0 (ゼロ) を制御する工学

——— 光による新しい「真空」の工学 ———

大 津 元 一*

(受付1993年2月4日, 掲載決定1993年4月3日)

Controlling Zero

——— New “Vacuum” Technology by Light ———

Motoichi OHTSU

(Interdisciplinary Graduate School of Science and Engineering, Tokyo Institute of Technology, 4259 Nafatsuta, Midori-ku, Yokohama-shi, Kanagawa 227)

(Received February 4, 1993, Accepted April 3, 1993)

1. ま え が き

本誌で従来より扱われている「真空」の概念は, ある容器内の気体を排気した後に残された, 原子や分子などがきわめて少ない空間を表していると考えてよいだろう. 宇宙空間はこのような「真空」の代表であり, 現在の超高真空技術はこのようからっぽな空間を実験室に実現することをめざしているといえる. ところが, からっぽなはずの宇宙も, 背景放射とよばれ, 約3ケルビンの等価温度に相当するエネルギーをもつ光子 (ただしこの場合はマイクロ波領域の電磁波) によって満たされていることが, 宇宙の起源を説明しようとする「ビッグバン」理論と関連して, よく知られている.

このように, からっぽな空間にも, さらにいろいろな「場」を考えることができる. すなわち, 空間の各点には, 各々の「場」に対応する「空間」があり, 普通に「真空」といってもこのような「場」の「空間」までからっぽというわけではない. 反対に本誌で従来より扱われている意味での「真空」ではなくとも, 「場」の空間はからっぽである場合, すなわち気体はあるが光子がない場合, もありえる. そこで, 「場」の空間までからっぽな

真の「真空」状態を, たとえば $|0\rangle$ と書き表すことにしよう**. そうすると, $|0\rangle$ の意味はどのような「場」を考えるかによって異なってくるので, 真の「真空」 $|0\rangle$ にも多様性がでてくる. また, 考えている空間の大きさや時間の間隔などによっても, いろいろな「真空」のもつ意味の重要性が異なってくる. 第2節では, このような「真空」の多様性について述べる.

一方, 「場」は量子力学的な見方をすると, 電磁波に対する光子のような, 各々の「場」に対応する粒子を生成・消滅させる空間の各点の能力を表しているといえることができる. このような理由により, 真の「真空」 $|0\rangle$ といっても, そこにはいろいろな「場」の揺らぎがあり, いろいろな粒子が絶えず生成・消滅している. 第3節では, 広く用いられている光源装置であるレーザーから出て来る光の周波数揺らぎを例にとり, 共振器という「空間」における電磁「場」とその「真空」の揺らぎを紹介する.

さらに, いろいろな「場」あるいはこれに対応する「粒子」の間に相互作用がある場合には, 真の「真空」 $|0\rangle$ の意味もまた複雑になってくる. すなわち, 空間の各点

** $|>$ は系の量子力学的な状態を表すのに使われている記号でケット (Ket) と呼ばれている. 次節以降では真空に対して量子力学的考察を加えることが必要であることを読者諸氏に訴えたいので, ここでは真の真空状態をケット記号を用いて $|0\rangle$ と表した.

* 東京工業大学大学院総合理工学研究科 (〒227 横浜市緑区長津田 4259)

における、いろいろ異なった「場」に対応する粒子の生成・消滅が、互に関連しあって起こるということになる。このような相互作用を積極的に利用することにより「真空」を制御し、「場」の揺らぎを抑制することも可能である。第4節ではこのような制御された「真空」を利用して、レーザーの次にくるべき新しい光源を実現する試みについて紹介する。

第5節では相互作用を利用して「空間」の寸法を極端に小さく制限したときには、そこで重要となる「場」の性質が大きく変化し、さまざまな新しい現象が起こることを、フォトン走査トンネル顕微鏡という新しい装置を例にとって説明する。

