

原子線ホログラフィー

藤田 淳一*・森 永 実**・清水富士夫**

最近では可視光ホログラムによる 3 次元再生像をしばしば巷で見かけるようになった。それらはきわめて立体感のある博多人形像であったり、広大な宇宙を背景に浮かび上がる土星のリングであったりして、あまりのリアルさに思わず手を差し伸べたくなる。しかし、決して触ることのできないイリュージョンに手は虚しく空を切るだけで、ホログラムの作り出す幻影であることに思わずどきっとするのは筆者だけだろうか。光学ホログラフィーでは 3 次元再生像を作り出すことができる。しかし、それはあくまでホログラムによる再生像であり、網膜上に投影された虚像であってそこに実体（物体）はない。これに対して原子線ホログラフィーでは、原子の波動性を用いてホログラフィーの手法で、原子によって構成された実体を形成しようとするものである。空間にいきなり 3 次元の物体を再生することは困難であるが、少なくとも基板上に原子の再生像（物体）を形成できる点が従来の光学ホログラフィーとの大きな違いである。

量子力学的には物質も本来粒子の性質と波の性質とを併せもっている。この物質波（ド・ブローイ波）は、たとえば、体重 60 kg の人が普通に歩く速度（1 m/s）では 10^{-35} m の波長をもち、室温での希ガス原子は 10^{-11} m 程度の波長の波であると解釈される。これらの原子の波を光の波と同様にホログラフィックに操作することで、原子の像（物体）を作り出そうというのが原子線ホログラフィーである。この原子線ホログラフィーが実現し得た背景には、レーザー冷却による原子冷却技術の発達があった¹⁻³⁾。レーザー冷却技術は 1997 年のノーベル物理学賞に輝いたス

タンフォード大の S. Chu らによって開発された技術である^{3,4)}。室温での原子の波長はピコメートルの程度で、この波を干渉させるには、せいぜいオングストローム程度の回折用格子を形成する必要がある。しかし、このレベルは結晶中の原子配列の間隔であり、形成することは到底不可能である。ところが、レーザー冷却技術により原子をマイクロケルビン程度まで冷やすことが可能となった。マイクロケルビンまで冷却された原子の波長は長くなり、同時に、初期の原子の速度分散も小さくなる。これらの原子を重力場中に自由落下させることで、ホログラムの再生に程よい波長をもった原子波を得ることができるようになった。筆者らのグループは、次節で詳説する Ne 原子の冷却装置で得られた数ナノメートル程度の Ne の原子波を用いることで、世界で初めて原子線によるホログラフィックなパターン形成に成功することができた。

1. レーザー冷却による Ne 原子線の生成

レーザー冷却ではフォトンの運動量の移行で原子を減速させる。いま、図 1 に示すような準安定状態の Ne 原子 ($1s_5 (J=2)$) を考えると、この準安定 Ne 原子に対して、 $1s_5 (J=2)$ と $2p_9 (J=3)$ の間の遷移に共鳴するレーザー (640.2 nm) を照射することで、フォトンが原子に吸収される。フォトン吸収して励起された Ne は、すぐにフォトンを出発放出するが、このとき自発放出によるフォトンの放出方向はランダムである。いま、図 1 で Ne は左から飛んできたとする、レーザーの照射を受けることで、フォトンの吸収、放出のプロセスを繰り返す。吸収するフォトンの方向（レーザー照射の方向）は常に一定であるが、フォトン放出の方向はランダムであるから、複数回の共鳴プロセスの結果フォトン放出に伴う原子の運動量変化は平均してゼロであり、トータルとして右側から照射され

* NEC 基礎研究所新機能素子研究部 (〒305-0841 つくば市御幸が丘 34)

E-mail: fujita@qwave.cl.nec.co.jp

** 東京大学工学部物理工学科 (〒113-0033 東京都文京区本郷 6-1-1)

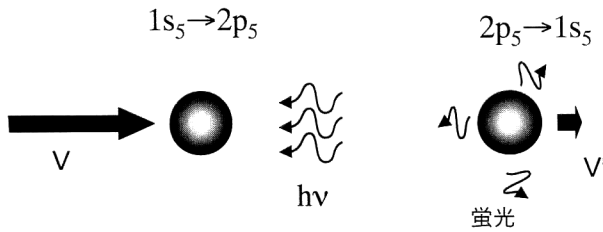


図1 フォトンの運動量移行による原子冷却.

