird diese durch kurzzeitiges Abschalten der Fallenspannung geleert. Um reproduzierbare Ladeparameter zu erhalten, wird die Heizstrom-Versorgung der Elektronenquelle automatisch abgeschaltet, sobald eine voreingestellte Ladungsmenge emittiert ist. Der beschriebene Ladezyklus wird so lange wiederholt, bis genau ein Ion gefangen wurde.

4.2.2 Justieren des optischen Aufbaus

Das Justieren der Laser auf die Fallenmitte erfolgt in mehreren Schritten. Zunächst wird der Vakuumrezipient bei nicht eingeschalteter Ionen-Getter-Pumpe mit Helium bis zu einem Druck von 10^{-6} mbar geflutet. Daraufhin wird eine große Wolke $^{172}\text{Yb}^+$ -Ionen ($N > 1000$) in die Falle geladen. Die Ionen werden durch Stöße mit dem als Puffergas wirkenden Helium abgekühlt, daneben bewirken die Stöße eine teilweise Entvölkerung des metastabilen $^2\text{D}_{3/2}$ -Niveaus des Ytterbiums. Dies bewirkt, daß ein optischer Nachweis durch Beobachtung von laserinduzierter Fluoreszenz auf dem Resonanzübergang möglich ist. Eine Entvölkerung des metastabilen Niveaus durch einen zweiten Laser ist nicht nötig. Zudem wird der Resonanzübergang durch Hochfrequenzheizung der Ionenwolke soweit verbreitert, daß der 369,5nm-Laser mittels des Lambdameters hinreichend genau auf seine Frequenz abgestimmt werden kann. Auf diese Weise kann der Kühllaser unabhängig vom 935,2nm-Laser grob auf die Fallenmitte vorjustiert werden. Allerdings werden durch Stöße der Ionen untereinander und mit dem Puffergas Übergänge in den langlebigen $^2\text{F}_{7/2}$ -Zustand induziert.⁵⁷ Dies führt dazu, daß die Resonanzfluoreszenz nach einigen Minuten erlischt. Die Ionen können dann jedoch durch Stöße mit neutralen Ytterbium-Ionen in den Anregungszyklus zurückgebracht werden, indem der Ytterbium-Ofen kurz in Betrieb genommen wird.

Nach der Vorjustierung des Kühllasers wird der 935,2nm-Laser so durch die Falle geschickt, daß die Resonanzfluoreszenz durch effiziente Entvölkerung des $^2\text{D}_{3/2}$ -Niveaus ansteigt. Jetzt kann die Vakuumpumpe in Betrieb genommen werden. Der Druck fällt dann durch Abpumpen des Heliums innerhalb kurzer Zeit auf unter 10^{-9} mbar ab. Die Ytterbium-Ionen bleiben dabei in der Falle gespeichert. Durch die jetzt einsetzende Laserkühlung verringert sich der Durchmesser der Wolke. Die Laser können nachjustiert werden, so daß die Fluoreszenzrate wiederum maximal wird.

Im nächsten Schritt wird die Falle zunächst durch kurzzeitiges Abschalten der Hochfrequenzspannung vollständig geleert und eine kleine Wolke ($N < 20$) von Ytterbium-Ionen geladen. Durch weiteres Nachjustieren kann jetzt erreicht werden, daß die Ionen aufgrund hinreichend effektiver Kühlung kristallartige Arrangements

bilden.⁵⁸ Das Bilden eines solchen Kristalls ist begleitet von einer plötzlichen Erhöhung der Fluoreszenzzählrate der Resonanzfluoreszenz aufgrund der jetzt wesentlich verringerten Dopplerbreite des Übergangs. Nach nochmaligem Nachjustieren treffen jetzt beide Laser die Fallenmitte so gut, daß auch ein einzelnes, in der Fallenmitte ruhendes Ion von ihnen getroffen wird.

Schließlich wird der 435,5nm-Laser auf die Fallenmitte justiert, indem man ihn mit dem Kühllaserstrahl zur Deckung bringt. Damit dies möglichst genau erfolgen kann, wird vor dem Durchtritt des Kühllaserstrahls durch den Vakuumrezipienten ein Klappspiegel eingefügt (in Abbildung 4-1 nicht dargestellt), der den Fokus des Kühllasers auf eine Blende mit einer Öffnung von 20µm Durchmesser ("*pinhole*") umlenkt. Hinter diesem *pinhole* kollimiert eine Linse ($f = 20\text{cm}$) den Strahl. Wird nun der 435,5nm-Laser so mit dem Kühllaser zur Deckung gebracht, daß er einerseits das *pinhole* durchquert und er andererseits noch über einige Meter hinter der Falle mit dem Kühllaserstrahl in Deckung bleibt, erreicht man, daß sich beide Laser bei Entfernen des Klappspiegels auch im Fallenzentrum bis auf einige µm überlappen.

4.2.3 Kompensation von Gleichspannungsanteilen im Fallenfeld

In Abschnitt 2.1.3 wurde bereits erläutert, daß auch bei effizienter Laserkühlung eines in einer Hochfrequenzfalle gespeicherten Ions das Erreichen des Lamb-Dicke-Regimes typischerweise dadurch erschwert wird, daß dem Fallenfeld statische elektrische Störfelder überlagert sind. Im Spektrum zeigt sich die Existenz eines solchen Störfeldes durch eine ausgeprägte Bewegungsseitenband-Struktur bei Vielfachen der Fallenfrequenz und eine zum Fallenfeld synchrone Modulation der vom gespeicherten Ion emittierten Resonanzfluoreszenz.⁵⁹

Statische Störfelder können in unserem Fall durch das Anlegen zusätzlicher Spannungen an den Ytterbiumofen, die Elektronenquelle und eine der beiden Endkappen der Falle kompensiert werden. Dabei kann die stark vergrößernde Abbildung des Fallenzentrums auf die CCD-Kamera genutzt werden, um eine Kompensation in allen drei Raumrichtungen zu erreichen.

Zu diesem Zweck wird zunächst eine zusätzliche, positive Gleichspannung an beide Endkappen der Ionenfalle angelegt. Das Fallenpotential wird in axialer Richtung steiler, während es in der Fallenebene bis auf einen kleinen Bruchteil des normalen Wertes reduziert wird. Dadurch wird das Ion in axialer Richtung fixiert, während kleine Änderungen des Gleichfeldes in radialer Richtung zu großen Verschiebungen des Ions in der Falle führen. Die Verschiebungen werden im Kamerabild des Fallenzentrums beobachtet und durch Anlegen passender Gleichspannungen am Ytterbium-Ofen und an der Elektronen-Quelle für die beiden radialen Freiheitsgrade kompensiert.

Jetzt wird das Ion durch Anlegen einer negativen Gleichspannung an die Endkappen in radialer Richtung fixiert und axial destabilisiert. Durch Anlegen einer passenden Spannungsdifferenz zwischen den Endkappen der Fall wird nun die Störfeld-induzierte Auslenkung des Ions entlang der Fallenachse kompensiert. Da Ytterbium - Ofen, Elektronenquelle und Endkappen nur näherungsweise im rechten Winkel zueinander angebracht sind, muß die jetzt erreichte Kompensation des Gleichspannungsanteils durch Wiederholen der Prozedur weiter optimiert werden, bis das Ion seine Position bei Änderung der Gleichspannung an den Endkappen nicht mehr sichtbar ändert.

Die verfügbare Auflösung des verwendeten Kammerasystems beträgt etwa 5nm. Die Tiefe des effektiven Fallenpotentials D läßt sich aus dem Abstand s zweier Ionen in der Falle abschätzen:

$$\left(\frac{s}{r_0}\right)^3 = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 r_0} \frac{1}{2D}; \quad r_0: \text{Fallenradius} \quad (4.1)$$

Wird das Ion durch ein Störfeld bei auf 10% abgeschwächtem Fallenpotential in radialer oder axialer Richtung um diesen Abstand aus der Fallenmitte verschoben, ergibt sich eine verbleibende Mikrobewegungsamplitude von $\xi_0 = -\frac{1}{2}qX < 5\text{nm}$

(siehe Gl. 2.6). Da die Verschiebung des Ions proportional zur Potentialtopftiefe des Pseudopotentials ist, ergibt sich bei regulären Speicherbedingungen eine Mikrobewegungsamplitude von unter 0,5nm. Die erreichte Kompensation führt dazu, daß eine Verbreiterung von Anregungsspektren gänzlich vermieden werden kann. Die Kompensation bleibt typisch für einige Tage stabil.

Kapitel 5: Experimente

5.1 Speicherung und Kühlung einzelner Ionen

Das Anregungsspektrum eines einzelnen in der Paulfalle gespeicherten $^{171}\text{Yb}^+$ -Ions nach Kompensation der Kontaktpotentiale zeigt Abbildung 5-1. Dabei wurde die Resonanzfluoreszenz eines einzelnen Ions mit dem Photomultiplier detektiert, während die Frequenz des UV-Lasers über die Resonanzfrequenz des Kühlübergangs (Hyperfeinstruktur-Komponente $F=1 \rightarrow F=0$) hinweg verstimmt wurde. Optisches Pumpen auf dem Kühlübergang wurde durch periodisches Frequenzschalten des Kühllasers auf die Frequenz der $F=0 \rightarrow F=1$ -Hyperfeinstruktur-Komponente kompensiert. Dabei erwies sich bei voller UV-Laserleistung eine Schaltfrequenz von ca. 2kHz bei einem Tastverhältnis von 1/5 als hinreichend für effektives Rückpumpen. Gleichzeitig wurde das metastabile $^2\text{D}_{3/2}$ -Niveau mittels des auf die Hyperfeinstruktur-Komponente $F=1 \rightarrow F=0$ des 935nm-Übergangs abgestimmten IR-Lasers entvölkert. Bei der hier eingesetzten IR-Anregungsleistung von ca. 1mW sind die in der Resonanzfluoreszenz auftretenden spontanen Dunkelphasen (siehe Kapitel 3) hinreichend kurz, um das registrierte mittlere Fluoreszenzsignal nicht wesentlich zu reduzieren. Bei der für die Messungen von Abbildung 5-1 gewählten Zeitkonstante im Fluoreszenznachweis von 0,3s sind außerdem auch die von Dunkelzeiten verursachten Fluktuationen des Fluoreszenzsignals klein im Vergleich zum Photonenschrotrauschen der Detektion.