このように、「真空」や「場」についての広い視点からの考察は、単に理学的研究に留まらず、新しい状態の光や極微物質を創造する工学的応用を可能にする。実際、ごく最近この様な工学的研究の萌芽が見られる。このことから、本稿ではタイトルを「0を制御する工学」とし、 $|0\rangle$ を扱い応用する工学的研究の概説を試みる。

なお、本稿の議論の中には、従来より扱われている「真空」技術としては馴染みの薄い概念や用語が用いられるかもしれないが、現在の真空技術はこれらの量子光学、場の理論、素粒子論などの基礎研究を支えていることや、他の文献でしばしば取り上げられている話題も多いと思われるので、本誌の読者諸氏のご理解を頂ければ幸いである。

2. 真空の種類

冒頭に示したような従来より扱われている「真空」の概念では、排除されるべき気体状物質の内部にはもはや真空は存在しないと考えている。しかし、これらの気体状物質を構成する原子は原子核と電子からなり、その電子核と電子との間の空間、すなわち原子の中の空間には電気的な力を伝える真空がある。原子核の内部にはパイ中間子を交換しながら引き合う陽子と中性子があり、真空はない。しかし、陽子や中性子の中には真空があって、この真空とクォークとが陽子や中性子の運動量を担

表1 考えている領域の寸法 Δx により考えられる空間と場の分類、それに関連する現象。

	空間	場	現象
$\log(\Delta x)$ (単位: m) 宇宙の寸法 25 0 -5 可視光の波長 { 原子の大きさ { -10 電子のコンプトン波長 { -15	} 宇宙全体 } レーザー共振器 } } メゾスコピック物質 } 原子内部 } 原子核内部	光子 光子 光子 結晶場(物質内光子) 電子・陽電子の海 パイ中間子, グルーオン, など	3 K背景放射 [1] 周波数揺らぎのS-T限界 (注1) [2] 共振器内量子電気力学 [3] フォトンSTM γ 線による電子・陽電子対生成・消滅 素粒子の物理現象

(注1) S-T限界とは本文中の(1)式で与えられる周波数揺らぎを表す。

っている。以上の事実は素粒子論では既知であり、物質が階層構造をもつと同様に「真空」にもいろいろな種類があることを意味している。たとえば、宇宙の中の真空は重力を伝え、グラビトンによって星と星とを結び付けている。原子中の真空は電気的な力を伝え光子により原子核と電子とを結び付けている。さらに陽子の中の真空は色の力を伝え、グルーオンによってクォーク同士を結び付けている。

さらにまた真空が粒子と反粒子とを生成することはよく知られている通りである。このことは真空はエネルギーを生み出す能力があることを意味する。なぜなら、生成される粒子は質量を持ち、その質量は相対論によればエネルギーと等価だからである。そこで、上記のいろいろな種類の真空のもつエネルギー、特にその揺らぎに注目すると、この値は今考えている真空の占める空間の寸法に依存する。そのような寸法の値により真空を類別した結果を表1にまとめる。これらの空間内にあり、各種粒子を結び付ける力を担う光子族（ゲージ粒子と呼ばれるもの、すなわちグラビトン、光子、グルーオン、ウィークボゾン）が、ここで議論する空間領域（その一辺の寸法を Δx とする）を横切るのに要する時間 $\Delta t = \Delta x/c$ 、ここで c は光速）の間に真空のエネルギーを測定すると、その測定誤差 ΔE はハイゼンベルグの不確定性原理により $\Delta E \geq \hbar c / 2\pi \Delta x$ となる（ $\hbar$ はプランクの定数）。これが真空のエネルギー揺らぎ量に相当するが、表1はこの揺らぎ量に対応する現象を記した。本稿ではこの表のうち[1]～[3]を扱う。

