

# 低速リチウム原子を用いた Talbot-Lau 原子干渉計の開発

量子・物質工学専攻 清水研究室 鈴木 信也

## 1 背景と目的

量子論では物質粒子は光と同じように波動性を持つと考える。通常、粒子として扱われる原子も光と同じように波動性を持つ。速度  $v$  で運動している質量  $m$  の粒子の量子力学的波長 (ドブロイ波長)  $\lambda_{dB}$  は

$$\lambda_{dB} = \frac{h}{p} = \frac{h}{mv} \quad (1)$$

である。ここで  $h$  はプランク定数 ( $6.63 \times 10^{-34} \text{Js}$ )、 $p$  は粒子の持つ運動量である。光の代わりに原子の波動性を用いたのが原子干渉計である。

原子は質量をもち重力ポテンシャルに敏感に反応し、多様な内部状態をもつため電場・磁場などのポテンシャル変化にも反応するので、原子干渉計は、光干渉計では測定できないポテンシャルの変化を測定できる。また原子は光よりもはるかに遅い速度で干渉計内を通過するため、原子の方が干渉計内での相互作用時間長くなり、光に比べ位相感度が極めて高くなる。

本研究の目的は、冷却リチウム原子を原子源とした Talbot-Lau 原子干渉計を構成することである。冷却原子を原子源とした同型干渉計の構成は初の試みである。また、光干渉計では測定できない光ポテンシャルによる原子散乱の測定を行なうことである。

## 2 Talbot-Lau 原子干渉計

far-field Interferometer である Mach-Zehnder 干渉計では、回折波を空間的に分離するため微細な回折格子・入射波の十分なコリメーション・十分な距離が要求される。一方、Talbot-Lau 干渉計は、3枚の透過型回折格子をそれぞれ near-field で配置することによって構成される。そのため、Mach-Zehnder 干渉計に比べコンパクトである。空間的にインコヒーレントな入射波に対しても動作するため、コリメーションの必要がない。また、空間的に広がりをもつ検出器で動作さ

せるので、Mach-Zehnder 干渉計に比べ、入射波の干渉に寄与する割合が高く、検出信号も大きい。

### 2.1 Talbot 効果

Talbot-Lau 干渉計での干渉は Talbot 効果によるものである。よくコリメートされたドブロイ波長  $\lambda_{dB}$  の原子ビームがピッチ  $d$  の透過型回折格子に入射することを考える (図 1)。回折格子の振幅透過関数  $t(x)$  が

$$t(x) = \sum_{l \in \mathbb{Z}} a_l \exp\left(2\pi i l \frac{x}{d}\right) \quad (2)$$

と表されるとき、回折格子後方距離  $L$  の位置での強度分布、すなわち原子密度分布は

$$I_L(x') = \left| \sum_l a_l \exp\left(2\pi i l \frac{x'}{d}\right) \exp\left(-i\pi l^2 \frac{L\lambda}{d^2}\right) \right|^2 \quad (3)$$

となる。距離  $L = d^2/\lambda$  の時、原子密度分布は回折格子の透過率関数と同じパターンになる。これを Talbot 効果という。Talbot 効果を起こす波長に依存した長さ

$$L_T = \frac{d^2}{\lambda} \quad (4)$$

を Talbot 長という。

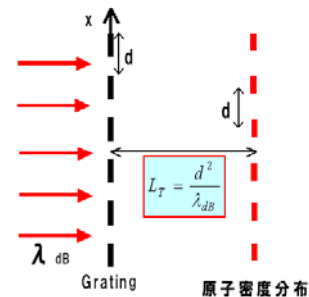


図 1: Talbot 効果

## 2.2 Talbot-Lau 干渉計

Talbot-Lau 原子干渉計は 3 枚の透過型回折格子をそれぞれ Talbot 長  $L_T = d^2/\lambda$  の間隔で配置することで構成される (図 2)。コリメートされていないドブロイ波長  $\lambda_{dB}$  の原子ビームが入射することを考える。一枚目の回折格子 (G1) のスリットから生じた原子波は、G2 で Talbot 効果によって G3 の位置に、G2 の透過率関数と同じパターンの干渉縞を形成する。コリメートされていない原子ビームが入射しているため、異なるスリットから生じた原子波は互いにコヒーレンスはない。よって、それぞれ独立に G3 の位置に干渉縞を形成する。G1 全てのスリットから生じた原子波の寄与のインコヒーレントな加算 (Lau 効果) によって干渉縞が作られる。

