

# Laserkühlung an der Grenze des Machbaren

Herbert Walther zum 60. Geburtstag gewidmet

## 1. Einleitung

Es ist heute möglich, die translatorischen Freiheitsgrade eines Atoms mit Laserlicht zu manipulieren [1]. Ausgenutzt wird dabei der resonante Austausch von Energie und Impuls zwischen Atomen und Photonen. Beispielsweise erlaubt es die Laserkühlung, die Impulsbreite  $\delta p$  eines Atoms und damit seine Temperatur  $k_B T/2 = \delta p^2/2M$  zu verkleinern – Temperaturen im Mikrokkelvin- und sogar im Nanokelvinbereich sind erreichbar. Das führt zu längeren Wechselwirkungszeiten und größeren de-Broglie-Wellenlängen, was für verschiedene Anwendungen von Nutzen ist – Beispiele sind die hochauflösende Spektroskopie, die Atominterferometrie oder die Suche nach quantenstatistischen Effekten.

Die meisten Kühlmethode sind ständig von Fluoreszenzzyklen begleitet: Fluoreszenzphotonen, spontan in beliebige Richtungen emittiert, geben dem Atom einen ungerichteten Rückstoß mit. Unter diesen Bedingungen kann die atomare Impulsbreite  $\delta p$  nicht kleiner als ein Photonenimpuls  $\hbar k$  werden: Die Temperatur  $T$  bleibt stets höher als eine sog. Rückstoßtemperatur  $T_R$ . Diese Grenztemperatur ist über  $k_B T_R/2 = E_R$  definiert, wobei  $E_R = \hbar^2 k^2/2M$  die kinetische Energie eines Atoms der Masse  $M$  bezeichnet, das ein einzelnes Photon absorbiert oder emittiert. Tatsächlich ist aber diese Rückstoßgrenze kein fundamentales Limit. In

Atome können mit Lasern so weit gekühlt werden, daß ihre Energieunschärfe kleiner wird als die kinetische Rückstoßenergie eines Atoms, das ein einzelnes Photon absorbiert oder emittiert. Die Impulsunschärfe des Atoms ist dann kleiner als ein Photonenimpuls. Dieser Prozeß wird im folgenden kurz als „Sub-Rückstoß-Kühlung“ bezeichnet. Der vorliegende Beitrag beschreibt vor kurzem ausgeführte Experimente zur Sub-Rückstoß-Kühlung sowie neue theoretische Entwicklungen, die Sub-Rückstoß-Kühlung mit anomalen Diffusionsprozessen verknüpfen. Das Potential der Sub-Rückstoß-Kühlung ist vielversprechend.

den letzten Jahren wurde sie überwunden, und Atome wurden mit Lasern auf Temperaturen unterhalb  $T_R$  abgekühlt. Das Ziel dieses Aufsatzes ist, einen Überblick über die neuesten Fortschritte in diesem Gebiet zu geben und einige Ausichten zu diskutieren.

## 2. Grundlagen

Um Temperaturen  $T < T_R$  zu erreichen, muß man vermeiden, daß Atome mit einem Impuls  $p \approx 0$  Licht absorbieren. Ultrakalte Atome müssen geschützt werden vor dem „schlechten“ Einfluß des Lichts, also vor dem zufälligen Rückstoß durch Fluoreszenzphotonen. Das wurde mit zwei Methoden erreicht. Die erste [2, 3] beruht auf einem quantenmechanischen Interferenzeffekt, den man als „velocity selective coherent population trapping“ (VSCPT) bezeichnet. Die zweite Methode [4] verwendet geeignete Folgen von Laserpulsen, die zu stimulierten Raman-Prozessen und optischem Pumpen führen. Wir konzentrieren uns in diesem Beitrag auf die VSCPT-Methode und erwähnen nur einige Ergebnisse der zweiten Methode.

Einfach erklären läßt sich das „coherent population trapping“ an einem Atom, das die Unterzustände  $g_1$  und  $g_2$  des Grundzustands sowie den angeregten Zustand  $e_0$  besitzt (eine sog.  $\Lambda$ -Konfiguration, vgl. Abb. 1a). Zwei Laser mit den Frequenzen  $\omega_{L1}$  und  $\omega_{L2}$  regen die Übergänge  $g_1 \leftrightarrow e_0$  und  $g_2 \leftrightarrow e_0$  an. Wir bezeichnen mit  $\Delta$  die Resonanzverstimmung des Raman-Prozesses, der aus der Absorption

eines  $\omega_{L1}$ -Photons, gefolgt von der stimulierten Emission eines  $\omega_{L2}$ -Photons besteht (der Prozeß kann auch umgekehrt ablaufen). Wenn die Fluoreszenzrate  $R_F$  für dieses System gegen die Verstimmung  $\Delta$  aufgetragen wird, findet man, daß  $R_F$  für  $\Delta = 0$  genau Null wird (Abb. 1b). Der Dip in Abb. 1b um  $p = 0$  besitzt eine Breite  $\Gamma'$ , die Strahlungsbreite des Grundzustandes. Diese Breite  $\Gamma'$  ist viel kleiner als die natürliche Linienbreite  $\Gamma$ , die den Abfall von  $R_F$  für eine große Verstimmung  $\Delta$  bezeichnet. Bei  $\Delta = 0$  verschwindet die Fluoreszenzrate  $R_F$ , weil die Atome durch optisches Pumpen in eine lineare Superposition von  $g_1$  und  $g_2$  gebracht werden:  $|\psi_{NC}\rangle = c_1|g_1\rangle + c_2|g_2\rangle$ . Damit wird erreicht, daß die Absorptionsamplituden von  $g_1$  nach  $e_0$  und  $g_2$  nach  $e_0$  destruktiv interferieren. Dieser Zustand, der nicht an  $e_0$  koppelt, ist für  $\Delta = 0$  zusätzlich ein stationärer Zustand, also ein Eigenzustand des gesamten Hamilton-Operators  $\mathcal{H}$ . Atome, die in  $|\psi_{NC}\rangle$  gepumpt werden, bleiben dort. Der Zustand  $|\psi_{NC}\rangle$  ist somit eine perfekte Falle, manchmal wird er auch als „Dunkelzustand“ bezeichnet. Für  $\Delta \neq 0$  ist  $|\psi_{NC}\rangle$  kein Eigenzustand von  $\mathcal{H}$  mehr, aber er ist immer noch nicht direkt an  $e_0$  gekoppelt. Es gibt eine zu  $\Delta$  proportionale Kopplung zwischen  $|\psi_{NC}\rangle$  und dem orthogonalen Zustand  $|\psi_C\rangle$ , der aus  $g_1$  und  $g_2$  kombiniert ist. Auf diese Weise wird  $|\psi_{NC}\rangle$  indirekt über  $|\psi_C\rangle$  an  $e_0$  gekoppelt und stellt keine perfekte Falle mehr da. Daher steigt  $R_F$  um  $\Delta = 0$  mit wachsendem  $\Delta$  an.