るレーザーの吸収による運動量変化のみが有効となり、原子は減速・冷却されることになる。実際の装置ではもう少し複雑で巧妙に原子を冷却しトラップするように工夫されている^{7,8)}。図2にNe原子線冷却装置の概要を示す。直流放電で生成された準安定Ne原子を含むプラズマは偏向器を通ることでフィルタリングされ、減速器(Zeeman slower)に導入される。ほぼ室温のNe原子の初速度は数百m/sであり、原子は減速中にドップラー効果を受けるために共鳴周波数が変化し、すぐに共鳴しなくなる。そこで、減速器中には磁場勾配が形成されていて、ドップラーシフトによる共鳴周波数の変化分をゼーマン効果によるエネルギーシフトでキャンセルさせることで、速度が変化しても常に共鳴状態が維持できるようになっている。減速器でNe原子は約数十m/sの速度まで減速され、最終的に四重極磁場による磁気光学トラップで捕獲される。ここでNe原子は約50μK程度まで冷却され、トラップされている領域では直径約0.3mm程度のNe原子雲が形成される。トラップからNe原子の開放は1s₅から2p₅の遷移を利用する。この遷移に対応する598nmのレーザーを照射することでNe原子は2p₅から可視光の放出を伴いながら最終的には1s₃の準安定状態に遷移してトラップから開放される。開放されたNe原子は地球の重力に従い自由落下を開始しする。トラップ位置から約45cm下方に設置されたホログラムの乾板にNe原子が到達したときには速度にして約250cm/sになり、このときの原子波の波長は7.1nmとなっている。

2. ホログラムの生成と再生

レーザー冷却によって得られた原子波を光源とするホログラフィーの手法は、可視光によるホログラフィーの手法と同様に考えてよい。基本的には両者ともに、コンピューターによる2値情報、すなわち、ホログラム乾板のある点において光を通すか、もしくは遮断するかの情報をもとにホログラムを合成している。ただし、原子線ホログラフィーの場合、その再生プロセスで用いられる原子波の波長が光に比べて大変短いために(数nm程度)、ホログラムを構

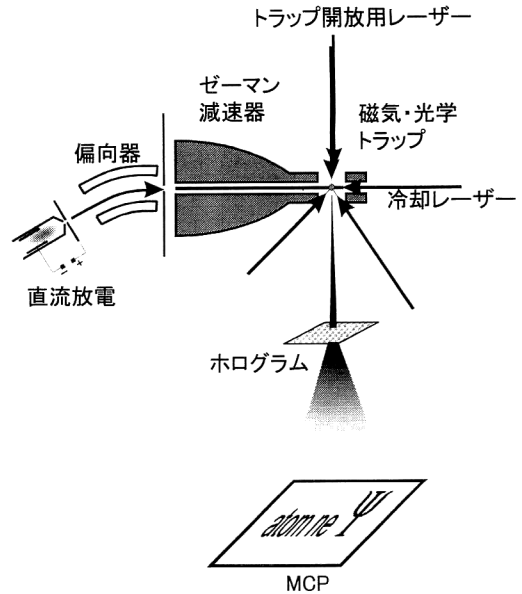
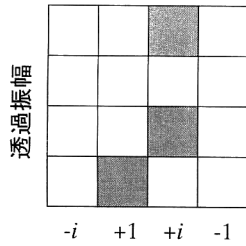


図2 レーザー冷却装置.

成する透過用の穴の大きさはミクロン以下の微小なものであり、さらに乾板の厚さも十分薄い必要がある。実際に用いられた原子線用ホログラムの乾板は透過電子顕微鏡用の窒化珪素(SiN)でできた極薄膜で、その厚さは0.1μm程度である。原子線用に設計、作成されたSiNホログラムに可視光レーザーを照射しても穴のサイズが光の波長以下であるために、干渉することもなくほとんど透過もしない。しかし、本来、使用する波長が異なるだけであるから、SiNホログラムのパターンを写真フィルムなどに拡大転写すると、可視光レーザーによって原子線の場合とまったく同様のパターンを再生できる。実際設計したパターンが有効に機能するかどうかは、このようにして確認した。

原子線用ホログラム合成のために、コンピューター上では対象物体からの振幅位相情報から透過関数を計算し、乾板上では[0, 不透過], もしくは[1, 透過]のピクセルによって表現される2値のバイナリー情報として生成される。筆者らが最初に行ったのは、Lohmann型ホログラム⁹⁾に分類される方法で、その詳細は尾上らによって詳しい計算手法¹⁰⁾が報告されている。パターンとしては、アルファベットの“F”が用いられた。ホログラムの合成(encoding)方法¹¹⁾は以下のようなものである。一般にホログラム上の透過関数 $f(x)$ と基板上で再生されるパターン $g(x, y)$ とはフーリエ変換の関係にある。透過関数 $f(x, y)$ は再生させたいパターン $g(x, y)$ を逆フーリエ変換することでとまるが、この透過関数は一般には複素数である。この複素情報を x - y の実空間でいかに表現するかが、計算機ホログラムのキーポイントとなる。しかもそこで使える透



1+2iの表現

図3 実空間での複素数の表現方法.