G3 の位置の干渉縞の変化から位相変化を測定する。Detection Mask である G3 をシフトさせながら全ての透過原子を検出し、透過原子数の変化から干渉縞の変化を調べることが出来る。

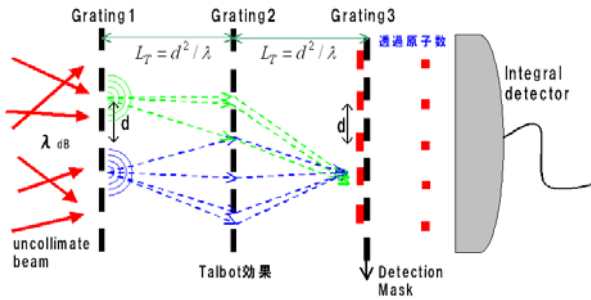


図 2: Talbot-Lau 干渉計

## 3 実験

### 3.1 実験に用いる ${}^7\text{Li}$ 原子のエネルギー準位

本研究では磁気光学トラップ (Magneto-Optical Trap; MOT) によって冷却原子生成し、低速原子線として用いる。本実験に関係する  ${}^7\text{Li}$  原子の冷却に用いるエネルギー準位を図 3 に示す。 ${}^7\text{Li}$  原子は核スピン  $I = 3/2$  を持つため超微細構造 (hyperfine structure; HFS) が存在する。レーザー冷却には  $2^2S_{1/2}, F = 2 \rightarrow 2^2P_{3/2}, F' = 3$  (寿命  $\tau = 27.2\text{ns}$ ) を冷却遷移として用いる。さらに  $2^2S_{1/2}, F = 1 \rightarrow 2^2P_{3/2}, F' = 2$

の遷移波長を持つ Repumping 光を入れる。Cooling 光と Repumping 光によって閉じた冷却サイクルを作る。また飽和光強度  $I_0$  は

$$I_0 = \frac{2\pi ch}{\lambda^3 \tau} = 2.55 \text{ [mW/cm}^2\text{]} \quad (5)$$

である。

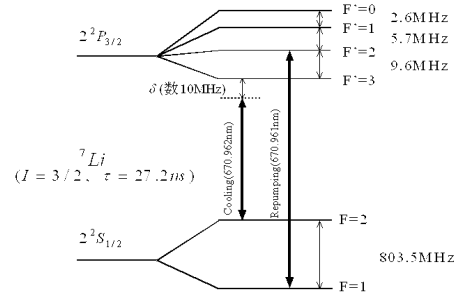


図 3:  ${}^7\text{Li}$  原子のエネルギー準位

## 4 装置

### 4.1 Talbot-Lau 原子干渉計

Talbot-Lau 原子干渉計を構成する 3 枚の回折格子は、生成できる原子ビームの速度、原子干渉計構成するときの取り扱い易さなどからピッチ  $10\mu\text{m}$ 、開口率 30% の回折格子を用いた。透過型回折格子について下の表にまとめた。

Grating ; G1,G2,G3	
Substrate	SiC
Size	$2.8 \times 2.8\text{mm}$
Grating period	$d = 10 \pm 0.5\mu\text{m}$
Open fraction	$f = 0.3$

また、SiC の膜厚  $m = 987\text{nm}$ 、屈折率  $n = 2.63$ 、透過率  $T = 0.54$  である。

500K の Li 原子の場合、同じ回折格子を用いて Talbot-Lau 原子干渉計を構成すると、Talbot 長は  $180\text{cm}$  になり干渉計サイズが  $3.6\text{m}$  になる。本実験では MOT によって生成された冷却 Li 原子を用いているので Talbot-Lau 原子干渉計に入射する  ${}^7\text{Li}$  原子の速度を  $20\text{m/s}$  と考えると、ド・ブロイ波長は式 (1) より

$$\lambda_{dB} = \frac{h}{mv} = 2.8 \text{ [nm]} \quad (6)$$

となる。このド・ブロイ波長に対する Talbot 長  $L_T$  は、

$$L_T = \frac{d^2}{\lambda_{dB}} = 3.6 [cm] \quad (7)$$

と計算できる。よって、3枚の透過型回折格子を間隔  $L_T = 3.6cm$  で平行に配置し Talbot-Lau 原子干渉計 (TLI) を構成した (図 4)。冷却原子を用いたことで干渉計サイズは 10cm 以下になり小型の Talbot-Lau 原子干渉計を実現した。

