

博士論文（要約）

中空ファイバー中のストロンチウム 原子の光格子分光の研究

岡場翔一

原子と光の相互作用を SN 比よく観測する場合においては原子数 N の数が重要となる。原子数 N は、原子数密度 n と原子がトラップされる体積 V の積で表すことができるが、原子数を増加させるために、原子数密度 n を増加させると原子間衝突によりコヒーレンスが失われてしまう。そのため、原子のコヒーレンスを保ったまま原子数 N を増加させるにはトラップ体積 V を大きくする必要はあるが、光の回折のために原子をトラップできる領域を増やすのは従来困難であった。

そこで、この問題を解決するために、コアが中空である中空ファイバーに注目した。中空ファイバー中ではビーム径を維持できるため、ファイバーの長さだけ原子をトラップでき、トラップ体積を増やすことができる。同じパワーのレーザーの場合、今回用いる 30 mm 程度の長さの中空ファイバーがガイドする光においては、原子をトラップできる領域は自由空間に比べて 200 倍以上に増大する。

本研究では、この中空ファイバーを用いることでトラップ体積 V を増加させ、この原子のコヒーレンスの維持(低い原子数密度 n)と高い原子数 N を両立した系を実現し、その実証のためにファイバー中で原子の精密分光(Lamb-Dicke 分光)を行った。また、この系の応用として高い周波数安定度が期待される超放射レーザーを実現するために、中空ファイバー中の原子の超放射現象について実験を行った。

実験では、ボゾンである ^{88}Sr を磁気光学トラップ(MOT)により、数 μK 程度まで冷却、トラップし、中空ファイバーを導波している互いに対向する813nmの光が作る定在波(光格子)の腹に原子をローディングする。次に、光格子を構成する2つの光に周波数差をつけることで原子をトラップした腹をファイバーの方向へ移動させて(移動光格子)、中空ファイバー中に原子を導入した。

中空ファイバー中の光格子にトラップされた原子は、主にファイバー中の残存原子からの衝突によりトラップから外れてしまう。トラップが維持できる時間(トラップ寿命)が短ければファイバー中の原子のデコヒーレンスが大きくなってしまうので、中空ファイバー中のトラップ寿命を評価することは重要である。

この中空ファイバー中の原子のトラップ寿命は、ファイバー中のある位置 z まで移動光格子で原子を輸送し、ある時間 Δt だけ静止させたあと、再び移動光格子でファイバー端から出した原子の残存数を測定することによって求める。

原子は時間 Δt に対し、指数関数的な減少をするので、原子数が $1/e$ (e は自然対数の底)になる時間を各位置 z におけるトラップ寿命 τ として求めた(図1)。この結果から、ファイバー中でも寿命は350 ms以上あり、今回の精密分光に用いる励起準位の寿命である21 μs より十分に長い影響はないことが分かった。

次に、中空ファイバー中での原子のデコヒーレンスを評価するために、自然線幅が $\Gamma/2\pi =$

7.5 kHzの $^1S_0 - ^3P_1$ スピン禁制遷移に対して吸収分光を行った。

まず、原子をトラップする光格子光の電場による共鳴周波数のシフト(シュタルクシフト)を抑制するために、遷移の上準位である 3P_1 のポテンシャルが量子化軸と光格子光の直線偏光の角度によって変化することを利用して、この遷移の共鳴周波数が光格子光の強度を変えても変化しなくなる偏光の角度を実験的に確定した。

原子数を増加させると1つの光格子のサイトに多数の原子がトラップされた状態になり、原子間衝突によって線幅が増大、つまり、デコヒーレンスが増大し、原子の中心周波数がシフトした(図2 赤)。しかし、中空ファイバー中で原子を拡散させ、1つの光格子にほぼ1個以下の原子をトラップした状態にすると、原子数が増大しても線幅の増大や中心周波数のシフトはほとんど生じず、原子のコヒーレンスを維持したまま原子数を増加させることに成功した(図2 青)。

しかし、813 nmの光格子光では、偏光角に対するシュタルクシフトの依存性が大きく、わずかな偏向角のずれが大きなシュタルクシフトの原因となり光格子光によるデコヒーレンスを抑制するのが難しくなる。実際、線幅は原子数を減らしても11 kHz程度あった。そこで、この依存性が理論上は無くなる914 nmの光格子光で精密分光を行った。これにより、実験的にも光格子光によるシュタルクシフトが抑制され、原子の自然線幅に近い7.8(4) kHzの線幅(この線幅はプローブ光のパワーによる飽和広がりとは一致する)での分光を実現し、中空ファイバー中に導入したことによる原子のコヒーレンスの悪化が生じないことを確認できた(図3)。

次に、この原子集団を利用した応用として、超放射レーザーの構築に向けて、中空ファイバー中の超放射現象の観測を行った。超放射は、多数の励起原子が協同的に光子を放射する現象であり、通常自然放射に比べて高い放射レートと放射方向の異方性を持つ。この現象を光源として利用するのが超放射レーザーであり、従来の光共振器で発振周波数を安定化させるレーザーと比べて振動に強く、可搬かつ周波数安定度の高い光源として期待されている。

超放射の観測を行う原子と遷移は前述の分光を行った時のものと同じである。中空ファイバーに導入した原子に対して、近共鳴の500 nsのパルス照射を照射して励起させ、原子から放射される光の周波数の安定したローカル光との干渉を取ることで観測した。

干渉で得られた信号からは原子が放射した光の位相の情報が得られる。さらに、この位相の時間変化を時間微分することで、原子が放射した光の周波数を測定することができる。これを励起パルスの共鳴周波数 ν_{rad} に対する離調 δ を変えながら行ったのが図4である。縦軸は原子の共鳴周波数 ν_{res} と放射光の周波数 ν_{rad} の差となっており、黒点の実験結果、赤線が励起パルスによる誘導放射が起きた時の周波数の理論値である。実験結果の周波数差は ± 100 kHz以内に収まっており、誘導放射の影響はほとんどない。よって、この実験結果から励起パルスの周波数にほぼ依存せず