3. 真空の揺らぎによるレーザー周波数の揺らぎとその抑圧

レーザーは周波数揺らぎの少ない光の波を出す光源であり、それは図1(a)に示すように電源などからエネルギーを供給される発光物質とそれを取り囲む共振器とからなる。通常のレーザーの共振器寸法は光の波長よりずっと大きいので、表1の[1]に相当する。この共振器中には多数の定在波が共振して安定に存在する（図4(a)も参照されたい）。その定在波の半波長の整数倍が共振器長に等しい。ただしその整数は非常に大きい値をとるので、このように大きな共振器中には各々の整数値に対応する多種類の定在波が存在し得る。このような各々の定在波は共振器のモード（Mode）と呼ばれている。レーザー装置から発生する光の周波数はそのような多数のモードのうちの一つの周波数に等しい。ところで、図1(b)に示すように、発光物質を構成する原子は次の二つの過程により光を発生する¹⁾：

(1) 誘導放出；原子がそれに入射する光に刺激され、入射光と同じ周波数の光を入射光と同じ方向に放出する過程である。これは原子による入射光の増幅作用を意味し、これがレーザー発振に利用される。すなわち、原子から出た誘導放出光のうち共振器の一つのモードの周波数に合致したものを共振させ、光の発振器を実現する。そしてその光の一部分を共振器の鏡を透過させて取り出し、各種応用に使う。

(2) 自然放出；入射光の有無とは無関係に、原子が任意の時刻、任意の方向に不規則に光を放出する過程である。これは原子が「電磁場に関する真空」の揺らぎに刺激されて誘導放出を起こしたとみなすことができる。

レーザー電源のスイッチを投入すると、まず不規則な自然放出光が発生し、それが他の原子に入射して誘導放出が起こりレーザー発振が始まる。すなわち、自然放出光はレーザー発振の種として働く。しかし、発振後の定常動作時にはこの不規則な自然放出光はレーザー周波数の揺らぎを与え、レーザー応用上障害となる。量子論によると光エネルギーは $h\nu$ なる関係により光周波数 ν に比例するので、自然放出による周波数揺らぎの大きさは原子のエネルギーの不確定性 ΔE の値より求めることができる。その揺らぎがレーザー発振スペクトルの幅 $\Delta\nu$ を与える。この値が0であればレーザー光は完全な正弦波であるが、実際には自然放出光の影響を受けている。より詳細な議論によると¹⁾、その値は

$$\Delta\nu = \pi h \nu^3 / P Q_L^2 \quad (1)$$

と表せる。ここで π は円周率、 P はレーザー光パワーである。 Q_L は共振器の損失を表す性能定数であり、 $\Delta\nu$ が

図1 (a) レーザーの構成。(b) 誘導放出（左図）と自然放出（右図）による光発生過程の説明。

図2 外部共振器（性能定数 Q_E ）を用いたレーザー周波数揺らぎの抑圧法。(a) 外部共振器中にレーザーを設置する。(b) 外部共振器の一つのモードの共振周波数にレーザー周波数を安定化するように自動制御する。 f_{v1} , f_{v2} は共振器用の鏡を通して混入して来る真空の揺らぎ, f_g は発光物質に混入する真空の揺らぎを表す。

Q_L の値に依存することは、共振器が原因としての自然放出光揺らぎの大きさと結果としての周波数揺らぎの大きさとの間を橋渡しするフィルタとして働くことを意味している。すなわち、共振器壁面の反射率が100%であれば、性能定数は無限大となり、自然放出光揺らぎの影響を完全に除去できるので $\Delta\nu$ の値は0となる。しかし一般には共振器損失があるために、自然放出光揺らぎの影響を完全に除去することはできず、その結果(1)式の $\Delta\nu$ になる。(1)式は、それを導出した研究者の名前にちなみ、シャロウ・タウンズ (Schawlow-Townes) の式²⁾と呼ばれている。

実用的な光応用システムに広く使われている半導体レーザーでは共振器損失が大きく、従って、性能係数の値が小さいので、 $\Delta\nu$ の値は大きい。これを小さくするためにこのレーザーを図2(a)に示すような性能定数の大きな外部共振器に納める。すると(1)式中の性能定数として外部共振器の値 Q_E を代入した値がレーザー発振スペクトル幅を与える。一方、図2(b)の様に、同じ外部共振器の外側にレーザーを置き、外部共振器の一つのモードの共振周波数とレーザー周波数との差を測定し、その差の値が0になるようにレーザー周波数を自動制御し