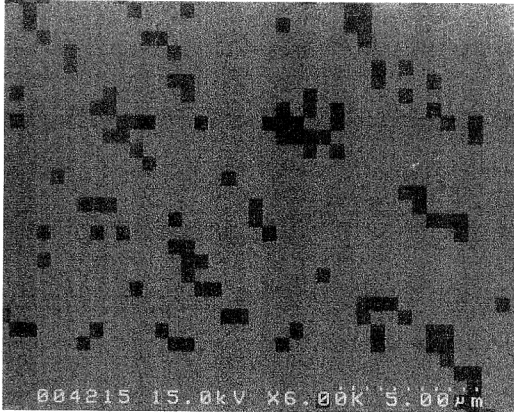


図4 SiN 薄膜ホログラムのSEM写真.



図5 “F” パターンの再生像.

が得られる。SiN 薄膜の加工では、電子線描画装置を用い、ホログラムパターンを SiN 薄膜上に塗布したレジスト材料に描画する。描画・現像の処理を経て、SiN 薄膜上には、レジストのポジパターンが形成される。この後、CF₄ ガスによるドライエッチングの工程によって、被覆されていない部分（透過穴の部分）の SiN に原子線透過用の穴が空けられ図4に示すようなホログラム乾板ができあがる。

ホログラム再生に利用した系の配置は図2に示したとおりである。Ne 原子のトラップ位置から 40 cm 下に SiN 薄膜のホログラム乾板が設置され、その下 45 cm に MCP（マイクロ・チャンネル・プレート）検出器が設置されている。ホログラムを通過することで回折された Ne 原子は MCP 上にパターンを結像する。図5に“F”パターンの再生像を示す¹⁾。この“F”パターンの再生は、約 10 時間をかけて 6 万個の原子を MCP 上で検知し積算して得られた像である。パターンの周期は 2.18 mm で、 $4n+1$ 次の正立像と $4n-1$ 次の共役像で構成されている。 $4n\pm 1$ 次の高次回折像が出現するのは、ホログラムのエンコーディング方法において振幅を表現する穴の明け方を規則的に行ったからであり、もしランダムな振幅表現を行えば 0 次と ± 4 次の像のみ現れるはずである。中央のスポットは、ゼロ次の回折像で、これは位相情報を含まないためにパターンにならない。

実際に原子線でホログラフィックにパターン形成ができることがわかると、次はその分解能を改善していく方向に発展した。初期の実験では単に Fraunhofer 型の回折だけを想定し、平面波の仮定のもとに、レンズも使わずにパターンの再生を行った。しかし実際には、Ne 原子線源は点状なので原子波は実際には球面波であり、さらに Ne 原子

過率は 0 もしくは 1 の 2 種類だけである。いま、ホログラム乾板上で x 方向に規則的にスリットが並んでいると仮定する。このスリットアレイに垂直に平面波が入射すると、スリットの間隔 d と波長 λ が決まると一義的にその回折角度 θ は $\sin \theta = n\lambda/d$ (n は回折次数で整数) となる。ここで、もしあるスリットがわずかに δd だけ変位した場所に空けられていたとすると、そのスリットを通過した波の位相 ϕ は $2\pi n\delta d/d$ だけずれることになる。スリット間隔を 4 等分して 1 つのユニットを構成すると、1 次回折光に対する位相として、 $0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$ の 4 通りの位相が表現できることになる。ホログラム乾板上では図3に示すように x 方向、および y 方向にそれぞれ 4 つずつ、計 16 個のサブセルで 1 つのユニットを構成し、このユニットで 1 つの複素数を表現するように考える。 x 方向の位相表現 $0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$ がそれぞれ $+1, +i, -1, -i$ に対応し、 y 方向がその振幅となる。この組み合わせで実軸上に -4 から $+4$ までの 9 段階、虚数軸上に $-4i$ から $+4i$ までの 9 段階の表現が可能であり、計 81 階調の複素数が表現できることになる。例えば、 $1+2i$ の表現は図3のようになる。