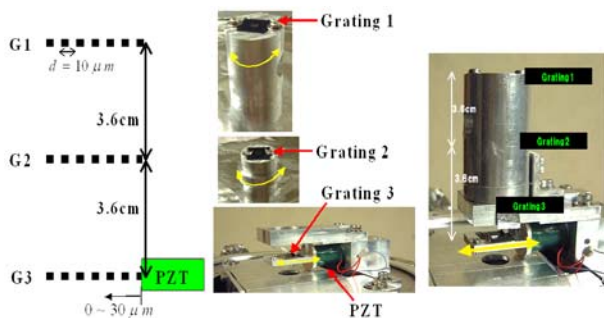


図 4: Talbot-Lau 原子干渉計

3枚の回折格子の配置の精度は以下の通り。

干渉計構成の精度		
回折格子の間隔	~ 0.1[mm]	$\Delta L/L \sim 1/360$
溝の平行度	< 1[mrad]	

回折格子は作製したホルダーにそれぞれ固定されている。回折格子間隔の誤差はそれぞれ 0.1mm 以下になっている。これはホルダーの作製精度によって決まっている。溝の平行度は、ホルダーが円柱状になっているのでそれぞれ回転させながらアライメントを行うことができ、誤差は 1mrad 以下になっている。

Detection Mask である G3 はピエゾ素子に固定されており、最大  $30\mu m$  (@ 140V) シフトさせることができる。ピエゾ素子の印加電圧に対する変位量の測定結果を図 5 にしめす。ヒステリシスをもつため印加電圧は下降させ用いている。

測定結果から、印加電圧に対し線形に変化しないことがわかった。

## 4.2 集光検出器

MOT から 10.8cm 下に干渉計を配置し、干渉計の 4cm 下に Probe 光を入射させてある (図 6)。原子は

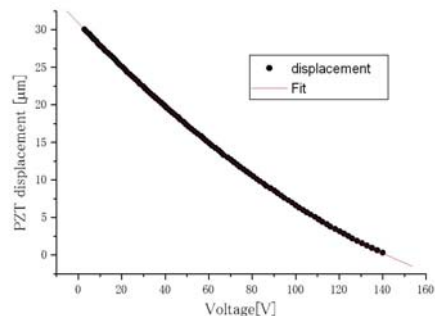


図 5: ピエゾ素子の印加電圧に対する変位量

MOT から解放され Push 光によって加速しパルス原子線として干渉計内に入射する。干渉計を透過した原子を、共鳴光である Probe 光によって蛍光で検出する。検出信号を大きくするため、集光検出器を製作した。

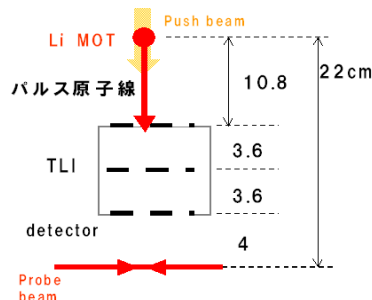


図 6: 干渉計配置

製作した集光検出器は球面ミラー 2枚を向かい合わせて配置し、Photo Diode に集光するようになっている (図 7)。集光効率 は 62% (計算値)。

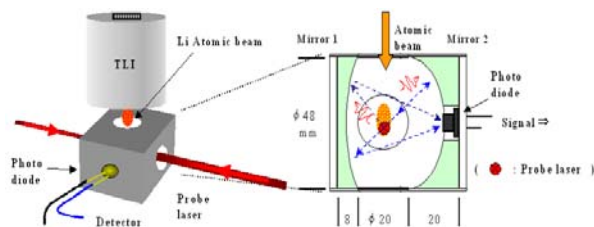


図 7: 集光検出器

## 5 Visibility

測定では原子の TOF 信号が検出される (図 8)。横軸は時間、縦軸は蛍光強度 (透過原子数) である。0ms に原子は解放され、図 8 では 10ms 付近で干渉計透過原子が検出されている。MOT から Probe 光までの距離は 22cm なので TOF 信号から原子の速度とドブロイ波長がわかる。重力による加速は無視できるため 10ms に検出された原子は、速度 22m/s・ドブロイ波長 2.6nm である。同様に 9ms に検出された原子は 24m/s・2.3nm、11ms に検出された原子は 20m/s・2.85nm である。