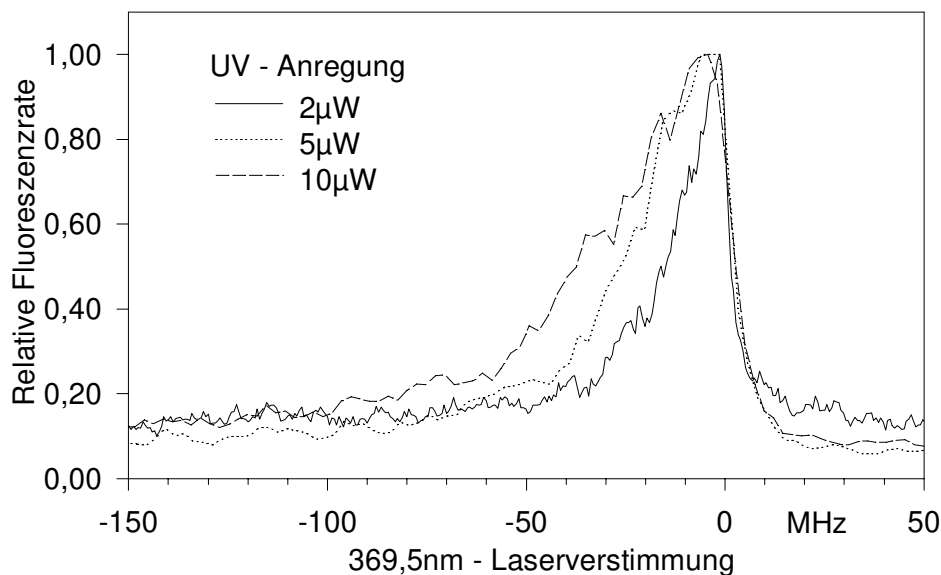


Abb.5-1: Anregungsspektren eines einzelnen $^{171}\text{Yb}^+$ -Ions für unterschiedliche UV-Anregung, normiert auf gleiche maximale Zählrate. Die absolute Zählrate für $2\mu\text{W}$ UV-Anregung betrug ca. 1450s^{-1} , für Anregung mit $5\mu\text{W}$ und $10\mu\text{W}$ jeweils ca. 2100s^{-1} .

In Abbildung 5-1 erkennt man deutlich den plötzlichen Abfall der Resonanzfluoreszenz, wenn die Frequenz des Kühllasers in die Nähe der Resonanzfrequenz des Übergangs gelangt. An diesem Punkt überwiegt die Aufheizung des Ions durch den Rückstoß der stochastisch in alle Raumrichtungen emittierten Fluoreszenzphotonen die Kühlung durch das rotverstimmte Kühllaserfeld. Es verläßt die Fallenmitte und die Resonanzfluoreszenz verschwindet. Die Halbwertsbreite des schmalsten Anregungsspektrums beträgt etwa 14MHz. Bei Abwesenheit von Heizeffekten ergäbe sich also eine volle Halbwertsbreite von ca. 28MHz (FWHM). Diese setzt sich aus einem homogenen Anteil entsprechend der natürlichen Linienbreite des Resonanzübergangs, 23MHz, sowie verbleibender Sättigungsverbreiterung und einem inhomogenen Anteil durch einen nicht vollständig kompensierten Gleichspannungsanteil des Fallenfeldes zusammen (s.u.).

Bei der durchgezogenen Kurve lag die Leistung des UV-Lasers bei $2\mu\text{W}$. Die gepunktete bzw. gestrichelte Kurve zeigt das Anregungsspektrum bei einer Kühllaserleistung von etwa $5\mu\text{W}$ bzw. $10\mu\text{W}$. Die Sättigung bewirkt, daß die maximale Zählrate trotz Erhöhung der Laserleistung von $5\mu\text{W}$ auf $10\mu\text{W}$ nicht signifikant steigt. Die Linienbreite erhöht sich in diesen Fällen durch die Sättigung des Kühlübergangs.

Die bei einer Anregung mit $10\mu\text{W}$ Kühllaserleistung gemessene Verbreiterung auf etwa die dreifache natürliche Linienbreite entspricht bei Vernachlässigung der inhomogenen Verbreiterung einer Anregung mit einem Sättigungsparameter von $S_{UV} \approx 4$. Eine solche Anregung erwartet man bei $10\mu\text{W}$ Leistung bei einer Fokussierung des UV-Lasers auf etwa $25\mu\text{m}$ Durchmesser in der Strahltaile, in guter Übereinstimmung mit dem bei beugungsbegrenzter Fokussierung erwarteten Durchmesser von $20\mu\text{m}$.

Den Einfluß eines nicht kompensierten Gleichspannungsanteils des Fallenfeldes verdeutlicht die Abbildung 5-2. Sie zeigt Anregungsspektren eines einzelnen Ions in der Falle, wobei nach Kompensation des Gleichspannungsanteils nach der in Kapitel 4 beschriebenen Methode das Ion durch Anlegen einer zusätzlichen Gleichspannung von 40V an die Elektronenquelle aus dem Fallenzentrum herausgezogen wurde. Dies entspricht der typischen Größenordnung der Ausgleichsspannung, die notwendig ist, um den Gleichspannungsanteil des Fallenfeldes zu kompensieren. Der Kühllaser wurde zur Vermeidung von Sättigung auf eine Leistung von etwa $2\mu\text{W}$ abgeschwächt. Bei der gepunkteten und der gestrichelten Linie wurde jeweils ein Teilstrahl des Kühllasers abgeblockt, so daß nur die Bewegungskomponente in Richtung des jeweils anregenden UV-Laserstrahls zur Verbreiterung des Spektrums beiträgt. Die Linienform entsteht durch nicht aufgelöste Bewegungsseitenbänder bei Vielfachen der Fallenfrequenz, 16MHz.

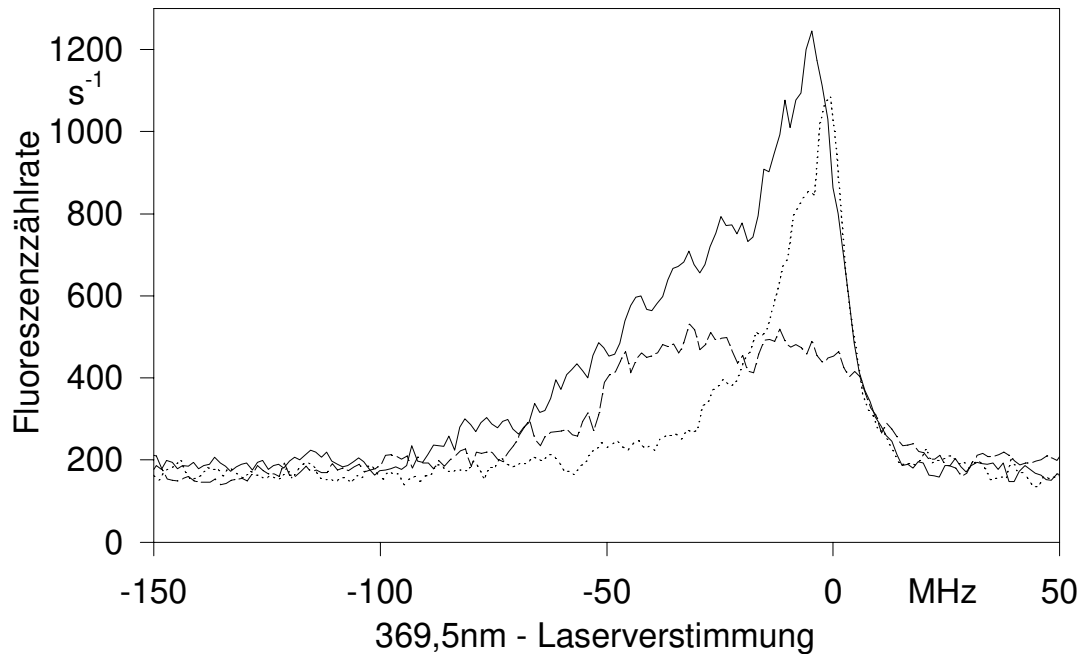


Abb.5-2: Anregungsspektren eines einzelnen $^{171}\text{Yb}^+$ - Ions. Durch einen Gleichspannungsanteil im Fallenfeld wurde das Ion aus dem Fallenzentrum herausgezogen. Es führt daher eine Mikrobewegung aus, die zu einer Verzerrung des Spektrums führt. Gestrichelte und gepunktete Kurve: Anregung durch den Kühllaser nur in jeweils einer Richtung. Durchgezogene Kurve: Anregung durch zwei sich im rechten Winkel kreuzende Laserstrahlen. Detektionszeitkonstante: 0,3s.

5.2 Spontane Dunkelzeiten in der Resonanzfluoreszenz

In Kapitel 3 wurde gezeigt, daß in der Resonanzfluoreszenz eines gekühlten ^{171}Yb - Ions Dunkelzeiten erwartet werden. Diese Dunkelzeiten treten durch spontane Übergänge in das nur nichtresonant durch den IR-Laser entvölkerte, metastabile $^2\text{D}_{3/2}$ ($F=2$) - Unterniveau auf. Sie sind nur dann im registrierten Fluoreszenzsignal nachweisbar, wenn ihre Länge, also die Aufenthaltsdauer des Ions im metastabilen Niveau, groß ist im Vergleich zur Nachweis-Zeitkonstante und zum mittleren Abstand zwischen einzelnen während einer Hellphase registrierten Resonanzfluoreszenz-Photonen.