このような計算手法で透過関数を実空間座標にエンコードし、SiN 薄膜上に加工することで原子線用のホログラム

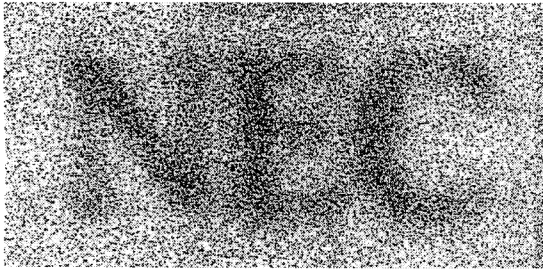


図6 “NEC”パターン。

線の軌跡は放物線である。両者を考慮し、基板位置でちょうどフォーカスするように計算する工夫が盛り込まれた^{12,13)}。単純に平面波をフォーカスする方法はフレネル回折プレートを思い起こせばよい。この回折プレートによる収束レンズ効果と等価な位相情報をホログラム内のパターンに重畳させたわけで、言い換えれば Fraunhofer 近似から Fresnel 回折近似に変更したことになる。さらに、位相情報のエンコーディング方法にも改良が加えられた¹³⁾。こうして得られた“NEC”パターンを図6に示す。パターンサイズは1つのアルファベットの幅がそれぞれ約0.4 mm程度で、“NEC”の文字が明瞭に再現されていることがわかる。この“NEC”再生パターンのパワースペクトル分布の解析では、10%から90%の強度の変化の幅を分解能と仮定すると、パターン分解能は約65 μm と見積もられる。同様に図7では同様の手法で“atom Ne Ψ ”の文字を形成した結果を示す。“atom Ne Ψ ”パターンでは上下に点対称でパターンが形成されているが、上のパターンは明瞭で下のパターンはデフォーカスしている。これは、レンズ効果が正常に機能し、共役像のフォーカス位置が基板上とずれているからである。このパターンサイズはatomの左端から Ψ の右端までが15.5 mmである。解像度=(像の大きさ/分解能)として150が得られている。

3. 将来の可能性

ホログラフィーとは、本来すべての(holo)情報を記録する(graphy)技術である。物体上の各点からの光の情報、すなわち振幅・位相情報を記録したものがホログラムである。逆に言うとパターンの情報がホログラム面内に分散している。このため、仮にホログラムの一部が破損や目詰まりを起こしたとしても、再生像のコントラストが落ちるだけで、パターンが断線するなどの、現在利用されているリソグラフィー技術でみられるような危機的な状況に陥ることがない。ホログラフィーを用いたリソグラフィーはゴミや破損に対して強いことが特徴である。

さて、これまで述べてきたコンピューター合成バイナリ

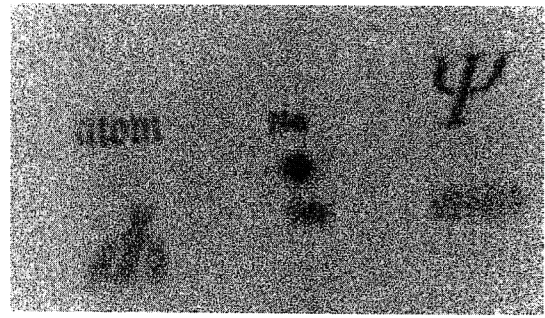


図7 “atom Ne Ψ ”パターン。

ーホログラムを用いた原子線ホログラフィーでは、ホログラムを構成するセルの大きさが分解能の限界となっていた。このスルーホール形成では電子線リソグラフィーが用いられ、電子線リソグラフィーの加工限界が原子線ホログラフィーの分解能限界となる。この点において、原子線ホログラフィーのみの手法だけでは従来技術である電子線リソグラフィーの加工限界約10 nmを超えることはできない。しかし、有効なレンズと組み合わせることで、その加工限界は一気に原子線の波長程度まで到達する。例えば、レーザーの定在波を用いた原子線レンズ¹⁴⁾などがすでに実験されている。原子線の波長を短くしようと思えば、単純に長い距離を自由落下させればよい。ただし、例えば1 nmの波長を得ようと思うと、約15 mの高さをもつ自由落下空間を必要とし、かなり大掛かりな装置が必要となる。しかし不可能というレベルではない。