Die Verstimmung  $\Delta$  muß nun proportional zur Geschwindigkeit  $v$  der Atome

Prof. Dr. Claude Cohen-Tannoudji, Collège de France und Laboratoire Kastler Brossel, Ecole Normale Supérieure, 24 rue Lhomond, F-75231 Paris Cedex 05, France. – Übersetzung aus dem Englischen von Dr. M. Freyberger, Ulm. – Hinweis: Eine Übersicht über „Fortschritte in der Laserkühlung von Atomen“ findet sich auch im Juni-Heft 1992 der Physikalischen Blätter, Autoren H. Wallis und W. Ertmer.

werden. Das ist der entscheidende Punkt, um den beschriebenen Effekt bei der Laserkühlung anzuwenden. Man wählt die Wellenvektoren  $\vec{k}_1$  und  $\vec{k}_2$  der beiden Laserstrahlen so, daß der simulierte Raman-Prozeß zwischen  $g_1$  und  $g_2$  nicht Dopplerfrei ist. So ist die Doppler-Verschiebung beispielsweise  $\Delta = 2kv_x$ , wenn  $\vec{k}_1$  dem Vektor  $\vec{k}_2$  entlang der x-Achse genau entgegen weist (dabei ist  $|\vec{k}_1| = |\vec{k}_2| = k$ ). In Abb. 1b kann man dann  $\Delta$  durch  $2kv_x$  ersetzen. „Coherent population trapping“ wird geschwindigkeitsselektiv: Atome mit  $v_x = 0$  absorbieren kein Licht mehr, und je kleiner  $v_x$  desto kleiner ist die Absorptionsrate. Tatsächlich genügt Geschwindigkeitselektivität nicht, um Kühlung zu erreichen. Zusätzlich erhöht optisches Pumpen im  $\vec{v}$ -Raum die Dichte der Atome bei  $v_x = 0$ : Atome mit  $v_x \neq 0$  können Licht absorbieren und wieder Fluoreszenzphotonen aussenden, die den Atomen einen ungerichteten Rückstoß mitgeben. Nach einem Fluoreszenzzyklus ändert sich die atomare Geschwindigkeit, und es kann passieren, daß die neue Geschwindigkeit des Atoms näher bei Null liegt. So lassen sich Atome vom absorbierenden Zustand bei  $v_x \neq 0$  in einen quasi-dunklen Zustand bei  $v_x \approx 0$  überführen, wo sie dann gefangen bleiben und sich ansammeln. Je länger die Wechselwirkungszeit  $\Theta$  ist, desto enger wird der Bereich  $\delta v$  um  $v_x = 0$ , in dem die Atome während der Zeit  $\Theta$  gefangen bleiben. Es läßt sich zeigen [3], daß  $\delta v \approx 1/\sqrt{\Theta}$  gilt und es folglich keine fundamentale untere Grenze für die Temperatur  $T$  gibt, die mit diesem Schema erreicht werden kann: Die Temperatur verhält sich wie  $1/\Theta$ .

Genauere Rechnungen für eine Dimension [3] zeigen, daß der nicht koppelnde Zustand  $|\psi_{NC}\rangle$  eine lineare Superposition der Zustände  $|g_1, \vec{p}_1\rangle$  und  $|g_2, \vec{p}_2\rangle$  ist. Sie unterscheiden sich nicht allein durch die internen Zustände  $g_1$  und  $g_2$ , sondern auch durch die atomaren Impulse  $\vec{p}_1$  und  $\vec{p}_2$ . Der Grund liegt darin, daß die Photonen  $\omega_{L1}$  und  $\omega_{L2}$  verschiedene Impulse  $\hbar\vec{k}_1$  und  $\hbar\vec{k}_2$  haben. Daher müssen die beiden internen Zustände  $g_1$  und  $g_2$  in  $|\psi_{NC}\rangle$  mit unterschiedlichen Impulsen  $\vec{p}_1$  und  $\vec{p}_2$  einhergehen, damit sie an den gleichen Endzustand  $|e_0, \vec{p}\rangle$  koppeln, was wiederum durch die Absorption der Photonen mit den Impulsen  $\hbar\vec{k}_1$  und  $\hbar\vec{k}_2$  geschieht. Man hat folglich den Zustand

$$|\psi_{NC}(\vec{p})\rangle = c_1 |g_1, \vec{p} - \hbar\vec{k}_1\rangle + c_2 |g_2, \vec{p} - \hbar\vec{k}_2\rangle.$$

Wenn  $g_1$  und  $g_2$  die gleiche interne Energie haben ( $E_{g_1} = E_{g_2}$ ) und zusätzlich  $\omega_{L1} = \omega_{L2}$  bei  $\vec{k}_1 = -\vec{k}_2$  gilt, dann besitzen die beiden Zustände  $|g_1, \vec{p} - \hbar\vec{k}_1\rangle$  und  $|g_2, \vec{p}$

$-\hbar\vec{k}_2\rangle$  nur im Fall  $\vec{p} = 0$  die gleiche Gesamtenergie (interne Energie + kinetische Energie). Der Dunkelzustand (nicht gekoppelt und stationär) ist in diesem Fall der Zustand  $|\psi_{NC}(\vec{p} = 0)\rangle$ , und man erwartet, daß die Impulsverteilung der gekühlten Atome zwei Peaks um  $\pm \hbar k$  zeigt – jeweils mit der Breite  $\delta_p$ . Wir haben ein Indiz für Kühlung unter den Photonenrückstoß (Sub-Rückstoß-Kühlung), wenn die beiden Peaks gut aufgelöst sind, also im Fall  $\delta_p < \hbar k$ .