Abbildung 5-3 zeigt für verschiedene IR-Laser - Anregungen einen jeweils zwei Sekunden langen Ausschnitt des zeitaufgelösten Fluoreszenzsignals eines einzelnen Ions. Die Anregung durch den Kühllaser erfolgte in beiden Fällen mit einer Leistung von $12\mu\text{W}$. Das $^2\text{D}_{3/2}$ ($F=1$) - Unterniveau wurde im oberen Fall mittels des auf eine Leistung von etwa $50\mu\text{W}$ abgeschwächten Infrarot-Lasers entleert. Die Zeitkonstante der Detektion betrug 3ms.

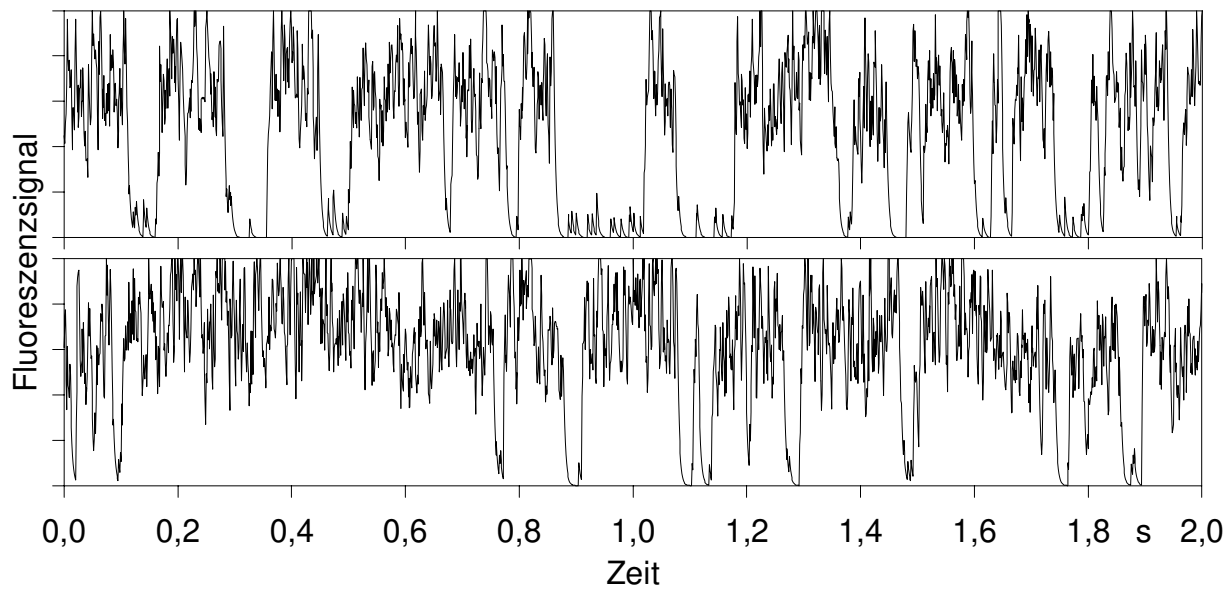


Abb.5-3: Zeitaufgelöste Resonanzfluoreszenz-Signale (Zeitkonstante 3ms). Man erkennt die Phasen verschwindender Fluoreszenz (Dunkelzeiten). Die mittlere Fluoreszenzrate während der Hell-Phasen (ca.70% des Vollausschlags) beträgt etwa 2000 s^{-1} . Die Leistung des IR-Lasers betrug im oberen Fall $50\mu\text{W}$, im unteren $500\mu\text{W}$.

Die mittlere Fluoreszenzrate während der Hellphasen liegt bei etwa 2000s^{-1} und ist gegenüber der Anregung mit voller IR-Laserleistung nicht signifikant verringert. Das bedeutet, daß das $^2\text{D}_{3/2}$ (F=1) - Unterniveau auch bei dieser IR-Anregung noch effektiv entleert wird. Deutlich sind die Phasen verschwindender Resonanzfluoreszenz zu erkennen, wenn das Ion den Anregungszyklus verläßt und sich für einige Millisekunden im metastabilen Unterniveau $^2\text{D}_{3/2}$ (F=2) aufhält.

Im unteren Fall betrug die IR-Laserleistung $500\mu\text{W}$. Nach wie vor treten Dunkelphasen auf, diese sind jedoch im Mittel deutlich kürzer als bei der Anregung mit $50\mu\text{W}$.

Im einminütigen Fluoreszenzsignal wurden pro Sekunde bei dieser Kühlaser-Anregung im Mittel 10 ± 1 Dunkelzeiten, definiert durch das Absinken des Fluoreszenzsignals auf unter 20%, gezählt. Diese Rate ist unabhängig von der Anregung auf dem IR-Übergang. Bei Abschwächung des Kühlasers verringerte sich die Anzahl der Dunkelzeiten in etwa proportional. Abbildung 5-4 zeigt die Histogramme der Dunkelzeitlängen für die beiden Fälle aus Abbildung 5-3. Die ermittelten Verteilungen zeigen gute Übereinstimmung mit dem erwarteten exponentiellen Verlauf.

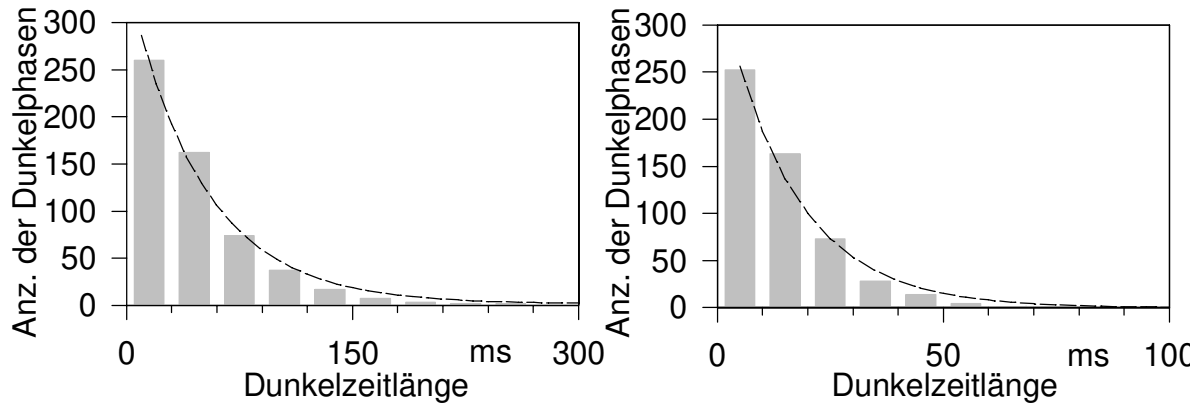


Abb.5-4: Histogramm der Dunkelzeitlängen im einminütigen zeitaufgelösten Fluoreszenzsignal, Parameter wie in Abb.5-3. Die gestrichelten Linien entsprechen an die Meßwerte angepaßten Exponentialverteilungen.

Die Abhängigkeit der Transferrate aus dem metastabilen Niveau in den Kühlzyklus von der eingestrahlichten Infrarot-Laserleistung zeigt Abbildung 5-5. Aufgetragen ist die Transferrate, das ist der Kehrwert der Dunkelzeitlänge, über der Leistung des Infrarotlasers. Die UV-Laserleistung betrug wiederum jeweils 12µW.

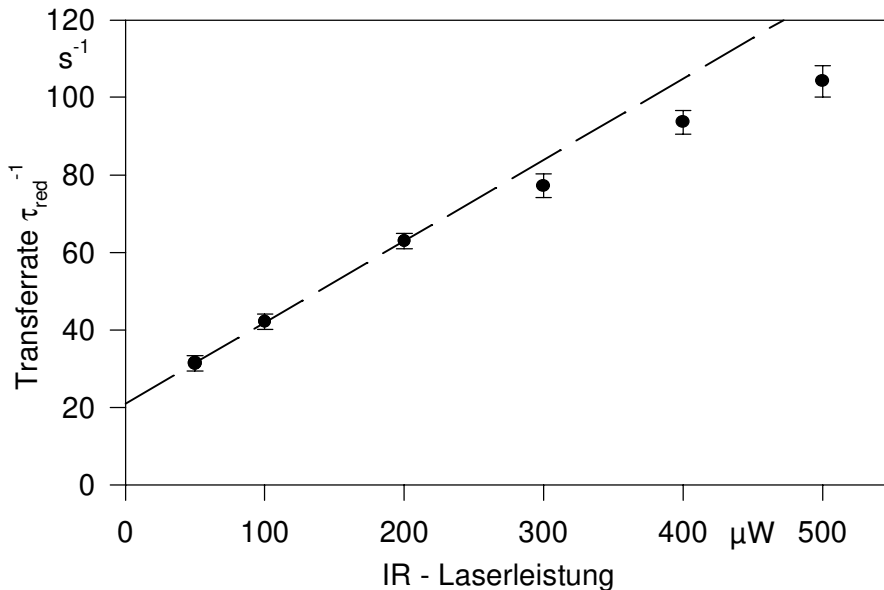


Abb.5-5: Transferrate aus dem metastabilen $^2D_{3/2}(F=2)$ -Unterniveau in Abhängigkeit von der eingestrahlichten IR-Laserleistung. Die Fehlerbalken geben den statistischen Fehler der Auswertung an. Die gestrichelte Linie ist ein linearer Fit an die drei unteren Meßwerte. Die Zeitkonstante im Fluoreszenznachweis betrug 3ms.

