

Laserkühlung

1. DER NOBELPREIS	2
1.1 Erklärung des Nobelpreiskomitees	2
1.2 Personen	2
1.3 Begründung	3
1.3.1 Motivation	3
1.3.2 Doppler cooling and optical molasses	4
1.3.3 Doppler limit broken	4
1.3.4 Applications just round the corner	5
1.4 Literatur	5
2. SPONTANE STREUKRAFT	6
2.1 Grundlagen: Photonenrückstoß	6
2.1.1 Impulserhaltung	6
2.1.2 Abschätzung der Größenordnung	6
2.1.3 Zeitmittel für Absorption und Emission	7
2.2 Formale Behandlung	8
2.2.1 Maximalwert	8
2.2.2 Frequenzabhängigkeit	8
2.2.3 Dopplerverschiebung	9
2.2.4 Frequenzchirp	9
2.3 Dopplerkühlung	10
2.3.1 Das Prinzip	10
2.3.2 Resultierende Kraft für gegenläufige Strahlen	11
2.3.3 Molasse	12
2.4 Geschwindigkeitsdiffusion	13
2.4.1 Phänomenologie	13
2.4.2 Bewegungsgleichung	13
2.4.3 Translationstemperatur	14
2.4.4 Dopplerlimite	15
2.4.5 Historische Entwicklung	16
3. STIMULIERTE DIPOLKRAFT	18
3.1 Wechselwirkung	18
3.1.1 Teilchenbild: stimulierte Emission	18
3.1.2 Optisches Potential	18
3.1.3 Eigenschaften der Dipolkraft	19
3.2 Anwendungen	20
3.2.1 Optische Pinzetten	20
3.2.2 Spiegel für Atome	20
3.2.3 Strahlteiler	21
3.2.4 Linsen	21
3.2.5 Optik und Interferometrie mit Atomen	22
4. MAGNETOOPTISCHE FALLEN	23
4.1 Grundlagen	23
4.1.1 Zeeman-Tuning	23
4.1.2 Dreidimensionale Anordnung	23
4.2 Anwendungen	24

1. Der Nobelpreis

1.1 Erklärung des Nobelpreiskomitees

The Royal Swedish Academy of Sciences has decided to award the 1997 Nobel Prize in Physics jointly to

Professor Steven Chu, Stanford University, Stanford, California, USA,

Professor Claude Cohen-Tannoudji, Collège de France and École Normale Supérieure, Paris, France, and

Dr. William D. Phillips, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, Maryland, USA,

for development of methods to cool and trap atoms with laser light.

1.2 Personen

Steven Chu was born 1948 in St. Louis, Missouri, USA. American citizen. Doctoral degree in physics 1976 at the University of California, Berkeley. Theodore and Frances Geballe Professor of Humanities and Sciences at Stanford University 1990. Among other awards Chu received the 1993 King Faisal International Prize for Science (Physics) for development of the technique of laser-cooling and trapping atoms.

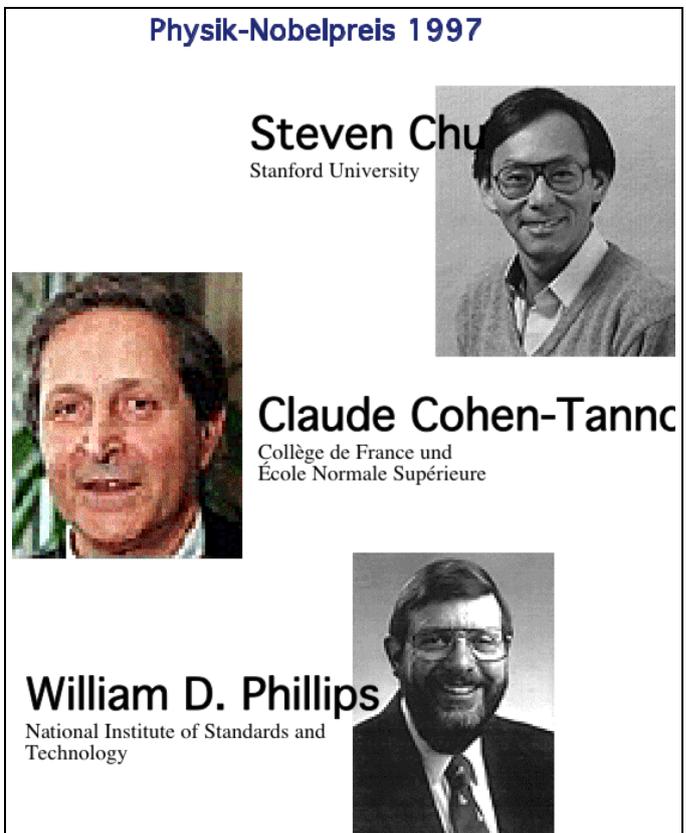
Professor Steven Chu Physics Department Stanford University Stanford, CA 94305 USA

Claude Cohen-Tannoudji was born 1933 in Constantine, Algeria. French citizen. Doctoral degree in physics 1962 at the École Normale Supérieure in Paris. Professor at the Collège de France 1973. Member of, among other institutions, the Académie des Sciences (Paris). Among many prizes and distinctions Cohen-Tannoudji received the 1996 Quantum Electronics Prize (European Physical Society) for, among other things, his pioneering experiments on laser cooling and the trapping of atoms.

Professor Claude Cohen-Tannoudji Laboratoire de Physique de École Normale Supérieure 24, Rue Lhomond F-75231 Paris Cedex 05 France

William D. Phillips was born 1948 in Wilkes-Barre, Pennsylvania, USA. American citizen. Doctoral degree in physics in 1976 at the Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, USA. Among other awards Phillips has received the 1996 Albert A. Michelson Medal (Franklin Institute) for his experimental demonstrations of laser cooling and atom trapping.

Dr. William D. Phillips National Institute of Standards and Technology Gaithersburg, MD 20899 USA



1.3 Begründung

1.3.1 Motivation

At room temperature the atoms and molecules of which the air consists move in different directions at a speed of about 4,000 km/hr. It is hard to study these atoms and molecules because they disappear all too quickly from the area being observed. By lowering the temperature one can reduce the speed, but the problem is that when gases are cooled down they normally first condense into liquids and then freeze into a solid form. In liquids and solid bodies, study is made more difficult by the fact that single atoms and molecules get too close to one another. If, however, the process takes place in a vacuum the density can be kept low enough to avoid condensation and freezing. But even a temperature as low as -270°C involves speeds of about 400 km/hr. Only as one approaches absolute zero (-273°C) does the speed fall greatly. When the temperature is one-millionth of a degree from this point (termed $1\ \mu\text{K}$, microkelvin) free hydrogen atoms, for example, move at speeds of less than 1 km/hr (= 25 cm/s).

Steven Chu, Claude Cohen-Tannoudji, and William D. Phillips have developed methods of using laser light to cool gases to the μK temperature range and keeping the chilled atoms floating or captured in different kinds of "atom traps". The laser light functions as a thick liquid, dubbed optical molasses, in which the atoms are slowed down. Individual atoms can be studied there with very great accuracy and their inner structure can be determined. As more and more atoms are captured in the same volume a thin gas forms, and its properties can be studied in detail. The new methods of investigation that the Nobel Laureates have developed have contributed greatly to increasing our knowledge of the interplay between radiation and matter. In particular, they have opened the way to a deeper understanding of the quantum-physical behaviour of gases at low temperatures. The methods may lead to the design of more precise atomic clocks for use in, e.g., space navigation and accurate determination of position. A start has also been made on the design of atomic interferometers with which, e.g., very precise measurements of gravitational forces can be made, and atomic lasers, which may be used in the future to manufacture very small electronic components.

Slowing down atoms with photons Light may be described as a stream of particles, photons. Photons have no mass in the normal sense but, just like a curling stone sliding along the ice they have a certain momentum. A curling stone that collides with an identical stone can transfer all its momentum (mass times velocity) to that stone and itself become stationary. Similarly, a photon that collides with an atom can transfer all its momentum to that atom. For this to happen the photon must have the right energy, which is the same as saying that the light must have the right frequency, or colour. This is because the energy of the photon is proportional to the frequency of the light, which in turn determines the latter's colour. Thus red light consists of photons with lower energy than those of blue light.

What determines the right energy for photons to be able to affect atoms is the inner structure (energy levels) of the atoms. If an atom moves the conditions change because of what is termed the Doppler effect - the same effect that gives a train whistle a higher pitch when the train is approaching than when it is standing still. If the atom is moving towards the light, the light must have a lower frequency than that required for a stationary atom if it is to be "heard" by the atom. Assume that the atom is moving in the opposite direction of the light at a considerable speed and is struck by a stream of photons. If the photons have the right energy the atom will be able to absorb one of them and take over its energy and its momentum. The atom will then be slowed down somewhat. After an extremely short time, normally around a hundred-millionth of a second, the retarded atom emits a photon. The atom can now immediately absorb a new photon from the oncoming stream. The emitted photon also has a momentum, which gives the atom a certain small recoil velocity. But the direction of the recoil varies at random, so that after many absorptions and emissions the speed of the atom has diminished considerably. To slow down an atom an intensive laser beam is needed. Under the right conditions effects can be achieved with a strength corresponding to what would be seen if a ball was thrown upwards from the surface of a planet with a gravity 100,000 times the Earth's.