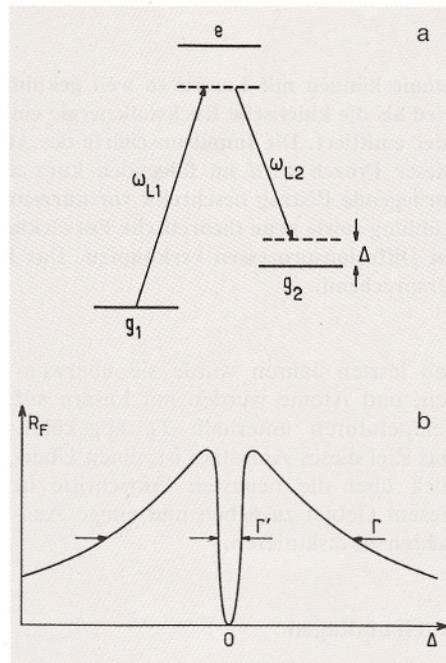


Abb. 1: Atome werden in einer kohärenten Überlagerung eingefangen („coherent population trapping“). – a) Ein Atom mit drei Energieniveaus. Der Grundzustand besteht aus den zwei Unterzuständen  $g_1$  und  $g_2$ , die mit dem angeregten Zustand  $e_0$  ein  $\Lambda$ -Schema bilden. Die Übergänge  $g_1 \leftrightarrow e_0$  und  $g_2 \leftrightarrow e_0$  werden von zwei Lasern mit den Frequenzen  $\omega_{L1}$  und  $\omega_{L2}$  angeregt. Gegenüber der Resonanzfrequenz des stimulierten Raman-Prozesses sind die Laser um  $\Delta$  verstimmmt. b.) Die stationäre Fluoreszenzrate  $R_F$ , aufgetragen gegen die Verstimmung  $\Delta$ . Bei  $\Delta = 0$  verschwindet  $R_F$ , weil die Atome in einer Überlagerung von  $g_1$  und  $g_2$  gefangen werden und die Absorptionsamplitude von  $g_1$  nach  $e_0$  mit derjenigen von  $g_2$  nach  $e_0$  destruktiv interferiert. Die Breite  $\Gamma'$  des Dips um  $\Delta = 0$  ist die Strahlungsbreite des Grundzustandes. Sie ist viel kleiner als die natürliche Linienbreite  $\Gamma$  des angeregten Zustandes, die den Abfall von  $R_F$  für große  $\Delta$  bestimmt. Die Sub-Rückstoß-Kühlung wird über den Dopplereffekt erreicht, der  $\Delta$  proportional zur Geschwindigkeit  $v$  des Atoms macht. Man erhält das sogenannte „velocity selective coherent population trapping“ (VSCPT): Atome mit  $v = 0$  absorbieren kein Licht mehr und sind somit geschützt gegen den ungerichteten Photonenrückstoß, der in den Fluoreszenzzyklen auftritt. Atome mit  $v \neq 0$  erhalten diesen Rückstoß. Sie diffundieren im  $v$ -Raum und können die Zone um  $v \approx 0$  erreichen, wo sie gefangen bleiben und sich ansammeln.

### 3. Neue Fortschritte

#### 3.1 Längere Wechselwirkungszeiten für eindimensionales geschwindigkeitsselektives „coherent population trapping“ (VSCPT)

Zum ersten Mal wurde Sub-Rückstoß-Kühlung mit der VSCPT-Methode 1988 demonstriert [2]. Dabei kreuzte ein Strahl metastabiler Helium-Atome ( $\text{He}^*$ ) im Zustand  $2^3S_1$  zwei gegenläufige  $\sigma^+$ - und  $\sigma^-$ -Laserstrahlen, die den Übergang  $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_1$  bei einer Wellenlänge von  $1,08 \mu\text{m}$  anregen. Die Wechselwirkungszeit  $\Theta$  betrug etwa  $40 \mu\text{s}$ . Sie wird von der Breite  $w$  der Laserstrahlen und der longitudinalen Geschwindigkeit  $v_z$  der Atome bestimmt:  $\Theta = w/v_z$ . Entlang der Ausbreitungsrichtung des Laserlichts beobachtete man eine Doppelpeak-Struktur in der Impulsverteilung der Atome. Jeder einzelne Peak besaß eine Breite von  $\delta_p = 0,7 \hbar k$  (gemeint ist hier die  $1/\sqrt{e}$ -Breite). Die zugehörige Temperatur, definiert über  $k_B T/2 = \delta p^2/2M$ , betrug etwa  $T_R/2$ ; dabei liegt die Rückstoßtemperatur für Helium bei  $T_R = 4 \mu\text{K}$ .

Vor kurzem haben wir einen neuen experimentellen Aufbau (Abb. 2a) entwickelt, der längere Wechselwirkungszeiten  $\Theta$  zuläßt [6]. Dadurch verringern sich  $\delta_p$  und  $T$ , die sich wie  $1/\sqrt{\Theta}$  bzw.  $1/\Theta$  verhalten. Anstatt das Laserlicht der VSCPT-Methode auf einen Überschallstrahl von  $\text{He}^*$  anzuwenden, beginnen wir nun mit Atomen, die in einer magneto-optischen Falle [7] auf  $\sim 200 \mu\text{K}$  vorgekühlt werden. In einem Volumen von  $\sim 1 \text{ mm}^3$  enthält die Falle  $\sim 10^5 \text{ He}^*$ -Atome. Das stellt eine sehr gut lokalisierte Quelle langsamer Atome dar, die nun weiter gekühlt werden. Die Falle wird abgeschaltet, und die Laser für den VSCPT-Kühlprozeß werden eingeschaltet; wiederum abgestimmt auf den Übergang  $2^3S_1 \leftrightarrow 2^3P_1$ . Die Atome bewegen sich weniger als  $1 \text{ mm}$  während der VSCPT-Kühlung, die jetzt bis zu  $1 \text{ ms}$  lang sein kann. Danach folgen sie ballistischen Bahnen unter dem Einfluß der Schwerkraft. Detektiert werden die Atome  $5 \text{ cm}$  unterhalb der Falle, indem sie auf eine Mikrokanalplatte treffen. Abbildung 2b zeigt experimentelle Ergebnisse, wenn man in x-Richtung als VSCPT-Laser zwei gegenläufige  $\sigma^+$ - und  $\sigma^-$ -Strahlen verwendet. Entlang der y- und z-Achse wird nicht gekühlt. Atome mit einer bestimmten vertikalen Geschwindigkeit wählt man folgendermaßen aus: Der Detektor wird für ein Zeitfenster  $\tau$  geöffnet, nachdem die VSCPT-Laser abgeschaltet wurden und die Zeit  $\tau_f$  vergangen ist. Die Ergebnisse von Abbildung 2b wurden mit  $\Theta = 400 \mu\text{s}$ ,  $\tau = 10 \text{ ms}$  und  $\tau_f = 45 \text{ ms}$  aufgenommen. Sie stellen eine Mittelung