Die gestrichelte Linie stellt einen linearen Fit an die drei unteren Meßwerte dar. Ihre Verlängerung ergibt für verschwindende IR-Laserleistung eine Entvölkerungsrate von etwa 21s^{-1} . Dies ist in guter Übereinstimmung mit dem von Gerz et al.²⁷ angegebenen Wert von $(19,2 \pm 0,4)\text{s}^{-1}$ die natürliche Zerfallsrate des metastabilen Niveaus.

Die Zeitkonstante von 3ms bei der Detektion bewirkt, daß Dunkelzeiten, die kürzer als 3ms sind, nicht erkannt werden. Sie fehlen deshalb bei der Mittelung über die Dunkelzeitlängen. Dies macht sich insbesondere bei hohen Infrarot-Laserleistungen bemerkbar, wenn die kurzen Dunkelzeiten einen besonders hohen Anteil ausmachen. Die mittlere Dunkelzeitlänge wird in diesem Fall scheinbar länger, die Entvölkerungsrate dementsprechend geringer. Dies erklärt die Abflachung der Kurve in Abbildung 5-5. Abgesehen von diesem Abflachen der Kurve bei kurzen Dunkelzeiten entspricht der Verlauf dem erwarteten linearen Ansteigen der Entvölkerungsrate mit der IR-Laseranregung (siehe Kapitel 3).

Die gemessene mittlere Dunkelzeit-Häufigkeit entspricht in etwa der in Kapitel 3 berechneten für eine Anregung mit $\Omega_{UV}^2 / A_{12}^2 \approx 1/2$ auf dem Kühlübergang. Ein Vergleich der Ausgleichsgeraden in Abbildung 5-5 mit der nach Gleichung (3.18) berechneten mittleren Dunkelzeitlänge ergibt eine Anregung mit $\Omega_{IR}^2 / A_{74}^2 \approx 3000$ auf dem 935,2nm-Übergang bei einer IR-Laserleistung von $200\mu\text{W}$. Bei der abgeschätzten Fokussierung der Laser auf Strahldurchmesser von $\approx 25\mu\text{m}$ für den Kühllaser bzw. $\approx 50\mu\text{m}$ für den 935,2nm-Laser erwartet man entsprechende Anregungsraten bereits bei Laserleistungen von $1\mu\text{W}$ für den 369,5nm- bzw. $13\mu\text{W}$ für den 935,2nm-Laser. Dies könnte darauf hinweisen, daß der Fokus insbesondere des IR-Lasers aufgrund von Abbildungsfehlern erheblich größer ist als erwartet.

5.3 Spektroskopieexperimente am ${}^2\text{S}_{1/2} \rightarrow {}^2\text{D}_{3/2}$ - Quadrupolübergang

In der veröffentlichten Literatur finden sich keine Hinweise auf frühere Experimente zur Spektroskopie am elektrischen Quadrupolübergang ${}^2\text{S}_{1/2} \rightarrow {}^2\text{D}_{3/2}$ von Yb^+ . Dementsprechend mußte vor den eigenen Untersuchungen geklärt werden, welche der verfügbaren Wellenlängenangaben eine sinnvolle Ausgangsbasis für die in dieser Arbeit beschriebenen Experimente an ${}^{171}\text{Yb}^+$ darstellen kann. Die entsprechenden Vorüberlegungen finden sich im folgenden Abschnitt 5.3.1. In den daran anschließenden Abschnitten 5.3.2 bis 5.3.4 werden die Experimente vorgestellt, in denen mit unterschiedlichen Nachweisverfahren die Anregung der drei quadrupol - erlaubten Hyperfeinkomponenten des ${}^2\text{S}_{1/2} \rightarrow {}^2\text{D}_{3/2}$ - Übergangs in ${}^{171}\text{Yb}^+$ demonstriert wird.

5.3.1 Zur Wellenlänge des ${}^2\text{S}_{1/2} \rightarrow {}^2\text{D}_{3/2}$ - Quadrupolübergangs in ${}^{171}\text{Yb}^+$

Wie bereits in Kapitel 3 beschrieben, sollten durch eine Anregung des ${}^2\text{S}_{1/2}$ ($F=1$) \rightarrow ${}^2\text{D}_{3/2}$ ($F=2$) - Quadrupolübergangs zusätzliche Dunkelzeiten im Resonanzfluores-

zenz - Signal induziert werden, wodurch hochauflösende Spektroskopie auf diesem Übergang möglich würde. Die natürliche Linienbreite der Hyperfeinkomponenten des Übergangs ist durch die gemessene natürliche Lebensdauer des $^2D_{3/2}$ - Zustands von $\tau = 52\text{ms}$ mit $\Delta\nu \approx 3\text{Hz}$ (FWHM) gegeben. Bei simultaner Anregung auf dem Kühlübergang erwartet man eine Verbreiterung dieses Übergangs auf einige MHz (siehe Kapitel 3). Trotzdem ist eine möglichst genaue Kenntnis der Übergangswellenlänge bzw. der Übergangsfrequenz schon vor Beginn der Suche natürlich zumindest wünschenswert.

Eine mögliche Ausgangsbasis stellen die Daten von Meggers dar, die am natürlichen Isotopengemisch mit einer abgeschätzten Frequenzunsicherheit von 600MHz gewonnen wurden. Aus dieser Frequenz kann die Frequenz einer bestimmten Komponente des Übergangs unter Berücksichtigung der Isotopieverschiebung der beteiligten Terme⁶⁰ sowie ihrer Hyperfeinstrukturaufspaltung⁶¹ gewonnen werden. Im Falle der 435,5nm - Linie in $^{171}\text{Yb}^+$ ist dies jedoch nicht die genaueste Methode, da die Frequenz ν_{369} des Kühlübergangs $^2S_{1/2} (F=1) \rightarrow ^2P_{1/2} (F=0)$ im Verlauf der Experimente zur Laserkühlung bereits mit einer Unsicherheit von etwa 200MHz, dem maximalen Fehler des von uns verwendeten Michelson-Wavemeters (siehe Abschnitt 4.1.3), mit $\nu_{369} \approx 811,2878\text{ THz}$ bestimmt wurde. Außerdem wurde in der Arbeitsgruppe von Prof. Toschek in Hamburg die Frequenz $\nu_{2.4}$ der $F=1 \rightarrow F=0$ - Komponente des Übergangs $^2D_{3/2} \rightarrow ^2P_{1/2}$ bei $2,44\mu\text{m}$ mit einer Unsicherheit von 500MHz bestimmt,⁶² $\nu_{2.4} \approx 122,9428\text{ THz}$. Zusammen mit der ebenfalls bekannten Hyperfeinaufspaltung des $^2D_{3/2}$ -Niveaus ($\Delta_D = (860 \pm 30)\text{ MHz}$ ⁶³) ergibt sich für die gesuchte Frequenz ν_{1-2} der Komponente $^2S_{1/2} (F=1) \rightarrow ^2D_{3/2} (F=2)$

$$\nu_{1-2} = \nu_{369} - \nu_{2.4} + \Delta_D = 688,3438\text{THz} \pm 600\text{MHz}. \quad (5.1)$$

Dies entspricht einer Vakuum-Wellenlänge von $\lambda_{1-2} = (435,5272 \pm 0,0004)\text{nm}$.

Entsprechend ergibt sich mit der Hyperfeinstrukturaufspaltung des Grundzustandes ($\Delta_S = 12,642\text{GHz}$ ⁴⁷) für die Frequenzen der anderen Hyperfeinkomponenten

$$\nu_{0-2} = \nu_{1-2} + \Delta_S = 688,3564\text{THz} \pm 600\text{MHz} \quad \text{und} \quad (5.2)$$

$$\nu_{0-1} = \nu_{0-2} - \Delta_D = 688,3555\text{THz} \pm 600\text{MHz}. \quad (5.3)$$

Dies entspricht Wellenlängen von $\lambda_{0-2} = 435,5192\text{nm}$ bzw. $\lambda_{0-1} = 435,5198\text{nm}$. Mit den Daten von Meggers für die Schwerpunktwellenlänge des Quadrupolübergangs erhalte man unter Berücksichtigung der Isotopieverschiebung des Grundzustands Frequenzwerte, die um 3GHz, also im Rahmen der bei Meggers angegebenen Meßunsicherheit signifikant, von den hier berechneten abweichen.

5.3.2 Doppelresonanz-Signale bei Anregung von ${}^2S_{1/2}(F=1) \rightarrow {}^2D_{3/2}(F=2)$

Die Induzierung von Dunkelzeiten durch Anregung des ${}^2S_{1/2}(F=1) \rightarrow {}^2D_{3/2}(F=2)$ - Quadrupolübergangs demonstriert Abbildung 5-6. Die Anregung auf dem Quadrupolübergang erfolgte mit einer Leistung von $20\mu\text{W}$, seine Frequenz wurde um etwa 1MHz zwischen zwei Messpunkten verstimmt. Die Kühlaserleistung wurde auf $6\mu\text{W}$ reduziert, um die Anzahl der induzierten Dunkelzeiten zu erhöhen und gleichzeitig die Anzahl der durch spontane Übergänge in das metastabile Niveau entstehenden Dunkelzeiten zu reduzieren (siehe Kapitel 3, Abbildung 3-9). Letztere bilden den Untergrund von im Mittel etwa 4 Dunkelzeiten pro Sekunde in Abbildung 5-6, entsprechend einer Anregung auf dem Kühlübergang mit $S_{UV} \approx 1/4$. Zwar würde bei weiterer Reduzierung der Anregung die Anzahl der spontanen Dunkelzeiten weiter vermindert, jedoch sinkt in diesem Fall die Fluoreszenzrate während der Hellphasen so weit, daß diese nicht mehr sicher von den Dunkelphasen unterschieden werden können.