G3 のシフト量に対して透過原子数が変化しているのが分かる。22m/s・2.6nm の原子に注目して、G3 のシフト量に対する透過原子数の変化にプロットし直すと、G3 の位置に作られた原子密度分布 (干渉縞) を調べることができる (図 9)。この干渉縞は明瞭度 (Visibility) によって評価する。この場合 Visibility は 67% である。

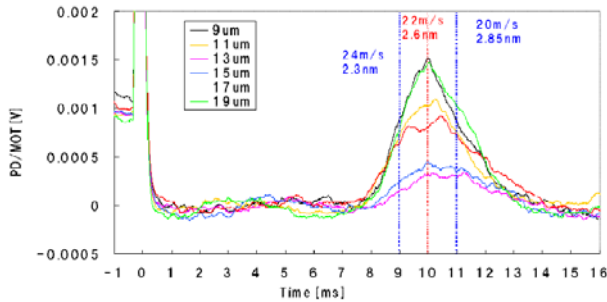


図 8: TOF 信号

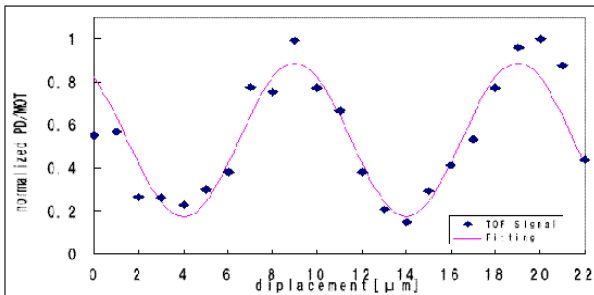


図 9: 干渉縞

## 6 プログラムの作成

測定の自動化を行うためプログラムを作成した (図 10)。detection Mask である G3 の位置に対する干渉計透過原子数の変化を測定するため、G3 をシフトさせ TOF 信号を測定する。これを設定した G3 の最大のシフト量まで繰り返し行う。プログラムによって G3 を 1μm 刻みでシフトさせる電圧が自動出力される。測定ごとの干渉計入射原子数の変化を補償するため、MOT の蛍光強度を測定し測定ごとの MOT 蛍光強度で TOF 信号を割る。また TOF 信号取り込み・スムージング・表示・保存が自動処理される。作成したプログラムによって、G3 のシフト量 0~30μm の一連の 31 回の測定時間が 4 分になった。これは従来の 1/4 に短縮されている。

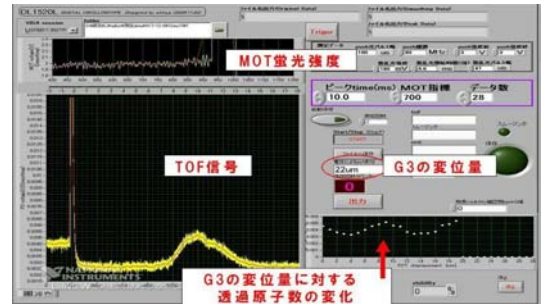


図 10: 操作画面

## 7 実験結果

### 7.1 波長依存性の測定

Talbot-Lau 原子干渉計は波長依存性をもつ。回折格子の配置間隔は  $L_T = d^2/\lambda_{dB} = 3.6\text{cm}$  に固定されている。これはドブロイ波長  $\lambda_{dB} = 2.8\text{nm}$  に対する Talbot 長であり、3.6cm が Talbot 長ではないドブロイ波長では、Talbot 効果が起きない。ドブロイ波長に対し Visibility が変化する。Talbot-Lau 原子干渉計 (TLI) の波長依存性を測定し計算値と比較することで、動作確認を行なった。

速度 44m/s・ドブロイ波長 1.30nm、速度 27.5m/s・ドブロイ波長 2.07nm、速度 22m/s・ドブロイ波長 2.59nm の原子に対し、Visibility を測定した。干渉縞の変化を図 11 に示す。ドブロイ波長 2.59nm では  $V_0 = 67\%$ 、