dar, bei der die Falle 80 mal präpariert und ausgelöst wurde. Die beiden Bänder werden deutlich aufgelöst. Sie gehören zu einer Impulsbreite  $\delta p_x \approx 0,22 \hbar k$  und einer Temperatur  $T_x = 200$  nK. Diese Temperatur ist etwa 20mal kleiner als die Rückstoßtemperatur.

### 3.2 Erweiterung der VSCPT-Methode auf zwei Dimensionen

In mehreren Arbeiten [3, 8, 9, 10] wurde untersucht, ob sich die VSCPT-Methode auf mehr als eine Dimension erweitern läßt. Im einfachen Fall des  $J_g = 1 \leftrightarrow J_e = 1$ -Übergangs in Helium haben Olshanii und Minogin [10] einen allgemeinen Ausdruck für die Wellenfunktion eines Dunkelzustands abgeleitet, der für alle Dimensionen gültig ist. Diese Wellenfunktion  $\vec{\psi}_g(\vec{r})$  ist, bis auf eine Proportionalitätskonstante, gerade der positive Frequenzanteil  $\vec{E}_L^{(+)}(\vec{r})$  des elektrischen Laserfeldes:  $\vec{\psi}_g(\vec{r}) = \alpha \vec{E}_L^{(+)}(\vec{r})$  – also ein Vektorfeld, weil der Grundzustand ein Spin-1-Zustand ist. Dieses einfache Ergebnis kann man so verstehen: Die Übergangsamplitude

$$A \approx \int d^3r \vec{\Phi}_e^*(\vec{r}) \cdot (\vec{E}_L^{(+)}(\vec{r}) \times \vec{\psi}_g(\vec{r})) \quad (1)$$

zwischen Grundzustand  $\vec{\psi}_g$  und angeregtem Zustand  $\vec{\Phi}_e$  wird von  $\vec{E}_L^{(+)}(\vec{r})$  induziert. Die Amplitude  $A$  ist der einzige Skalar, der mit den drei Vektorfeldern  $\vec{\Phi}_e$ ,  $\vec{E}_L^{(+)}$  und  $\vec{\psi}_g$  konstruiert werden kann. Wenn  $\vec{\psi}_g$  zu  $\vec{E}_L^{(+)}$  proportional ist, verschwindet  $A$  offensichtlich für alle  $\vec{\Phi}_e$ , der Feldanteil  $\vec{E}_L^{(+)}$  koppelt den Grundzustand  $\vec{\psi}_g = \alpha \vec{E}_L^{(+)}$ , nicht an den angeregten Zustand. In einer Entwicklung von  $\vec{E}_L^{(+)}$  nach ebenen Wellen haben zudem alle Wellenvektoren den gleichen Betrag  $k = \omega_L/c - \vec{E}_L^{(+)}$  ist monochromatisch mit der Frequenz  $\omega_L$ . Daraus folgt, daß das de-Broglie-Vektorfeld  $\vec{\psi}_g = \alpha \vec{E}_L^{(+)}$  einen Eigenzustand des Operators der kinetischen Energie  $\vec{P}^2/2M$  bildet: der zugehörige Eigenwert ist  $\hbar^2 k^2/2M$ . Der Zustand  $\vec{\psi}_g = \alpha \vec{E}_L^{(+)}$  ist somit nicht gekoppelt und zugleich ein stationärer Zustand: er ist ein Dunkelzustand.

Vor kurzem haben wir die Laseranordnung der Abb. 3a verwendet [11], um ein zweidimensionales VSCPT zu erzielen. Sie besteht aus vier Laserstrahlen, die entlang der  $x$ - und  $y$ -Achse mit  $\sigma^+$ - und  $\sigma^-$ -Polarisation gegeneinander laufen. Nach der obigen Diskussion erwartet man, daß der Laser die He<sup>\*</sup>-Atome in eine Superposition aus vier Wellenpaketen kühlt, wobei die Wellenpakete mittlere Impulse von  $\pm \hbar k \hat{x}$  und  $\pm \hbar k \hat{y}$  aufweisen. Man sollte also vier Flecken beobachten, die in der Detektorebene den Abstand  $2\hbar k/M \cdot \tau_f$  besitzen. Die Zeit  $\tau_f$  ist

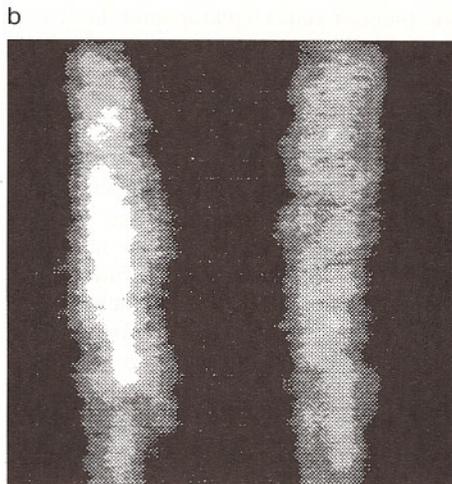
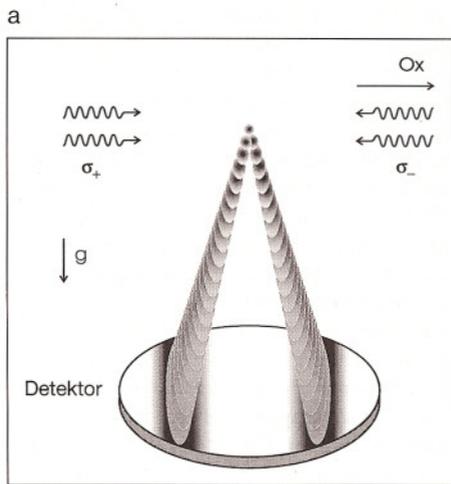