1.3.2 Doppler cooling and optical molasses

The slowing down effect described above forms the basis for a powerful method of cooling atoms with laser light. The method was developed around 1985 by Steven Chu and his co-workers at the Bell Laboratories in Holmdel, New Jersey. They used six laser beams opposed in pairs and arranged in three directions at right angles to each other. Sodium atoms from a beam in vacuum were first stopped by an opposed laser beam and then conducted to the intersection of the six cooling laser beams. The light in all six laser beams was slightly red-shifted compared with the characteristic colour absorbed by a stationary sodium atom. The effect was that whichever direction the sodium atoms tried to move they were met by photons of the right energy and pushed back into the area where the six laser beams intersected. At that point there formed what to the naked eye looked like a glowing cloud the size of a pea, consisting of about a million chilled atoms. This type of cooling was named Doppler cooling.

At the intersection of the laser beams, atoms move as in thick liquid, and the name optical molasses was coined. To calculate the temperature of the atoms cooled in the optical molasses the lasers were switched off. It was found that the temperature was about $240 \mu\text{K}$. This corresponds to a sodium atom speed of about 30 cm/s , and agreed very well with a theoretically calculated temperature - the Doppler limit - then considered the lowest temperature that could be reached with Doppler cooling.

The atoms in the above experiment are cooled, but not captured. Gravity causes them to fall out of the optical molasses in about one second. To really capture atoms, a trap is required, and a highly efficient one was constructed in 1987. It was called a magneto-optical trap (MOT). It uses six laser beams in the same sort of array as in the experiment described above, but has in addition two magnetic coils that give a slightly varying magnetic field with a minimum in the area where the beams intersect. Since the magnetic field affects the atoms' characteristic energy levels (the Zeeman effect) a force will develop which is greater than gravity and which therefore draws the atoms in to the middle of the trap. The atoms are now really caught, and can be studied or used for experiments.

1.3.3 Doppler limit broken

Magnetic fields had already been used at the beginning of the 1980s by William D. Phillips and his co-workers in a method of slowing down and completely stopping atoms in slow atomic beams. Phillips had developed what was termed a Zeeman slower, a coil with a varying magnetic field, along the axis of which atoms could be retarded by an opposed laser beam. With his device Phillips had in 1985 stopped and captured sodium atoms in a purely magnetic trap. Enclosure in this trap, however, is relatively weak, for which reason the atoms within it must be extremely cold to remain inside. When Chu managed to cool atoms in optical molasses Phillips designed a similar experiment and started a systematic study of the temperature of the atoms in the molasses. He developed several new methods of measuring the temperature, including one in which the atoms are allowed to fall under the influence of gravity, the curve of their fall being determined with the help of a measuring laser.

Phillips found in 1988 that a temperature as low as $40 \mu\text{K}$ could be attained. This value was six times lower than the theoretically calculated Doppler limit! It turned out that the Doppler limit had been calculated for a simplified model atom that had previously been considered sufficiently realistic. However, Claude Cohen-Tannoudji and his co-workers at the École Normale Supérieure in Paris had already in theoretical works studied more complicated cooling schemes. The explanation of Phillips' result lay in the structure of the lowest energy levels of the sodium atom. What happens can be likened to Sisyphus' endlessly rolling his stone up the slope, but in this case finding that the slope beyond the crest is also an uphill one. The comparison has led to the process being termed Sisyphus cooling.

The recoil velocity an atom gains when it emits a single photon corresponds to a temperature termed the recoil limit. For sodium atoms the recoil limit is $2.4 \mu\text{K}$ and for the somewhat heavier cesium atoms about $0.2 \mu\text{K}$. In collaboration with Cohen-Tannoudji and his Paris colleagues Phillips showed that cesium atoms could be cooled in optical molasses to about ten times the recoil limit, i.e. to about $2 \mu\text{K}$. It

first appeared that in optical molasses it was generally possible to reach temperatures only about ten times higher than the recoil limit. In a later development both Phillips and the Paris group have showed that with suitable laser settings it is possible to trap the atoms so that they group at regular intervals in space, forming what is termed an optical lattice. The atom groupings in the lattice occur at distances of one light wavelength from each other. Atoms in an optical lattice can, as has been shown, be cooled to about five times higher temperature than the recoil limit.

The reason why the recoil velocity an atom obtains from a single photon sets a limit to both Doppler cooling and Sisyphus cooling is that even the slowest atoms are continually being forced to absorb and emit photons. These processes give the atom a small but not negligible speed and hence the gas has a temperature. If the slowest atoms could be made to neglect all the photons in the optical molasses, perhaps lower temperatures could be reached. One mechanism through which a stationary atom can be caused to assume a "dark" state in which it does not absorb photons, was known. But a difficulty was to combine this method with laser cooling.

Claude Cohen-Tannoudji and his group between 1988 and 1995 developed a method based on use of the Doppler effect and which converts the slowest atoms to a dark state. He and his colleagues showed that the method functions in one, two and three dimensions. All his experiments use helium atoms, for which the recoil limit is $4 \mu\text{K}$. In the first experiment two opposed laser beams were used and a one-dimensional velocity distribution was achieved which corresponded to half the recoil limit temperature. With four laser beams a two-dimensional velocity distribution was achieved, corresponding to a temperature of $0.25 \mu\text{K}$, sixteen times lower than the recoil limit. Finally with six laser beams a state was attained in which the whole velocity distribution corresponded to a temperature of $0.18 \mu\text{K}$. Under these conditions helium atoms crawl along at a speed of only about 2 cm/s!

1.3.4 Applications just round the corner

Intensive development is in progress concerning laser cooling and the capture of neutral atoms. Among other things, Chu has constructed an atomic fountain, in which laser-cooled atoms are sprayed up from a trap like jets of water. When the atoms turn at the top of their trajectory and start falling again, they are almost stationary. There they are exposed to microwave pulses that sense the atoms' inner structure. With this technique it is believed that it will be possible to build atomic clocks with a hundredfold greater precision than at present. The technique rewarded this year also forms the basis for the discovery of Bose-Einstein condensation in atomic gases, a phenomenon that has attracted great interest.

1.4 Literatur

Cooling and Trapping Atoms, by W.D. Phillips and H.J. Metcalf, Scientific American, March 1987, p.36.

New Mechanisms for Laser Cooling, by C. N. Cohen-Tannoudji and W. D. Phillips, Physics Today, October 1990, p. 33.

Laser Trapping of Neutral Particles, by S. Chu, Scientific American, February 1992, p. 71.

Additional background material on the Nobel Prize in Physics 1997, The Royal Swedish Academy of Sciences, Internet: <http://www.kva.se/phyback97.html>

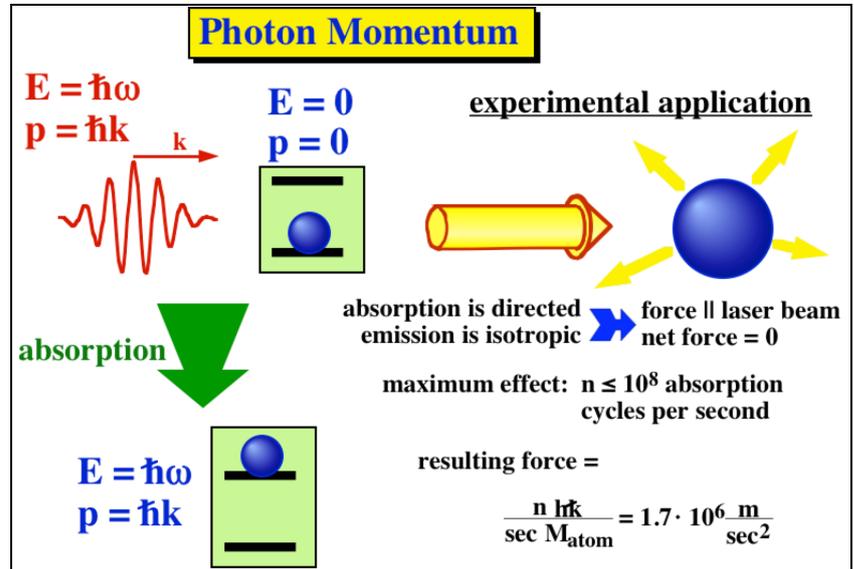
Experimenters Cool Helium below Single-Photon Recoil Limit in Three Dimensions, by G. B. Lubkin, Physics Today, January 1996, p. 22.

2. Spontane Streukraft

2.1 Grundlagen: Photonenrückstoß

2.1.1 Impulserhaltung

Die Möglichkeit, mit Hilfe von Licht mechanische Kräfte auf Atome und andere Teilchen auszuüben geht letztlich darauf zurück, daß Licht Impuls enthält. Die Impulsdichte wurde bereits im 3. und 4. Semester des Grundstudiums diskutiert. Während dies also bereits in der klassischen Maxwell'schen Beschreibung bekannt ist, macht die Quantenmechanik die Diskussion wesentlich einfacher: Photonen enthalten, neben der Energie, immer einen Impuls $\hbar k$.