ドブロイ波長 2.07nm では  $V_0 = 28\%$ 、ドブロイ波長 1.30nm では  $V_0 = 1\%$  となり、ドブロイ波長によって **Visibility** が変化していることを確認した。

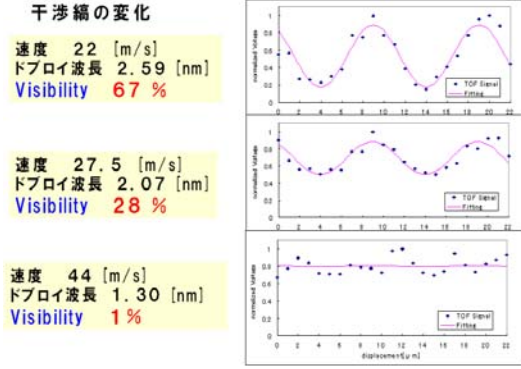


図 11: ドブロイ波長に対する干涉縞の変化

ドブロイ波長 1nm ~ 4nm の原子に対して同様の測定を行い、計算結果と比較した (図 12)。横軸は原子のドブロイ波長 [nm]、縦軸は **Visibility** [%] である。

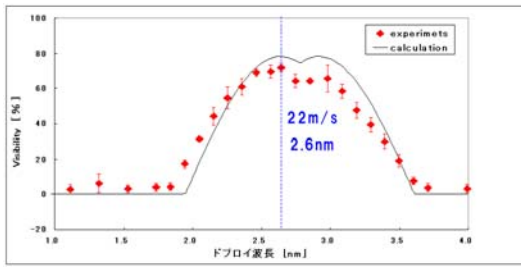


図 12: Talbot-Lau 原子干涉計の波長依存性

測定結果と計算結果がよく一致しているのが分かる。冷却原子を用いた Talbot-Lau 原子干涉計が、正常に動作することを確認できた。再現性もあることから、構成した Talbot-Lau 原子干涉計が安定に動作することを確認した測定結果から、最も **Visibility** が高かった速度 22m/s・ドブロイ波長 2.6nm の原子で干涉計を動作させることに決めた。

## 7.2 光ポテンシャル散乱の測定

構成した Talbot-Lau 原子干涉計で原子の位相変化を測定する。干涉計内に散乱光を入射し、干涉計を通過する原子に作用させることで位相変化を起こす。散

乱光とは干涉計下方向から入射させた光を指す。散乱光は回折格子によって回折し、回折光同士が干涉し合い干涉計内に複雑な光電場ができる。原子と散乱光の相互作用は、複雑な光電場による光ポテンシャルによる散乱と、光子吸収による散乱が考えられる。

散乱光による原子の位相変化について考える。原子の光子吸収レート  $\Gamma_{scat}$  は

$$\Gamma_{scat} = \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_0}{\{1 + I/I_0 + (2\delta/\Gamma)^2\}} \quad (8)$$

より、原子の光子吸収散乱による位相変化は

$$\Gamma_{scat} dt \quad (9)$$

である。ここで  $dt$  は散乱光の照射時間である。また原子が受ける光ポテンシャル  $U$  は

$$U = -\frac{h\delta}{2} \log \left\{ 1 + \frac{I/I_0}{1 + (2\delta/\Gamma)^2} \right\} \quad (10)$$

より、原子の光ポテンシャル散乱による位相変化は  $\Delta\omega$  は

$$\Delta\omega = \frac{U}{h} dt \quad (11)$$

である。原子の位相変化  $\Phi$  が、光子吸収散乱による位相変化と光ポテンシャル散乱による位相変化の足し合わせとして表せると考えると、**Visibility**  $V$  は

$$V \propto V_0 \exp(-\Phi) = V_0 \exp \left\{ -|\Gamma_{scat} dt| - \left| \frac{U}{h} dt \right| \right\} \quad (12)$$

と記述できる。 $V_0$  は散乱光が無いときの **Visibility** である。散乱光の離調  $\delta$  が遷移の自然幅  $\Gamma$  よりも十分大きいとき ( $|\delta| \gg |\Gamma|$ )、式 (12) は

$$V \propto V_0 \exp \left\{ -\frac{\Gamma^2}{8} \frac{I}{I_0} \left( \frac{\Gamma}{\delta^2} + \frac{1}{|\delta|} \right) dt \right\} \quad (13)$$