Die experimentell beobachtete Linienmitte liegt bei einer Vakuum-Wellenlänge von $(435,5266 \pm 0,0001)\text{nm}$, bestimmt mittels des Wavemeters. Die angegebene Unsicherheit entspricht dem Fehler des verwendeten Wavemeters, $\pm 200\text{MHz}$. Die gemessene Wellenlänge stimmt damit im Rahmen der Meßgenauigkeit mit der in Abschnitt 5.3.1 indirekt bestimmten überein.

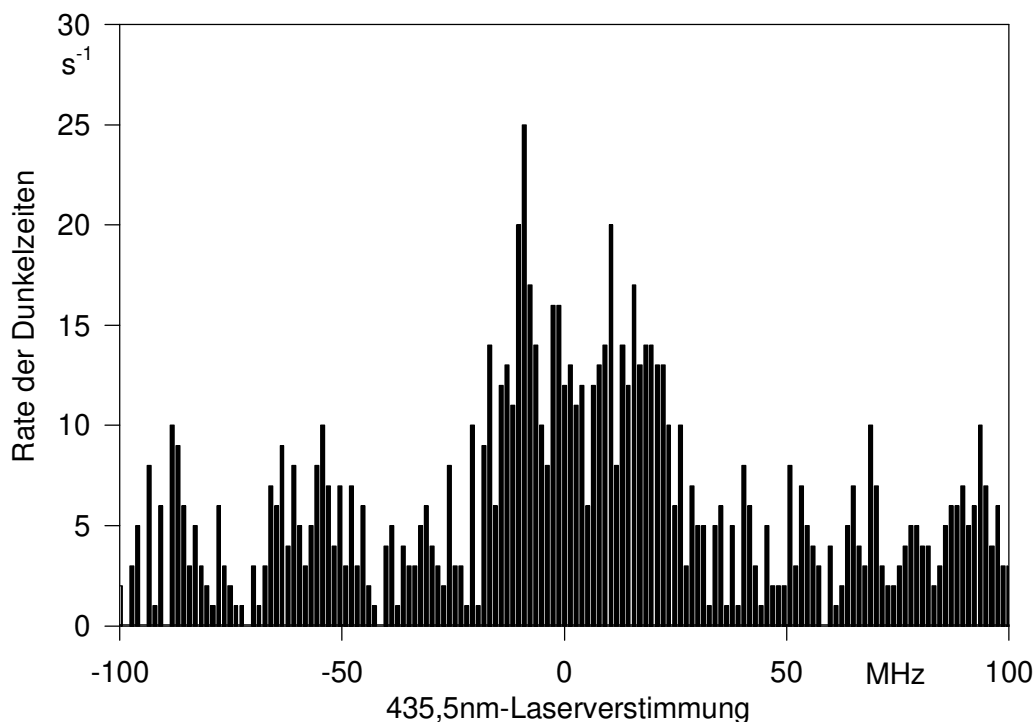


Abb.5-6: Nachweis der Anregung auf dem Quadrupolübergang durch Detektion zusätzlicher Dunkelphasen in der Resonanzfluoreszenz

Wie in Kapitel 3 beschrieben, kann die Anregung auf dem Quadrupolübergang auch durch das Absinken des zeitgemittelten Fluoreszenzsignals nachgewiesen werden. Die Dunkel- und Hellzeiten müssen dann nicht mehr voneinander unterschieden werden, so daß niedrigere Anregungsraten auf dem Kühlübergang möglich sind.

Das Sättigungsverhalten durch Anregung auf dem Quadrupolübergang zeigt Abbildung 5-7. Die Anregung auf dem Kühlübergang erfolgte jeweils mit einer Laserleistung von ca. $1\mu\text{W}$, entsprechend $S_{UV} \approx 1/20$. Der Streulichtanteil der Signale betrug etwa 200/s. Das unterschiedlich hohe Fluoreszenzsignal bei großer 435,5nm-Laserverstimmung erklärt sich durch leicht unterschiedliche Verstimmung des UV-Lasers gegen die Frequenz des Kühlübergangs. Frequenzdrift des Kühllasers während der Messung führte zum langsam ansteigenden Untergrund in Spektrum d).

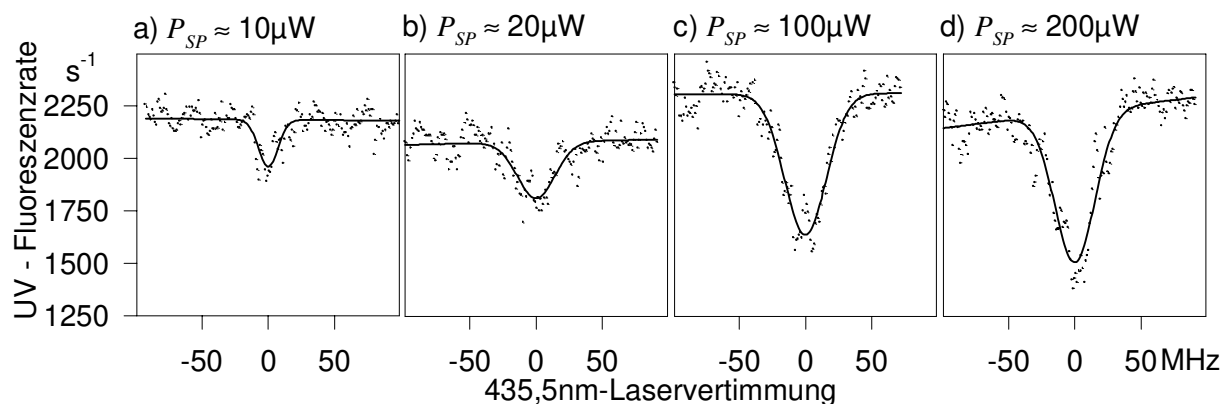


Abb.5-7: Sättigungsverhalten des 435,5nm-Quadrupolübergangs ($P_{UV} \approx 1\mu\text{W}$, $P_{IR} \approx 0,5\text{mW}$, Zeitkonstante der Detektion 0,3s, Verstimmrate 1MHz/s)

Die durchgezogenen Linien entsprechen Anpassungen gaußförmiger Linienprofile an die Meßpunkte. Das Absinken der Fluoreszenzraten in der Linienmitte auf etwa 90% bei Anregung mit $P_{SP} \approx 10\mu\text{W}$ und $20\mu\text{W}$ bzw. 70% bei Anregung mit $P_{SP} \approx 100\mu\text{W}$ und $200\mu\text{W}$ ist deutlich schwächer als es nach den Modellrechnungen bei den hier gewählten Anregungsraten zu erwarten wäre. Gleichzeitig sind die Linienbreiten wie bereits bei der in Abb. 5-6 gezeigten Messung erheblich größer als erwartet. Aus diesen Beobachtungen ergibt sich die Vermutung, daß bei den gezeigten Messungen zusätzlich zur Verbreiterung des Quadrupolübergangs durch den Kühllaser ein weiterer, inhomogener Verbreiterungsmechanismus wirksam war. Eine mögliche Ursache sind nicht vollständig kompensierte Gleichspannungsanteile im Fallenfeld, die zu nicht aufgelösten Bewegungsseitenbändern im Spektrum führen. Möglich ist auch, daß das Lamb-Dicke-Regime aufgrund einer unerwartet großen Amplitude der Makrobewegung nicht erreicht wurde.

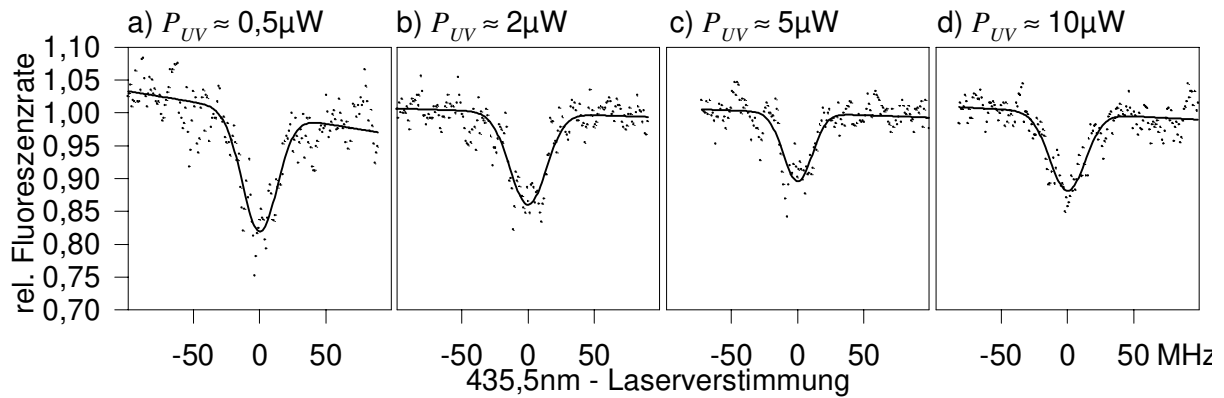


Abb.5-8: Einfluß der UV-Anregung auf die Anregung des Quadrupolübergangs ($P_{SP} \approx 20\mu\text{W}$)

Abbildung 5-8 zeigt den Einfluß der Anregung auf dem Kühlübergang. Die Spektren wurden normiert auf die Fluoreszenzrate bei verschwindender Anregung auf dem Quadrupolübergang. Man erkennt die Verminderung des Signals bei zunehmender Anregung durch den UV-Laser aufgrund der immer stärker reduzierten Lebensdauer des Grundzustandes.

5.3.3 Doppelresonanz-Anregung von ${}^2S_{1/2}(F=0) \rightarrow {}^2D_{3/2}(F=2)$

In einem Experiment zur hochauflösenden Spektroskopie und insbesondere im Hinblick auf eine mögliche Verwendung als Uhrenübergang eines Frequenznormals ist ein Übergang zwischen zwei magnetischen Unterzuständen mit $m_F=0$ besonders interessant, da dessen Wellenlänge wegen des Verschwindens des Zeeman-Effekts erster Ordnung besonders stabil gegenüber Schwankungen des Magnetfeldes ist. Bei Verwendung des Übergangs ${}^2S_{1/2}(F=0) \rightarrow {}^2D_{3/2}(F=2)$ ist $m_F=0$ für den Grundzustand automatisch erfüllt.