Abb. 2: Eindimensionales VSCPT bei metastabilen He<sup>\*</sup>-Atomen. – a.) Prinzip des Experiments. Die Atome werden zuerst in einer magnetooptischen Falle eingefangen. Die Wolke von  $\sim 10^5$  Atomen bei 200  $\mu$ K wird dann losgelassen, während zwei gegenläufige VSCPT-Laserstrahlen entlang der  $x$ -Achse angelegt sind; sie sind  $\sigma^+$ - und  $\sigma^-$ -polarisiert. Während einer Wechselwirkungszeit von  $\Theta = 400$   $\mu$ s werden die He<sup>\*</sup>-Atome unter die Rückstoßgrenze gekühlt: Es entsteht eine lineare Superposition von zwei Wellenpaketen, die entlang der  $x$ -Achse die mittleren Impulse  $+\hbar k$  und  $-\hbar k$  besitzen. Dann fallen die Atome frei im Gravitationsfeld  $\vec{g}$ . Ihre Orte werden 5 cm tiefer gemessen, auf einer Mikrokanalplatte mit 32 mm Durchmesser. Die längliche Form der detektierten Verteilung entsteht, weil in horizontaler Richtung senkrecht zur  $x$ -Achse nicht gekühlt wird. Auch entlang der vertikalen Richtung wird nicht gekühlt. Eine vertikale Geschwindigkeitsselektion erreicht man, indem man den Detektor für ein Zeitfenster  $\tau$  öffnet, und zwar eine Zeit  $\tau_f$  nachdem die VSCPT-Laser abgeschaltet wurden ( $\tau = 10$  ms,  $\tau_f = 45$  ms). – b) Beispiel einer Ortsverteilung der Atome, wie sie der Detektor aufnimmt. Gezeigt ist eine Mittelung über achtzig einzelne Auslösungen der Falle. Die beiden Bänder sind gut aufgelöst. Sie stimmen mit einer Impulsbreite  $\delta p$  überein, die etwa 4,5mal kleiner als der Photonenimpuls  $\hbar k$  ist. Das entspricht der Temperatur  $T \approx 200$  nK und ist ein klares Zeichen für Sub-Rückstoß-Kühlung (für He ist  $T_R = 4$   $\mu$ K). Zwischen den beiden Bändern ist der räumliche Abstand bis zu 0.9 cm groß.

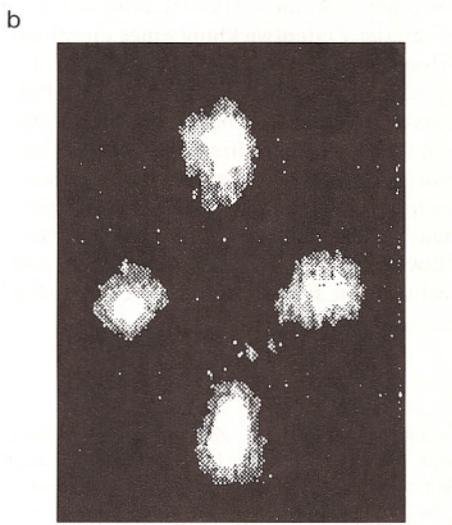
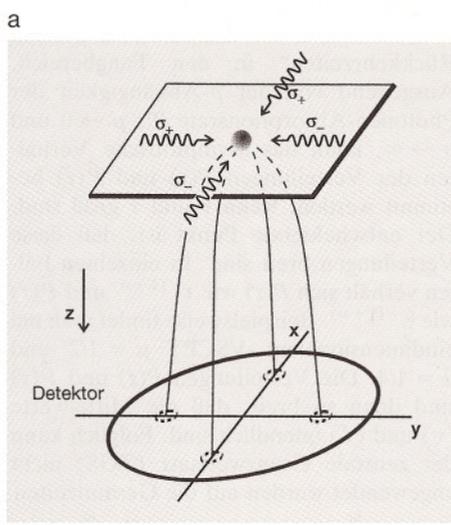


Abb. 3: Zweidimensionales VSCPT bei metastabilen He<sup>\*</sup>-Atomen. – a) Das Prinzip des Experiments entspricht dem von Abb. 2a mit dem einzigen Unterschied, daß nun vier Laserstrahlen verwendet werden. Zwei laufen auf der  $x$ -Achse gegeneinander und zwei auf der  $y$ -Achse – jeweils mit  $\sigma^+$ - und  $\sigma^-$ -Polarisation. Die Atome werden diesmal in eine lineare Superposition von vier Wellenpaketen gekühlt, deren mittleren Impulse bei  $\pm \hbar k \hat{x}$  und  $\pm \hbar k \hat{y}$  liegen. Die Zentren der Wellenpakete folgen ballistischen Bahnen zum ortsempfindlichen Detektor. Statt zwei Bändern erwartet man nun vier Flecken – b) Beispiel einer atomaren Ortsverteilung, aufgenommen vom Detektor, indem über 25 einzelne Auslösungen der magneto-optischen Falle gemittelt wurde. Die vier Flecken sind gut aufgelöst. Ihre Impulsbreite  $\delta p$  ist etwa viermal kleiner als der Photonenimpuls  $\hbar k$ , was einer Temperatur von  $T \approx 250$  nK entspricht – ein klares Zeichen für zweidimensionale Sub-Rückstoß-Kühlung.

die Flugzeit zum Detektor, und die Breite der Flecken nimmt wie  $1/\sqrt{\Theta}$  ab. Ein Beispiel einer Verteilung der Atomorte, aufgenommen mit der Mikrokanalplatte, ist in Abb. 3b gezeigt. Hierbei wurde gemittelt, indem die magneto-optische Falle nacheinander 25mal ausgelöst wurde. Für eine Einzelmessung war die Kamera von 45 ms bis 65 ms nach der VSCPT-Wechselwirkung geöffnet. Die vier Peaks werden deutlich aufgelöst. Von ihrer Breite leiten wir die Impulsbreite  $\delta p \approx \hbar k/4$  ab. Die zugehörige effektive Temperatur ist  $T \approx T_R/16$ . Diese Werte für  $\delta p/\hbar k$  und  $T/T_R$  sind die kleinsten, die bisher bei zweidimensionalem Sub-Rückstoß-Kühlen gefunden wurden.