Atome können Licht absorbieren. Wenn ein Atom Licht absorbiert, nimmt es dabei sowohl Energie, wie auch Impuls des Photons auf. Sowohl Energie, wie auch Impuls sind Erhaltungsgrößen; d.h. sie können nicht einfach erzeugt oder vernichtet werden. Bei der Absorption von Licht verschwinden Photonen und ihre Energie und ihr Impuls gehen dabei auf das Atom über. Man kann sich das so vorstellen, dass mit einer Kugel auf das Atom geschossen wird. Wenn die Kugel darin stecken bleibt - das entspricht dem Fall der Absorption - , so erhält das Atom eine Bewegungskomponente in der Ausbreitungsrichtung des absorbierten Photons. Wenn sich das Atom vor der Absorption in Ruhe befand, bewegt es sich anschliessend vom Laser weg.

2.1.2 Abschätzung der Größenordnung

Ü1. Berechnen Sie den Impuls eines Photons der Wellenlänge $\lambda=589$ nm.

L1. Der Impuls eines Photons beträgt $p_\nu = h/\lambda = 6.626 \cdot 10^{-34} \text{Js} / 589 \cdot 10^{-9} \text{m} = 1.125 \cdot 10^{-27} \text{m kg/sec}$.

Ü2 Geschwindigkeit und Impuls eines thermischen ^{23}Na -Atoms bei $T = 500$ K.

L2. Ein thermisches Atom hat eine kinetische Energie $kT/2 = m_{\text{Na}} v^2/2$. Seine Geschwindigkeit ist somit $v = \sqrt{kT / m_{\text{Na}}} = 425 \text{ m/sec}$ und sein Impuls $p_{\text{Na}} = 1.623 \cdot 10^{-23} \text{ m kg/sec}$.

- Ü Die relative Impulsänderung bei der Absorption eines Photons.
- L. Die relative Impulsänderung ist $p_v/p_{Na} = 6.93 \cdot 10^{-5}$.
- Ü Die Rückstoss geschwindigkeit bei der Absorption eines Photons.
- L. Die Masse eines Natriumatoms beträgt $m_{Na} = 23 \cdot 1.661 \cdot 10^{-27} \text{ kg} = 3.818 \cdot 10^{-26} \text{ kg}$. Die Einphotonen - Rückstoss geschwindigkeit beträgt deshalb $p_v/m_{Na} = 2.95 \text{ cm/sec}$.
- Ü. Berechnen Sie die Dopplerverschiebung der atomaren Resonanzfrequenz bei der Absorption eines Photons.
- L. Die Dopplerverschiebung beträgt $v_0 v/c = v/\lambda = 50 \text{ kHz}$ entspricht.

Diese Abschätzung wurde bereits von Einstein durchgeführt (A. Einstein, 'Zur Quantentheorie der Strahlung', Phys. Zeitschrift 18, 121-128 (1917).) und erstmals 1933 von Frisch beobachtet. (R. Frisch, 'Experimenteller Nachweis des Einsteinschen Strahlungsrückstosses', Z. Phys. 86, 42-48 (1933)).

Dazu verwendete er einen Atomstrahl, welchen er seitlich mit Licht bestrahlte. Er konnte feststellen, daß der Atomstrahl bei eingeschaltetem Licht leicht (um Bruchteile des Strahldurchmessers) verschoben wurde. Frisch hatte zu dieser Zeit keine Laser zur Verfügung, sondern musste eine Natriumdampfampe verwenden. Deshalb war der gemessene Effekt relativ klein. Im Durchschnitt konnten die Atome nur gerade 1/3 Photon absorbieren, so daß die beobachtete Verschiebung des Atomstrahls kleiner war als sein Querschnitt.

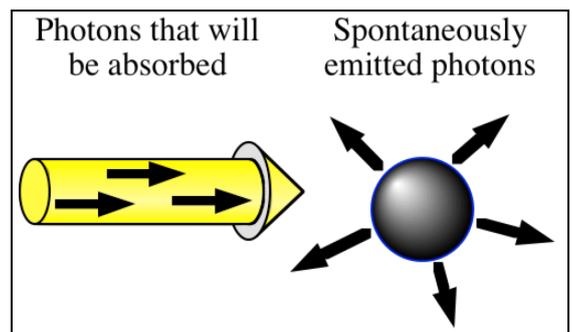
Z: Atomstrahl

2.1.3 Zeitmittel für Absorption und Emission

Der Impulsübertrag bei einem einzelnen absorbierten Photon ist relativ klein - einige cm/sec. Aber da ein Laserstrahl eine sehr grosse Zahl von Photonen enthält und das absorbierte Photon nach wenigen nsec wieder abgestrahlt wird, kann dieser Prozess sehr schnell wiederholt werden. Ein Na Atom, z.B., kann jede Sekunde bis zu 100 Mio. Stöße durch die Absorption von Photonen erfahren.

Wenn wir den Einfluß der Absorption diskutieren müssen wir natürlich auch den Einfluß der Emission berücksichtigen. Der Impulsübertrag eines Einzelprozesses ist bei der Emission genau gleich groß wie bei der Absorption.

Da bei der Absorption aus einem Laserstrahl aber alle Photonen den gleichen Impuls aufweisen addiert sich deren Beitrag zur



Z: Absorption / Emission aus Laserstrahl

Impulsänderung linear mit der Anzahl absorbierter Photonen. Die spontan emittierten Photonen werden in alle Raumrichtungen emittiert, so daß deren gemittelter Beitrag zur atomaren Impulsänderung klein bleibt, resp. nur mit der Wurzel der Intensität ansteigt. Wir können diesen Beitrag zur Kraft vorläufig vergessen und der Gesamteffekt ist lediglich durch den Beitrag der Absorption bestimmt.

Obwohl bei einem einzelnen Stoß relativ wenig Geschwindigkeit übertragen wird, ist deshalb der Effekt insgesamt sehr gross.

2.2 Formale Behandlung

2.2.1 Maximalwert

Damit wird die Kraft \vec{F} , welche bekanntlich gleich Impulsübertrag pro Zeiteinheit ist, gleich dem Impulsübertrag eines einzelnen Photons multipliziert mit der Rate r .

Z: Kraft, \vec{F} , \vec{k}

$$\vec{F} = \hbar \vec{k} r ,$$

wobei \vec{k} den Wellenvektor des Laserstrahls darstellt.

Ü1. Wie gross ist die maximale Beschleunigung, welche auf diese Weise auf ein Na Atom angewendet werden kann? Die Lebensdauer des angeregten Zustandes beträgt $1/\Gamma_1 = 16$ ns.

L2: Die Kraft beträgt $p_\nu r$, mit r der Streurrate. Befinden sich die Hälfte der Atome im angeregten Zustand, so streut jedes im Durchschnitt $\Gamma_1/2$ Photonen pro Zeiteinheit. Die Kraft (= Impulsübertrag pro Zeiteinheit) beträgt somit $F = 3.52 \cdot 10^{-20}$ N, was einer Beschleunigung von $a = F/m_{\text{Na}} = 3.52 \cdot 10^{-20}$ N / $3.818 \cdot 10^{-26}$ kg = $9.21 \cdot 10^5$ m/sec² $\approx 100'000$ g entspricht.

Ein Atom, das mit der Geschwindigkeit eines Düsenflugzeuges auf den Laserstrahl auftrifft, wird deshalb auf einer Distanz von wenigen Zentimetern zum Stehen gebracht.

2.2.2 Frequenzabhängigkeit

Die Rate r , mit der Photonen gestreut werden, hängt von der Frequenz und der Intensität des Laserstrahls ab. Als Funktion der Laserfrequenz kann sie geschrieben werden als

$$r = \Gamma_1 \omega_x^2 / (\Gamma_1^2 + 4 \Delta\omega^2) .$$

Hier bedeutet Γ_1 die inverse Lebensdauer des angeregten Zustandes, ω_x die Rabi-Frequenz. Der Ausdruck ω_x^2 ist proportional zur Intensität des Laserstrahls. $\Delta\omega$ ist die Differenz zwischen der Laserfrequenz und der Resonanzfrequenz des Atoms.

Die Abhängigkeit der Streurate von der Laserfrequenz entspricht damit der bekannten Lorentzlinie: sie ist maximal auf der Resonanz und sinkt auf die Hälfte wenn die Verstimmung gerade der halben spontanen Emissionsrate entspricht.