図3 自動制御による半導体レーザーの発振スペクトル線幅抑圧実験の進歩のようす。

てその共振周波数に安定化する方法も考えられる。これは図2(a)と同一の共振器を使って制御しているので、理想的な制御状態では図2(a)と等価であるように見える。しかし、この場合実現する $\Delta\nu$ の値は(1)式の $1/Q_L^2$ のかわりに $1/8Q_E^2$ を代入しなくてはならない。すなわち、新たに $1/8$ の値を付加する必要がある。

真空の揺らぎがレーザー発振に与える影響の大きさの評価の仕方はいくつかあるが、その内の一つの方法は真空の揺らぎが共振器の鏡を通して外界から混入してくると考える方法である。それによると、この $1/8$ の違いは図2を使って次のように説明できる³⁾：図2(a)の場合には共振器の2枚の鏡から真空揺らぎ f_{v1} , f_{v2} が混入する。共振器構成が左右対称であるとすれば $f_{v1} = f_{v2}$ である。また、発光媒質には自然放出揺らぎ f_g も混入している。(ここで、 $f_{v1}^2 + f_{v2}^2 = f_g^2$ なる関係がなりたつこともわかっている³⁾。) さらに、共振器内のレーザー光は二分され共振器両端から出射する。これに対し、図2(b)の場合には次の3点が(a)とは異なる。すなわち、(1) 左側の鏡から共振器に混入した真空揺らぎ f_{v1} の大きさは制御用光検出器で測定され、それが0になるようにレーザー周波数が制御される。従って、制御時の真空揺らぎの寄与は f_{v2} からのみのなる。(2) 共振器内には発光物質がないので f_g の寄与はない。(3) レーザー周波数が共振器の共振周波数に合致しているとき、レーザー光パワーはすべて共振器右側に出射する。

真空の揺らぎの寄与の仕方に関して上記の3つの差異点が見いだされ、これにより $1/8$ の違いが説明された。通常の半導体レーザー（代表的な波長は $0.8\mu\text{m}$, $1.5\mu\text{m}$ など、すなわち ν は数100 THz (テラヘルツ)) のもつスペクトル幅 $\Delta\nu$ ((1)式) の値は数 MHz (メガヘルツ)

図4 共振器の各モードの定在波の形状、各モードへの自然放出光の混入の様子。(a) 共振器長 L が光の半波長にくらべずと長い場合。多数のモード（その波長は λ_k ($k=1, 2, \dots, N, \dots$)) が存在する。自然放出光はこれらのモードに等しく分散して混入する。(b) 共振器長 L が光の半波長 $\lambda_0/2$ にほぼ等しい場合。 $L=\lambda_0/2$ の場合には一種類の定在波のみが存在するので、自然放出光はすべてこのモードと結合する。 L が $\lambda_0/2$ の値からずれると定在波は存在しないので自然放出光は共振器中に存在し得ない。(c) 微小共振器中の Yb 原子からの自然放出光発生確率の測定結果（曲線 A）⁶⁾。横軸は原子の共鳴周波数と共振器の共振周波数との差 Δf 。 Δf の値は共振器の長さを掃引することにより変化させた。曲線 B は大きな共振器中の自然放出光の発生確率に相当する値。

であり、従って $\Delta\nu/\nu \sim 1 \times 10^{-8}$ である。この値を見るとレーザーは十分揺らぎの小さい光源といえるが、高精度光計測や周波数多重コヒーレント光通信などにはこれでも不十分であることが多く、その場合には図 2(b) のような制御を施して揺らぎをさらに抑圧する。このような半導体レーザーの周波数制御の実験結果の進歩のようすを図 3 に示す。現在までに制御により得られた $\Delta\nu$ の最小値は 7 Hz、すなわち $\Delta\nu/\nu \sim 1 \times 10^{-13}$ に達しているが⁴⁾、実際の制御系自身の利得不足などによりこの値もまだ(1)式の $1/Q_L$ の代わりに $1/8Q_E^2$ を代入した理論値に達していない。その理論値は $\Delta\nu \sim 1 \mu\text{Hz}$ （マイクロヘルツ）と推定されており⁵⁾、これは真空の揺らぎの影響を自動制御によって補正すること、すなわち「0 を制御する工学」の今後の実験の進展によりきわめて揺らぎの少ない高性能レーザーが実現する可能性があることを意味している。