となる。さらに、**Visibility** 変化率  $V/V_0$  の対数をとって、符号を変えることで

$$-\log \frac{V}{V_0} \propto \Phi = \frac{\Gamma^2}{8} \frac{I}{I_0} \left( \frac{\Gamma}{\delta^2} + \frac{1}{|\delta|} \right) dt \quad (14)$$

となり、原子の位相変化は、光子吸収散乱による  $1/\delta^2$  の項と、光ポテンシャル散乱による  $1/\delta$  の項の足し合わせになっていると考えられる。

原子の遷移周波数に対し -200MHz ~ -1500MHz の離調  $\delta$  をとった散乱光を入射させ測定。Li 原子が干涉計



内 G2 から 5mm 上方の位置で測定した。散乱光強度  $I = 9.4mW/cm^2$  である。

Visibility 変化の測定結果を横軸を離調の逆数  $1/\delta$ 、縦軸を  $-\log(V/V_0)$  でプロットし、 $B$  をパラメータとした関数

$$-\log \frac{V}{V_0} = \frac{\Gamma^2 I}{8 I_0} \left( \frac{\Gamma}{\delta^2} + \frac{B}{|\delta|} \right) dt \quad (15)$$

で Fitting した (図 13)。飽和光強度  $I_0 = 2.55mW/cm^2$ 、自然幅  $\Gamma = 5.85MHz$ 、 $dt = 16\mu s$

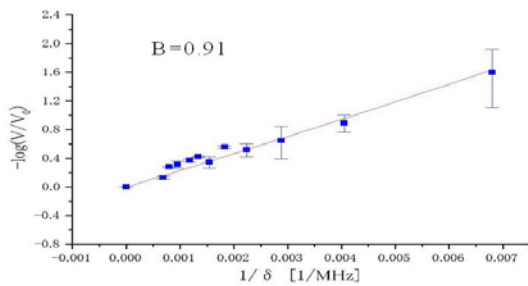


図 13: 位相変化; 6.33ms 後照射

$B=0.91$  でよくフィットしていることが分かる。また原子の位相変化が  $1/\delta$  に線形であるように見える。図 13 に、光子吸収散乱だけを考えた位相変化、すなわち式 (14) の  $1/\delta^2$  の項と、光ポテンシャル散乱だけを考えた位相変化、すなわち式 (14) の  $1/\delta$  の項を重ねて表示させた (図 14)。一番下の破線 (緑色) が光子吸収散

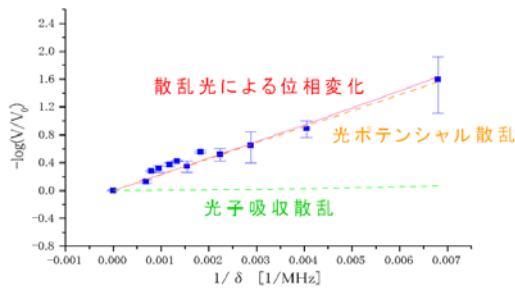


図 14: 散乱光による位相変化

乱による位相変化を表している。その上の破線 (橙色) が光ポテンシャル散乱による位相変化を表している。光子吸収散乱による位相変化はこの範囲の離調に対してほとんど変化しないことがわかる。一方、光ポテン

シャル散乱による位相変化は散乱光による位相変化とほとんど一致している。このことから、原子の位相変化は光ポテンシャル散乱によることがわかった。

## 8 まとめ

### Talbot-Lau 原子干渉計を作製

- ・冷却原子を用いて Talbot-Lau 原子干渉計が動作することを確認した
- ・冷却原子源を用い、干渉計部分が 10cm 以下の小型の Talbot-Lau 原子干渉計を構成
- ・測定制御のプログラムを作成 測定時間が 1/4 に短縮
- ・構成した干渉計の波長依存性を測定し、計算値とよく一致し正常かつ安定に動作していることを確認

### 光ポテンシャル散乱による位相変化の測定

- ・光干渉計では測定できないポテンシャル変化での位相変化を測定した

## 9 今後の展望

干渉計内に Background ガスを注入し、Li 原子との衝突実験 ( $C_6$  係数の決定)