Auch bei simultaner Anregung auf dem Kühlübergang und der ${}^2S_{1/2}(F=0) \rightarrow {}^2D_{3/2}(F=2)$ - Komponente des Quadrupolübergangs werden zusätzliche Dunkelzeiten in der Resonanzfluoreszenz induziert, so daß die zeitgemittelte Fluoreszenzrate nachweisbar sinkt. Das Signal ist jedoch im Vergleich zu demjenigen bei Anregung der ${}^2S_{1/2}(F=1) \rightarrow {}^2D_{3/2}(F=2)$ - Komponente wegen der geringeren Besetzung des $F=0$ -Grundzustands-Hyperfeinniveaus stark vermindert. Dies zeigt Abbildung 5-9. Die Anregung auf dem Kühlübergang erfolgte mit $12\mu\text{W}$, der $435,5\text{nm}$ -Übergang wurde mit einer Laserleistung von 1mW angeregt. Der nichtkonstante Untergrund rührt her von einer Frequenzdrift des Kühllasers in Richtung auf die Linienmitte des Kühlübergangs. Die Linienmitte der ${}^2S_{1/2}(F=0) \rightarrow {}^2D_{3/2}(F=2)$ - Komponente des Quadrupolübergangs wurde bestimmt mit $(435,5187 \pm 0,0001)\text{nm}$. Der Abstand zur ${}^2S_{1/2}(F=1) \rightarrow {}^2D_{3/2}(F=2)$ - Komponente entspricht damit $(12,48 \pm 0,15)\text{GHz}$, stimmt also im Rahmen der Unsicherheit mit der bekannten Hyperfeinstruktur - Aufspaltung des Grundniveaus von $12,64\text{GHz}$ ⁶⁰ überein.

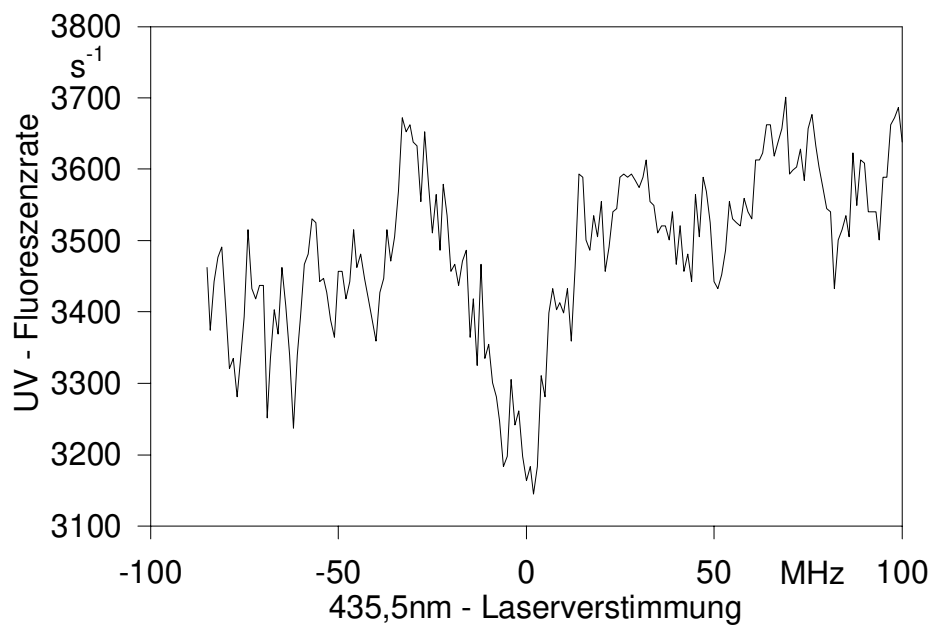


Abb.5-9: Anregung der ${}^2S_{1/2}(F=0) \rightarrow {}^2D_{3/2}(F=2)$ - Komponente des Quadrupolübergangs

5.3.4 Stimulierte Emission auf der Komponente ${}^2S_{1/2}(F=1) \rightarrow {}^2D_{3/2}(F=1)$

Da das $F=1$ -Unterniveau des ${}^2D_{3/2}$ -Niveaus beim Kühlen des Ions durch den 935,2nm-Laser schnell entvölkert wird, werden durch Anregung der ${}^2S_{1/2}(F=1) \rightarrow {}^2D_{3/2}(F=1)$ - Komponente des Quadrupolübergangs keine Dunkelzeiten in der Resonanzfluoreszenz induziert. Eine Anregung auf diesem Übergang kann jedoch nachgewiesen werden, wenn der ${}^2D_{3/2}(F=1)$ - Zustand ohne die übliche Anregung des ${}^2D_{3/2}(F=1) \rightarrow {}^3[3/2]_{1/2}(F=0)$ - Übergangs bei 935nm nur durch stimulierte Emission auf dem Quadrupolübergang zum Grundzustand entvölkert wird. Wegen der bei Anregung des Quadrupolübergangs relativ geringen erreichbaren Transferraten erwartete man allerdings nur ein kleines Fluoreszenzsignal bei Resonanz.

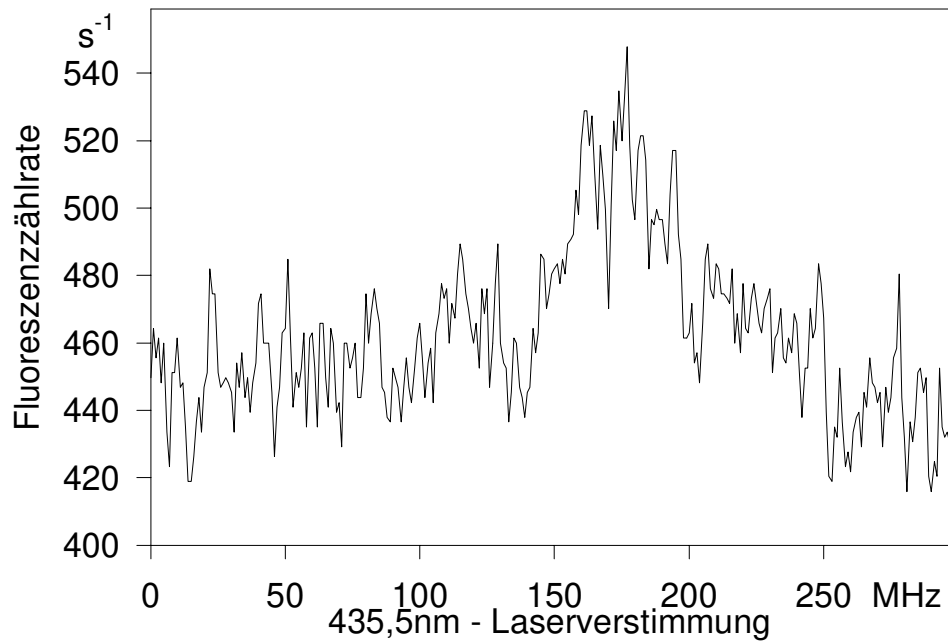


Abb.5-10: Entvölkerung des $^2D_{3/2}(F=1)$ - Zustandes durch Anregung des $^2S_{1/2}(F=1) \rightarrow ^2D_{3/2}(F=1)$ - Übergangs

Ein entsprechendes Spektrum zeigt Abbildung 5-10. Die Anregung auf dem 435nm - Übergang erfolgte mit 1mW, die Leistung des Kühllasers betrug $6\mu\text{W}$. Die Linienmitte befindet sich bei $(435,5271 \pm 0,0001)\text{nm}$. Aus der Differenz zur Frequenz der $^2S_{1/2}(F=1) \rightarrow ^2D_{3/2}(F=2)$ - Komponente erhält man als Hyperfeinstruktur - Aufspaltung des $^2D_{3/2}$ - Niveaus einen Wert von $(870 \pm 140)\text{MHz}$, in Übereinstimmung mit dem von Sellars⁶³ gemessenen Wert von $(860 \pm 30)\text{MHz}$.

Prinzipiell sollte dieses Anregungsschema auch auf andere alkali-artige Ionen mit Spontanzerfall in einen metastabilen Zustand (wie etwa Ca^+ oder Ba^+) übertragbar sein. Entsprechende Experimente sind aber noch nicht beschrieben worden.

Zusammenfassung und Ausblick

Gespeicherte und gekühlte Ionen bieten die Möglichkeit, an einem isolierten, ruhenden atomaren System Spektroskopie zu betreiben. Das Ytterbium - Ion besitzt hierfür einige interessante Übergänge. Neben dem Übergang zwischen den Hyperfein-Niveaus des Grundzustandes bei 12,6GHz im Isotop 171 wurden von unterschiedlichen Arbeitsgruppen verschiedene Übergänge im nahen UV insbesondere auf ihre Verwendbarkeit als Referenzübergang eines zukünftigen Frequenznormals hin untersucht. In der vorliegenden Arbeit wurde der wenige Hz breite Quadrupolübergang bei 435,5nm betrachtet.

Mittels Dichtematrix-Rechnungen wurde zunächst die Laserkühlung von Ytterbium - Ionen untersucht. Es wurde gezeigt, daß auch das Hyperfeinstruktur aufweisende Isotop $^{171}\text{Yb}^+$ mittels eines Vierniveau-Anregungsschemas mit zwei Lasern gekühlt werden kann. Um optisches Pumpen zwischen den Hyperfeinniveaus des Grundzustandes zu vermeiden, können diese durch alternierende Anregung zweier Komponenten des Kühlübergangs entleert werden. Im Experiment geschieht dies durch Frequenzschalten des Kühllasers um 14,7GHz. Die erforderliche Schaltfrequenz wurde mittels der Dichtematrix-Rechnungen bestimmt.