4. 共振器内量子電気力学

表 1 の [2] の話題は共振器内量子電気力学 (Cavity Quantum Electrodynamics: 以下 CQED と略記する) である。前節で述べたレーザーの共振器は図 4 (a) に示すように多数のモードを持つ。ところで最近、半導体デバイス加工技術の進歩により $1 \mu\text{m}$ 以下の寸法をもつ半導体共振器が実現している。このような微小共振器の寸法は図 4(b) に示すように光の半波長以下になり得るので、表 1 において Δx の値は [2] の範ちゅうに入る。このような微小共振器のモードの数は 1 または 0 である。従ってその中に発光物質を置いたとき、その発光物質中の原子が真空の揺らぎにより刺激されて自然放出光を発生しようとしても、その発生確率は共振器長に依存するようになる。なぜなら、共振器長が光の半波長以下では発生した自然放出光は共振器内に定在波として存在し得な

図5 半導体基板上に2次元アレイ状に加工された半導体微小共振器の写真⁹⁾。(b) 各微小共振器の構造。

図6 微小共振器中の少数個のNa原子による真空のラビ共鳴スペクトル形状の測定結果⁹⁾。横軸の Δf は図4と同じ。

いからである(この状況は、大きな共振器中の自然放出光の発生とは大きく異なる。すなわち、そのような大きな共振器の中では発生した自然放出光は多数のモードとして分散して共振し得る)。つまり、微小共振器中ではその長さが光の半波長よりもわずかに短くまたは長くなるように調節すれば自然放出光の発生が抑圧される。一方、その長さを半波長に等しくすると発生した全ての自然放出光は共振器中で共振する。この場合、1つのモードしかないので、自然放射光はすべてそのモードに結合し、従ってその自然放出光発生確率は大形共振器の場合に比べずっと大きくなる。つまり、共振器という物質によって真空を制御し、その揺らぎを増加させたことになる。

以上の現象は微小共振器の長さを調節することにより自然放出光発生確率を制御することが可能になることを意味する。すなわち、真空の揺らぎを制御することができる。そのような実験の例として図4(c)に、微小共振

器中に置かれたイッテルビウム(Yb)原子からの自然放出光発生確率を、共振器長の関数として測定した結果を示す⁶⁾。このような微小共振器を使ったレーザーは、発振のしきい値が無かったり、揺らぎの特性が通常のレーザーとは異なったりするなど、特異な性質を持つ⁷⁾。レーザーが発明された30年以上経過した今日、このような新奇な発光素子はいわば次世代の光源とみなすことができ、その発展が期待されている。図5にはそのような微小共振器が半導体基板の上に2次元アレイ状に加工された様子を示す⁸⁾。

CQEDのもう一つの例を図6に示す。これは微小共振器中に数個のナトリウム(Na)原子を置いたとき、原子は真空の揺らぎに相当する自然放出光に共鳴しその共鳴スペクトルが2つに分裂する現象(真空のラビ(Rabi)共鳴と呼ばれる)⁹⁾を表したものである。共振器の寸法が大きければこのようなラビ共鳴は外部から光を入射しないかぎり発生しないが、微小共振器中では自

図7 CQEDの現象を光を介した2原子分子の形成と見なす概念図。

然放出光が発生すれば、これは効率良く共振器内に存在し続け、従って原子との相互作用が強くなるので、外部光がなくてもラビ共鳴が生じる。つまり、微小共振器内に原子を置き、その共振器長を微調して自然放出光発生確率を調節すれば、原子の状態が操作できる。これは原子を真空により操作できることを意味し、3節と同様、この場合も「0を制御する工学」の萌芽的研究例と言える。