### 3.3 Monte-Carlo-Simulation von VSCPT, die Verbindung zu Lévy-flights<sup>1)</sup>

Im Grenzfall langer Wechselwirkungszeiten ( $\Theta \rightarrow \infty$ ) sind quantitative Aussagen zur Effizienz von VSCPT ziemlich schwierig. Atome mit  $\delta p < \hbar k$  sind in der Laserwelle delokalisiert, und alle atomaren Freiheitsgrade müssen quantenmechanisch behandelt werden. All die üblichen Methoden [12] können hier nicht verwendet werden: Sie führen auf eine Fokker-Planck-Gleichung zur Beschreibung der atomaren Bewegung, indem die Elemente der Dichtematrix nach  $\hbar k/\delta p$  entwickelt werden. Aber hier ist  $\hbar k/\delta p$  kein kleiner Parameter mehr.

Neue theoretische Zugänge wurden jetzt entwickelt, um diese Schwierigkeiten zu umgehen. Monte-Carlo-Methoden simulieren die Zeitentwicklung eines einzelnen Atoms, auf das die VSCPT-Methode angewendet wird [13]. Man erhält eine Folge von Quantensprüngen, die an zufälligen Zeitpunkten auftreten – sie sind mit den spontanen Emissionsprozessen verknüpft. Zwischen zwei aufeinanderfolgenden Sprüngen läuft eine kohärente Zeitentwicklung ab, die der Absorption und stimulierten Emission von Laserphotonen

entspricht. Die Simulation verwendet die sog. Verzögerungsfunktion, die die Verteilung der Zeitintervalle  $\tau_d$  zwischen zwei aufeinanderfolgenden spontanen Emissionen festlegt [14]. Diese Monte-Carlo-Simulationen zeigen eindeutig: Je kleiner der atomare Impuls  $p$ , desto länger wird die Verzögerung  $\tau_d$  zwischen zwei aufeinanderfolgenden Sprüngen – das ist das Prinzip des VSCPT. Ein weiteres wichtiges Merkmal tritt durch diese Simulationen klar hervor: Die Zufallsfolge von Zeitintervallen  $\tau_d$  wird von wenigen Termen beherrscht, die zugleich die längsten sind. Dieses ungewöhnliche Kontrollieren einer zufälligen Folge durch seltene Ereignisse kennzeichnet „Lévy-flights“ und „breite“ Verteilungen [15, 16] – ein prägnanter Unterschied zur üblichen Statistik der Brownschen Bewegung, die man bei anderen Kühlmethoden antrifft.

Tatsächlich kann man zeigen [17], daß VSCPT einfache Beispiele für Lévy-flights liefert. genauer gesagt, kann man um  $p = 0$  einen engen Fangbereich  $|p| < p_{\text{trap}}$  definieren. Wenn der atomare Impuls in diesem Bereich liegt, wird das Atom als gefangen betrachtet. Dann, nach einer gewissen Zeit, verläßt das Atom den Fangbereich, diffundiert aus ihm heraus und wird wieder gefangen – anschließend geht das Ganze von vorne los. Die Zeitentwicklung des Atoms erscheint so als eine abwechselnde Folge von Fangperioden ( $|p| < p_{\text{trap}}$ ) und Diffusionsperioden ( $|p| > p_{\text{trap}}$ ). Die Zeitintervalle der Fangperioden sind  $\tau_1, \tau_2, \dots$ , die Diffusionsperioden  $\hat{\tau}_1, \hat{\tau}_2, \dots$ . Tatsächlich bilden die Zeiten  $\hat{\tau}_i$  die „ersten Rückkehrzeiten“ in den Fangbereich. Ausgehend von der  $p$ -Abhängigkeit der Photonen-Absorptionsrate für  $p \rightarrow 0$  und  $p \rightarrow \infty$ , kann das asymptotische Verhalten der Verteilungen  $P(\tau)$  und  $\hat{P}(\hat{\tau})$  bestimmt werden, wenn  $\tau$  und  $\hat{\tau}$  groß sind. Der entscheidende Punkt ist, daß diese Verteilungen breit sind. In einzelnen Fällen verhält sich  $P(\tau)$  wie  $\tau^{-(1+\mu)}$  und  $\hat{P}(\hat{\tau})$  wie  $\hat{\tau}^{-(1+\hat{\mu})}$ . Beispielsweise findet man bei eindimensionalem VSCPT  $\mu = 1/2$  und  $\hat{\mu} = 1/4$ . Die Verteilungen  $P(\tau)$  und  $\hat{P}(\hat{\tau})$  sind dann so breit, daß die Mittelwerte  $\langle \tau \rangle$  und  $\langle \hat{\tau} \rangle$  unendlich sind. Folglich kann der zentrale Grenzwertsatz (ZGS) nicht angewendet werden auf die Gesamtzeiten

$$\tau(N) = \sum_{i=1}^N \tau_i \quad \text{und} \quad \hat{\tau}(N) = \sum_{i=1}^N \hat{\tau}_i,$$

die das Atom innerhalb und außerhalb des Fangbereichs verbringt. Er muß durch einen verallgemeinerten ZGS ersetzt werden, der von Lévy und Gnedenko [16] eingeführt wurde. Dann kann man den Wettstreit zwischen Fang- und Fluchtprozessen studieren und analytische Ausdrücke ableiten für verschiedene physika-

lische Größen, z. B. die Kühleffizienz oder die Impulsverteilung der gefangenen Atome [17].