Z: Lorentzlinie

2.2.3 Dopplerverschiebung

Da die Atome sich nicht in Ruhe befinden muß die Resonanzfrequenz um die Dopplerverschiebung korrigiert werden. Wir schreiben für die Verstimmung des Lasers gegenüber der Resonanzfrequenz des ruhenden Atoms $\Delta\omega_0$. Für ein Atom, das sich mit einer Geschwindigkeit \vec{v} in Richtung des Laserstrahls bewegt verschiebt sich die Verstimmung zu $\Delta\omega_0 + \vec{k} \cdot \vec{v}$. Damit wird die Rate für fliegende Atome

$$r = \Gamma_1 \text{ Error!},$$

Damit nimmt die spontane Streukraft als Funktion der Geschwindigkeit die Form

$$F = \hbar k \Gamma_1 \text{ Error!}$$

an. Sie erreicht ein Maximum wenn die Atome sich mit der Geschwindigkeit

$$v = - \Delta\omega_0/k$$

bewegen, d.h. wenn die Dopplerverschiebung sie zur Resonanz mit dem Laserfeld bringt.

2.2.4 Frequenzchirp

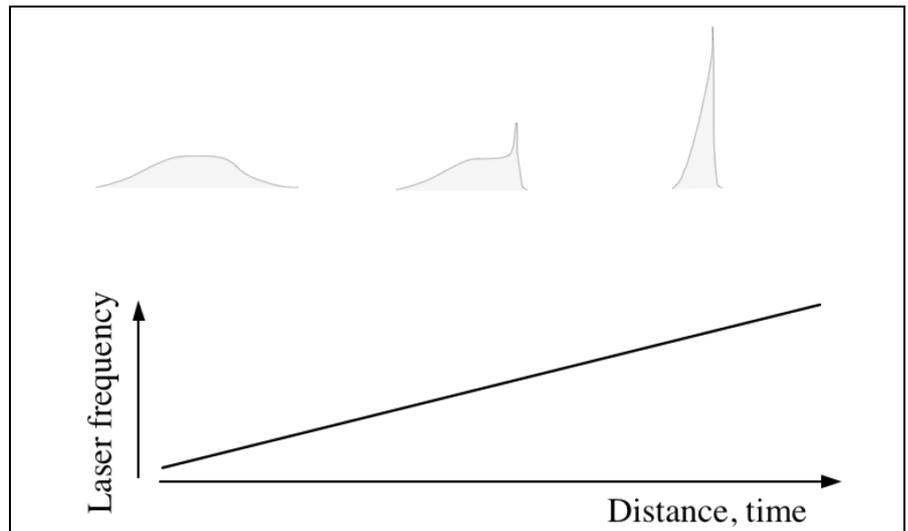
Diese Kraft kann also Atome sehr stark beschleunigen, resp. verzögern. Allerdings funktioniert dies nur für wenige Zyklen: Jedes gestreute Photon verschiebt die Resonanzfrequenz des Atoms um rund 50 kHz.

Nach rund 100 Photonen beträgt die Verschiebung somit rund 5 MHz, was der natürlichen Linienbreite entspricht. Somit werden nur noch wenige Photonen absorbiert und die Kraft nimmt stark ab. Die Geschwindigkeit hat sich dabei um lediglich 3 m/sec geändert, was weniger als 10% der mittleren thermischen Geschwindigkeit entspricht.

Z: Frequenzverschiebung

Wenn man die Atome wirklich abbremsen will muß man eine Möglichkeit finden, die Atome in der Resonanz zu halten.

Eine Möglichkeit besteht darin, die Laserfrequenz nicht konstant zu halten, sondern so zu variieren, daß er mit den Atomen resonant bleibt. Wie in der Figur gezeigt kann man damit erreichen, daß alle Atome schließlich in die gleiche Geschwindigkeitsgruppe geschoben werden.



Auch wenn es mit einem geschirpten Laser möglich ist, Atome soweit abzubremsen, daß sie sich in Ruhe befinden, hat die Methode doch auch Nachteile. Insbesondere kann sie nur gepulst verwendet werden, da der Laser immer nur mit einer Geschwindigkeitsgruppe resonant ist.

Dieses Problem kann dadurch gelöst werden, daß die Laserfrequenz fix gelassen wird und statt dessen die Resonanzfrequenz der Atome variiert wird. Dies wird meist über einen Magnetfeldgradienten erreicht, welcher auf eine Strecke von ca. 1 m angelegt wird: Die Energie der atomaren Zustände kann dadurch über den Zeemaneffekt um mehrere 100 MHz verschoben werden, je nach Stärke des Magnetfeldes.

Z: Zeeman-Tuner

Es wird damit möglich, die Dopplerverschiebung aufgrund der Verlangsamung zu kompensieren - die Atome bleiben über die gesamte Strecke resonant mit dem Laser.

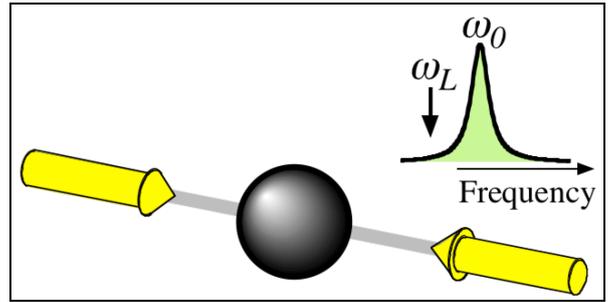
Z: gegensätzliche Frequenzverschiebung

2.3 Dopplerkühlung

2.3.1 Das Prinzip

Auch dieser Zeeman-Tuner ist nicht für alle Experimente optimal. Insbesondere ist die Geschwindigkeit 0 gegenüber endlichen Geschwindigkeiten nicht ausgezeichnet. Bei einem solchen Experiment werden die Atome somit zwar auf identische Geschwindigkeiten gebracht, d.h. die Dopplerverbreiterung wird verringert, aber die mittlere Geschwindigkeit ist schwer zu kontrollieren.

Dies kann aber relativ leicht und effizient erreicht werden, wenn statt eines einzelnen Lasers zwei gegenläufige Laserstrahlen verwendet werden, welche beide die gleiche Frequenz haben und gegenüber der Resonanzfrequenz der ruhenden Atome etwas zu größeren Wellenlängen verschoben sind (rotverstimmt). Hier ist offensichtlich die Geschwindigkeitsklasse 0 der Atome ausgezeichnet:



Nur diejenigen Atome, welche sich im Bezugssystem des Lasers in Ruhe befinden, sehen beide Laserstrahlen bei der gleichen Frequenz. Dadurch absorbieren sie gleich viele Photonen aus den beiden Strahlen und werden durch die Lichtkraft in erster Näherung nicht beeinflusst.

Z: Frequenzverschiebung

Bewegt sich ein Atom gegen einen der beiden Laser, so wird es für diesen Laser durch den Dopplereffekt näher zur Resonanz gestimmt, für den kopropagierenden Laser weiter von der Resonanz weg. Somit absorbiert es mehr Photonen aus dem gegenläufigen Laser als aus dem mitlaufenden und wird dadurch abgebremst. Da die Kraft gegen die Geschwindigkeit wirkt und, wie wir noch sehen werden, über einen gewissen Bereich proportional zur Geschwindigkeit ist, wirken die Laser auf die atomare Bewegung wie ein sehr viskoses Medium. Diese Anordnung wird deshalb allgemein als optische Molasse bezeichnet.

Das Prinzip läßt sich relativ einfach auf drei Dimensionen erweitern: Es werden in diesem Fall drei Paare von gegenläufigen Laserstrahlen verwendet, welche sich in einer Region überschneiden. In dieser Region werden alle drei Geschwindigkeitskomponenten der Atome verlangsamt.

F: 3D Molasse

2.3.2 Resultierende Kraft für gegenläufige Strahlen

Für die Berechnung der Kraft nehmen wir an, daß wir die beiden gegenläufigen Strahlen unabhängig betrachten dürfen. Dann sind die beiden Kräfte

$$F_{\pm} = \pm \hbar k r_{\pm} ,$$

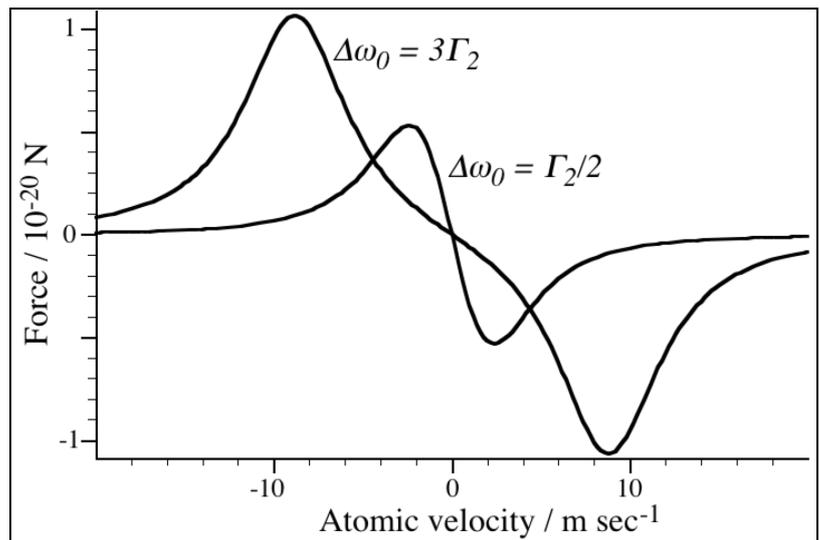
wobei die Raten

$$r_{\pm} = \text{Error!}$$

sich auf die aus den beiden Strahlen gestreuten Photonen beziehen. Die Gleichung gilt für niedrige Intensitäten. Wir können die beiden Beiträge zusammenziehen und erhalten die Gesamtkraft

$$F = \hbar k \Gamma_1 \omega \text{Error!}$$

Die Figur stellt die Kraft als Funktion der atomaren Geschwindigkeit dar. Es sind Daten für zwei Laserverstimmungen (beide zu größeren Wellenlängen) und eine Rabi Frequenz von $\omega_x = 3 \cdot 10^7 \text{ sec}^{-1}$ dar. Die Kraft verschwindet für ruhende wie auch für sehr schnelle Atome. Sie erreicht ihr Maximum dann, wenn einer der beiden Strahlen in Resonanz mit dem Atom gelangt.