に常に共鳴周波数を放出していることがわかる。

さらに、超放射光を光源として利用する上で重要な光の収集効率を調べた。超放射では、原子分布の長手方向により光子を放出しやすくなっており、中空ファイバー中の原子分布はファイバー軸に沿って細長くなっているため、等方的に放射される自然放射に比べて中空ファイバーにカップルしやすくなっている。このとき、超放射光の中空ファイバーへのカップルレートを ρ とすれば、究極的な検出効率 r は $r = \rho \eta N / (1 + \eta N)$ のようにかける。ここで、 η はCooperativity parameterと呼ばれる原子分布などに依存する値、 N は原子数である。

この値を調べるために、この比に相当する(検出された光子数)/(原子に吸収された光子数)を原子数を変えながら測定した。また、これを2種類の検出方法で行い、図5の赤点が中空ファイバーから出た光子が自由空間中にでたあと、そのまま光子検出器に入るパスになっているとき、青点が自由空間にでたあと再びシングルモードファイバにカップルして光子検出器に入るパスになっているときのデータである。前者は中空ファイバーの高次モードにカップルした放出光も含めた収集効率、後者は基本モードにカップルした放出光のみに関する収集効率になっており、超放射光のモードと中空ファイバーの基本モードのミスマッチに起因する差が読み取れる。 $\eta N \gg 1$ における収集効率である ρ はそれぞれ0.9、0.5となっており実用的な収集効率を得られた。

本研究では、従来困難であった原子のデコヒーレンスの抑制と原子数 N の増大の両立する系を中空ファイバーを用いることで実現し、精密分光を行うことでこのことを確認した。また、この系の応用として超放射レーザーの実現を目指し、中空ファイバー中の超放射現象の観測を行うことで、超放射光の周波数が原子の共鳴周波数であることと放射光の高い収集効率が確認できた。本研究で実現した系や、基礎的な部分を確認できた超放射レーザーは、将来の安定度の高い原子干渉計や原子時計などの量子計測に貢献できるものと考えている。

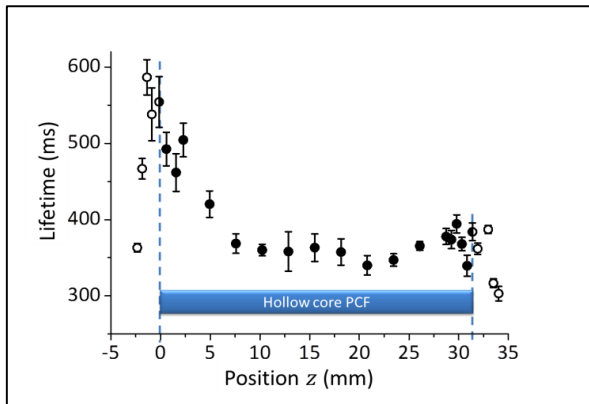


図 1: 中空ファイバー中の原子のトラップ寿命

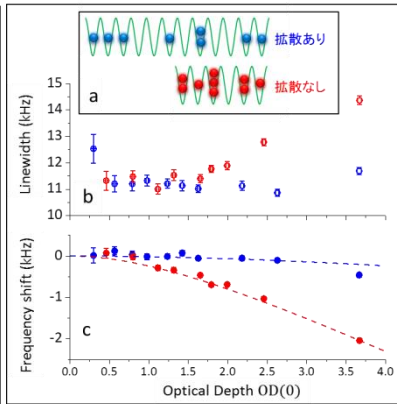


図 2: 中空ファイバー中での原子拡散の効果

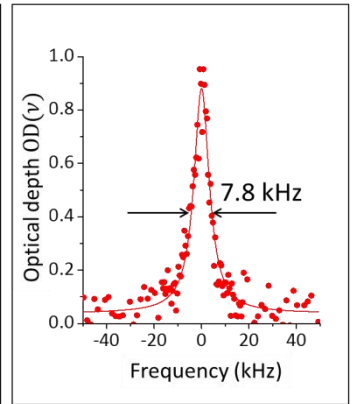


図 3: 中空ファイバー中での自然線幅リミットの分光

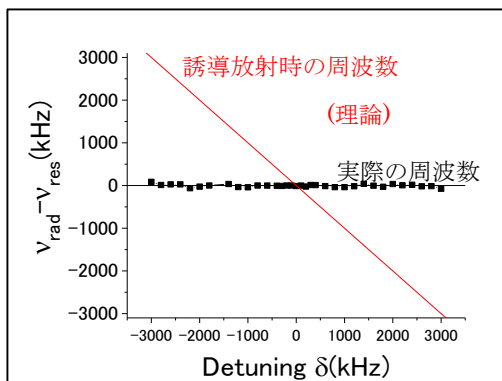


図 4: 超放射光の周波数測定

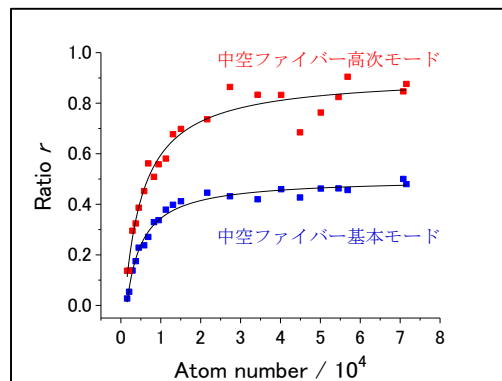


図 5: 超放射光の収集効率測定