### 3.4 Raman-Schema

Das zweite Sub-Rückstoß-Schema [4], das 1992 vorgeführt wurde, verwendet geeignete Folgen von Pulsen, die stimulierte Raman-Prozesse und optische Pumpprozesse hervorrufen. Die Pulse sind maßgeschneidert, um im Impulsraum die Atome in das Gebiet um  $p \approx 0$  zu stoßen: Dort ist keiner der Pulse resonant. Mit Natrium-Atomen [4, 18] und Cäsium-Atomen [19] wurden Experimente durchgeführt. Mit unseren Definitionen der Breite  $\delta p$  ( $1/\sqrt{e}$ -Breite der Impulsverteilung) und der Rückstoßtemperatur ( $k_B T_R/2 = \hbar^2 k^2/2M$ ) wurden für Natrium [4, 19] die folgenden Werte von  $\delta p/\hbar k$  erreicht: 0.2 in einer Dimension, 0.9 in zwei und 1.45 in drei Dimensionen; was den Temperaturen  $T = 100$  nK,  $T = 2$   $\mu$ K und  $T = 5$   $\mu$ K entspricht ( $T_R = 2.4$   $\mu$ K). An Cäsium [19] wurden nur in einer Dimension Experimente gemacht, die den Wert  $\delta p/\hbar k = 0.34$  und damit die Temperatur  $T = 23$  nK ergaben ( $T_R = 200$  nK).

## 4. Schlußfolgerungen und Perspektiven

In zwei Dimensionen ergaben sich die niedrigsten Werte von  $\delta p/\hbar k$  mit dem VSCPT-Schema. Es wäre interessant, dieses Schema auf drei Dimensionen zu erweitern, wo bisher keine Sub-Rückstoß-Kühlung erreicht wurde. Während einer Wechselwirkungszeit von 1 ms beträgt die Geschwindigkeitsänderung durch Gravitation 1 cm/s: Das ist klein im Vergleich mit der Rückstoßgeschwindigkeit von He\* (9.2 cm/s). Daher kann man die Gravitation vernachlässigen, wenn der VSCPT-Kühlprozeß für He\* kürzer als 1 ms ist. Eine lineare Überlagerung von sechs Wellenpaketen mit wohldefinierten Geschwindigkeiten erwartet man, wenn das Schema von Abb. 3a verallgemeinert wird: sechs Laserstrahlen mit je zwei gegenläufigen  $\sigma^+$ - und  $\sigma^-$ -Strahlen entlang der Raumachsen. Experimente dieser Art laufen, und erste ermutigende Ergebnisse liegen vor.

Ein weiterer, interessanter Aspekt der VSCPT-Methode besteht darin, daß die Atome in einer kohärenten Superposition von Wellenpaketen präpariert werden, deren Zentren – bei uns – durch makroskopische Abstände getrennt sind; die Größenordnung beträgt 1 cm. Eine naheliegende Herausforderung wäre es, die beiden Streifen der Abb. 2 oder die vier Strahlen der Abb. 3 wieder zusammenzu-

<sup>1)</sup> Lévy-Verteilungen: Zufallsgrößen können sehr breite Verteilungen haben – so breit, daß Mittelwert und Varianz nicht mehr existieren. Das ist zum Beispiel der Fall für alle Zufallsgrößen  $\tau$  mit einer Wahrscheinlichkeitsverteilung proportional zu  $\tau^{-(1+\mu)}$  und  $0 < \mu < 1$ . Die Summe  $T(N) = \sum_{i=1}^N \tau_i$  von  $N$  solchen Zufallsgrößen  $\tau_i$  gehorcht nicht mehr dem Zentralen Grenzwertsatz und ist keine Gauß-Verteilung. Lévy und Gnedenko zeigten, daß  $T(N)$  für große  $N$  wie  $N^{1/\mu}$  wächst, und berechneten auch die Verteilungsfunktion von  $T(N)$ . Solche sogenannten Lévy-Verteilungen sind es, die bei der im Text beschriebenen Theorie der Sub-Rückstoß-Kühlung auftreten.

führen, um Interferenz zu beobachten und damit die Kohärenz zu beweisen.

Verschiedene Autoren haben vor kurzem bemerkt, daß bei bestimmten Laseranordnungen in einer und zwei Dimensionen die VSCPT- und Sisyphus-Kühlung<sup>2)</sup> koexistieren können (siehe die Referenzen [20–23]). Für einen  $J_g = 1 \leftrightarrow J_e = 1$ -Übergang gibt es immer einen nicht gekoppelten Zustand, dessen Lichtverschiebung überall verschwindet: Es entsteht ein vollkommen flaches, adiabatisches Potential. Jedoch variiert bei bestimmten Laseranordnungen die gesamte Laserintensität räumlich, wodurch die anderen Eigenwerte des Operators der Lichtverschiebung (diejenigen verschieden von Null) ortsabhängig werden: Es entsteht eine adiabatische Potentialkurve mit Potentialhügeln und Potentialtälern. Für ein bewegtes Atom entstehen nicht-adiabatische Kopplungen, die das Atom vom nicht gekoppelten Zustand in diese ortsabhängige Potentialkurve bringen können: Sisyphus-Kühlung kann auftreten, falls die Verstimmung  $\delta$  positiv ist. Die Koexistenz von VSCPT und Sisyphus-Reibungskräften kann in höheren Dimensionen reizvoll sein, weil der random-walk-Prozeß des reinen VSCPT immer weniger brauchbar wird, um die Atome nach  $p = 0$  zurückzubringen. Das Studium der Kühleffizienz in Abhängigkeit von der Verstimmung  $\delta$  kann hierzu nützliche Informationen liefern. Bei reinem VSCPT sollte die Kühleffizienz unabhängig von der Verstimmung sein [3]. Tatsächlich findet man, daß das Signal der zweidimensionalen Experimente von Abb. 3 viel besser ist, wenn die Verstimmung  $\delta > 0$  statt  $\delta < 0$  eingestellt wird. Das scheint auf die Existenz einer Sisyphus-Kühlung hinzuweisen, die die Effizienz des zweidimensionalen VSCPT erhöht, falls  $\delta > 0$  ist.

<sup>2)</sup> Sisyphus-Kühlung: Ein Atom, dessen Grundzustand mehrere Zeeman-Unterniveaus aufweist, erfährt in einem Lichtfeld zwei verschiedene Effekte. Zum einen kann es während der Absorptions-Spontanemissionszyklen von einem Zeeman-Unterniveau in ein anderes übergehen (optisches Pumpen). Zum anderen werden die verschiedenen Zeeman-Unterniveaus um unterschiedliche und von der Lichtpolarisation abhängige Beträge verschoben (Lichtverschiebung oder light-shift). Wenn die Lichtpolarisation räumlich moduliert ist, sind optisches Pumpen und Lichtverschiebung ebenfalls moduliert. Ein bewegtes Atom kann nun den zu seinem momentanen Unterniveau gehörigen Potentialhügel „erklimmen“ und vom Potentialmaximum aus in ein anderes Unterniveau gepumpt werden, dessen Potential am selben Ort gerade ein Minimum aufweist. Dieser Prozeß wiederholt sich viele Male – ein atomares Äquivalent zum Sisyphus-Mythos.