Die Zone zwischen den beiden Maxima wird als Einfangbereich bezeichnet: Atome in diesem Geschwindigkeitsbereich werden effizient abgebremst. Die Breite dieser Region ist

$$|v_{\text{capture}}| \leq |\Delta\omega_0/k| .$$

Offenbar nimmt die Breite dieses Bereiches zu wenn die Verstimmung (zu rot) zunimmt.

2.3.3 Molasse

Innerhalb des Einfangbereichs kann man die Bewegung der Atome in erster Näherung mit der Stokes'schen Gleichung beschreiben, d.h. die Verzögerungskraft ist proportional zur Geschwindigkeit

$$F_{\text{om}} = - \eta v ,$$

wobei η die Viskosität darstellt. Die beiden gegenläufigen Strahlen erzeugen somit ein sehr viskoses Medium, welches als optische Molasse bezeichnet wird.

Wir können die Viskosität aus der obigen Gleichung bestimmen. Dazu führen wir die Rate r_0 ein, mit der ein Atom in Ruhe Photonen aus dem einen Laser absorbiert

$$r_0 = \text{Error!} .$$

Damit erhalten wir für die Viskosität

$$\eta = \text{Error!} .$$

Sie hat offenbar eine dispersionsartige Abhängigkeit von der Laserverstimmung (bezüglich dem ruhenden Atom) und ändert das Vorzeichen wenn die Laserverstimmung durch den Nullpunkt geht.

2.4 Geschwindigkeitsdiffusion

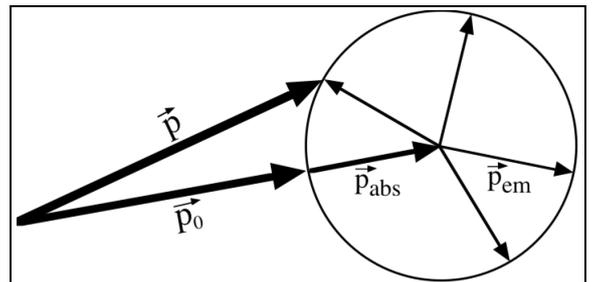
2.4.1 Phänomenologie

Im Rahmen des einfachen Modells, das wir bisher benutzt haben, sollte die Geschwindigkeit des Atoms immer abnehmen und exponentiell gegen Null fallen. Damit sollte es möglich sein, beliebig niedrige Temperaturen zu erreichen.

In Wirklichkeit wirken eine Reihe von Mechanismen diesem Kühlprozeß entgegen, die wir bisher nicht berücksichtigt haben, und führen zu einer endlichen Grenztemperatur. Dazu gehören zum einen technische Probleme, wie z.B. Laser-Frequenzrauschen. Diese können aber prinzipiell weitgehend unterdrückt werden.

Es gibt aber auch fundamentale Grenzen. Eine liegt in der diskreten, also quantenmechanischen Natur des Strahlungsfeldes und wird als Geschwindigkeitsdiffusion bezeichnet.

Wir hatten oben erklärt, daß die spontane Emission keinen Effekt hat auf die mittlere Geschwindigkeit. Sie führt jedoch zu einer Verbreiterung der Geschwindigkeitsverteilung. Man kann dies an einem einfachen Photonenbild sehen: wir betrachten ein Ensemble von Atomen mit Impuls p_0 . Nach der Absorption eines Photons aus dem Laser beträgt der Impuls $p_0 + p_{abs}$.



Das spontan emittierte Photon kann in jede Richtung abgestrahlt werden. Es bringt den gesamten Impuls deshalb irgendwo auf eine Kugelschale mit Zentrum $p_0 + p_{abs}$ und Radius p_{em} . Eine Reihe von spontanen Emissionsprozessen entspricht deshalb einer Brown'schen Bewegung im Geschwindigkeitsraum.

2.4.2 Bewegungsgleichung

Für eine formale Beschreibung setzen wir den Impuls nach einem Absorptions-Emissionszyklus an als

$$\vec{p} = \vec{p}_0 + \hbar \vec{k}_L - \hbar \vec{k}_{se} ,$$

wobei der Wellenvektor \vec{k}_L den Laserstrahl bezeichnet und \vec{k}_{se} das spontan emittierte Photon. Das anfänglich homogene Ensemble besitzt somit nun eine Verteilung von Geschwindigkeiten.

Wir berechnen als nächstes den Einfluß dieser Geschwindigkeitsdiffusion auf die kinetische Energie.

$$\begin{aligned} \Delta E_t &= \langle (\vec{p}_0 + \hbar \vec{k}_L - \hbar \vec{k}_{se})^2 \rangle - \langle \vec{p}_0^2 \rangle = \\ &= \hbar^2 [2 \langle \vec{p}_0 \vec{k}_L \rangle - 2 \langle \vec{p}_0 \vec{k}_{se} \rangle + \hbar k_L^2 + \hbar k_{se}^2 - 2 \hbar \vec{k}_L \vec{k}_{se}] . \end{aligned}$$

Da die drei Vektoren \vec{p}_0 , \vec{k}_L , und \vec{k}_{se} nicht miteinander korreliert sind verschwinden sämtlich Kreuzterme im Mittel. Die restlichen Terme ergeben

$$\Delta E_t = 2 \hbar^2 \langle v^2 \rangle .$$

Für jedes gestreute Photon wächst die kinetische Energie somit um den doppelten Betrag des Rückstoßeffektes, da sowohl die Absorption wie auch die Emission dazu beitragen.

Da die Anzahl der Absorptions-Emissionszyklen sehr gross ist können wir die Bewegungsgleichungen für den kontinuierlichen Grenzfall herleiten. Wenn das Atom Photonen mit der Summe der Raten für die einzelnen Strahlen streut erhalten wir

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = \hbar^2 \langle \vec{k} \rangle .$$

Dies ist der wichtigste Beitrag, der die Temperatur der Atome limitiert.

2.4.3 Translationstemperatur

Sind die Geschwindigkeiten der Atome eines Ensembles thermisch verteilt, so gilt für die mittlere kinetische Energie

$$E_t = \frac{3}{2} k_B T .$$

Diese Beziehung kann man umgekehrt verwenden, um die Translationstemperatur eines Gases zu definieren

$$T_t = \frac{2}{3} \frac{E_t}{k_B} = \frac{2}{3} \langle v^2 \rangle .$$

Für die Herleitung dieser Beziehung hatten wir eine Boltzmann-Verteilung angenommen. Die Beziehung wird allerdings auch verwendet wenn dies nicht der Fall ist.

Wir schreiben jetzt die Bewegungsgleichung für die Geschwindigkeit der Atome um in eine für die translatorische Temperatur

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = \hbar^2 \langle \vec{k} \rangle = \frac{2}{3} \frac{m}{\hbar} \frac{dE_t}{dt} = \frac{2}{3} \{ \frac{dE_t}{dt} - \eta v^2 \} .$$

Der erste Beitrag stammt von der Geschwindigkeitsdiffusion, der zweite von der optischen Molasse

Die Geschwindigkeitsdiffusion ist erst bei relativ niedrigen Temperaturen ein wesentlicher Beitrag. Die Dopplerverbreiterung ist dann klein im Vergleich zur homogenen Linienbreite, so daß wir die gesamte Streurate gleich der Streurate bei der Geschwindigkeit Null setzen können,

$$r_+ + r_- = 2 r_0.$$

Damit erhalten wir

$$\Gamma_1^2 = \Gamma_2^2 - \Gamma_1 T_t.$$

Der erste Term auf der rechten Seite ist unabhängig von der Temperatur und stellt die Aufheizung durch die Geschwindigkeitsdiffusion dar. Der zweite Term, der proportional ist zur Temperatur, ist der Kühleffekt der optischen Molasse. Aufgrund der unterschiedlichen Temperaturabhängigkeit erhalten wir eine Gleichgewichtstemperatur, bei der die beiden Beiträge sich gegenseitig aufheben.