さて、以上の2例について別の見方をしよう。微小共振器の長さによって自然放出光発生確率が変化することは次のように説明できる。すなわち、原子のエネルギー揺らぎ ΔE が場の揺らぎ（自然放出光発生確率）の大きさへ寄与する割合は共振器内壁の原子共振器内の場との相互作用によって決まるが、共振器長を調節することによりこの相互作用を制御し、自然放出光発生確率を増加・減少させている。

以上の説明方法に従うと、図7に示すようにCQEDでは共振器内壁と発光物質との間で共振器内の場の揺らぎを介して2原子分子を形成すると考えることができる。これは2つの原子がファンデルワールス（Van der Waals）力を介して分子を形成すること、さらには電子と原子核とがクーロン力を介して原子を形成することにも類似している。

5. フォトン走査トンネル顕微鏡

フォトン走査トンネル顕微鏡（フォトンSTM）は光波長以下の寸法を持つ微小物体の形状を観測できる超高倍率の光学顕微鏡である。従来の光学顕微鏡の分解能は光波長程度であったが、これは光の波が広がろうとする

図8 フォトンSTMの原理図。

性質（これは回折と呼ばれる）に起因している。すなわち、物体に光を照射したとき発生する散乱光が有限直径をもつレンズまで自由空間を伝搬し、集光されるが、回折効果により像がぼける。これに対しフォトンSTMでは発生する散乱光のうち図8に示すように物体の周りに局在する光を使う。このような光、すなわち表面波、はエバネッセント（Evanescent）光と呼ばれ、その光パワーは物質との距離の増加とともに指数関数的に減少する。図8のように先鋭化された針を試料面上を走査させることによりエバネッセント光を散乱して伝搬光に変換し、そのパワーを測定する。そしてそのパワー値を針の位置の関数としてプロットすれば物体の3次元形状を高分解能で測定できる。つまりこの形状測定の分解能はプローブとして使う針の先端曲率半径の大きさによって決まるので、光波長よりずっと小さな寸法をもつ物体形状が測定できる。

フォトンSTMの提案は1930年頃にさかのぼるが、高性能な微小プローブの作成およびそれを用いた実験は1980年代になって行われ、現在その研究開発が活発化している。特に、プローブとして図9に示すように先鋭化された光ファイバ¹⁰⁾が実現して以来、実験が飛躍的に進歩した。この図の光ファイバ先端曲率半径は5ナノメートル以内と推定されており、これにより多数のナノメートル法の微小物体が観測された。図10は生体試料の一つであるバクテリオファージT4の像を初めて空気中で観測した例である¹¹⁾。

さてこの顕微鏡は表1の[3]に対応するが、その原

図9 フォトンSTMのプロープ用の先鋭化光ファイバの先端形状を観察した電子顕微鏡写真¹⁰⁾。左側の写真は光ファイバ端全体像。外形は90 μm 。右側は先端部の拡大像で、写真の横幅は5.6 μm に相当。

(a)

(b)

図10 (a) フォトンSTMにより空气中で観測されたバクテリオファージT4の像¹¹⁾。二つの矢印の先端に一つずつ像がある。写真の一边の幅は0.6 μm に相当。(b) バクテリオファージT4の形状説明図。

理を説明すると次のようになる。図11に示すように、微小物体とプローブ先端とが互いに非常に近距離にあるので、その間の電磁場が物質と強く相互作用する。その結果、共振器が構成されていないにも関わらず、CQEDと同様、場の性質、物質の性質が変化する。その変化量を測定することが微小物体表面のエバネッセント光パワー分布を測定することに他ならず、これにより物体形状が測定できる。このように非常に近距離なので、その相互作用はクーロン力に類似している。