Wenn Sub-Rückstoß-Kühlung erreicht wird ( $\delta p < \hbar k$ ), ist schließlich zu beachten, daß die de-Broglie-Wellenlänge der Atome,  $\lambda_{dB} = \hbar/\delta p$ , größer wird als die Wellenlänge  $\lambda_L = 1/k$  des kühlenden Lasers. In den Sub-Rückstoß-Kühlexperimenten, die hier beschrieben werden, kann  $\lambda_{dB}$  Werte bis zu 4.5  $\mu\text{m}$  annehmen. Das höchste Ziel wäre es, mehrere Atome in ein Volumen  $\lambda_{dB}^3$  zu setzen, um quantenstatistische Effekte zu beobachten. Dazu muß die Dichte im Phasenraum erhöht werden. Momentan versucht man, Sub-Rückstoß-Kühlung mit Fallen zu verbinden. Das würde die Atome daran hindern, räumlich auseinanderzudriften und im Gravitationsfeld zu fallen – zugleich blieben sie extrem kalt.

\*

Ich möchte allen meinen Kollegen danken, die zu den beschriebenen Arbeiten beigetragen haben, welche in Paris während der letzten acht Jahre verwirklicht wurden: A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, C. Westbrook, C. Gerz, I. Silvera, O. Emile, F. Bardou, B. Saubamea, J.-P. Bouchaud, K. Shimizu, F. Minardi, J. Lawall, N. Bigelow, M. Leduc, S. Kulin, J. Reichel, O. Morice, G. Tino, C. Salomon.

## Literatur

[ 1] Siehe z. B. Laser Manipulation of Atoms and Ions, Proc. 1991 Varenna Summer School (Hrsg.: E. Arimondo, W. D. Phillips u. F. Strumia), North-Holland, Amsterdam, 1992.

[ 2] A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste u. C. Cohen-Tannoudji, Phys. Rev. Lett. **61**, 826 (1988).

[ 3] A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste u. C. Cohen-Tannoudji, J. Opt. Soc. Am. **B6**, 2112 (1989).

[ 4] M. Kasevich u. S. Chu, Phys. Rev. Lett. **69**, 1741 (1992).

[ 5] G. Alzetta, A. Gozzini, L. Moi u. G. Orriols, Nuovo Cimento **36B**, 5 (1976); E. Arimondo u. G. Orriols, Lett. al Nuovo Cimento **17**, 333 (1976).

[ 6] F. Bardou, B. Saubamea, J. Lawall, K. Shimizu, O. Emile, C. Westbrook, A. Aspect u. C. Cohen-Tannoudji, C. R. Acad. Sci. **318**, Série II, 877 (1994).

[ 7] F. Bardou, O. Emile, J.-M. Courty, C. Westbrook u. A. Aspect, Europhys. Lett. **20**, 681 (1992).

[ 8] F. Mauri u. E. Arimondo, Europhys. Lett. **16**, 717 (1991).

[ 9] Vgl. den Übersichtsartikel von E. Arimondo in loc. cit. [1].

[10] M. A. Ol'shanii u. V. G. Minogin, in Proc. of Light Induced Kinetic Effects (Hrsg. L. Moi et al.), ETS Editrice, Pisa, 1991; M. A. Ol'shanii u. V. G. Minogin, Opt. Comm. **89**, 393 (1992).

[11] J. Lawall, F. Bardou, B. Saubamea, K. Shimizu, M. Leduc, A. Aspect u. C. Cohen-Tannoudji, Phys. Rev. Lett. **73**, 1915 (1994).

[12] Für einen Überblick über Laserkühlung siehe C. Cohen-Tannoudji in: Fundamental Systems in Quantum Optics, Les Houches, session LIII, (Hrsg.: J. Dalibard, J.-M. Raimond u. J. Zinn-Justin), North-Holland, Amsterdam, 1992, und Referenzen dort.

[13] C. Cohen-Tannoudji, F. Bardou u. A. Aspect, in Laser Spectroscopy X, (Hrsg. M. Ducloy, E. Giacobino u. G. Camy), World Scientific, Singapore, 1992.

[14] C. Cohen-Tannoudji u. J. Dalibard, Europhys. Lett. **1**, 441 (1986); P. Zoller, M. Marte u. D. F. Walls, Phys. Rev. **A35**, 198 (1987).

[15] E. W. Montroll u. M. F. Schlesinger, in Statistical Mechanics (Hrsg.: J. Lebowitz u. E. W. Montroll), North-Holland, Amsterdam, 1984; M. F. Schlesinger, G. M. Zaslavsky u. J. Klafter, Nature **363**, 31 (1993).

[16] J.-P. Bouchaud u. A. Georges, Phys. Rep. **195**, 125 (1990).

[17] F. Bardou, J.-P. Bouchaud, O. Emile, A. Aspect u. C. Cohen-Tannoudji, Phys. Rev. Lett. **72**, 203 (1994).

[18] N. Davidson, H. J. Lee, M. Kasevich u. S. Chu, Phys. Rev. Lett. **72**, 3158 (1994).

[19] J. Reichel, O. Morice, G. M. Tino u. C. Salomon, Europhys. Lett. **28**, 477 (1994).

[20] M. S. Shahriar, P. R. Hemmer, M. G. Prentiss, P. Marte, J. Mervis, D. P. Katz, N. P. Bigelow u. T. Cai, Phys. Rev. **A48**, R4035 (1993).

[21] P. Marte, R. Dum, R. Taïeb, P. Zoller, M. S. Shahriar u. M. Prentiss, Phys. Rev. **A49**, 4826 (1994).

[22] P. Dum, P. Marte u. P. Zoller, Technical Digest of IQEC'94, **9**, 238 (1994).

[23] M. S. Shahriar, M. T. Widmer, M. J. Bellane, E. Vredenburg u. H. J. Metcalf, Technical Digest of IQEC'94, **9**, 238 (1994).