Darüber hinaus konnte gezeigt werden, daß im Fluoreszenzsignal des Resonanzübergangs Dunkelphasen erwartet werden. Diese entstehen durch Übergänge in das nur schwach an den Kühlzyklus gekoppelte $^2\text{D}_{3/2}$ (F=2) - Unterniveau. Es besitzt eine natürliche Lebensdauer von 52ms. Häufigkeit und Länge dieser Dunkelphasen wurden im Dichtematrix-Modell in Abhängigkeit von den verwendeten Laseranregungen untersucht.

Die kurzzeitige Unterbrechung der Resonanzfluoreszenz durch Übergänge in das metastabile $^2\text{D}_{3/2}$ (F=2) - Niveau kann genutzt werden, um auf dem dipolverbotenen Übergang bei 435,5nm zwischen diesem Niveau und dem Grundzustand Spektroskopie zu betreiben. Durch Anregung dieses Übergangs werden zusätzliche Dunkelphasen im Resonanzfluoreszenzsignal erzeugt. Die zu erwartenden Signale wurden ebenfalls theoretisch untersucht.

Als Voraussetzung für die Experimente wurde eine Ionenfalle aufgebaut, in der einzelne Ytterbium-Ionen unter Hochvakuumbedingungen gespeichert werden können. Gleichspannungsanteile im Fallenfeld können bei ihr durch Anlegen entsprechender Kompensationsspannungen an die Kappenelektroden sowie an den Ytterbiumofen und die Elektronenquelle ausgeglichen werden. Es wurde eine Methode zur systematischen Kompensation dieser Gleichspannungsanteile beschrieben. Die Speicherzeit für einzelne Ionen betrug bis zu mehreren Monaten.

In dieser Falle wurden einzelne Ytterbium - Ionen der Isotope 172 und 171 erstmals unter ausschließlicher Verwendung von Halbleiter-Lasersystemen gekühlt. Als

Kühlübergang wurde der Resonanzübergang bei 369nm verwendet. Die Anregung erfolgte durch einen Frequenzverdoppelten Diodenlaser. Um im Fall des Isotops $^{171}\text{Yb}^+$ optisches Pumpen in das zweite Hyperfeinniveau des Grundzustandes zu vermeiden, wurde dieser Laser zwischen zwei Komponenten des Resonanzübergangs frequenzgeschaltet. Das während des Kühlens bevölkerte metastabile $^2\text{D}_{3/2}$ - Niveau wurde auf einem Übergang bei 935nm entvölkert. Bei dem dafür verwendeten Laser handelte es sich um einen durch einen Diodenlaser gepumpten Faserlaser.

Die im zeitaufgelösten Fluoreszenzsignal eines einzelnen ^{171}Yb - Ions erwarteten Dunkelphasen durch Übergänge in das durch den 935nm - Laser nur unvollständig entvölkerte $^2\text{D}_{3/2}$ (F=2) - Niveau konnten im Experiment nachgewiesen werden. Häufigkeit und Länge wurden in Abhängigkeit von der Anregung durch die zum Kühlen verwendeten Laser untersucht.

Der Nachweis dieser Dunkelphasen durch Auswertung des zeitaufgelösten Fluoreszenzsignals oder durch das durch sie bedingte Absinken der zeitgemittelten Resonanzfluoreszenz ist eine Voraussetzung für die Spektroskopie auf dem 435nm - Quadrupolübergang zwischen dem Grundzustand und dem metastabilen $^2\text{D}_{3/2}$ (F=2) - Niveau. Die Anregung des Quadrupolübergangs vom F=0 als auch vom F=1 - Hyperfeinniveau des Grundzustandes aus konnte erstmals durch das Auftreten zusätzlicher Dunkelphasen in der Resonanzfluoreszenz nachgewiesen werden. Schließlich wurde auch die Anregung der $^2\text{S}_{1/2}$ (F=1) - $^2\text{D}_{3/2}$ (F=1) - Komponente des Quadrupolübergangs nachgewiesen, indem diese bei Abblocken der 935nm - Laseranregung zur Entvölkerung des metastabilen Niveaus genutzt wurde. Die durch Differenzbildung aus den gemessenen Übergangsfrequenzen ermittelten Hyperfeinstrukturaufspaltungen des Grundzustandes und des $^2\text{D}_{3/2}$ - Niveaus stimmen mit den in der Literatur angegebenen im Rahmen der Meßgenauigkeit überein.

Mit der Kühlung eines einzelnen Ytterbium - Ions und der Anregung des Quadrupolübergangs zwischen Grundniveau und metastabilem $^2\text{D}_{3/2}$ - Niveau wurden zwei wichtige Voraussetzungen für die hochauflösende Spektroskopie auf diesem Übergang erfüllt. Bei gleichzeitiger Anregung des Kühlübergangs und des 435nm - Quadrupolübergangs wird letzterer jedoch durch den Kühllaser verbreitert. Um Linienbreiten in der Nähe der Linienbreite des anregenden Lasers zu erhalten, muß deshalb die Anregung auf dem 369nm - Übergang und dem 435nm - Übergang alternierend erfolgen. Für zukünftige Experimente zur hochauflösenden Spektroskopie ist zudem in Vorbereitung, den 435nm - Laser auf einen ultrastabilen Referenzresonator zu stabilisieren.

Ziel der Untersuchungen an der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt ist die Realisierung eines Frequenznormals. Zu diesem Zweck muß der 435nm - Laser auf die Frequenz des Quadrupol - Übergangs stabilisiert werden. Der nächste Schritt ist

dann der Vergleich seiner Frequenz mit der Frequenz des primären PTB - Frequenznormals, der Cäsium - Atomuhr. Eine Erweiterung der Frequenzmeßkette der PTB bis in den nahen UV-Bereich ist zu diesem Zweck geplant.

Literaturverzeichnis

- 1 : H. Dehmelt: *"Proposed $10^{14} \Delta\nu < \nu$ Laser Fluorescence Spectroscopy on Tl^+ Mono-Ion Oscillator"*, Bull. Am. Phys. Soc. 18, 1521 (1973)
- 2 : H. Dehmelt: *"Proposed $10^{14} \Delta\nu < \nu$ Laser Fluorescence Spectroscopy on Tl^+ Mono-Ion Oscillator II"*, Bull. Am. Phys. Soc. 20, 60 (1975)
- 3 : D. Wineland, H. Dehmelt: *"Proposed $10^{14} \Delta\nu < \nu$ Laser Fluorescence Spectroscopy on Tl^+ Mono-Ion Oscillator III"*, Bull. Am. Phys. Soc. 20, 637 (1975)
- 4 : R. H. Dicke: *"The effect of collisions upon the Doppler width of spectral lines"*, Phys. Rev. 89, 472 (1953)
- 5 : D. J. Wineland, R. E. Drullinger, F. L. Walls: *"Radiation-pressure cooling of bound resonant absorbers"*, Phys. Rev. Lett. 40, 1639 (1978)
- 6 : F. M. Penning: *"Die Glimmentladung bei niedrigem Druck zwischen koaxialen Zylindern in einem axialen Magnetfeld"*, Physica (Utrecht) 3, 873 (1936)
- 7 : W. Paul, D. Osberghaus, E. Fischer: *"Ein Ionenkäfig"*, Forschungsberichte des Wissenschafts- und Verkehrsministeriums Nordrhein-Westfalen, 415 (1958)
- 8 : W. Neuhauser, M. Hohenstatt, P. Toschek, H. Dehmelt: *"Localized visible Ba^+ mono-ion oscillator"*, Phys. Rev. A 22, 1137 (1980)
- 9 : H. Straubel: *"Zum Öltröpfchenversuch von Millikan"*, Die Naturwissenschaften 42, 506 (1955)
- 10 : C. A. Schrama, E. Peik, W. W. Smith, H. Walther: *"Novel miniature ion traps"*, Optics Comm. 101, 32 (1993)
- 11 : Earl C. Beaty: *"Simple electrodes for quadrupole ion traps"*, J. Appl. Phys. 61, 2118 (1987)
- 12 : J. D. Prestage, G. J. Dick, L. Maleki: J. Appl. Phys. 66, 1013 (1989)
- 13 : I. Waki, S. Kassner, G. Birkl, H. Walther: *"Observation of ordered structures of laser-cooled ions in a quadrupole storage ring"*, Phys. Rev. Lett. 68, 2007 (1992)
- 14 : L. S. Cutler, R. P. Giffard, M. D. McGuire: Appl. Phys. B 36, 137 (1985)
- 15 : D. A. Church, H. G. Dehmelt: *"Radiative Cooling of an electrostatically contained proton gas"*, J. Appl. Phys. 40, 3421 (1969)
- 16 : siehe z.B. R. C. Thompson: *"Precision measurement aspects of ion traps"*, Meas. Sci. Technol. 1, 93 (1990)
- 17 : W. Neuhauser, M. Hohenstatt, P. Toschek, H. Dehmelt: *"Optical-sideband cooling of visible atom cloud confined in paraboliv well"*, Phys. Rev. Lett. 41, 233 (1978)
- 18 : siehe z.B. J. Vanier, C. Audoin: *"The quantum physics of atomic frequency standards"*, Adam Hilger, Bristol (1984)