微小物体とプローブとの間の距離、すなわち今考えている領域の寸法 Δx は数ナノメートルなので、通常の伝搬光が存在する領域（光波長と同程度またはそれ以上）と比べるとその力は大きい。このようにエバネッセント光が媒介して微小物体とプローブとが引き付けあっている

様子は陽子と中性子とを結び付けるパイ中間子と類似である。実際、フォトンSTMのエバネッセント光子はパイ中間子のように質量を持つ場の粒子と同様、微小物質とプローブとの間をトンネルして行き来している。このような考え方に基づいたトンネル光子理論が最近展開され¹²⁾、このような重い光子としてのエバネッセント光子の質量に相当するコンプトン (compton) 波長は微小物体の大きさに等しいこと、などが指摘されている。

さらに、このトンネル光子理論の応用として、フォトンSTMを顕微鏡としてではなく、加工機として使う方法が提案されてい添る¹³⁾。すなわち図12に示すように真空容器中にて光ファイバ後端からレーザー光を入射させ、先鋭化端からエバネッセント光を発生させる。そのエバネッセント光中に原子が飛び込むと、この原子と光

図11 光照射により形成される「擬似ファンデルワールス分子」の概念によるフォトンSTM説明図。

図12 フォトンSTMのプローブ用の先鋭化光ファイバの先端からエバネッセント光をしみ出させ、それによる「擬似ファンデルワールス力」により一つの原子を捕獲する方法の概念図。

ファイバ先端の原子とがエバネッセント光（すなわち大きな運動量をもつ重い光子）をトンネル効果によりやり取りして、二原子分子と類似の物質を形成する。これは光照射により作られる「擬似ファンデルワールス分子」とでも呼ぶべき物質状態である。この二原子分子形成のための光誘起「擬似ファンデルワールス力」のポテンシャルの最小値は、光ファイバ先端からちょうど先端曲率半径だけ離れた位置にある。この値は通常のファンデルワールス力のポテンシャルの最小値の位置に比べ光ファイバ先端からずっとはなれているので、安定な擬似ファ

図13 一つの原子を捕獲する際のポテンシャル深さを表す等価温度 T_{eq} と光ファイバ先端曲率半径の最適値 a との関係の計算結果¹³⁾。図中の各原子の脇の（ ）内の数値は捕獲に必要な光波長（単位；ナノメートル）。

ンデルワールス分子が形成される。すなわち、通常のファンデルワールス力により原子が光ファイバ先端に吸着されることない。このことは光ファイバプローブが一個の原子を捕獲する「光ピンセット」をして働くことを意味する。」

図13にはそのための光ファイバ先端曲率半径の最適値、ポテンシャルの深さを表す等価温度、を各種原子について示してある¹³⁾。（ ）内の数値は原子に共鳴する光波長であり、実際にはこのような波長の光を各々の原子捕獲の際に使う。ポテンシャル深さを表す等価温度は数ミリケルビンであり、この値は小さい。しかし現在、通常の伝搬光を用いて真空容器中に浮遊する原子の熱運動を奪い、冷却した原子集団を作る技術（レーザ冷却と呼ばれる¹⁴⁾）が確立しており、等価温度は数マイクロケルビンに達している。そこでこのような予備冷却原子集団の内の1つの原子を上記光ファイバにより捕獲すればよい。

このようにして捕獲された原子を冷却結晶基板の上に光ファイバごと移動し、落下させれば原子は基板上に通常のファンデルワールス力またはその他の化学的相互作用によって吸着固定される。こうして単原子レベルの結晶成長、すなわち「1を扱う工学」が可能となると考えられるが、これも真空を扱う技術に他ならず、「0を制御する工学」の一種およびその応用といえる。

6. あとがき

物質に階層構造があるのと同様に真空にもいろいろな種類があることを指摘した。特に光に関連した真空の揺

らぎの場合、考えている領域の寸法によって、一見無関係の現象が統一的に議論できることを示した。これらの議論の最近の特徴は、単に理学的立場から現象の解析をするに留まらず、工学的な立場から新しい光や微小物質を創造する方向に向かっていることである。これらは半導体工学における新形発光素子、極微メモリ素子、さらには生命理工学、精密機械工学、などの分野の発展に大きく寄与すると考えられる。これらを実現するにも光の制御（真空の制御）と原子の制御とを並行して行い、両者の成果が互いの進歩を促進させる必要がある。