2.4.4 Dopplerlimite

Diese wird dann erreicht wenn

$$\Gamma_1^2 = 0 \Rightarrow (\Gamma_1^2 + 4\Delta\omega_0^2) \hbar = 8 \Delta\omega_0 k_B T_t.$$

Auflösen nach der Temperatur ergibt

$$T_t = \hbar \Gamma_1^2 / (8 \Delta\omega_0 k_B).$$

Die Gleichgewichtstemperatur hängt somit ab von der Laserfrequenz, aber nicht von der Laserintensität. Dies gilt allerdings nur für einen bestimmten Bereich: Die Intensität muß klein sein gegenüber der Sättigungsintensität, und sie muß groß genug sein, daß Effekte, die unabhängig sind von der Intensität (z.B. Stöße mit Hintergrundatomen) vernachlässigbar bleiben.

Die niedrigste Temperatur wird dann erreicht, wenn die Laserverstimmung einer halben homogenen Linienbreite entspricht, d.h. für $\Delta\omega_0 = \Gamma_2 = \Gamma_1/2$. Dann erhalten wir

$$T_D = \hbar \Gamma_1^2 / (2 \Delta\omega_0 k_B),$$

was als Dopplerlimite bekannt ist. Für die Na D-Linien entspricht diese

$$T_D(\text{Na}) = 10^{-34} \text{ J sec} / (16 \text{ nsec} \cdot 2 \cdot 1.4 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}) = 1\text{K}/4500 = 240 \mu\text{K}.$$

Das bisher Gesagte gilt exakt nur für Kühlung in einer Dimension, in zwei oder drei Dimensionen ändert sich die Gleichgewichtstemperatur um Faktoren in der Nähe von eins.

2.4.5 Historische Entwicklung

Die Möglichkeit, Laser für Kühlzwecke einzusetzen, wurde zuerst von Hänsch und Schawlow [T.W. Hänsch and A.L. Schawlow, *'Cooling of gases by laser radiation'*, Optics Commun. **13**, 68-69 (1975).] vorgeschlagen für die Kühlung von atomaren Gasen. Unabhängig und praktisch gleichzeitig schlugen auch Wineland und Dehmelt [D. Wineland and H. Dehmelt, *'Proposed 10^{-14} $\Delta\nu/\nu$ laser fluorescence spectroscopy on Tl^+ mono-ion oscillator III'*, Bull. Am. Phys. Soc. **20**, 637-637 (1975).] vor, Laser zur Kühlung von Ionen in elektromagnetischen Fallen zu verwenden. Erste Resultate wurden 1978 publiziert von Dehmelts und Winelands Gruppe [W. Neuhauser, M. Hohenstatt, P. Toschek, and H. Dehmelt, *'Optical-sideband cooling of visible atom cloud confined in parabolic well'*, Phys. Rev. Lett. **41**, 233-236 (1978); D.J. Wineland, R.E. Drullinger, and F.L. Walls, *'Radiation-pressure cooling of bound resonant absorbers'*, Phys. Rev. Lett. **40**, 1639-1642 (1978).]. Erste Resultate zur Verzögerung von Atomen in einem Atomstrahl wurden von Balykin und Mitarbeitern 1980 publiziert [V.I. Balykin, V.S. Letokhov, and V.I. Mishin, *'Cooling of sodium atoms by resonant laser emission'*, Sov. Phys. JETP **51**, 692-696 (1980); V.I. Balykin, V.S. Letokhov, and V.I. Mishin, *'Observation of the cooling of free sodium atoms in a resonance laser field with scanning frequency'*, JETP letters **29**, 650-654 (1980).], wobei sie einen gechirpten Laserstrahl verwendeten. Phillips und Metcalf erreichte den gleichen Effekt mit einer etwas anderen Technik [W.D. Phillips, J.V. Prodan, and H.J. Metcalf, *'Laser cooling and electromagnetic trapping of neutral atoms'*, J. Opt. Soc. Am. B **2**, 1751-1767 (1985).]. 1985 zeigte die russische Gruppe auch transversales Kühlen (senkrecht zum Atomstrahl) in einer und zwei Dimensionen [V. Balykin, V.S. Letokhov, V.G. Minogin, Y.V. Rozhdestvensky, and A.I. Sidorov, *'Radiative Collimation of atomic beams through two-dimensional cooling of atoms by laser-radiation pressure'*, J. Opt. Soc. Am. B **2**, 1776-1783 (1985).]. Im gleichen Jahr gelang Steven Chu und Mitarbeitern bei AT&T Bell Labs auch Kühlung in 3 Dimensionen [S. Chu, L. Hollberg, J.E. Bjorkholm, A. Cable, and A. Ashkin, *'Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure'*, Phys. Rev. Lett. **55**, 48-51 (1985).]. Sie stellten bereits in diesen Experimenten fest, daß die Translationstemperatur im Bereich der Dopplerlimite lag.

Wenig später, nach einer Verbesserung der Messung, wurden auch Temperaturen unterhalb der Dopplerlimite gefunden: 40 μK in Natrium [P.D. Lett, R.N. Watts, C.I. Westbrook, W.D. Phillips, P.L. Gould, and H.J. Metcalf, *'Observation of atoms laser cooled below the Doppler limit'*, Phys. Rev. Lett. **61**, 169-172 (1988).] und 2.5 μK in Cesium [C. Salomon, J. Dalibard, W. Phillips, A. Clarion, and S. Guellati, *'Laser cooling of cesium atoms below $3\mu\text{K}$ '*, Europhys. Lett. **12**, 683-688 (1990).]. Beide Messungen entsprechen einem mittleren atomaren Impuls von lediglich 3.5 Photonenimpulsen. Daraus konnte geschlossen werden, daß es weitere Mechanismen gab, welche effizienter waren als die bisher diskutierte Dopplerkühlung. Die Theoretiker fanden bald darauf solche Mechanismen [J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, *'Laser cooling below the Doppler limit by polarization gradients: simple theoretical models'*, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2023-2045 (1989); P.J. Ungar, D.S. Weiss, E. Riis, and S. Chu, *'Optical molasses and multilevel atoms: theory'*, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2023-2071 (1989); S.Q. Shang, B. Sheehy, H. Metcalf, P.v. Straten, and G. Nienhuis, *'Velocity-selective resonances and sub-Doppler laser cooling'*, Phys. Rev. Lett. **67**, 1094-1097 (1991).]. Diese Mechanismen können im Rahmen des Zeiniveau-Atommodells nicht

verstanden werden, sondern verwenden eine detailliertere Beschreibung der atomaren Niveaustuktur.

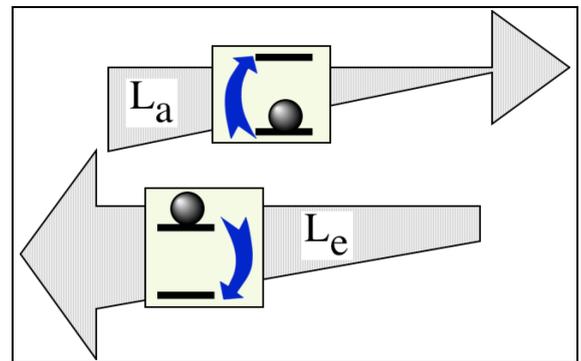
3. Stimulierte Dipolkraft

3.1 Wechselwirkung

3.1.1 Teilchenbild: stimulierte Emission

Wie bereits erwähnt trägt die spontane Emission nichts bei zur mittleren Kraft auf ein Atom. Dies ist anders bei der stimulierten Emission, wo die Photonen alle in der Richtung des einfallenden Laserfeldes emittiert werden und der Rückstoß somit in Richtung auf den Laser erfolgt. Dies kann ebenfalls für die Erzeugung einer effektiven Kraft genutzt werden.

Ein ideales Experiment würde darin bestehen, das Atom so zu treiben, daß nur Photonen aus einem Laserstrahl L_a absorbiert werden, während ein gegenläufiger Strahl L_e nur Emissionsprozesse stimulieren würde. Somit würde jeder Absorptions-Emissionszyklus ein Photon aus dem Strahl L_a in den Strahl L_e transferieren und dabei zwei Quanten $\hbar k$ von den Photonen auf das Atom transferieren.



3.1.2 Optisches Potential

Als alternatives Bild können wir die Wechselwirkung zwischen Atom und Laserfeld semiklassisch betrachten. Der Wechselwirkungsoperator wird dann abgeleitet aus der klassischen Energie eines elektrischen Dipols in einem äußeren Feld

$$E_{\text{pot}} = -\vec{d} \cdot \vec{E} .$$

Da Atome kein permanentes Dipolmoment aufweisen muß es sich um ein induziertes Dipolmoment handeln. Mit Hilfe der Polarisierbarkeit α wird die Energie des Dipols

$$E_{\text{pot}} = - \text{Error!} E^2 .$$

Die Polarisierbarkeit kann aus der Theorie der Zweiniveaumatome hergeleitet werden. Wir benötigen hier nur die Komponente, welche in Phase mit der äußeren Anregung ist. Damit wird

$$E_{\text{pot}} = - \text{Error!} .$$

Somit kann die potentielle Energie des Atoms positiv oder negativ sein, je nach Verstimmung $\Delta\omega_0$ des Laserfeldes.