- 19 : D. J. Larson, J. C. Bergquist, J. J. Bollinger, W. M. Itano, D. J. Wineland: "*Sympathetic cooling of trapped ions: A lasercooled two-species nonneutral ion plasma*", Phys. Rev. Lett. 57, 70 (1986)
- 20 : P. T. H. Fisk, M. J. Sellars, M. A. Lawn, C. Coles: "*Accurate Measurement of the 12.6 GHz clock transition in trapped $^{171}\text{Yb}^+$ ions*", IEEE Trans. UFFC 44, 344 (1997)
- 21 : P. T. H. Fisk, M. J. Sellars, M. A. Lawn, C. Coles: "*Performance of a prototype microwave frequency standard based on laser-detected, trapped $^{171}\text{Yb}^+$ ions*", Appl. Phys. B 60, 519 (1995)
- 22 : R. Blatt, R. Casdorff, V. Enders, W. Neuhauser, P. E. Toschek: "*New frequency standards based on Yb^+* ", in Proc. 4th Symp. Frequ. Stand. and Metr. (1989)
- 23 : M. Roberts, P. Taylor, G. P. Barwood, P. Gill, H. A. Klein, W. R. C. Roberts: "*Observation of an Electric Octupole Transition in a Single Ion*", Phys. Rev. Lett. 78, 1876 (1997)
- 24 : B. C. Fawcett, M. Wilson: Atomic Data and Nuclear Data Tables 47, 242 (1991)
- 25 : P. Taylor: "*Observation of an Ultra-High Q Resonance in a Single Ion of $^{172}\text{Yb}^+$* ", PhD Thesis, University of Oxford (1996)
- 26 : P. Gill, H. A. Klein, A. P. Levick, M. Roberts, W. R. C. Rowley, P. Taylor: "*Measurement of the $^2S_{1/2} - ^2D_{5/2}$ 411nm interval in laser-cooled trapped $^{172}\text{Yb}^+$ ions*", Phys. Rev. A 52, 909 (1995)
- 27 : Ch. Gerz, J. Roths, F. Vedel, G. Werth: "*Lifetime and collisional depopulation of the metastable $5 D_{3/2}$ - state of Yb^+* ", Z. Phys. D 8, 235 (1988)
- 28 : D. Engelke, Chr. Tamm: "*Dark times in the resonance fluorescence of trapped ^{171}Yb ions caused by spontaneous quantum jumps to the $^2D_{3/2}$ ($F=2$) state*", Europhys. Lett. 33, 347 (1996)
- 29 : siehe z. B. J. D. Jackson: "*Klassische Elektrodynamik*", de Gruyter, Berlin (1982)
- 30 : J. Meixner, F. W. Schäffke: "*Mathieusche Funktionen und Sphäroidfunktionen*", Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, New York (1954)
- 31 : E. Fischer: "*Die dreidimensionale Stabilisierung von Ladungsträgern in einem Vierpolfeld*", Z. Phys. 156, 1 (1959)
- 32 : H. G. Dehmelt: "*Radiofrequency Spectroscopy of Stored Ions*", in: Advances in Atomic and Molecular Physics 3, 53 (1967) und 5, 109 (1969)
- 33 : D. J. Wineland, W. M. Itano, J. C. Bergquist, R. G. Hulet: "*Laser-cooling limits and single-ion spectroscopy*", Phys. Rev. A 36, 2220 (1987)
- 34 : siehe z.B. E. Peik: "*Laserspektroskopie an gespeicherten Indium-Ionen*", MPQ-Bericht MPQ 181 (1993)
- 35 : T. W. Hänsch, A. L. Schawlow, "*Cooling of Gases by Laser Radiation*", Opt. Comm. 13, 68 (1975)

- 36 : S. Stenholm: *"Foundations of Laser Spectroscopy"*, John Wiley & Sons, New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore (1984)
- 37 : siehe z.B. A. Ashkin: *"Atomic-Beam Deflection by Resonance-Radiation Pressure"*, Phys. Rev. Letters 25, 1321 (1970)
- 38 : D. J. Wineland, W. M Itano: *"Laser Cooling of Atoms"*, Phys. Rev. A 20, 1521 (1979)
- 39 : F. Diedrich, J. C. Bergquist, W. M. Itano, D. J. Wineland: *"Laser cooling to the zero-point energy of motion"*, Phys. Rev. Letters 62, 403 (1989)
- 40 : A. S. Bell, P. Gill, H. A. Klein, A. P. Levick, Chr. Tamm, D. Schnier: *"Laser cooling of trapped ytterbium ions using a four-level optical-excitation scheme"*, Phys. Rev. A 44, R20 (1991)
- 41 : F. Schwabl: *"Quantenmechanik"*, Springer, Berlin, Heidelberg, New York (1988)
- 42 : K. B. Blagoev, V. A. Komarovskii, N. P. Penkin: *"Radiative lifetimes of Yb I, Yb II excited states"*, Opt. Spectrosc.(USSR) 45, 832 (1978)
- 43 : J. Migdalek: *"Influence of core polarisation on relativistic oscillator strengths for lowest s-p transitions in Yb II - Hf IV spectra"*, J. Phys. B 13, L169 (1980)
- 44 : H. A. Klein, A. S. Bell, G. P. Barwood, P. Gill: *"Laser Cooling of Trapped Laser Yb⁺"*, Appl. Phys. B 50, 13 (1990)
- 45 : G. Alzetta, A. Gozzini, L. Moi, G. Orriols: Nuovo Cimento B 36, 5 (1976)
- 46 : P. T. H. Fisk, M. A. Lawn, C. Coles: *"Laser Cooling of ¹⁷¹Yb⁺ Ions in a Linear Paul Trap"*, Appl. Phys. B 57, 187 (1993)
- 47 : Chr. Tamm, D. Schnier, A. Bauch: *"Radio-frequency laser double-resonance spectroscopy of trapped ¹⁷¹Yb ions and determination of line shifts of the ground-state hyperfine resonance"*, Appl. Phys. B 60, 19 (1995)
- 48 : A.-M. Mårtensson-Pendrill, D. S. Gough, P. Hannaford: *"Isotope shifts and hyperfine structure in the 369.4-nm 6s-6p_{1/2} resonance line of singly ionized ytterbium"*, Phys. Rev. A 49, 3351 (1994)
- 49 : M. J. Sellars: private Mitteilung (1995)
- 50 : V. Enders, P. Courteille, R. Huesmann, L.S. Ma, W. Neuhauser, R. Blatt, P. Toschek: *"Microwave-Optical Double Resonance on a Single Laser-Cooled ¹⁷¹Yb⁺ Ion"*, Europhys. Lett. 24, 325 (1993)
- 51 : R. G. Hulet, D. J. Wineland: *"Quantum Jumps via Spontaneous Raman Scattering"*, Phys. Rev. A 36, 2758 (1987)
- 52 : D. Schnier: *"Präzisionsspektroskopie an gespeicherten Ytterbiumionen zur Realisierung eines Frequenznormals"*, Dissertation Universität Hannover und PTB-Bericht PTB-Opt-37 (1992)

- 53 : F. T. Arecchi, A. Schenzle, R. G. DeVoe, K. Jungmann, R. G. Brewer: "*Comment on the ultimate single-ion laser-frequency standard*", Phys. Rev. A 33, 2124 (1986)
- 54 : H. J. Kimble, R. J. Cook, A. L. Wells: "*Intermittent atomic fluorescence*", Phys. Rev. A 34, 3190 (1986)
- 55 : Chr. Tamm: "*A Tunable Light Source in the 370nm Range Based on an Optically Stabilized, Frequency-Doubled Semiconductor Laser*", Appl. Phys. B 56, 295 (1993)
- 56 : Chr. Tamm, D. Schnier: "*A tunable three-level neodymium-doped fiber laser and its application to depletion of the $4f^{14} 5d 2D_{3/2}$ level in optically excited, trapped Yb^+ ions*", Opt. Comm. 87, 240 (1992)
- 57 : A. Bauch, D. Schnier, Chr. Tamm: "*Collisional population trapping and optical deexcitation of ytterbium ions in a radiofrequency trap*", J. Mod. Opt. 39, 389 (1992)
- 58 : F. Diedrich, E. Peik, J. M. Chen, W. Quint, H. Walther: "*Observation of a Phase Transition of Stored, Laser-cooled Ions*", Phys. Rev. Lett. 59, 2971 (1987)
- 59 : F. Diedrich, H. Walther: "*Nonclassical Radiation of a Single Stored Ion*", Phys. Rev. Lett. 58, 203 (1987)
- 60 : K. Krebs, H. Nelkowski: "*Die Hyperfeinstruktur der Resonanzlinien des Ytterbium II*", Z. Phys. 141, 254 (1955)
- 61 : H. Kopfermann: "*Kernmomente*", Akad. Verl.-Ges. Berlin (1956)
- 62 : R. Huesmann: private Mitteilung, Univ. Hamburg (1995)
- 63 : Sellars: private Mitteilung, Nat. Meas. Lab. Sydney (1995)

Tabellarischer Lebenslauf

persönliche Daten: Dietmar Engelke
Walter-Giesecking-Str. 18
30159 Hannover
geb. am 23. Nov. 1966 in Leer / Ostfriesland

Schulausbildung:

1972-1976	Grundschule Daalerstraße in Leer
1976-1978	Orientierungsstufe an der Mörkenschule, Leer
1978-1985	Ubbo-Emmius-Gymnasium Leer
Mai 1985	Abitur, Leistungskurse Physik und Mathematik Prüfungskurse Musik und Erdkunde

Hochschulausbildung:

Oktober 1985	Beginn des Studiums der Physik (Diplom) an der Universität Hannover
April '91 - Mai '92	Diplomarbeit am Institut für Plasmaphysik der Universität Hannover (jetzt Abt. Plasmaphysik am Institut f. Atom- und Molekülphysik) bei Prof. Kock; Thema: "Messung von Lebensdauern atomarer Niveaus mit Hilfe laserinduzierter Fluoreszenz"
September 1992	Diplomprüfung
Okt. '92 - Dez. '92	wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Plasmaphysik
Jan. '93 - Dez. '96	wissenschaftlicher Mitarbeiter an der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt, Braunschweig, im Labor 4.41 ("Zeit und Frequenz"),