従来の理学的常識では自然放光発生確率の制御や一個の原子の運動状態の制御は不可能と信じられていた。しかし、工学の常套手段、すなわち高精度な「自動制御」と「極微加工」、を駆使するとこれらの常識を打破することができる。いわば「理学的な常識により推定されていた限界を打破する量子工学」(Quantum Technology Beyond the Scientific Limit)¹⁵⁾可能となる。それが標題にある「0を制御する工学」と言えよう。換言すれば「量子操作工学」(Quantum Manipulation Technology)となるが、真空はここで述べたような新しい光を創造する宝庫と考えられる。この光を使えば原子の新しい操作ができる。現在、このような工学を可能とする周辺技術が整備されつつある。我々も非力ながらこのような極限的な工学分野の実現をめざし努力したい。なお、本稿の内容に関し、より詳細な説明、参考文献などについては文献1)、16)などを参照されたい。

謝辞

貴重な御助言と御討論を賜った山梨大学工学部助教授堀裕和博士に感謝します。

〔文 献〕

- 1) 大津元一，コヒーレント光量子工学，朝倉書店，

1990年，第4章

- 2) A. Blaquiere: Comptes Rendus 26 (1962) 2929.
- 3) K. Yoshida, M. Kouogi, K. Nakagawa and M. Ohtsu: Proc. of the Int. Conf. on Noise in Physical Systems and 1/f Fluctuations, ed. by T. Musha, S. Sato and M. Yamamoto (Ohm-sha, Tokyo, 1991), (Nov. 24-27, 1991, Kyoto) 349
- 4) C. -H. Shin and M. Ohtsu: Opt. Lett. 15 (1990) 1455
- 5) M. Ohtsu, K. Nakagawa, M. Kouogi and W. Wang: Appl. Phys. Rev., to be published
- 6) D. J. Heinzen, J. J. Childs, J. F. Thomas and M. S. Feld: Phys. Rev. Lett. 58 (1987) 1320
- 7) Y. Yamamoto, S. Machida and G. Bjork: Phys. Rev. A, 44 (1991) 657
- 8) J. Jewell 博士 (AT & T ベル研究所, 1991) のご好意による
- 9) M. G. Raisen, R. J. Thompson, R. J. Brecha, H. J. Kimble and H. J. Carmichael: Phys. Rev. Lett. 64 (1989) 240
- 10) T. Pangaribuan, K. Yamada, S. Jiang, H. Ohsawa and M. Ohtsu: Jpn. J. Appl. Phys. 31 (1992) L1302
- 11) S. Jiang, H. Ohsawa, K. Yamada, T. Pangaribuan, M. Ohtsu, K. Imai and A. Ikai: Jpn. J. Appl. Phys. 31 (1992) 2282
- 12) H. Hori, S. Jiang, M. Ohtsu and H. Ohsawa: Proc. of the 18th Int. Quantum Electron. Conf., ed. by P. L. Knight, P. L. Kelley and Y. Yamamoto, (Institut fur Nachrichtentechnik der Tu Wien, Vienna, 1992) 48
- 13) M. Ohtsu: Proc. of OITDA Second International Forum on New Trends on Scanning Optical Microscopy, ed. by S. Minami (Optoelectronic Industry and Technology Development Association, Tokyo, 1992), (Jos. 8-10, 1992, Naha) 67
- 14) D. Sesko, C. F. Fan and C. E. Wieman: J. Opt. Soc. Am B 5 (1988) 1225
- 15) 大津元一：電子情報通信学会，Vol. 75 (1992) 870
- 16) M. Ohtsu: Highly Coherent Semiconductor Lasers, (Artech House, Inc., Boston, 1992)