Diesen Effekt können wir auch klassisch verstehen: für einen rotver-

Z: Phase, Orientierung des Dipols

stimmten Laser ($\Delta\omega_0 > 0$) ist das induzierte Moment in Phase mit dem treibenden Feld, so daß das Skalarprodukt von Feld und Dipol positiv wird. In diesem Fall kann das Atom seine Energie erniedrigen wenn es in ein möglichst starkes Feld geht. Bei einem blauverstimmten Laser hinkt die Phase des Dipols um 180 Grad hinter dem Feld her, das Skalarprodukt wird negativ, und das Atom sucht nun ein möglichst niedriges Feld.

Wenn wir die Dipolkraft möglichst unabhängig von der spontanen Streukraft untersuchen wollen ist es nützlich, die Laserverstimmung möglichst groß zu wählen. Unter dieser Bedingung wird der Nenner im obigen Ausdruck dominiert durch den Verstimmungsbeitrag und wir erhalten die vereinfachte Form

$$E_{\text{pot}} = - \text{Error!}.$$

Die Kraft ist proportional zum Gradienten der Energie. In einer Dimension kann sie geschrieben werden als

$$F = -\vec{\nabla} E_{\text{pot}} = \hbar \text{Error!}.$$

3.1.3 Eigenschaften der Dipolkraft

Da die optische Rabi-Frequenz ω_x proportional zur Amplitude des elektrischen Feldes ist, ist die Dipol- oder Gradientenkraft proportional zur Stärke des Feldes, zum Gradienten, und indirekt proportional zur Laserverstimmung. Sie verschwindet in einem homogenen Feld.

Da die kürzeste Distanz, über die sich die Stärke eines Lichtfeldes wesentlich ändern kann, durch seine Wellenlänge gegeben ist, wird die Kraft am stärksten in einer evaneszenten Welle, in einer stehenden Welle, oder in einem stark fokussierten Strahl.

Z: Felder

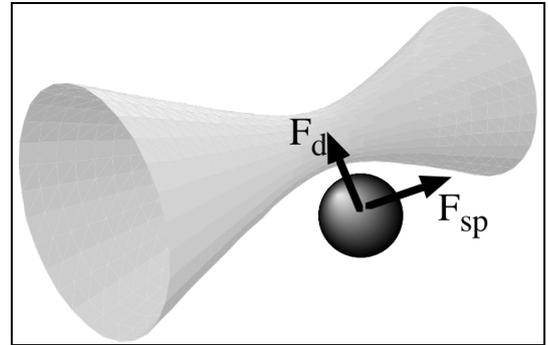
Je nach Vorzeichen der Laserverstimmung wird das Atom in die intensive Region hineingezogen oder daraus hinausgestoßen.

Im Gegensatz zur spontanen Streukraft ist die Stärke der stimulierten Kraft nicht durch die Lebensdauer des angeregten Zustandes limitiert.

3.2 Anwendungen

3.2.1 Optische Pinzetten

Die Dipolkraft wurde als erstes zum Einfangen von lasergekühlten Atomen verwendet. Diese wurden im Fokus eines rotverstimmten Lasers eingefangen. Da das Potential nicht sehr hoch ist müssen die Atome in einer optischen Molasse gekühlt werden damit sie eingefangen werden können.



Eine weitere interessante Eigenschaft der Dipolkraft liegt darin, daß sie nicht resonant ist. Dadurch hängt sie sehr viel weniger stark von den Einzelheiten der Niveaustuktur des Systems ab. Insbesondere ist sie nicht nur auf Atome, sondern auch auf Moleküle und sogar makroskopische Objekte anwendbar. Aus dieser Möglichkeit wurden sogenannte optische Pinzetten entwickelt: ein Laser wird stark fokussiert und das zu untersuchende Objekt wird mit dem Fokus des Lasers aufgenommen.

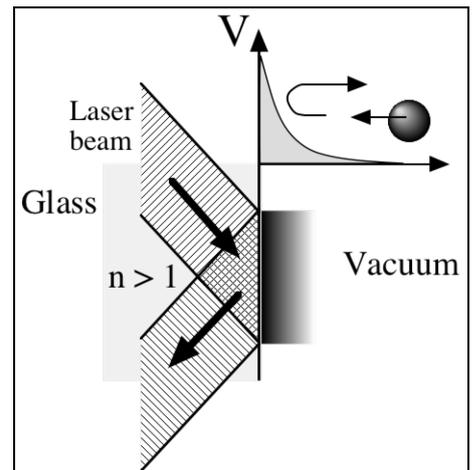
Dieses Prinzip erlaubt z.B. die gezielte Manipulierung von Makromolekülen und ist sogar auf lebende Organismen anwendbar.

Z: markierte Moleküle

3.2.2 Spiegel für Atome

Eine andere Anwendung verwendet eine evaneszente optische Welle. Diese fällt über eine Distanz von der Größenordnung der optischen Wellenlänge auf Null ab.

Der starke Gradient in diesem schnell abfallenden Feld ergibt eine große Kraft. Verschiedene Experimente haben diesen Ansatz benutzt um Atome zu reflektieren. Die erreichbaren Laserintensitäten sind aber zu klein um schnelle Atome zu reflektieren.



Die vielleicht spektakulärste Anwendung bestand im Fallenlassen von gekühlten Atomen auf eine evaneszente Welle.

Es konnte beobachtet werden, wie die Wolke von Atomen wiederholt von der Oberfläche reflektiert wurde.

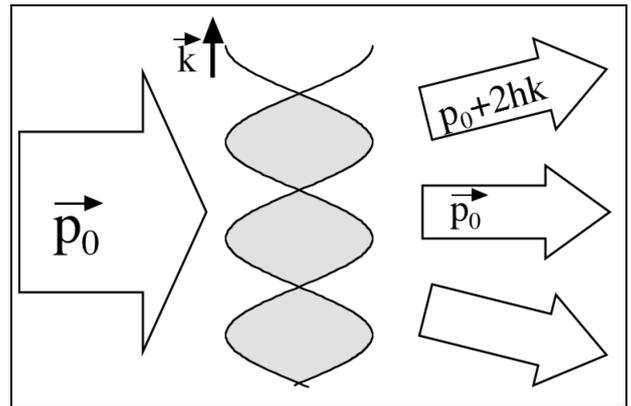
F: atoms bouncing

3.2.3 Strahlteiler

Auch in stehenden Lichtwellen erreicht man schnelle Intensitätsvariationen. Wenn die Intensität hoch genug ist kann man erreichen, daß die Atome sich nur in den Knoten oder Bäuchen der stehenden Welle aufhalten.

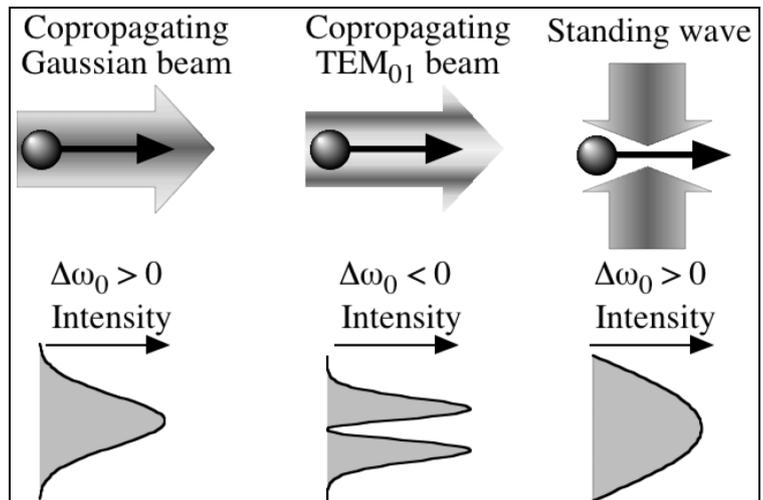
Wenn man die Welleneigenschaften der Atome berücksichtigt findet man, daß die stehende Welle in diesem Fall als Beugungsgitter wirkt. Die einzelnen Teilstrahlen erhalten einen

zusätzlichen Impuls von $2\hbar\vec{k}$ senkrecht zur ursprünglichen Ausbreitungsrichtung, d.h. parallel zur Richtung der stehenden Welle.



3.2.4 Linsen

Es gibt verschiedene Möglichkeiten, einen Atomstrahl zu fokussieren indem man ein Potential erzeugt, welches quer zum Atomstrahl näherungsweise quadratisch ist. Die einfachste Möglichkeit ist die Verwendung eines Gaussförmigen Laserstrahls, der dem Atomstrahl überlagert wird. Die Laserfrequenz muß in diesem Fall rot verstimmt sein, so daß die Atome ins Zentrum hineingezogen werden.



Eine andere Möglichkeit liegt in der Verwendung eines hohlen Strahls, der blau verstimmt ist, so daß die Atome wieder ins Zentrum hineingedrückt werden.