さらに、従来のリソグラフィー技術(光、電子線、X線など)では、そのパターン形成には必ず有機レジストという中間パターン転写材料が必要であった。このレジストに一度パターンを作ってから、リフトオフなり、エッチングの技術を使って、所望する材料にパターンを転写するのである。ところが、きわめて特殊な場合(無機材料や金属などをレジストとする場合)を除いて、電子線やX線の照射で励起される2次電子の広がりがレジストの分解能を決めている。つまり、いくら細いパターンを描画しようとしても、2次電子の広がり分のぼけを必ず生じるわけで、だいたい10 nm程度が解像限界である。これよりも小さいパターンがほしい場合は不等方エッチングなどの方法で作成されるが、制御性が乏しい。この点、原子線ホログラフィーでは、そのようなレジストを必要とせずに、原子を直接操作してパターンを形成するわけで、将来の超微細加工技術として有望である。

原子のレーザー冷却技術は近年とくに大きく進歩し、1996年末にはMITのグループにより原子線のレーザーまでもが実現するに至った¹⁵⁾。トラップされた原子の温度が

十分低くなると、その波長が伸びる。原子の波動関数が互いにオーバーラップし、位相空間で最低量子状態を占有する原子の位相空間密度が2.612を超えると、ボース・アインシュタイン凝縮 (BEC) を起こす。BE凝縮した原子はボゾンであるから、非常に高密度で同じエネルギーレベルに存在することができる。このBE凝縮した原子をトラップから開放すると、非常に輝度が高く、しかも、全原子がコヒーレントな状態にいる原子の波、まさしく原子線のレーザーが得られる。このようなBEC原子線が安定にかつ容易に利用できるようになると、原子線ホログラフィーによるリソグラフィー技術も、実用技術としての真実味を伴って発展していくと期待される。

以上簡単に原子線ホログラフィー技術を概説した。近年急速な発展を見せたレーザー冷却の技術が、物理的には大変興味深い分野を切り開きつつあると同時に、応用面でも究極の分解能をほこるリソグラフィー技術として発展しつつある。今後、原子線ホログラフィー技術が、次世代の超微細加工技術のひとつとして幅広く成熟していくことを期待したい。

本研究は、電気通信大学レーザー極限技術センターの極限原子線装置を用いて行われました。また、文部省科学研究補助金重点研究領域「輻射場と物質系の相互量子制御」の研究計画の一部として行われました。

文 献

- 1) T. Hansch and A. Schawlow: *Opt. Commun.*, **13** (1975) 68.
- 2) D. Wineland and H. Dehmelt: *Bull. Am. Phys. Soc.*, **20** (1975) 637.
- 3) S. Chu, L. W. Hollberg, J. E. Bjorkholm, A. Cable and A. Ashkin: *Phys. Rev. Lett.*, **55** (1985) 48.
- 4) C. N. Cohen-Tannoudji and W. D. Phillips: *Phys. Today*, October (1990) 33.
- 5) 清水富士夫：応用物理, **60** (1991) 864.
- 6) *Appl. Phys. B*, special issue for optics and interferometry with atoms, **B54** (1992) 319-406.
- 7) F. Shimizu, K. Shimizu and H. Takuma: *Jpn. J. Appl. Phys.*, **31** (1992) L436.
- 8) F. Shimizu, K. Shimizu and H. Takuma: *Opt. Lett.*, **16** (1991) 339.
- 9) A. W. Lohmann and D. P. Paris: *Appl. Opt.*, **5** (1967) 1739.
- 10) 尾上守夫, 金子正秀：電子情報通信学会論文誌, **J62-C** (1997) 78.
- 11) J. Fujita, M. Morinaga, T. Kishimoto, M. Yasuda, S. Matsui and F. Shimizu: *Nature*, **380** (1996) 691.
- 12) M. Morinaga, M. Yasuda, T. Kishimoto, F. Shimizu, J. Fujita and S. Matsui: *Phys. Rev. Lett.*, **777** (1996) 802.
- 13) 森永 実, 藤田淳一, 松井真二, 清水富士夫：応用物理, **65** (1996) 912.
- 14) J. J. McClelland, R. E. Scholten, E. C. Palm and R. J. Ceotta: *Science*, **262** (1993) 977.
- 15) M. R. Andrews, C. G. Townsend, H.-J. Miesner, D. S. Durfee, D. M. Kurn and W. Ketterle: *Science*, **275** (1997) 637.

(1997年12月25日受理)