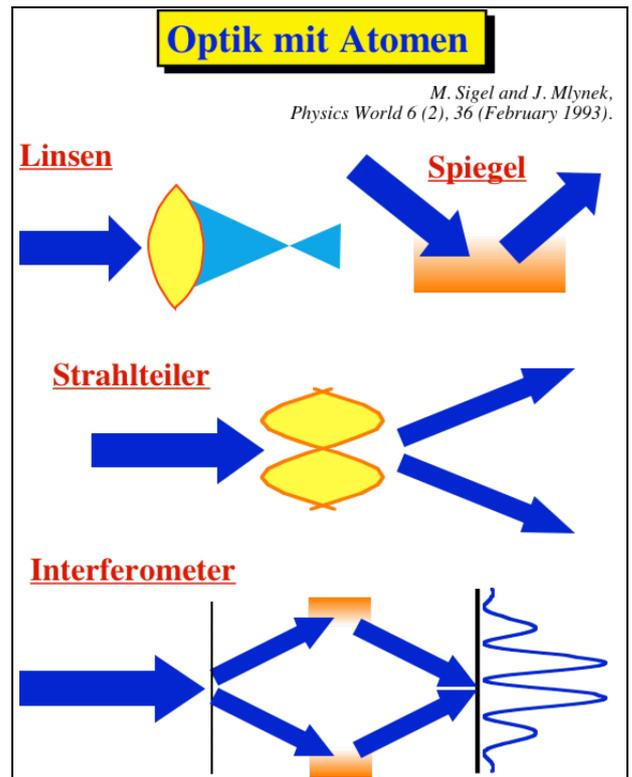
Die dritte Möglichkeit liegt in der Verwendung einer stehenden Welle, ähnlich wie beim Strahlteiler.

Eine möglicherweise realisierbare Anwendung solcher Linsen liegt in der Chipherstellung, wo Atomstrahlen zum Schreiben von kleinen Strukturen verwendet werden könnten.

F: Atom-Lithographie

3.2.5 Optik und Interferometrie mit Atomen

Um den nächsten Abschnitt zu verstehen, müssen Sie sich an Ihre Quantenmechanik Vorlesung erinnern. Dort hatten sie gelernt, dass Teilchen sich auch wie Wellen verhalten können. Gemäss der Beziehung von de Broglie hat jedes Teilchen eine bestimmte Wellenlänge, die von seinem Impuls und seiner Masse abhängt. Dies hat man vor allem für Elektronen und Neutronen benutzt, z.B. in einem Elektronenmikroskop oder bei der Neutronenbeugung in der Kristallographie. Das gleich gilt aber auch für Atome. Das heisst, dass man Atome z.B. fokussieren kann, wenn man eine Linse dafür konstruiert. Natürlich kann man auch Spiegel bauen. Konzeptionell etwas schwieriger sind Strahlteiler zu verstehen. An einem Strahlteiler wird ein Atom in zwei Teilstrahlen zerlegt, welche z.T. durch makroskopische Distanzen getrennt sind. Das heisst nun nicht, dass das Atom mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit nach links und einer anderen Wahrscheinlichkeit nach rechts geht, sondern es geht durch beide Arme. Das kann man zeigen, indem man die beiden Teilstrahlen wieder zusammenbringt und Interferenzerscheinungen misst. Diese Experimente sind primär von konzeptionellem Interesse, da sie den Wellencharakter der Materie aufzeigen. Es gibt aber auch Vorschläge und erste Experimente, wie man derartige Experimente zu Präzisionsmessungen benutzen kann, z.B. für eine sehr genaue Messung der Erdbeschleunigung.



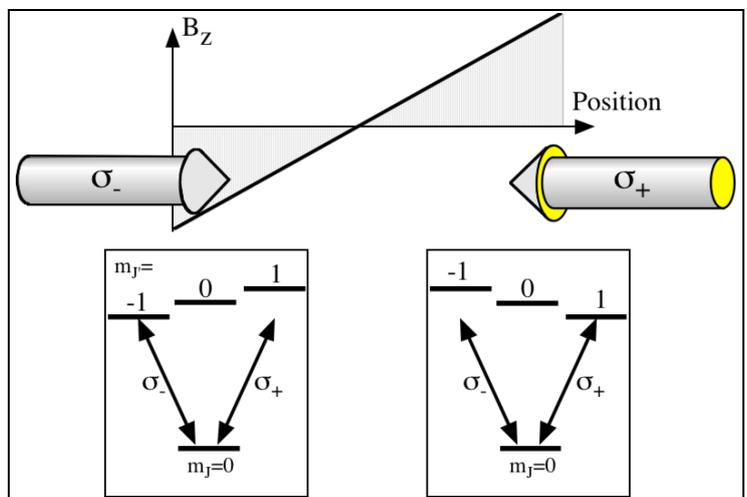
4. Magnetooptische Fallen

4.1 Grundlagen

4.1.1 Zeeman-Tuning

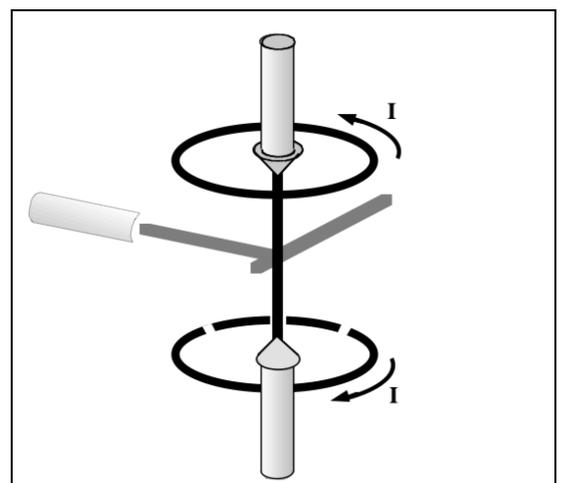
Für viele Anwendungen ist es nicht ausreichend, Atome zu kühlen, man möchte sie auch an einer Stelle im Raum festhalten. Dies setzt voraus, daß die Kraft, welche auf die Atome wirkt, nicht nur von der Geschwindigkeit, sondern auch von der Position der Atome abhängt. Man kann dafür einen Mechanismus verwenden, der bereits für die Kühlung der Atome in einem Atomstrahl verwendet wurde: Die Verstimmung der Energiezustände mit Hilfe eines Magnetfeldes.

In einer Dimension benötigt man lediglich ein Magnetfeld dessen Stärke linear mit der Distanz variiert, sowie zwei gegenläufige Laser mit entgegengesetzt zirkular polarisiertem Licht, welche beide rot verstimmt sind. Das Magnetfeld verschiebt die Zustände derart, daß für Atome, welche aus dem Zentrum herausdiffundieren die Wechselwirkung mit demjenigen Laserstrahl dominiert, welcher das Atom zurück ins Zentrum treibt.



4.1.2 Dreidimensionale Anordnung

Um den gleichen Effekt in drei Dimensionen zu erzielen kann man drei gegenläufige Laserstrahlen in jeweils zueinander orthogonalen Richtungen überlagern. Das zugehörige Magnetfeld kann z.B. von zwei Spulen in anti-Helmholtz Anordnung erzeugt werden. Diese erzeugen zwei entgegengesetzt ausgerichtete Magnetfelder, welche im Zentrum der Falle einen feldfreien Punkt ergeben, während seine Stärke nach außen näherungsweise linear zunimmt. In z-Richtung ist die Variation dabei doppelt so groß wie entlang der x- und y-Achsen.



Es sollte hier der Vollständigkeit halber erwähnt werden, daß magnetooptische Fallen nicht die einzige Möglichkeit sind, Atome einzufangen und zu kühlen.

Eine weitere Möglichkeit besteht darin, die seitliche Begrenzung durch einen Laserstrahl zu erreichen. Dies kann auch mit einer evaneszenten Welle und einem Gravitationsfeld kombiniert werden, so daß die Atome vertikal durch die Kombination von Schwerkraft und evaneszenter Welle eingefangen sind. **Z: GOST**

Für atomare Ionen gibt es außerdem die Möglichkeit, elektromagnetische Felder für das Einfangen zu verwenden. In diesem Fall ist die Wechselwirkung zwischen den Atomen natürlich wesentlich stärker als im Falle der neutralen Atome. Dies kann z.B. dazu führen, daß sie sich in einer stabilen kristallinen Anordnung ordnen. **F: Ionenkristall**

4.2 Anwendungen

Spektroskopische Messungen können am genauesten durchgeführt werden, wenn die untersuchten Objekte sich in Ruhe befinden und alle Wechselwirkungen mit der Umgebung unter experimenteller Kontrolle sind. Atome in einer Falle nähern diesen Zustand recht gut an. Die Laserstrahlen, welche sie im Zentrum festhalten, können auch kurzfristig ausgeschaltet werden, so daß auch die Wechselwirkung mit dem Licht entfällt. Natürlich fallen die Atome dann unter dem Einfluß der Schwerkraft herunter.

Möglichst lange wechselwirkungsfreie Zeiten erreicht man, wenn man die Atome zunächst "hinauf schießt" und sie anschliessend wieder herunterfallen. Dieses Experiment wird als atomarer Springbrunnen bezeichnet. Auf diese Weise konnten sehr präzise Messungen durchgeführt werden, u.a. von der Stärke des Gravitationsfeldes. **Z: atomic fountain**